

Berechnung der zweiphasigen Strömung in Schichtungen

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte
Dissertation

von

Dipl.-Ing. Thomas Loser
geboren am 11. November 1971 in Urach

2002

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dieter Mewes

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Franz Mayinger

Vorsitz der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume

Tag der Promotion: 24. Juni 2002

Vorwort

Die vorliegende Arbeit widme ich meinen Eltern Gerhard und Marta Loser. Danke, dass Ihr mich immer unterstützt, meine Ausbildung ermöglicht und gefördert habt!

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Hannover. Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Mewes, für die Anregung und die großzügige Förderung der Arbeit. Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger danke ich für die Übernahme des Koreferats und das freundliche Interesse, das er der Arbeit entgegenbrachte. Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Seume danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Für zahlreiche Ideen zu dieser Arbeit und viele wertvolle Diskussionen danke ich Herrn PD Dr.-Ing. M. Millies. Ich danke meinen Kolleginnen und Kollegen für alle Unterstützung während der Durchführung und der Fertigstellung der Arbeit.

Diese Arbeit wurde durch Studien- und Diplomarbeiten zahlreicher engagierter Studenten unterstützt. Dafür danke ich insbesondere Jens-Peter Schepers, Lars Reime, Senada Maksic, Hristo Hristov, Boris Batchvarov, Matthias André, Thorsten Vauth, Thomas Hornburg und Martin Behling.

Meiner Freundin Katrin Jelinek danke ich für ihre Unterstützung und die große Geduld in der Endphase der Arbeit. Fürs Korekturlesen ein herzliches Dankeschön an Sven Scheuch, Friedrich Loser und insbesondere Hadulf Richert.

Der Bayer AG danke ich für Anregungen und finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Hannover, im Juni 2002

Thomas Loser

Kurzfassung

Loser, Thomas

Berechnung der zweiphasigen Strömung in Schichtungen

In der vorliegenden Arbeit wird ein Verfahren entwickelt, mit dem die zweiphasige Strömung in Schichtungen berechnet wird. Dazu wird die Schichtung in Elementarzellen unterteilt. Die Elementarzellen stellen die kleinste volumetrische Einheit der Schichtung dar. Sie wiederholen sich periodisch im Schichtvolumen. Die Massen- und Impulsbilanzen werden sowohl für die Elementarzellen als auch für die Schichtung formuliert. Die Strömungsfelder in der Schichtung werden aus gemittelten Größen für die Geschwindigkeiten, den Druck und die Volumenanteile der Phasen zusammengesetzt, die als Lösung der Bilanzen für die Elementarzelle erhalten werden.

Im experimentellen Teil der Arbeit werden quer zur Hauptströmungsrichtung lokale Druckverluste und lokale Strömungsgeschwindigkeiten einzelner Phasen gemessen. Die Ausbreitung der Flüssigkeit entlang der Schichtung wird experimentell untersucht und mit Hilfe der Diffusionsgleichung beschrieben. Mit den experimentell gewonnenen Ergebnissen für die Elementarzellen wird der Impulstransport zwischen den Phasen sowie der Impulstransport zwischen den einzelnen Phasen und der Schichtung beschrieben und in die Berechnungsgleichungen für die gesamte Schichtung eingesetzt.

Das Berechnungsverfahren wird auf zweiphasige Strömungen in geordneten Schichtungen angewendet. Die zweiphasigen Strömungen werden dabei zweidimensional betrachtet. Für gleichmäßige und ungleichmäßige Flüssigkeitsaufgabe am Eintrittsquerschnitt werden Berechnungen durchgeführt und mit experimentellen und analytischen Ergebnissen verglichen.

In ungeordneten Schichtungen wird ebenfalls die zweiphasige Strömung berechnet. Dazu wird die lokale Porositätsstruktur mit Hilfe von Zufallsfunktionen modelliert. Der Impulstransport zwischen den fluiden Phasen sowie zwischen den fluiden Phasen und der Schichtung werden mit empirischen Gleichungen für den Druckverlust und den Volumenanteil der Flüssigkeit modelliert. Die zweiphasige Strömung wird exemplarisch für den Gegen- und Gleichstrom der Phasen numerisch berechnet.

Stichworte: zweiphasige Strömung, Schichtung, Elementarzelle

Abstract

Loser, Thomas

Calculation of two-phase flow in packings

A method for the calculation of the two-phase flow field in packings is developed in this work. For this purpose the packing is subdivided into elementary cells, which represent the smallest geometrical unit in the packing. They are repeated periodically throughout the whole packing. The conservation equations for mass and momentum are separately derived for the scale of the elementary cells and the scale of the whole packing. The two-phase flow fields are described with values for the velocities, the phase volume fractions and the pressure which are obtained as solutions of the conservation equations for the elementary cells.

In the experimental part of this work the local pressure drop and the local phase velocities are measured orthogonal to the main flow direction in structured packings. The liquid spreading is experimentally investigated and modeled using the diffusion equation. From the experimental results the momentum transport between gas and liquid, between gas and packing and between liquid and packing are modeled. These models are used within the calculation equations for the scale of the whole packing

The model is applied to the numerical calculation of the two-phase flow in structured packings. The flow is considered as two-dimensional. Calculations are carried out for uniform and non-uniform distribution of the liquid on top of the packing. The results are compared with experimental and analytical results.

The two-phase flow is also calculated in random packings. In this case the porosity structure is modeled using random functions. The momentum transport between gas and liquid, between gas and packing and between liquid and packing are modeled using empirical correlations for the pressure drop and the volume fraction of the liquid. The velocity fields and the local phase volume fractions are numerically calculated for co-current and counter-current two-phase flow.

Keywords: two-phase flow, packing, elementary cell

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	IV
Abstract	V
Formelzeichen	IX
1 Einleitung	1
2 Ziele der Arbeit	3
3 Bekannte Ergebnisse	4
3.1 Ungleichverteilung der Phasen	5
3.2 Diffusionsmodell	11
3.3 Numerische Berechnung der Strömung in Schichtungen	13
3.4 Lokaler Lückengrad in ungeordneten Schichtungen	15
4 Modellbildung	18
4.1 Definition der Elementarzelle	18
4.2 Bilanzgleichungen für die einphasige Strömung	19
4.2.1 Massenbilanz	21
4.2.2 Impulsbilanz	23
4.3 Bilanzgleichungen für die zweiphasige Strömung	26
4.3.1 Massenbilanzen	27
4.3.2 Impulsbilanzen	29
4.4 Querverteilungseigenschaften	33
5 Experimentelle Untersuchungen	37
5.1 Aufbau der Versuchsanlage	37
5.2 Untersuchte Schichtungen	41
5.3 Messtechnik	42
5.3.1 Messwerterfassung	42

5.3.2	Volumenstrom der Flüssigkeit am Verteiler	43
5.3.3	Volumenströme der Flüssigkeit am Austrittsquerschnitt	43
5.3.4	Volumenstrom des Gases	45
5.3.5	Druckverlust der Schichtung	48
5.4	Impulsaustausch in horizontaler Richtung	49
5.4.1	Verschiebung des Flüssigkeitsprofils durch horizontale Gasströmung	49
5.4.2	Druckgradient in horizontaler Richtung	62
5.5	Querverteilungseigenschaften	67
5.5.1	Querverteilungskoeffizient längs der Packungsbleche	67
5.5.2	Querverteilungskoeffizient orthogonal zu den Packungsblechen . . .	71
6	Numerische Berechnung der Strömung für die Elementarzelle	73
6.1	Gittergenerierung	73
6.2	Modellbildung und Randbedingungen	76
6.3	Ergebnisse	78
7	Berechnung der zweiphasigen Strömung für geordnete Schichtungen	83
7.1	Modellbildung für einzelne Terme der Bilanzgleichungen	83
7.1.1	Impulstransport zwischen Gas und Schichtung	83
7.1.2	Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit	86
7.1.3	Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung	87
7.1.4	Querverteilungseigenschaften	89
7.2	Implementierung der Bilanzgleichungen in ein kommerzielles CFD-Programm	90
7.2.1	Impulstransport zwischen Gas und Schichtung	92
7.2.2	Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit	92
7.2.3	Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung	93
7.2.4	Querverteilungseigenschaften	93
7.3	Numerische Berechnung der zweiphasigen Strömung	95
7.3.1	Gittergenerierung und Randbedingungen	98
7.3.2	Ergebnisse	99
8	Berechnung der zweiphasigen Strömung für ungeordnete Schichtungen	110
8.1	Modellbildung	110
8.1.1	Massenbilanz	111
8.1.2	Impulsbilanz	112

8.1.3	Volumenanteil der Flüssigkeit	112
8.1.4	Druckverlust	116
8.1.5	Lokaler Lückengrad	118
8.2	Numerisches Berechnen der zweiphasigen Strömung	122
8.2.1	Modellbildung für einzelne Terme der Bilanzgleichungen	122
8.2.2	Implementierung der Bilanzgleichungen in ein kommerzielles CFD- Programm	126
8.2.3	Gittergenerierung und Randbedingungen	128
8.2.4	Ergebnisse	128
9	Strömungsinstabilitäten in Schichtungen	136
9.1	Ungleichverteilung der Volumenstromdichten	136
9.2	Kurven konstanten Druckverlustes	138
9.3	Analytische Stabilitätsbetrachtungen	140
10	Zusammenfassung	145
A	Programm zum Berechnen des Volumenanteils der Flüssigkeit	147
	Literaturverzeichnis	151

Formelzeichen

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	m^{-1}	spezifische Oberfläche einer Schichtung
A	m^2	Fläche
b	m	Breite
c	-	Flächenanteil in Gl. (9.2)
C	-	Koeffizient in Gl. (5.25)
d	m	Durchmesser
D	m	Rohrdurchmesser
\vec{D}	$\frac{N}{m^3}$	volumenbezogener Impulsstrom zwischen zwei Phasen
h	m	Höhe
j	$\frac{m}{s}$	Volumenstromdichte
$\vec{j} = (j_x, j_y, j_z)$	$(\frac{m}{s}, \frac{m}{s}, \frac{m}{s})$	Geschwindigkeitsvektor gemäß Gl. (4.4)
k	m	Koeffizient in den Gln. (5.1,5.2)
g	$\frac{m}{s^2}$	Erdbeschleunigung
G	$\frac{m}{s}$	Abweichung der Volumenstromdichte des Gases vom Arbeitspunkt gemäß der Gln. (9.12,9.13)
L	$\frac{m}{s}$	Abweichung der Volumenstromdichte der Flüssigkeit vom Arbeitspunkt gemäß der Gln. (9.10,9.11)
l	m	Länge
\dot{m}	$\frac{kg}{m^2s}$	Massenstromdichte
n	-	Exponent in den Gln. (8.17,8.22)
p	Pa	Druck
r	m	radiale Koordinate
R	m	Radius
S	m	Querverteilungskoeffizient in Gl. (8.8)

\underline{S}	m	Querverteilungstensor in Gl. (4.50)
u, v, w	$\frac{m}{s}, \frac{m}{s}, \frac{m}{s}$	Komponenten des Geschwindigkeitsvektors
$\vec{v} = (u, v, w)$	$(\frac{m}{s}, \frac{m}{s}, \frac{m}{s})$	Geschwindigkeitsvektor gemäß Gl. (4.2)
V	m^3	Volumen
\dot{V}	$\frac{m^3}{s}$	Volumenstrom
x, y, z	m, m, m	Koordinaten gemäß <u>Bild 5.5</u>

Griechische Symbole

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
α	-	Volumenanteil einer Phase, Durchflußzahl
β	-	Durchmesserverhältnis gemäß Gl. (5.3)
ε	-	Lückengrad, Expansionszahl
φ	-	Skalierfaktor zwischen Maßstab der Elementarzelle und Maßstab des Apparates gemäß Gl. (4.1)
κ	-	Isentropenexponent
π	$\frac{kg}{m^3s}$	Widerstandskoeffizient zwischen Gas und Packung in Gl. (8.7)
$\underline{\underline{\pi}}$	$\frac{kg}{m^3s}$	tensorieller Strömungswiderstand zwischen Gas und Packung gemäß Gl. (4.16)
σ	m	Standardabweichung bzw. Streuung eines Gauß-verteiltern Flüssigkeitsprofils in Gl. (5.22)
σ^2	m^2	Varianz eines Gauß-verteiltern Flüssigkeitsprofils in Gl. (5.22)
ρ	$\frac{kg}{m^3}$	Dichte
τ	$\frac{N}{m^2}$	Schubspannung
$\underline{\underline{\tau}}$	$\frac{N}{m^2}$	Spannungstensor
η	$\frac{kg}{ms}$	dynamische Viskosität
ξ	$\frac{kg}{m^3s}$	Widerstandskoeffizient zwischen Flüssigkeit und Packung in Gl. (8.8)
$\underline{\underline{\xi}}$	$\frac{kg}{m^3s}$	tensorieller Strömungswiderstand zwischen Flüssigkeit und Packung in Gl. (4.47)

ν	$\frac{m^2}{s}$	kinematische Viskosität
Γ	m^2	Randfläche in Gl. (4.3)

Indices

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
AP	Arbeitspunkt
b	berieselt
EZ	Elementarzelle
F	Freies
Fl	Flutpunkt
St	Staupunkt
g	Gas
l	Flüssigkeit
gp	zwischen Gas und Schichtung
gl	zwischen Gas und Flüssigkeit
lg	zwischen Flüssigkeit und Gas
lp	zwischen Flüssigkeit und Schichtung
h	fluidodynamischer Durchmesser
i	Index für Koordinatenrichtung, Zählindex
k	Kanal, Zählindex
K	im Kernbereich einer Schichtung
R	am Rand einer Schichtung
o	Kopfquerschnitt der Schichtung
P	Schichtung, Packung
r	Rechteckprofil
t	trocken
u	Sumpfquerschnitt der Schichtung
w	Wand
x, y, z	Koordinatenrichtungen, kartesisches System

Kennzahlen

Kennzahl

Bedeutung

$$Re \equiv \frac{wd\rho}{\eta}$$

Reynolds-Zahl

$$Fr \equiv \frac{v^2 a}{g}$$

Froude-Zahl

1. Einleitung

Trennapparate für flüssige Gemische finden in der thermischen Verfahrenstechnik zahlreiche Anwendungen [5, 31]. Die Apparate sind mit geordneten oder ungeordneten Schichtungen ausgestattet und werden zweiphasig im Gegenstrom der Phasen betrieben. Die Flüssigkeit wird am Kopf und das Gas am Sumpf in den Apparat geleitet. Dabei ist auf eine möglichst gleichmäßige Verteilung der beiden Phasen über den Querschnitt der Kolonne zu achten. Die Flüssigkeit bewegt sich gravitationsbedingt in Form von Riesel­filmen, von Tropfen oder Rinnsalen durch die Schichtung nach unten. Für genügend hohe Volumenströme der Phasen breitet sich die Flüssigkeit im Idealfall über die gesamte verfügbare Oberfläche der Schichtung aus.

Schichtungen werden üblicherweise in zylindrische Apparate eingebaut. Wesentliche Konstruktionselemente sind der Tragrost, der Flüssigkeitsverteiler und der Flüssigkeitsrückverteiler. Durch einen flüssigkeits- und gasdurchlässigen Tragrost werden die Füllkörper bzw. die Packungselemente einer Schichtung gehalten. Mit einem Verteiler wird die Flüssigkeit am Eintrittsquerschnitt gleichmäßig auf die Schichtung aufgegeben. Durch einen oder mehrere Flüssigkeitsrückverteiler wird verhindert, dass sich Ungleichverteilungen, die in einem Kolonnenabschnitt auftreten, über die ganze Schichtung ausbreiten. Das Gas wird im Gegenstrom zur Flüssigkeit geführt und im Sumpfqerschnitt in die Schichtung geleitet. Für Schichtungen geringen Druckverlustes werden im Sumpfqerschnitt Gasverteiler eingesetzt, um die Gasströmung gleichmäßig über den Querschnitt der Schichtung zu verteilen.

Als Kolonneneinbauten werden geordnete und ungeordnete Schichtungen verwendet. Ungeordnete Schichtungen können aus einer Vielzahl unterschiedlicher Füllkörper bestehen. Dazu gehören kugelförmige Füllkörper (z.B. HACKETTEN, ENVIPAK), zylinderförmige Füllkörper (z.B. PALL-Ringe, RASCHIG-Ringe) und Sättel (z.B. BERL-Sattel, INTALOX-Sattel).

Geordnete Schichtungen bestehen aus strukturierten Packungen (engl. structured packing). Dies sind Gewebepackungen, Blech- und Plattenpackungen sowie Grid- und Skelettpackungen. Sie zeichnen sich durch hohen Lückengrad, hohe Trennleistungen und geringen Druckverlust aus. Deshalb werden sie häufig für die Vakuumrektifikation eingesetzt.

Blechpackungen bestehen aus gelochten, schräg gewellten Blechen, die hintereinander angeordnet werden. Die numerischen Berechnungen der zweiphasigen Strömung werden in dieser Arbeit an der Blechpackung MELLAPAK 250.Y durchgeführt.

Schichtungen werden aus unterschiedlichen Materialien wie z.B. Keramik, Metall oder Kunststoff hergestellt. Für die Wahl des Materials sind vor allem die korrosiven Eigenschaften des zu trennenden Stoffsystems sowie die Betriebstemperatur ausschlaggebend. In dieser Arbeit wird die zweiphasige Strömung in Schichtungen aus unterschiedlichen Materialien berechnet.

2. Ziele der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist die numerische Berechnung der zweiphasigen Strömung in geordneten und ungeordneten Schichtungen. Dazu wird zunächst mit Hilfe von Ergebnissen und Daten aus der Literatur eine physikalisch begründete Modellbildung zum mathematischen Beschreiben der zweiphasigen Strömung durchgeführt.

Zur Modellbildung wird die geordnete Schichtung in Elementarzellen unterteilt. Eine Elementarzelle stellt dabei die kleinste geometrische Einheit dar. Sie setzt sich periodisch in alle Raumrichtungen fort. Die Massen- und Impulsbilanzgleichungen werden sowohl für den Maßstab der gesamten Schichtung als auch für den Maßstab einer Elementarzelle formuliert. In einer Elementarzelle wird mit lokalen Größen für die Geschwindigkeiten, die Volumenanteile der Phasen und die Drücke gerechnet. Für den Maßstab der gesamten Schichtung werden Geschwindigkeiten, Drücke und Volumenanteile der Phasen verwendet, die in den Elementarzellen gemittelt sind.

Mit Hilfe von Ergebnissen aus experimentellen Untersuchungen und numerischen Berechnungen werden die Impulsbilanzgleichungen für die Elementarzelle gelöst. Sie beschreiben den Zusammenhang zwischen dem Druckgradienten, den Strömungsgeschwindigkeiten und den Volumenanteilen der Phasen in der Elementarzelle. Ihre Lösung wird in die Massen- und Impulsbilanzgleichungen für die gesamte Schichtung eingesetzt. Mit der kommerziell erhältlichen Software CFX4 werden die Gleichungen gelöst. Als Ergebnis werden die Geschwindigkeitsfelder sowie die Volumenanteile von Gas und Flüssigkeit in einer Schichtung erhalten.

Für ungeordnete Schichtungen werden ebenfalls repräsentative Elementarvolumen definiert, in denen die Porosität sowie die Geschwindigkeiten und Volumenanteile der Phasen gemittelt sind. Die lokalen Porositäten werden mit Zufallsfunktionen anhand von bekannten Daten berechnet. Die zweiphasige Gegen- und Gleichströmung wird in Schichtungen numerisch berechnet.

3. Bekannte Ergebnisse

Trennapparate mit berieselten geordneten oder ungeordneten Schichtungen werden zur Rektifikation, Destillation oder Absorption eingesetzt. Das Trennergebnis hängt von den Eigenschaften der zweiphasigen Strömungsfelder ab, die sich in den Schichtungen einstellen. Dazu gehören die Benetzungseigenschaften der Schichtungsflächen, die am Kopf und Sumpf des Apparates eingespeisten Volumenströme des Gases und der Flüssigkeit, der Stoffübergang an den Phasengrenzen sowie die Qualität der Verteilung der beiden Phasen über den Schichtungsquerschnitt. Für die Auslegung von Apparaten mit Schichtungen sind zahlreiche empirischen Korrelationen bekannt, die häufig mit über den gesamten Schichtungsquerschnitt gemittelten Parametern arbeiten. Die Verteilung der Phasen über den Schichtungsquerschnitt wird entweder vernachlässigt oder durch Sicherheitsfaktoren beim Scale-up berücksichtigt.

Eiden, Kaiser, Schuch und Wolf [18] beschreiben eine in der industriellen Praxis angewendete Systematik zum Scale-up von Destillationskolonnen. Dazu werden Information aus Laborversuchen und Daten aus Referenzkolonnen eingesetzt sowie Modellierungen zur Fluidodynamik und zum Stoffübergang berücksichtigt. Die Verteilung der Phasen über den Schichtungsquerschnitt werden nur insofern berücksichtigt, als sie in der Referenzkolonne auftreten.

Groenhof [21, 22] untersucht das Scale-up-Verhalten von Schichtungen aus $8,4\text{mm}$ -RASCHIG-Ringen. Er setzt diese in Trennapparate mit $0,14\text{m}$, $0,29\text{m}$ bzw. $0,44\text{m}$ Durchmesser sowie $2,07\text{m}$ Höhe ein und misst die Anzahl der Stoffübergangseinheiten. Für die unterschiedlichen Schichtungsdurchmesser misst er die gleiche Anzahl von Stoffübergangseinheiten. Der Autor führt dies auf die gleichmäßige Flüssigkeitsaufgabe am Kopf der Apparate zurück. Für alle drei Schichtungen verwendet er die gleiche Anzahl von Tropfstellen pro Quadratmeter. Demgegenüber findet Billet [5] für PALL-Ringe mit 15mm , 25mm , 35mm und 50mm eine Verringerung der Zahl der Stoffübergangseinheiten mit zunehmendem Schichtungsdurchmesser.

3.1 Ungleichverteilung der Phasen

Über die Ungleichverteilungen der Phasen und deren Auswirkungen in Destillationsapparaten wird in Fachbüchern von Kister [31] und Billet [5] berichtet. Im Rahmen dieses Überblicks werden deshalb nur die neueren Forschungsergebnisse besprochen.

Hoek [23] sowie Hoek, Wesselingh und Zuiderweg [24] messen das Profil der Volumendichte der Flüssigkeit im Querschnitt von Schichtungen mit $0,5m$ Durchmesser. Den Querschnitt der Schichtungen unterteilen sie dabei in 681 Sektionen der Größe $16mm \times 16mm$. In ungeordneten Schichtungen aus RASCHIG-Ringen, PALL-Ringen und INTALOX-Sätteln beobachten sie, dass die Flüssigkeit in Rinnsalen durch die Schichtungen strömt. Für jeweils 30-40 Füllkörper wird ein Rinnsal gemessen. Diese Rinnsalbildung ist eine Schichtungseigenschaft und kann nicht reduziert werden. Als großräumige Effekte messen die Autoren Randgängigkeit sowie durch schlechte Verteiler verursachte Ungleichverteilung der Flüssigkeit im Schichtungsquerschnitt. Die Randgängigkeit ist besonders schwerwiegend für große Füllkörper. Ungleichverteilungen, die durch schlechte Verteiler verursacht sind, werden insbesondere in Schichtungen mit kleinen Füllkörpern schlecht ausgeglichen. Für punktförmige Flüssigkeitsaufgabe am Kopf der Schichtung messen die Autoren die Ausbreitung der Flüssigkeit entlang der Schichtung. Diese Ausbreitung modellieren sie mit Hilfe des Diffusionsmodells (vgl. Kapitel 3.2). Die experimentellen Untersuchungen zur Ausbreitung der Flüssigkeit führen sie auch für Sulzer-MELLAPAK-Blechpackungen und Sulzer-BX-Gewebepackungen durch.

Stikkelman [50] untersucht die Verteilung der Gas- und Flüssigkeitsströmung im Querschnitt von geordneten und ungeordneten Schichtungen mit $0,5m$ Durchmesser. Am Sumpfquerschnitt der Schichtungen wird die Verteilung der Flüssigkeit gemessen. Die Flüssigkeit wird dazu in 332 Sektionen von je $25mm \times 25mm$ Querschnittsfläche aufgefangen. In jeder Sektion wird der Volumenstrom gemessen. Für Blech- und Gewebepackungen ergeben die Untersuchungen, dass sich nach 4-5 Schichtungslagen eine charakteristische Ungleichverteilung der Volumendichte der Flüssigkeit einstellt, die sich in darauffolgenden Schichtungslagen prinzipiell nicht mehr ändert. Diese Ungleichverteilung ist nicht von außen aufgeprägt, sondern eine Eigenschaft der Schichtung. Sie wird deshalb als "natürliche" Ungleichverteilung bezeichnet [1, 45]. Eine Eingangsverteilung, die sich von der natürlichen Ungleichverteilung unterscheidet, geht für ausreichende Schichtungslänge in diese über. Sie wird sowohl für ungeordnete als auch für geordnete Schichtungen gemessen. Der Autor untersucht außerdem die Verteilung der Volumenstrom-

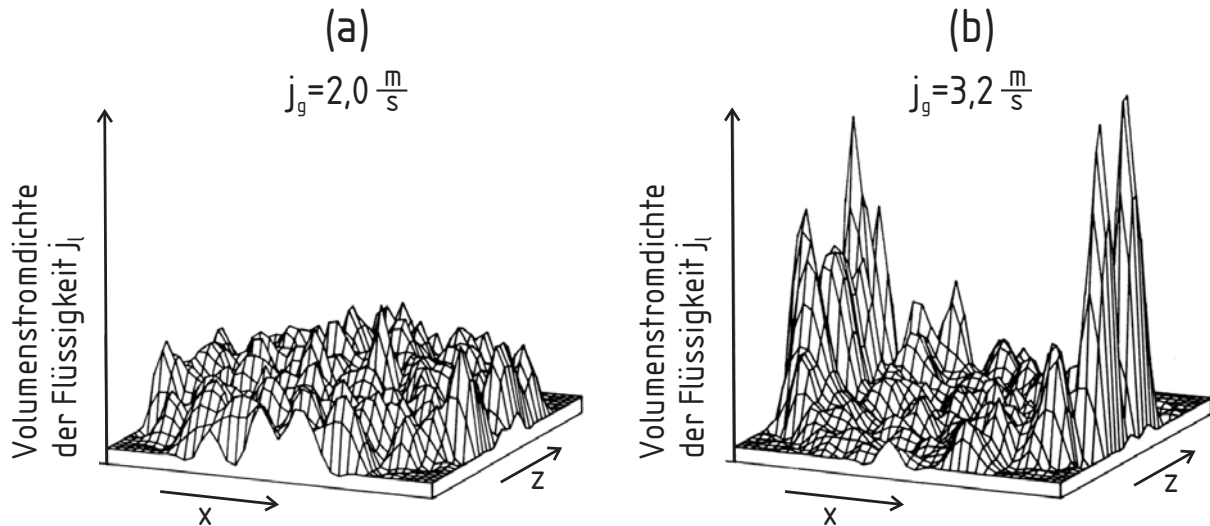


Bild 3.1: Lokale Volumenstromdichte der Flüssigkeit im Querschnitt einer Schichtungskolonne für eine geringe und hohe Gasleerrohrgeschwindigkeit von $j_g = 2,0 \frac{m}{s}$ (a) bzw. $j_g = 3,2 \frac{m}{s}$ (b). Mit $j_l = 12 \frac{m}{h}$, Packung: MELLAPAK 250.Y, $D=0,5m$, Wasser-Luft, Quelle: Stikkelman [51]

dichte der Flüssigkeit in Abhängigkeit der Gasströmung für Blech- und Gewebepackungen. Bis zum Staupunkt wird die Verteilung der Volumenstromdichte der Flüssigkeit in der Schichtung von der Gasströmung nicht beeinflusst. Oberhalb des Staupunktes tritt eine drastische Verschlechterung dieser Verteilung auf. Für die Blechpackung MELLAPAK 250.Y werden die in Bild 3.1 dargestellten lokalen Volumenstromdichten der Flüssigkeit gemessen. Für eine Gasleerrohrgeschwindigkeit von $2,0 \frac{m}{s}$ wird eine natürliche Ungleichverteilung der flüssigen Phase gemessen (a). Wird die Gasleerrohrgeschwindigkeit auf $3,2 \frac{m}{s}$ erhöht (b), so tritt eine großräumige Ungleichverteilung der Flüssigkeit auf. Für zwei Gebiete in Wandnähe tritt eine starke Überhöhung der Volumenstromdichte der Flüssigkeit auf. In diesen Gebieten strömt ca. 70% der gesamten Flüssigkeit. Dieser gemessene Effekt wird von einigen Autoren als Randgängigkeit interpretiert [45]. Da die Überhöhung nicht ausschließlich am Rand auftritt, sollte dieser Effekt eher als Strömungsinstabilität interpretiert werden. Dieser Effekt wird vom Autor für fünf von sechs untersuchten Blech- und Gewebepackungen gemessen.

Für die Gasströmung misst der Autor eine nahezu gleichmäßige Verteilung über den Schichtungsquerschnitt. Für Blech- und Gewebepackungen stellt er eine starke Überhöhung der Strömung an der Wand fest (wall flow). Für die Flüssigkeitsströmung tritt Randgängigkeit auf, die sich verkleinert, wenn die Gasleerrohrgeschwindigkeit $1,7 \frac{m}{s}$ übersteigt.

Stoter [54] untersucht in Fortführung der Arbeiten von Hoek [23] und Stikkelman [50] die natürliche Ungleichverteilung und die großräumige Ungleichverteilung in Schichtungen. Er beschreibt die Ursachen der Ungleichverteilung und modelliert ihren Einfluß auf die Trennleistung einer Schichtung. Sein Berechnungsmodell wird in Kapitel 3.3 erläutert.

Stichlmair und Stemmer [49] sowie Stemmer [48] untersuchen die Trennleistung in ungeordneten Schichtungen unter Berücksichtigung der Verteilung der Phasen über den Schichtungsquerschnitt. Dazu führen sie experimentelle Untersuchungen mit einem Stoffsystem durch, bei dem infolge des Stoffübergangs zwischen den Phasen eine meßbare Temperaturänderung auftritt. Diese wird in der Schichtung gemessen. Unterschiedliche Temperaturen in einer Ebene der Schichtung weisen auf eine Ungleichverteilung der Phasen hin. Die Flüssigkeitsaufgabe am Kopf der Schichtung erfolgt gleichmäßig über den Schichtungsquerschnitt verteilt oder punktförmig in der Mitte der Schichtung. Die Untersuchungen werden mit zwei Apparaten durchgeführt, einem kleinen Apparat mit $0,14m$ Durchmesser und $1,35m$ Höhe, und einem großen mit $0,63m$ Durchmesser und $3,6m$ Höhe. Im kleinen Apparat werden die Temperaturen an 190 und im großen an 427 Stellen gemessen. Als Füllkörper werden RASCHIG-Ringe, PALL-Ringe, BERL-Sättel und TORUS-Sättel in unterschiedlichen Größen eingesetzt. Die experimentellen Untersuchungen ergeben, dass trotz gleichmäßiger Flüssigkeitsaufgabe am Kopfquerschnitt die Isothermen bei allen untersuchten Schichtungen eine von oben nach unten zunehmende Verschlechterung der Temperaturverteilung zeigen. Die Autoren messen, dass die Trennleistung mit zunehmender Temperaturungleichverteilung und damit mit zunehmender Ungleichverteilung der Phasen schlechter wird. Mit Hilfe eines Modells zeigen die Autoren, dass selbst für gleichmäßige Anfangsverteilung der Phasen durch Ungleichverteilungen bis zu 50% der Trennleistung eingebüßt werden.

Potthoff [42] führt die Arbeiten von Stichlmair und Stemmer [49] sowie Stemmer [48] weiter. Mit der gleichen Versuchsanlage untersucht er die Verteilung der Phasen in Blech- und Gewebepackungen. Der Autor misst geringere Ungleichverteilungen in Blech- und Gewebepackungen als in ungeordneten Schichtungen. Er kommt außerdem zu dem Schluss, dass Schichtungen mit schlechteren Querverteilungseigenschaften eine gleichmäßige Anfangsverteilung besser aufrecht erhalten.

Chromik [12] untersucht die Zusammenhänge zwischen Flüssigkeitsverteilung und der Trennleistung für unterschiedliche ungeordnete Schichtungen. Dazu führt er experimentelle Untersuchungen zum Stoffaustausch bei der Vakuumrektifikation sowie bei der Absorption und Desorption unter Normalbedingungen durch. Die untersuchten Schich-

tungen haben Durchmesser von $0,22m$ bis $0,6m$ und Höhen von $0,05m$ bis $2,5m$. Die Flüssigkeit wird entweder gleichmäßig am Kopfquerschnitt der Schichtung aufgegeben oder gezielt ungleichmäßig mit Hilfe einer zentral oder dezentral angeordneten Tropfstelle. Für punktförmige Flüssigkeitsaufgabe beschreibt der Autor das Profil der Volumenstromdichte der Flüssigkeit über dem Schichtungsquerschnitt mit Hilfe der Diffusionsgleichung (vgl. Kapitel 3.2). Der Autor betont die Wichtigkeit einer gleichmäßigen Flüssigkeitsaufgabe am Kopfquerschnitt einer Schichtung, um gute Trennleistungen zu erzielen.

Ronge [45] misst die Verteilung der Phasen sowie den Stoffübergang in geordneten Schichtungen. Er beobachtet trotz sorgfältiger Aufgabe der Phasen am Kopf- und Sumpfqerschnitt der Schichtung eine auf kleine räumliche Ausdehnungen beschränkte Ungleichverteilung der flüssigen Phase. Diese natürliche Ungleichverteilung beurteilt der Autor als unvermeidbare packungsspezifische Eigenschaft, die das Trennergebnis einer Schichtung erheblich beeinflusst.

Zum Erreichen einer gleichverteilten Gasströmung in geordneten Schichtungen sind nach Kouri und Sohlo [33], Daraktschiev [15] und Stikkelman [50] zwei bis vier Schichtungslagen notwendig. Ali [2] gibt an, dass eine starke Ungleichverteilung der Gasphase nach einer Höhe, die der Hälfte des Kolonnendurchmessers entspricht, ausgeglichen ist und ein Kolbenprofil aufweist. Nach welcher Höhe sich die Gasströmung ausgleichen kann ist vom Strömungswiderstand bzw. Druckverlust einer Schichtung abhängig.

Stoter, Olujic und de Graauw [55] messen für Blechpackungen die Gasströmung nach einer bzw. mehreren Lagen. Sie kommen zu dem Schluß, dass sich eine gleichmäßige Gasströmung am Sumpfqerschnitt entlang der Schichtung nur leicht verschlechtert. Sie messen allerdings eine Überhöhung der Gasströmung an der Wand.

Süess [57] misst mit Hilfe der LDA (Laser-Doppler-Anemometrie) das Strömungsfeld des Gases im Sumpf eines Trennapparates. Die Strömungsgeschwindigkeiten sind dabei vom Strömungswiderstand des Gases in der Schichtung abhängig. Direkt unterhalb des Tragrostes misst er für eine berieselte Schichtung ein gleichmäßigeres Strömungsprofil des Gases als für eine trockene Schichtung.

Für die Gasströmung in Schichtungen kann zusammenfassend festgestellt werden, dass deren Ungleichverteilung von den meisten Autoren als wesentlich unproblematischer angesehen wird, als die Ungleichverteilung der Flüssigkeit. Dies liegt daran, dass für die Gasströmung aufgrund lokal auftretender Druckgradienten eher ein Ausgleich stattfindet.

Die Ungleichverteilung der Flüssigkeit läßt sich in die natürliche und die großräumige

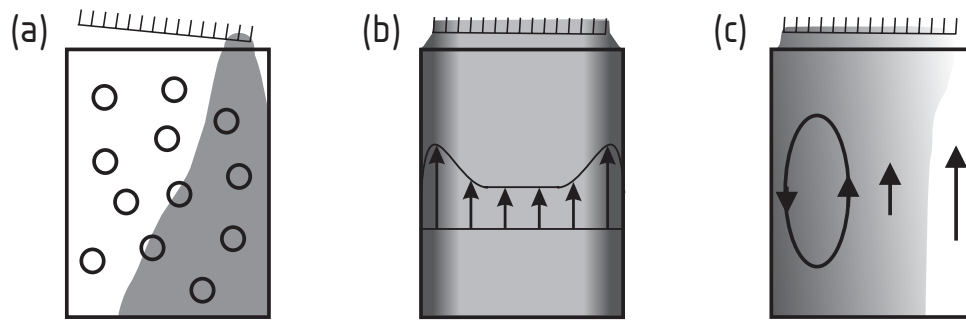


Bild 3.2: Schematische Darstellung unterschiedlicher Ursachen für die Ungleichverteilung der Phasen in geordneten und ungeordneten Schichtungen: (a) konstruktive Mängel, (b) Wandeinflüsse, (c) Strömungsinstabilitäten

Ungleichverteilung unterteilen.

Die natürliche Ungleichverteilung in ungeordneten Schichtungen ist unmittelbar einsichtig. Eine ungeordnete Schichtung besteht aus zufällig verteilten Füllkörpern. Dadurch unterliegt die Porosität großen lokalen Schwankungen. Die fluiddynamischen Eigenschaften sind von der Porosität abhängig. Folglich weisen auch die Volumenstromdichten von Gas und Flüssigkeit große lokale Schwankungen auf. In Abhängigkeit der Porositätsstruktur stellt sich somit eine charakteristische natürliche Ungleichverteilung der Phasen ein.

In geordneten Schichtungen kann die natürliche Ungleichverteilung auf zwei Ursachen zurückgeführt werden [45]:

- Die Schichtungslagen liegen nicht exakt übereinander. Daher kommt es an den Übergängen zwischen den einzelnen Schichtungslagen zu einer ungleichen Aufteilung von Flüssigkeitsströmen.
- Durch Fertigungstoleranzen kommt es in den Schichtungselementen zu ungleichförmigen Aufteilungen von Flüssigkeitsströmen. Das Vermeiden solcher Fertigungstoleranzen ist aus wirtschaftlichen Gründen nicht sinnvoll und wird deshalb nicht angestrebt.

Großräumige Ungleichverteilungen in Schichtungen werden zusammenfassend gemäß Bild 3.2 in drei unterschiedliche Ursachen unterteilt:

- (a) Durch konstruktive Mängel an Kolonne und Einbauten wird eine Ungleichverteilung erzeugt. Dazu gehören schlecht funktionierende Gas- und Flüssigkeitsverteiler

sowie schief stehende Kolonnen. Dies kann zur erheblichen Reduzierung der Trennleistung führen. Solche Fehler sind bei der Konstruktion bzw. dem Betrieb von Kolonnen zu vermeiden und brauchen für die Modellbildung der zweiphasigen Strömung nicht berücksichtigt zu werden. Von Kister [32] werden Problemfälle und Lösungsmöglichkeiten beschrieben.

- (b) Durch Wandeinflüsse treten Ungleichverteilungen des Gases und der Flüssigkeit auf. Aufgrund des höheren Lückengrades bzw. eines Spaltes zwischen Schichtung und Wand kommt es zur Überhöhung der Gasströmung. Die zur Wand strömende Flüssigkeit wird dort akkumuliert und strömt nicht in die Schichtung zurück. Durch Randabdichtungen für die Gasströmung, die gleichzeitig der Flüssigkeitsrückverteilung dienen, können negative Auswirkungen vermindert werden.
- (c) Ungleichverteilungen können durch Strömungsinstabilitäten verursacht werden. Das bedeutet, dass die gleichmäßig über den Querschnitt verteilte Strömungsform nicht stabil ist und in unterschiedliche Strömungsformen zerfällt. Mögliche Ursachen für dieses Phänomen werden in Kapitel 9 erläutert.

Von den Ursachen für großräumige Ungleichverteilung ist (a) von außen auf die Schichtung aufgeprägt und (b) ein Randeffect der Schichtung. Nur die Ungleichverteilung durch Strömungsinstabilitäten (c) ist eine Eigenschaft der Schichtung. Deshalb sollte insbesondere diese in einer Modellbildung für die zweiphasige Strömung in Schichtungen berücksichtigt werden. Ein Modell zur Berechnung der zweiphasigen Strömungsfelder in Schichtungen und damit zur Simulation von Strömungsinstabilitäten wird von Millies und Mewes [38] vorgestellt. In dieser Arbeit wird dieses Modell erläutert und erweitert (vgl. Kapitel 4).

3.2 Diffusionsmodell

Für eine ungleichmäßig über den Kopfquerschnitt einer Schichtung verteilte Flüssigkeitsströmung findet entlang der Schichtung ein Ausgleich statt. Diese Ausbreitung der Flüssigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung wird von zahlreichen Autoren untersucht [23, 50, 12]. Die Ausbreitung wird häufig für punktförmige Flüssigkeitsaufgabe gemessen. Ihre Modellierung erfolgt mit der sogenannten Diffusionsgleichung (vgl. Staněk [47]). Sie kann axensymmetrisch und in Polarkoordinaten mit

$$\frac{\partial j_{l,y}(y, r)}{\partial y} = -S \cdot \left(\frac{\partial^2 j_{l,y}(y, r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial j_{l,y}(y, r)}{\partial r} \right) \quad (3.1)$$

beschrieben werden. Dabei ist y die vertikal nach oben gerichtete Koordinate und $j_{l,y}$ die Volumenstromdichte der Flüssigkeit in vertikaler Richtung. Mit S wird der Querverteilungskoeffizient bezeichnet und mit r die radiale Koordinate. Für kartesische Koordinaten gilt für die Querverteilung

$$\frac{\partial j_{l,y}(x, y, z)}{\partial y} = -S \cdot \left(\frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial z^2} \right). \quad (3.2)$$

Die mathematische Formulierung der Gln. (3.1) und (3.2) ist der Diffusionsgleichung analog, wobei der Diffusionskoeffizient durch den Querverteilungskoeffizienten und die Zeitkoordinate durch die vertikale Koordinate ersetzt werden. Physikalisch bedeutet dies, dass eine ungleich über den Querschnitt der Schichtung verteilte Flüssigkeitsströmung auf dem Weg durch die Schichtung ausgeglichen wird. Dieser Ausgleichsvorgang findet analog zur Diffusion statt. Die horizontalen Anteile des Gradienten der Volumenstromdichte der Flüssigkeit entsprechen dabei einem Konzentrationsgradienten. Aus diesem Grund werden die Gln. (3.1) und (3.2) in der Literatur häufig als Diffusionsgleichung bezeichnet. Die Gln. (3.1) und (3.2) gelten nur für isotrope Querverteilungseigenschaften.

Für eine punktförmige Flüssigkeitsaufgabe am Eintrittsquerschnitt einer ungeordneten Schichtung werden von Tour und Lerman [62, 63] experimentelle Untersuchungen zur Flüssigkeitsverteilung durchgeführt. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden für zahlreiche Füllkörper (z.B. Kugeln, zylindrische Ringe, BERL-Sättel) mit unterschiedlichen Größen angegeben. Die Volumenstromdichte der Flüssigkeit beschreiben sie mit der Gleichung

$$j_{l,y}(r, y) = \frac{\dot{V}}{4\pi S y} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{4S y}\right). \quad (3.3)$$

Dabei ist \dot{V} der aufzugebene Volumenstrom der Flüssigkeit. Cihla und Schmidt [13, 14]

beschreiben Gl. (3.3) als Lösung der Differentialgleichung (3.1) und erläutern Anfangs- und Randwertprobleme.

Die in den Gln. (3.1) bis (3.3) beschriebene Querverteilung wird mit Hilfe des Querverteilungskoeffizienten S quantifiziert. Staněk [47] gibt einen Überblick über Arbeiten zur Berechnung des Querverteilungskoeffizienten. Für ungeordnete Schichtungen wird er häufig als Funktion der Füllkörpergröße

$$S = C_Q \cdot d_p \quad (3.4)$$

angegeben. Dabei ist d_p die Abmessung eines Füllkörpers und C_Q ein spezifischer Koeffizient, der für jeden Füllkörpertyp aus experimentellen Untersuchungen gewonnen werden muß [47].

Für anisotrope Querverteilungseigenschaften, wie sie beispielsweise in Blechpackungen beobachtet werden, wird die Ausbreitung der Flüssigkeit entlang einer Schichtung mit

$$\frac{\partial j_{l,y}(x, y, z)}{\partial y} = -\underline{\underline{S}} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial z^2} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} S_{xx} & S_{xz} \\ S_{zx} & S_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial z^2} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

beschrieben. Dabei ist $\underline{\underline{S}}$ der Querverteilungstensor. Werden die horizontalen Koordinatenrichtungen x und z entlang von Symmetrielinien in der Schichtung gewählt, so verschwinden die Elemente der Nebendiagonalen im Querverteilungstensor $\underline{\underline{S}}$. Die Querverteilung kann somit mittels

$$\frac{\partial j_{l,y}(x, y, z)}{\partial y} = -S_{xx} \cdot \frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial x^2} - S_{zz} \cdot \frac{\partial^2 j_{l,y}(x, y, z)}{\partial z^2} \quad (3.6)$$

beschrieben werden. Mit den Koeffizienten S_{xx} und S_{zz} wird die Querverteilung in den Koordinatenrichtungen x und z quantifiziert.

Zur Beschreibung der Querverteilung in Blechpackungen entwickeln Hoek, Wesselingh und Zuiderweg [24] ein Modell, das auf der Aufspaltung und Neukombination lokaler Volumenströme basiert. Dieses Modell ist in [Bild 3.3](#) schematisch dargestellt. Ein Volumenstrom der Flüssigkeit wird an einer Verzweigungsstelle der Schichtung in zwei Volumenströme aufgespalten. An den darunterliegenden Verzweigungsstellen werden die ankommenden Volumenströme gesammelt und neu aufgespalten. Mit Hilfe dieses Modells wird der Querverteilungskoeffizient mit der Gleichung

$$S = C_Q \cdot \frac{b^2}{h} \quad (3.7)$$

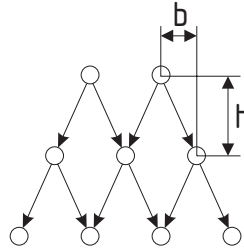


Bild 3.3: Schematische Darstellung des Modells von Hoek, Wesselingh und Zuiderweg [24] zur Aufspaltung von Flüssigkeitsströmen in Blechpackungen

berechnet. Dabei ist h die Höhendifferenz zwischen den Verzweigungstellen und b die Breite einer Verzweigung (vgl. [Bild 3.3](#)). Für die Blechpackung MELLAPAK 500.Y messen die Autoren parallel zur Ausrichtung der Packungsbleche $b = 165\text{mm}$ für eine Höhendifferenz von $h = 210\text{mm}$. Den Koeffizienten C_Q geben sie mit $C_Q = 0,22$ an. Mit Gl. (3.7) ergibt sich somit der Querverteilungskoeffizient für die Blechpackung MELLAPAK 500.Y zu $S_{xx} = 0,0285m$.

3.3 Numerische Berechnung der Strömung in Schichtungen

Wehrli, Borth, Drtina und Lang [69] sowie Casey, Lang, Mack, Schlegel und Wehrli [10] führen CFD(Computational Fluid Dynamics)-Berechnungen zur Strömung in einer strukturierten Packung und einem statischen Mischer durch. Die Berechnungen werden für einphasige Strömungen durchgeführt. Für die strukturierte Packung wird die Strömung der Flüssigkeit vernachlässigt und der Stoffübergang durch eine spezielle Randbedingung an der Packungsoberfläche berücksichtigt. Forschungsbedarf sehen die Autoren in der Berechnung zweiphasiger Strömungen und der Berücksichtigung der Turbulenz.

Von Drews, Lauschke, Brander und Clarkson [17] sowie von Birtigh, Lauschke, Schierholz, Beck, Maul, Gilbert, Wagner und Werninger [7] werden CFD-Berechnungen zur Strömung in einem Festbettreaktor durchgeführt. Dieser besteht aus einem Rohr mit 6 Partikellagen sowie Vor- und Nachlaufgebiet. Die einzelnen Partikel des Festbettes werden in der Gittergenerierung berücksichtigt. Das kreisrunde Rohr wird als sechseckiges Rohr generiert. Im Reaktor wird Periodizität angenommen und deshalb nur ein 60° -Segment des Reaktors simuliert. Die Autoren berechnen die einphasige Gasströmung. Zur Modellierung der Turbulenz verwenden sie das k - ε -Modell. Neben dem Strömungsfeld des Gases berechnen sie die katalytische Oxidation von Propen. Als Ergebnis werden die Geschwindigkeits-,

Konzentrations- und Temperaturfelder erhalten. In den Ergebnissen sind hot spots sowie der Temperaturverlauf in den Partikeln sichtbar. Die Autoren sehen eine wichtige Anwendung ihres Modells für kleine Rohr-/Partikeldurchmesser-Verhältnisse von 3 bis 12.

Stoter, Olujic und de Graauw [55] berechnen die Gasströmung in einer Blechpackung aus gewellten, ungelochten Packungsblechen. Sie teilen die Packung in einzelne Zellen auf und lösen die Massen-, Impuls- und Energiebilanzgleichungen für gemittelte Größen. Sie verwenden dabei unterschiedliche Strömungswiderstände für den Gaseinlass, die Schichtung und die Wandzone. Diese Widerstände leiten sie aus Druckverlustmessungen her. Sie führen numerische Berechnungen für unterschiedliche Profile der Gasströmung am Sumpfquerschnitt der Schichtung durch und vergleichen diese mit Ergebnissen experimenteller Untersuchungen.

Stoter [54] unterteilt strukturierte Packungen in Zellen, deren Abmessungen dem hydraulischen Durchmesser der Packung entsprechen. Auf Grundlage experimenteller Ergebnisse beschreibt er die Aufteilung der Flüssigkeitsströme in einer Zelle. Diese Aufteilung nimmt er für jede Zelle an und berechnet somit die Flüssigkeitsströmung in der gesamten Schichtung. Für die Berechnung der Flüssigkeitsströmung löst er die Massen- aber nicht die Impulsbilanzgleichung. Für die Gasströmung verwendet er das oben beschriebene Modell von Stoter, Olujic und de Graauw [55].

Jiang, Khadilkar, Al-Dahhan und Dudukovic [27, 28] berechnen die zweiphasige Strömung in Rieselbetten auf Basis der Minimierung der Energiedissipation für das gesamte Rieselbett. Das Rieselbett betrachten sie dabei als zweidimensional und die zweiphasige Strömung als stationär. Chemische Reaktionen vernachlässigen sie. Für jede Zelle formulieren sie Gleichungen, die die Dissipationsrate für die mechanische Energie in Abhängigkeit der Geschwindigkeiten berechnet. Anschließend werden die Geschwindigkeiten und Volumenanteile der Phasen berechnet, indem die Energiedissipation im gesamten Rieselbett minimiert wird. Sie führen Berechnungen für unterschiedliche Profile der Flüssigkeitsströmung am Kopf des Rieselbetts durch. Die Autoren vergleichen die Ergebnisse mit experimentellen Ergebnissen und mit Ergebnissen aus CFD-Berechnungen.

Jiang, Khadilkar, Al-Dahhan und Dudukovic [29] sowie Jiang, Al-Dahhan und Dudukovic [30] führen CFD-Berechnungen für Kugelschichten durch. Diese werden im Gleichstrom der Phasen abwärts durchströmt. Für die Berechnungen werden die Kugelschichten in kleine Volumenelemente unterteilt. Die Massen- und Impulsbilanzgleichungen werden für gemittelte Größen formuliert. Die Autoren beschreiben die statistische Natur der Struktur

einer Kugelschicht und geben mit Hilfe von Pseudo-Zufallsfunktionen für jedes Volumenelement des numerischen Gitters einen Lückengrad vor. Dabei berücksichtigen sie die charakteristische Oszillation des Lückengrades in Wandnähe. Den Impulstransport zwischen den fluiden Phasen sowie zwischen jeweils einer fluiden Phase und der Kugelschicht beschreiben sie mit Hilfe einer angepaßten Ergun-Gleichung. Die Autoren berechnen die zweiphasige Strömung für unterschiedliche Kugelschichten und erhalten die Geschwindigkeitsfelder und die Volumenanteile der Phasen. Sie untersuchen den Einfluß der Benetzung der Schichtung sowie den Einfluß der für die Beschreibung der Porosität verwendeten statistischen Größen auf die zweiphasige Strömung.

Wang, Afacan, Nandakumar und Chuang [68] messen mit Hilfe eines γ -Tomographen die lokale Porosität im Querschnitt ungeordneter Schichtungen aus PALL-Ringen. Der Durchmesser der Schichtungen beträgt $0,6m$ und die Abmessungen der PALL-Ringe aus Edelstahl $16mm$, $25mm$ und $38mm$. Aufbauend auf diesen Untersuchungen messen Yin, Afacan, Nandakumar und Chuang [70] den lokalen Volumenanteil der Flüssigkeit in diesen Schichtungen und führen CFD-Simulationen der zweiphasigen Strömung durch. Für die CFD-Berechnungen verwenden sie volumengemittelte Impulsbilanzgleichungen für die zweiphasige Strömung. Zur Beschreibung des Strömungswiderstandes für die Flüssigkeitsphase verwenden sie eine modifizierte Ergun-Gleichung. Die zweiphasige Strömung berechnen sie für geringe Gasströmungen weit unterhalb des Staupunktes. Dadurch wahren sie die Gültigkeit ihres Modells, das den Impulstransport zwischen den Phasen beschreibt. Die Autoren vergleichen die Ergebnisse der numerischen Berechnungen mit denen der experimentellen Untersuchungen.

3.4 Lokaler Lückengrad in ungeordneten Schichtungen

Für die Berechnung der zweiphasigen Strömung in ungeordneten Schichtungen ist die Kenntnis des lokalen Lückengrades notwendig. Der lokale Lückengrad ist der Anteil des freien Strömungsvolumens in einem betrachteten Volumenelement.

Um die Verteilung des lokalen Lückengrades zu bestimmen, werden häufig tomographische Messverfahren eingesetzt. Mit der Messtechnik der Computertomographie messen Schmitz, Reinecke, Petritsch und Mewes [46] den lokalen Lückengrad einer Kugelschicht. Ebenfalls mit der Computertomographie messen Toye, Marchot, Crine und L’Homme [65] sowie Toye, Marchot, Crine, Pelsser und L’Homme [66] den lokalen Lückengrad von ungeordneten Schichtungen aus Polypropylen. Dabei setzen sie die Füllkörper ETAPAK

210 [65] sowie CMR 1A Ringe (CMR = Cascade Mini Ring) [66] ein.

Jiang, Khadilkar, Al-Dahhan und Dudukovic [29] führen CFD-Berechnungen für eine Kugelschicht durch (vgl. Kapitel 3.3). Die Schichtung ist $1,5m$ hoch und hat $0,152m$ Durchmesser. Sie besteht aus Glaskugeln mit $3mm$ Durchmesser, entsprechend den Experimenten von Szady und Sundaresan [61]. Als Ergebnis der numerische Berechnungen werden die Geschwindigkeitsfelder und die Volumenanteile der Phasen in der Kugelschicht erhalten. Für die Berechnungen wird die Kugelschicht als zweidimensional und axensymmetrisch betrachtet. Eine Hälfte der Schichtung wird in 10×150 Volumenelemente unterteilt. In Tabelle 3.1 sind in den ersten beiden Zeilen die geometrischen Abmessungen der einzelnen Volumenelemente dargestellt. In der dritten Zeile ist für jeweils eine

Tabelle 3.1: Einteilung einer Kugelschicht in Volumenelemente und Vorgaben für die Berechnung des lokalen Lückengrades [29]

Teilung axial	$150 \times 10mm$
Teilung radial (ab Wand)	$2 \times 6mm \quad 8 \times 8mm$
axial gemittelter Lückengrad ε	0,411 0,363 0,363 0,365 0,362 0,362 0,363 0,364 0,362 0,366
Standardabweichung axial:	0,2 0,15 0,1 0,1 0,1 0,1 0,1
Verhältnis $\frac{\sigma}{\varepsilon}$	0,1 0,1 0,1

radiale Position der über die gesamte Schichthöhe gemittelte Lückengrad dargestellt. An der Wand weist der Lückengrad einen überhöhten Wert auf. In radialer Richtung tritt in Wandnähe eine Oszillation des Lückengrades auf (vgl. Mueller [39]). In der letzten Zeile in Tabelle 3.1 wird für jeweils eine radiale Position die Standardabweichung für die Verteilung des Lückengrades in axialer Richtung angegeben.

Mit Hilfe eines γ -Tomographen messen Wang, Afacan, Nandakumar und Chuang [68] den lokalen Lückengrad an ungeordneten Schichtungen aus PALL-Ringen. Die verwendeten PALL-Ringe bestehen aus Edelstahl und weisen Abmessungen von $16mm$, $25mm$ und $38mm$ auf. Der Durchmesser der Schichtung beträgt $0,6m$. Die Autoren unterteilen den Schichtungsquerschnitt in 45 Teilflächen. Für jede Teilfläche wird der Lückengrad gemessen. Für $16mm$ -PALL-Ringe erhalten sie einen mittleren Lückengrad von $\bar{\varepsilon} = 0,9156$ mit einer Varianz von $\sigma = 0,00386$. Für $25mm$ -PALL-Ringe sind die Ergebnisse $\bar{\varepsilon} = 0,9503$ und $\sigma = 0,00350$. An der Wand messen die Autoren eine Erhöhung

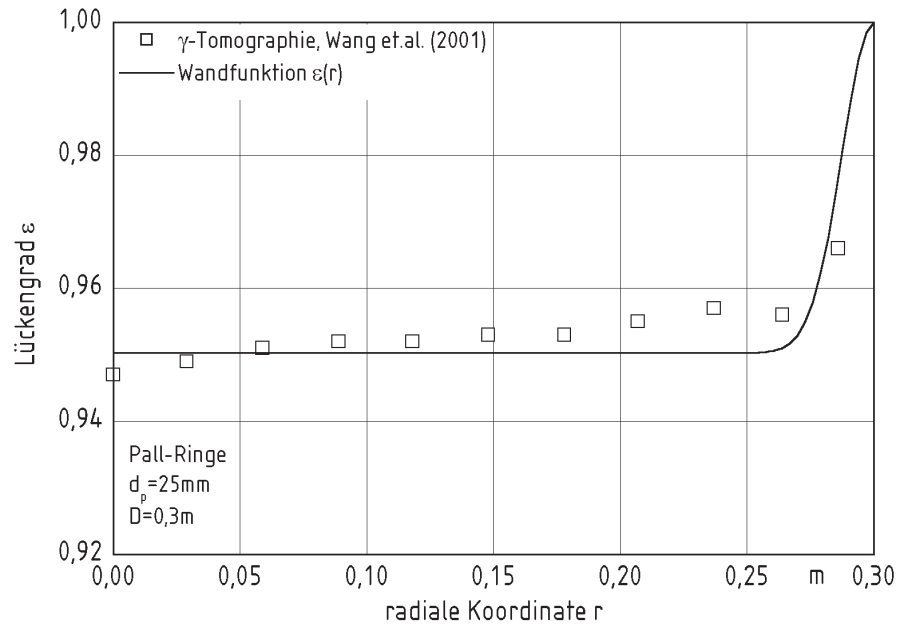


Bild 3.4: Radiales Profil des Lückengrades für eine Schichtung aus 25mm-PALL-Ringen aus Edelstahl

des Lückengrades. Der Effekt, dass für Schichtungen mit komplexen Füllkörpern wie den PALL-Ringen im Gegensatz zu Kugelschichten keine Oszillation des Lückengrades in radialer Richtung auftritt, wird von den Autoren bestätigt. In [Bild 3.4](#) sind Messergebnisse für die radiale Verteilung des Lückengrades dargestellt. Zusätzlich ist für den radialen Lückengrad die Funktion

$$\varepsilon(r) = 1 - (1 - \bar{\varepsilon}) \left\{ 1 - \exp \left[-2 \left(\frac{R - r}{d_p} \right)^2 \right] \right\} \quad (3.8)$$

eingezeichnet. In Gl. (3.8) ist $\bar{\varepsilon}$ der mittlere Lückengrad, R der Radius der Schichtung und d_p der Füllkörperdurchmesser.

4. Modellbildung

Zum Berechnen der einphasigen Strömungsfelder in porösen Materialien wird von Arbogast, Douglas und Hornung [3] sowie Hornung [25, 26] eine Modellvorstellung angegeben. Sie basiert darauf, dass das gesamte poröse Material in einzelne Elementarzellen unterteilt wird. Die Bilanzgleichungen für die Masse und den Impuls werden für jede Elementarzelle und für das Volumen des porösen Materials getrennt formuliert. Das Strömungsfeld wird für das gesamte poröse Material durch gemittelte Größen der Geschwindigkeit und des Drucks beschrieben, die aus den Bilanzgleichungen für die Elementarzelle erhalten werden.

4.1 Definition der Elementarzelle

Das Modell wird von Millies und Mewes [38] auf zweiphasig durchströmte geordnete Schichtungen übertragen. In Bild 4.1 ist eine derartige Schichtung schematisch dargestellt.

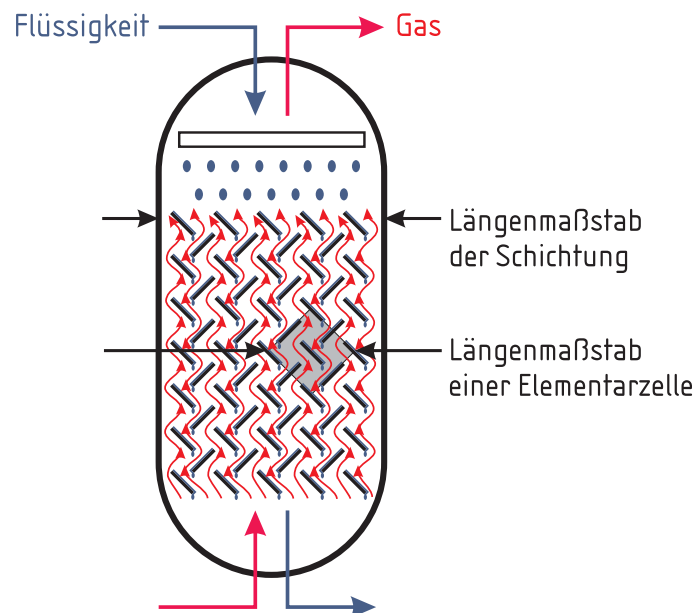


Bild 4.1: Schematische Darstellung einer im Gegenstrom betriebenen Schichtung

stellt. Sie wird zweiphasig von Gas und Flüssigkeit im Gegenstrom durchströmt. Die eingebaute Schichtung besteht aus Elementarzellen, die sich periodisch durch das ganze Schichtvolumen fortsetzen. Eine Elementarzelle stellt die kleinste periodische geometrische Einheit einer Schichtung dar. Das Modell von Millies und Mewes [38] kann sowohl für Schichtungen, die im Gegenstrom, als auch solche, die im Gleichstrom betrieben werden, angewendet werden [37].

Zur Modellbildung werden die Massen- und Impulsbilanzen für die Elementarzelle und die gesamte Schichtung getrennt formuliert. Diese Gleichungen sind gekoppelt durch die Randbedingungen des Strömungsfeldes an der Wand der Schichtung, sowie an deren Ein- und Austrittsquerschnitten. Der Längenmaßstab einer Schichtung ist durch deren Durchmesser, derjenige der Elementarzelle durch eine Längenabmessung einer in der Schichtung sich periodisch wiederkehrenden geometrischen Struktur gegeben. Für die Theorie, die in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben wird, ist es erforderlich, dass die Schichtung aus einer Vielzahl von Elementarzellen besteht, so dass das Verhältnis aus dem Längenmaßstab der Elementarzelle und dem Längenmaßstab der Schichtung sehr viel kleiner als 1 ist. Mit Hilfe eines Skalierfaktors φ kann dieser Zusammenhang mit der Gleichung

$$\varphi \equiv \frac{l_{EZ}}{l_P} \ll 1 \quad (4.1)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist l_P der Längenmaßstab einer Schichtung und l_{EZ} der Längenmaßstab der Elementarzelle einer Schichtung. Die Beschreibung der Modellbildung folgt für einphasige Strömungen der Arbeit von Millies und Mewes [38].

4.2 Bilanzgleichungen für die einphasige Strömung

In Bild 4.2a sind vier Elementarzellen einer Schichtung schematisch dargestellt. Die Einteilung in Elementarzellen ist beliebig. In der dargestellten Schichtung könnten die Schnittlinien zwischen den Elementarzellen auch horizontal und vertikal verlaufen. Wichtig ist, dass sich die Elementarzellen periodisch im Raum fortsetzen lassen. In Bild 4.2a sind in die Schichtung zusätzlich die Geschwindigkeitsprofile für das einphasige Strömungsfeld an den Grenzen der Elementarzellen eingezeichnet. Diese Grenzen werden beliebig gewählt. Obwohl die Geschwindigkeitsfelder in den Elementarzellen lokal stark variieren, sind sie an den Schnittflächen zwischen den Elementarzellen nahezu gleich. Das mit c bezeichnete und in Bild 4.2a gestrichelt dargestellte Geschwindigkeitsprofil ist zum Vergleich als Geschwindigkeitsprofil in die anderen Schnittflächen eingezeichnet.

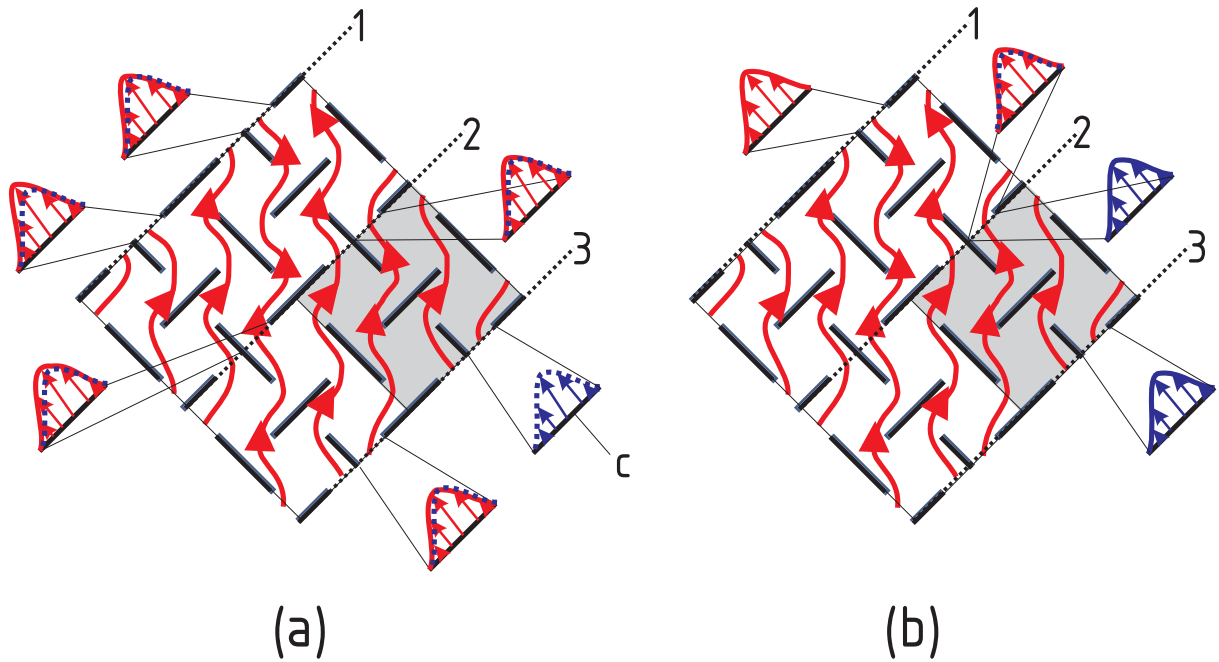


Bild 4.2: Exakte Lösung (a) und Näherungslösung (b) für das Geschwindigkeitsfeld in einem Schichtungsausschnitt bestehend aus vier benachbarten Elementarzellen

Die Geschwindigkeit ist in Bild 4.2a im Querschnitt 1 etwas höher als im Querschnitt 3 des dargestellten Schichtungsausschnittes. D.h. entlang der Schichtung tritt ein Gradient der mittleren Geschwindigkeit auf. Ist dieser klein, so können die Strömungsfelder in den einzelnen Elementarzellen näherungsweise durch periodische Randbedingungen beschrieben werden. Periodische Randbedingungen bedeuten, dass die Geschwindigkeitsprofile in den Ein- und Austrittsquerschnitten der Elementarzelle gleich sind. Dies ist in guter Näherung erfüllt. Die einphasige Strömung ist in einer Elementarzelle somit definiert durch den Druckgradienten, d.h. das Geschwindigkeitsfeld ist in einer Elementarzelle eine Funktion des Druckgradienten

$$\vec{v}(\vec{x}) = f(\nabla\bar{p}), \quad (4.2)$$

wobei $\nabla\bar{p}$ der über die Elementarzelle gemittelte Druckgradient ist. Damit wird das Geschwindigkeitsfeld, das schematisch in Bild 4.2a dargestellt ist, aus Lösungen der Gl. (4.2) für jede einzelne Elementarzelle approximiert. Als Ergebnis wird das in Bild 4.2b schematisch dargestellte Strömungsfeld erhalten. Verglichen mit den exakten Ergebnissen dürften dann nur geringe Unterschiede erkennbar sein. Nur an der Grenzfläche 2 zwischen den Elementarzellen sind kleine Sprünge zu erwarten. Ansonsten stellt das in Bild 4.2b schematisch dargestellte Geschwindigkeitsprofil eine gute Approximation des

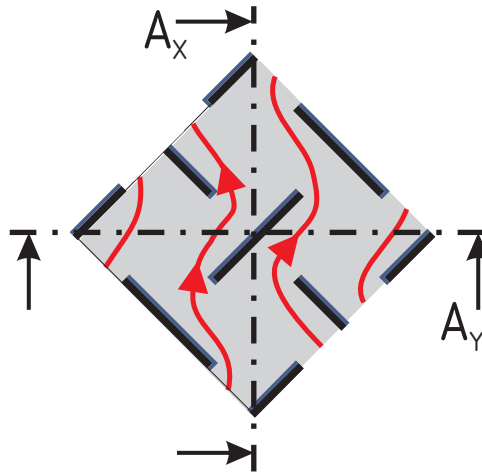


Bild 4.3: Schnittflächen zur Definition der Volumenstromdichten
exakten Geschwindigkeitsprofils in Bild 4.2a dar.

4.2.1 Massenbilanz

Die Massenbilanz lautet für inkompressible einphasige Strömungen in integraler Form

$$\oint_{A=\Gamma(V)} \vec{v} \cdot \vec{n} dA = 0. \quad (4.3)$$

Dabei ist \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor und \vec{n} der Normalenvektor der Grenzfläche $A = \Gamma(V)$ einer Elementarzelle.

Mit Hilfe der nachfolgend beschriebenen Überlegungen soll die für eine Elementarzelle gültige Massenbilanz auf die gesamte Schichtung ausgedehnt werden, ohne dass die lokalen Geschwindigkeitsprofile bekannt sein müssen. Dies ist mathematisch dann möglich, wenn die Grenzfläche A in Gl. (4.3) eine Vielzahl von Elementarzellen einschließt. An den Schnittflächen der Elementarzelle lautet die Volumenstromdichte

$$j_i \equiv \frac{\int_{A_i} v_i dA}{A_i}. \quad (4.4)$$

Dabei wird mit j_i die Volumenstromdichte in der mit i indizierten Richtung (z.B. $i = x$) bezeichnet und mit A_i die Fläche, die die Elementarzelle orthogonal zur i -Richtung schneidet. Mögliche Schnittflächen durch die Elementarzelle sind schematisch in Bild 4.3 dargestellt.

Die integral formulierte Massenbilanz (4.3) wird durch eine Approximation für jede Elementarzelle ersetzt. Der Integrationsweg ist in Bild 4.4 schematisch dargestellt. Die

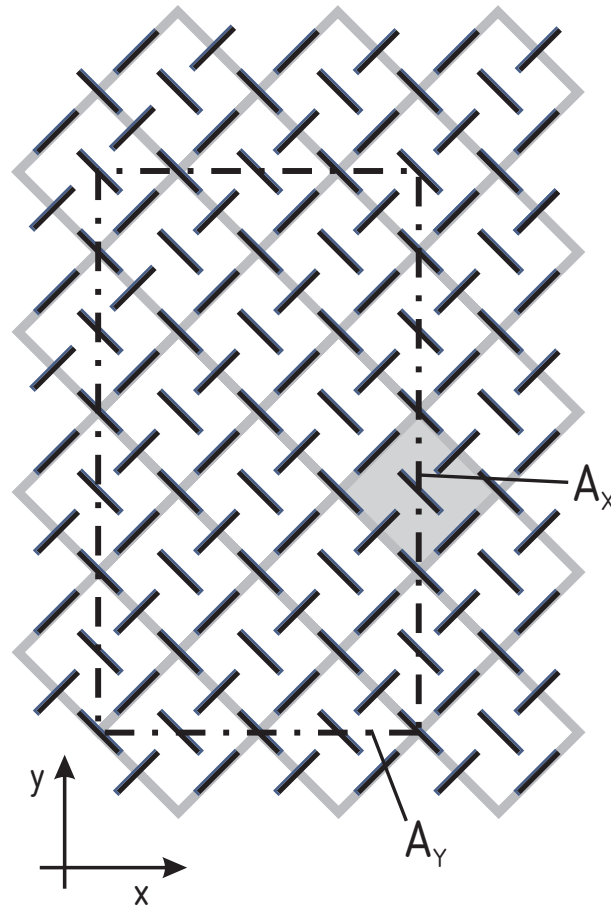


Bild 4.4: Integrationsweg (strichpunktiert dargestellt) zur Auswertung der integralen Massenbilanz für die gesamte Schichtung

Integration wird durch die Summenbildung der Volumenstromdichten einzelner Elementarzellen ersetzt. Die Massenbilanz lautet dann

$$\sum_k \vec{j}_k \cdot \vec{n}_k A_k + O(\varphi) = 0. \quad (4.5)$$

Dabei ist \vec{j}_k die vektorielle Volumenstromdichte durch die Fläche A_k und \vec{n}_k deren Normalenvektor. Die Summenbildung findet über die mit k indizierten Elementarzellen statt, die vom Rand $A = \Gamma(V)$ des Kontrollvolumens geschnitten werden. Die Approximation der Gl. (4.5) wird durch einen Fehler $O(\varphi)$ ergänzt, da das tatsächliche Geschwindigkeitsfeld durch eine periodische Approximation ersetzt wird. Zudem können in den Ecken des Integrationsraumes Fehler auftreten, wenn die Schnittflächen nicht durch die ganze Elementarzelle gehen. Die Fehler sind von der Ordnung $O(\varphi)$ und werden umso kleiner, je kleiner die Elementarzellen gegenüber der gesamten Schichtung sind (vgl. Gl. (4.1)).

Da die Elementarzellen verglichen mit der gesamten Schichtung klein sind, kann die Sum-

menbildung in Gl. (4.5) in eine Integration überführt werden. Die integrale Massenbilanz lautet somit

$$\oint_{A=\Gamma(V)} \vec{j} \cdot \vec{n} dA = 0. \quad (4.6)$$

Der Unterschied zu Gl. (4.3) besteht darin, dass in Gl. (4.6) die Integration über die in der Elementarzelle gemittelte Volumenstromdichte erfolgt. Somit muss das lokale Geschwindigkeitsprofil nicht mehr bekannt sein. Lediglich die Funktionalität zwischen dem mittlere Druckgradienten und der Volumenstromdichte

$$\vec{j} = f(\nabla \bar{p}) \quad (4.7)$$

muss bekannt sein (vgl. Gl. (4.2)).

Mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes kann Gl. (4.6) in differentieller Form

$$\nabla \vec{j} = 0 \quad (4.8)$$

geschrieben werden. Für die numerische Lösung von Gl. (4.8) ist es nicht notwendig, das Strömungsfeld detailliert in den Elementarzellen zu kennen. Für die numerische Lösung sind nur Vorgänge zu berücksichtigen, die sich im Maßstab der gesamten Schichtung abspielen, wie z.B. die Volumenstromdichten in den Ein- und Austrittsquerschnitten der Schichtung. Mit Hilfe des lokalen relativen Lückenvolumens ε werden die mittleren Geschwindigkeiten in den Elementarzellen

$$\vec{v} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{j} \quad (4.9)$$

beschrieben. Damit kann die Massenbilanz (4.8) auch mit

$$\nabla (\varepsilon \vec{v}) = 0 \quad (4.10)$$

formuliert werden. In geordneten Schichtungen ist das lokale relative Lückenvolumen ε konstant und Gl. (4.10) kann vereinfacht werden: Es gilt

$$\nabla (\vec{v}) = 0. \quad (4.11)$$

4.2.2 Impulsbilanz

Die Bilanz für den Impulsstrom einer einphasigen Strömung lautet in integraler Form

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{v} dV + \oint_{\Gamma(V)} \rho (\vec{v} \vec{v}) \cdot \vec{n} dA = - \oint_{\Gamma(V)} p \vec{n} dA - \int_{A_p} \underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{n} dA - \oint_{\Gamma(V)} \underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{n} dA + \int_V \rho \vec{g} dV. \quad (4.12)$$

Dabei wird mit $\underline{\underline{\tau}}$ der Spannungstensor bezeichnet, mit \vec{g} die Erdbeschleunigung, mit ρ die Dichte und mit A_p die Oberfläche der Schichtung. Die Impulsbilanz wird getrennt für den Maßstab der Elementarzelle und den Maßstab der gesamten Schichtung formuliert.

Impulsbilanz für die Elementarzelle

Die Impulsbilanz (4.12) wird zunächst für die Elementarzelle formuliert und durch folgende Annahmen vereinfacht:

- Die Strömung sei in der Elementarzelle stationär. Dadurch entfällt der erste Term auf der linken Seite der Gl. (4.12).
- Es gelten periodische Randbedingungen für das Geschwindigkeitsfeld. Damit kompensieren sich die Integrale der Spannungs- und Geschwindigkeitsfelder auf gegenüberliegenden Seiten der Elementarzelle. Folglich verschwindet der zweite Term auf der linken Seite und der dritte Term auf der rechten Seite von Gl. (4.12).
- Für die Berechnung der einphasigen Strömung werden in der Elementarzelle keine Volumenkräfte vorgegeben. Damit verschwindet der vierte Term auf der rechten Seite von Gl. (4.12).

Für das Integral des Druckes auf der rechten Seite von Gl. (4.12) gilt

$$-\oint_{\Gamma(V)} p \vec{n} dA = -\int_V \nabla p dV = -\int_V \nabla \bar{p} dV, \quad (4.13)$$

d.h. der Druckterm kann auf den für die Rechnung vorgegebenen mittleren Druckgradienten zurückgeführt werden (vgl. Gl. (4.2)). Mit Hilfe der Vereinfachungen lautet Gl. (4.12)

$$\int_{A_p} \underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{n} dA = -\int_V \nabla \bar{p} dV. \quad (4.14)$$

Impulsbilanz für die Schichtung

Zum Herleiten der Impulsbilanz der einphasigen Strömung für die Schichtung wird von Gl. (4.12) ausgegangen. Das Strömungsfeld sei stationär, so dass der erste Term auf der linken Seite von Gl. (4.12) zu vernachlässigen ist. Außerdem ist berücksichtigt, dass die Terme für die Trägheitskräfte und die Reibung an der Grenzen des Kontrollvolumens

vernachlässigt werden können, da sie um Größenordnungen kleiner sind als die Reibung zwischen Gas und Schichtung (vgl. zweiter Term auf rechter Seite in Gl. (4.15)). Somit wird der zweite Term auf der linken Seite und der dritte Term auf der rechten Seite in Gl. (4.12) zu Null gesetzt. Der Fehler, der dabei gemacht wird, ist von der Ordnung $O(\varphi)$ und wird umso kleiner, je kleiner die Elementarzellen gegenüber der gesamten Schichtung sind. Somit folgt aus Gl. (4.12) die Beziehung

$$0 = - \oint_{\Gamma(V)} p d\vec{A} - \int_{A_p} \underline{\underline{\pi}} \cdot d\vec{A} + \int_V \rho \vec{g} dV + O(\varphi). \quad (4.15)$$

für die gesamte Schichtung.

Gl. (4.15) kann mit Hilfe der für jede einzelne Elementarzelle gültigen Gl. (4.14) vereinfacht werden. Dazu wird zunächst der Zusammenhang zwischen der lokalen Volumenstromdichte und dem lokalen mittleren Druckgradienten mit Hilfe des tensoriellen Strömungswiderstandes $\underline{\underline{\pi}}$ beschrieben. Es gilt

$$\underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j} \equiv \nabla \bar{p} \quad \text{und} \quad \nabla \bar{p} = f(\vec{j}). \quad (4.16)$$

Der Tensor $\underline{\underline{\pi}}$ hängt von der mittleren lokalen Strömungsgeschwindigkeit ab. Ist der Druckgradient nichtlinear (z.B. quadratisch) von der Volumenstromdichte $|\vec{j}|$ abhängig, dann werden die einzelnen Komponenten von $\underline{\underline{\pi}}$ für die gegebenen Volumenstromdichten linearisiert. Die einzelnen Komponenten des Widerstandstensors $\underline{\underline{\pi}}$ können durch numerische Simulation berechnet oder aus experimentellen Ergebnissen gewonnen werden. Für die unterschiedlichen Koordinatenrichtungen können für einige Schichtungen auch Symmetrien ausgenutzt werden. Für isotrope Schichtungen bzw. für Schichtungen, die in allen Richtungen den gleichen Strömungswiderstand aufweisen, kann der Tensor $\underline{\underline{\pi}}$ in Gl. (4.16) durch einen Skalar ersetzt werden.

Werden die Ergebnisse aus den Gln. (4.16) und (4.14) in die Gl. (4.15) für den Schichtungsmaßstab eingesetzt, wird diese zu

$$0 = - \oint_{\Gamma(V)} p \vec{n} dA + \int_V \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j} dV + \int_V \rho \vec{g} dV + O(\varphi) \quad (4.17)$$

vereinfacht. Wird für den ersten Term in Gl. (4.17) der Gaußsche Integralsatz angewendet, dann kann Gl. (4.17) in differentieller Form

$$0 = -\nabla \bar{p} + \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j} + \rho \vec{g} \quad (4.18)$$

geschrieben werden. Gl. (4.18) gilt für das einphasige Strömungsfeld in einer Schichtung mit beliebig geformten Elementarzellen. Mit dem tensoriellen Strömungswiderstand $\underline{\pi}$ wird die konstruktive Gestalt der Schichtung berücksichtigt. Als Lösung der Gl. (4.18) wird unter Berücksichtigung der Randbedingungen das gesamte makroskopische Strömungsfeld in einer Schichtung erhalten. Die Lösung wird auf numerischem Weg unter Verwendung kommerzieller Software erhalten. Dies wird in nachfolgenden Kapiteln ausführlich erläutert.

4.3 Bilanzgleichungen für die zweiphasige Strömung

Für die zweiphasige Strömung wird in Schichtungen analog zur einphasigen Strömung angenommen, dass die Geschwindigkeitsfelder an gegenüberliegenden Rändern einer Elementarzelle in guter Näherung gleich sind. Somit ist der mittlere Druckgradient in einer Elementarzelle

$$\nabla \bar{p} = f(\vec{j}_g, \vec{j}_l) \quad (4.19)$$

nur eine Funktion der in der Elementarzelle gemittelten Volumenstromdichten des Gases \vec{j}_g und der Flüssigkeit \vec{j}_l . Die Volumenstromdichte einer Phase kann als Funktion des mittleren Druckgradienten und der Volumenstromdichte der zweiten Phase beschrieben werden. Für die gasförmige Phase gilt

$$\vec{j}_g = f(\nabla \bar{p}, \vec{j}_l) \quad (4.20)$$

und für die flüssige Phase

$$\vec{j}_l = f(\nabla \bar{p}, \vec{j}_g). \quad (4.21)$$

Die mittleren Druckgradienten lassen sich als Funktionen der Volumenstromdichten von Gas und Flüssigkeit gemäß Gln. (4.19) bis (4.21) auf theoretischem oder experimentellem Wege für die Elementarzellen ermitteln.

Die zweiphasige Strömung ist im Längenmaßstab der Schichtung für kleine Volumenstromdichten von Gases und Flüssigkeit unterhalb des Staupunktes in guter Näherung stationär. Für Strömungsformen oberhalb des Staupunktes und am Flutpunkt wird das Strömungsfeld instationär. Werden die Phasenanteile und Geschwindigkeiten der Phasen für kleine Zeitskalen gemittelt, so wird beobachtet, dass der zeitliche Verlauf dieser gemittelten Werte nahezu konstant ist (vgl. Loser, Petritsch und Mewes [34]). Daher wird die zweiphasige Strömung in Schichtungen als quasi-stationär betrachtet. In den nachfolgend hergeleiteten Bilanzgleichungen werden somit die zeitabhängigen Anteile vernachlässigt.

4.3.1 Massenbilanzen

Beim Herleiten der Massenbilanzgleichungen für die Phasenströme eines zweiphasigen Strömungsfeldes wird in der Schichtung der Stoffübergang zwischen den Phasenströmen vernachlässigt. Für beliebige Kontrollvolumen V gelten für die als inkompressibel angenommenen Phasenströme die integralen Bilanzgleichungen

$$\oint_{A=\Gamma(V)} \alpha_g \vec{v}_g \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (4.22)$$

$$\oint_{A=\Gamma(V)} \alpha_l \vec{v}_l \cdot \vec{n} dA = 0. \quad (4.23)$$

Dabei sind α_g und α_l die örtlichen Volumenanteile der Gas- und Flüssigkeitsphase. Mit \vec{v}_g bzw. \vec{v}_l wird deren Geschwindigkeit bezeichnet. Für die flüssige Phase wird dabei der Index l und für die gasförmige Phase der Index g verwendet. Integriert wird über den Rand $A = \Gamma(V)$ des Kontrollvolumens.

Mit V_P wird das Volumen des Schichtungsmaterials und mit $V_F = V - V_P$ das freie Volumen bzw. Lückenvolumen in der Schichtung bezeichnet. Dann ist der Lückengrad ε als Quotient aus freiem Volumen und gesamtem Volumen durch

$$\varepsilon \equiv \frac{V_F}{V} = \frac{V - V_P}{V} \quad (4.24)$$

definiert. Für die örtlichen Phasenanteile des Gases und der Flüssigkeit gilt

$$\alpha_g + \alpha_l = \begin{cases} 0 & \text{für } V_P \\ 1 & \text{für } V_F \end{cases} \quad (4.25)$$

d.h., an den Orten, an denen sich die Schichtung befindet, sind die Anteile der Gas- und Flüssigkeitsphase Null. An Stellen, an denen keine Schichtung sondern ein freier Strömungsquerschnitt ist, addieren sich die Phasenanteile zu 1, wie für gewöhnliche zweiphasige Strömungen.

Analog zur einphasigen Strömung wird für die Schichtung ein Kontrollvolumen V gewählt, das eine große Anzahl von Elementarzellen beinhaltet. Für die einzelnen Elementarzellen können mittlere Volumenanteile der einzelnen Phasen

$$\bar{\alpha}_g \equiv \frac{\int_{V_{EZ}} \alpha_g dV}{V_{EZ}} \quad (4.26)$$

$$\bar{\alpha}_l \equiv \frac{\int_{V_{EZ}} \alpha_l dV}{V_{EZ}} \quad (4.27)$$

definiert werden. Dabei ist V_{EZ} das Volumen einer Elementarzelle. Mit Hilfe der Definitionen für die mittleren Phasenanteile und dem Zusammenhang zwischen den Volumenen der einzelnen Phasen und dem Lückengrad in den Gln. (4.24) und (4.25) gilt der Zusammenhang

$$\bar{\alpha}_g + \bar{\alpha}_l = \varepsilon. \quad (4.28)$$

Dabei wird für eine Schichtung der Lückengrad der Elementarzelle gleich dem der gesamten Schichtung gesetzt. Mit Hilfe der ortsgemittelten Volumenanteile können an den Schnittflächen durch die Elementarzellen Volumenstromdichten für die einzelnen Phasen

$$\vec{j}_g \cdot \vec{n} \equiv \frac{\int_{A_k} \alpha_g \vec{v}_g \cdot \vec{n} dA}{A_k} \quad (4.29)$$

$$\vec{j}_l \cdot \vec{n} \equiv \frac{\int_{A_k} \alpha_l \vec{v}_l \cdot \vec{n} dA}{A_k} \quad (4.30)$$

definiert werden. Dabei ist A_k die Schnittfläche durch die Elementarzelle k und $\vec{j}_g = \vec{v}_g \cdot \bar{\alpha}_g$ bzw. $\vec{j}_l = \vec{v}_l \cdot \bar{\alpha}_l$ sind die Volumenstromdichten der Gas- bzw. der Flüssigkeitsphase an der Schnittfläche A_k . Mit $\vec{j}_g \cdot \vec{n}$ bzw. $\vec{j}_l \cdot \vec{n}$ werden die Volumenstromdichten normal zur Schnittfläche A_k erhalten. Mit Hilfe dieser Definitionen für die Volumenstromdichten an den Schnittflächen des Kontrollvolumens (vgl. [Bild 4.4](#)) können die Massenbilanzen (4.22) und (4.23) durch die Summen

$$\sum_k \bar{\alpha}_g \vec{v}_g \cdot \vec{n} A_k + O(\varphi) = 0 \quad (4.31)$$

$$\sum_k \bar{\alpha}_l \vec{v}_l \cdot \vec{n} A_k + O(\varphi) = 0 \quad (4.32)$$

ersetzt werden. Dabei ist A_k die Schnittfläche durch die k -te Elementarzelle entlang des Randes $\Gamma(V)$ und es gilt $\Gamma(V) = \sum_k A_k$.

Beim Übergang von der Integration in die Summation tritt ein Fehler der Ordnung $O(\varphi)$ auf. Die Elementarzellen werden an den Ecken des Kontrollvolumens (vgl. [Bild 4.4](#)) nicht vollständig vom Rand $\Gamma(V)$ geschnitten und das tatsächliche Geschwindigkeitsfeld wird durch eine Näherung ersetzt. Der Fehler wird umso kleiner, je kleiner die Abmessungen der Elementarzellen gegenüber denen der Schichtung bzw. gegenüber denen des Bilanzvolumens sind. Da die Abmessungen der Elementarzellen klein gegenüber denen der Schichtung sind, kann die Summe in den Gln. (4.31) und (4.32) mit

$$\oint_{A=\sum_k A_k=\Gamma(V)} \vec{j}_g \cdot \vec{n} dA = 0, \quad (4.33)$$

$$\oint_{A=\sum_k A_k=\Gamma(V)} \vec{j}_i \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (4.34)$$

in eine Integration überführt werden. Integriert wird wiederum entlang des Randes $\Gamma(V)$ des Kontrollvolumens, der sich aus den Schnittflächen mit den Elementarzellen A_k zusammensetzt.

Durch Anwendung des Gaußschen Integralsatzes auf die Gln. (4.33) und (4.34) können die Massenbilanzen

$$\nabla \vec{j}_g = 0 \quad (4.35)$$

$$\nabla \vec{j}_l = 0 \quad (4.36)$$

auch differentiell formuliert werden. Diese Gleichungen sind den bekannten Kontinuitätsgleichungen für zweiphasige, stationäre und inkompressible Strömungen sehr ähnlich. Sie unterscheiden sich in nur zwei Punkten: Zum einen wird mit in den Elementarzellen gemittelten Größen für die Volumenstromdichten gerechnet und zum anderen addieren sich die Phasenanteile der beiden Phasen nach Gl. (4.28) nicht zu eins, sondern zum Lückengrad ε .

4.3.2 Impulsbilanzen

Die integralen Impulsbilanzen werden für ein Kontrollvolumen V analog zu den Massenbilanzen für jeden Phasenstrom getrennt formuliert. Wird der Stoffübergang zwischen beiden Phasen vernachlässigt, dann lautet die integrale Impulsbilanz der Gasphase

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \alpha_g \rho_g \vec{v}_g dV + \oint_{\Gamma(V)} \alpha_g \rho_g (\vec{v}_g \vec{v}_g) dA &= - \int_V \alpha_g \nabla p dV - \int_{A_{gp}} \underline{\underline{\tau}}_g \cdot \vec{n} dA \\ &- \int_{A_{gl}} \underline{\underline{\tau}}_g \cdot \vec{n} dA - \oint_{\Gamma(V)} \alpha_g \underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{n} dA + \int_V \alpha_g \rho_g \vec{g} dV. \end{aligned} \quad (4.37)$$

Im zweiten Term auf der rechten Seite ist A_{gp} die Fläche zwischen der Gasphase und der Schichtung. Das ist der unbenetzte Teil der Schichtoberfläche A_p . Im dritten Term auf der rechten Seite von Gl. (4.37) wird der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit berücksichtigt. A_{gl} bedeutet die Phasengrenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit.

Die Impulsbilanz für die Gasphase wird nachfolgend getrennt für die Längenmaßstäbe der Elementarzelle und der Schichtung formuliert.

Impulsbilanz für eine Elementarzelle

In Analogie zur einphasigen Strömung werden für die zweiphasige Strömung in der Elementarzelle Annahmen getroffen, mit denen Gl. (4.37) vereinfacht wird:

- Die zweiphasige Strömung ist in der Elementarzelle quasi-stationär. Der erste Term auf der linken Seite von Gl. (4.37) entfällt.
- An den Rändern der Elementarzelle gelten periodische Randbedingungen für die Geschwindigkeitsfelder und die Phasenanteile von Gas und Flüssigkeit. Die damit gebildeten Ortsintegrale heben sich für gegenüberliegende Ränder auf. Somit werden der zweite Term auf der linken Seite und der vierte Term auf der rechten Seite von Gl. (4.37) zu Null.
- Für die Gasphase werden in der Elementarzelle keine Volumenkräfte vorgegeben. Damit verschwindet der fünfte Term auf der rechten Seite von Gl. (4.37).

Der Druckgradient kann in Gl. (4.37) durch den mittleren Druckgradienten

$$-\int_V \alpha_g \nabla p dV = -\int_V \bar{\alpha}_g \nabla \bar{p} dV \quad (4.38)$$

approximiert werden. Dabei ist $\bar{\alpha}_g$ der in der Elementarzelle gemittelte Volumenanteil des Gases (vgl. Gl. (4.26)).

Die Impulsbilanz für die Gasphase lautet

$$-\int_{A_{gp}} \underline{\underline{\tau}}_g \cdot \vec{n} dA - \int_{A_{gl}} \underline{\underline{\tau}}_g \cdot \vec{n} dA = \int_V \bar{\alpha}_g \nabla \bar{p} dV. \quad (4.39)$$

Der volumetrische Druckverlust einer Schichtung kann mit

$$\underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g \equiv \frac{\int_{A_{gp,EZ}} \underline{\underline{\tau}}_g \cdot \vec{n} dA}{V_{EZ}} \quad (4.40)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist \vec{j}_g die in der Elementarzelle gemittelte Volumenstromdichte, V_{EZ} das Volumen einer Elementarzelle und A_{gp} die Fläche zwischen Gas und Schichtung in der Elementarzelle (d.h. die unbenetzte Schichtoberfläche). Für den Grenzwert $\bar{\alpha}_g \rightarrow \varepsilon$, also für eine reine Gasströmung, entspricht der tensorielle Strömungswiderstand $\underline{\underline{\pi}}$ der Definition in Gl. (4.16). Der mittlere Druckgradient kann somit durch einen

Strömungswiderstand zwischen Gas und Schichtung $\underline{\pi}$ und den volumenbezogenen Impulsstrom \vec{D}_{gl} zwischen Gas und Flüssigkeit mit

$$\bar{\alpha}_g \nabla \bar{p} = \underline{\pi} \cdot \vec{j}_g + \vec{D}_{gl} \quad (4.41)$$

beschrieben werden.

Impulsbilanz für die Schichtung

Zur Herleitung der Impulsbilanz des Gases für den Längenmaßstab der Schichtung wird von Gl. (4.37) ausgegangen. Dabei wird der zeitabhängige Term auf der linken Seite in Gl. (4.37) vernachlässigt, da die Strömung als quasi-stationär betrachtet wird. Der zweite Term auf der linken Seite und der vierte Term auf der rechten Seite werden vernachlässigt, da die Trägheitskräfte und die Reibungskräfte an den Grenzen des Kontrollvolumens um Größenordnungen kleiner sind als die Impulsströme zwischen Gas und Schichtoberfläche sowie zwischen Gas und Flüssigkeit (vgl. zweiter und dritter Term auf der rechten Seite in Gl. (4.37)). Für die meisten Gas/Flüssigkeitsgemische sind die Gravitationskräfte in der Gasphase um mehrere Größenordnungen kleiner als die in der Flüssigkeitsphase. Deshalb wird der fünfte Term auf der rechten Seite in Gl. (4.37) vernachlässigt. Als Resultat dieser Vereinfachungen wird für die Schichtung

$$0 = - \int_V \alpha_g \nabla p dV - \int_{A_{gp}} \underline{\tau}_g \cdot \vec{n} dA - \int_{A_{gl}} \underline{\tau}_g \cdot \vec{n} dA + O(\varphi) \quad (4.42)$$

erhalten. Dabei tritt aufgrund der oben genannten Vereinfachungen ein Fehler von der Ordnung $O(\varphi)$ auf. Dieser ist umso kleiner, je kleiner eine Elementarzelle im Vergleich zum Längenmaßstab der Schichtung bzw. zum Kontrollvolumen V ist. Das bilanzierte Kontrollvolumen V sollte also eine Vielzahl von Elementarzellen beinhalten, um den Fehler $O(\varphi)$ klein zu halten. Mit Hilfe der Gln. (4.41) und (4.39) kann Gl. (4.42) zu

$$0 = - \int_V \alpha_g \nabla p dV + \int_V \left(\underline{\pi} \cdot \vec{j}_g + \vec{D}_{gl} \right) dV + O(\varphi) \quad (4.43)$$

vereinfacht werden. Gl. (4.43) lautet in differentieller Form

$$0 = -\bar{\alpha}_g \nabla \bar{p} + \underline{\pi} \cdot \vec{j}_g + \vec{D}_{gl} \quad (4.44)$$

und unterscheidet sich gegenüber der einphasigen Impulsbilanz (4.18) darin, dass zusätzlich die Volumenanteile der Gasphase und der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit berücksichtigt werden. Die Gravitationskräfte werden hingegen in der Gasphase vernachlässigt.

Impulsbilanz für die flüssige Phase

Für die flüssige Phase lautet die integrale Impulsbilanz

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \alpha_l \rho_l \vec{v}_l dV + \oint_{\Gamma(V)} \alpha_l \rho_l (\vec{v}_l \vec{v}_l) dA = & - \int_V \alpha_l \nabla p dV - \int_{A_{lp}} \underline{\underline{\tau}}_l \cdot \vec{n} dA \\ & - \int_{A_{lg}} \underline{\underline{\tau}}_l \cdot \vec{n} dA - \oint_{\Gamma(V)} \alpha_l \underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{n} dA + \int_V \alpha_l \rho_l \vec{g} dV \end{aligned} \quad (4.45)$$

(vgl. Gl. (4.37) für die Gasphase). Dabei ist $\underline{\underline{\tau}}$ der Spannungstensor, A_{lp} die benetzte Schichtoberfläche und A_{lg} die Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeit und Gas. Die Vereinfachung erfolgt für eine Schichtung analog zur Gasphase. Deshalb werden nachfolgend nur Zwischenergebnisse der Herleitung aufgeführt. Als Ergebnis für die flüssige Phase in der Elementarzelle wird die Gleichung

$$- \int_{A_{lp}} \underline{\underline{\tau}}_l \cdot \vec{n} dA - \int_{A_{lg}} \underline{\underline{\tau}}_l \cdot \vec{n} dA + \int_V \alpha_l \rho_l \vec{g} dV = \int_V \bar{\alpha}_l \nabla \bar{p} dV \quad (4.46)$$

erhalten. Im Vergleich zur Gasphase (Gl. (4.39)) ist dabei zusätzlich die Gravitation berücksichtigt. Für den mittleren Druckgradienten gilt in der Elementarzelle

$$\bar{\alpha}_l \nabla \bar{p} = \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l - \vec{D}_{gl} + \rho_l \cdot \vec{g}. \quad (4.47)$$

In Gl. (4.47) wird im ersten Term (auf der rechten Seite) der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtoberfläche berücksichtigt. Dabei ist $\underline{\underline{\xi}}$ der tensorielle Strömungswiderstand für die flüssige Phase (analog zu $\underline{\underline{\pi}}$ für die Gasphase). Mit \vec{D}_{gl} wird der volumenbezogene Impulsstrom zwischen Gas und Flüssigkeit bezeichnet. Mit dem dritten Term wird die Volumenkraft infolge Gravitation berücksichtigt.

Für die gesamte Schichtung lautet die Impulsbilanz für die Flüssigkeit

$$0 = - \int_V \alpha_l \nabla p dV - \int_{A_{lp}} \underline{\underline{\tau}}_l \cdot \vec{n} dA - \int_{A_{lg}} \underline{\underline{\tau}}_l \cdot \vec{n} dA - \oint_{\Gamma(V)} \alpha_l \underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{n} dA + \int_V \alpha_l \rho_l \vec{g} dV. \quad (4.48)$$

Mit Hilfe der Gln. (4.46) und (4.47) erhält man nach Differentiation

$$0 = -\bar{\alpha}_l \nabla \bar{p} + \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l - \vec{D}_{gl} + \bar{\alpha}_l \rho_l \vec{g}. \quad (4.49)$$

Gl. (4.49) ist mit einem Term zu erweitern, mit dem die Querverteilungseigenschaften der Schichtung für die Flüssigkeitsströmung berücksichtigt werden. Unter Berücksichtigung

der Querverteilung, die weiter unten erläutert wird, wird die differentielle Impulsbilanz für die flüssige Phase

$$0 = -\bar{\alpha}_l \nabla \bar{p} + \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l - \vec{D}_{gl} + \bar{\alpha}_l \rho_l \vec{g} + \underline{\underline{\xi}} \cdot \left(\underline{\underline{S}} \cdot \nabla |\vec{j}_l| \right). \quad (4.50)$$

In Gl. (4.50) ist als erster Term der Druckgradient berücksichtigt. Dieser gewinnt vor allem in der Nähe des Flutpunktes an Bedeutung. Mit dem zweiten Term wird der Impulstransport zwischen Schichtoberfläche und Flüssigkeitsströmung und mit dem dritten Term der Impulstransport über die Phasengrenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit beschrieben. Mit dem vierten Term ist die Gravitationskraft berücksichtigt, die für die Strömung der Flüssigkeit entlang der Schichtungsfläche die treibende Volumenkraft ist. Mit dem fünften Term werden die Querverteilungseigenschaften der Schichtung beschrieben. Für eine gleichmäßig über den Querschnitt der Schichtung verteilte Flüssigkeitsströmung verschwindet der Gradient $\nabla |\vec{j}_l|$ und damit der gesamte fünfte Term. Die Bedeutung des Querverteilungsterms wird im nachfolgenden Kapitel erläutert.

Die Impulsbilanzen für das Gas (4.44) und für die Flüssigkeit (4.49) werden unter der Annahme addiert, dass die Flüssigkeitsströmung gleichmäßig über den Querschnitt verteilt ist. Daraus ergibt sich

$$\varepsilon \nabla \bar{p} - \bar{\alpha}_l \rho_l \vec{g} = \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g + \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l. \quad (4.51)$$

In Gl. (4.51) sind auf der linken Seite der Druckgradient und die Gravitation berücksichtigt. Diese die Strömung antreibenden volumenbezogenen Impulsströme werden von denen zwischen Gas und Schichtung $\vec{D}_{gp} = \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g$, sowie zwischen Flüssigkeit und Schichtung $\vec{D}_{lp} = \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l$ kompensiert.

4.4 Querverteilungseigenschaften

Schichtungen sind in der Regel so konstruiert, dass sie eine ungleichmäßig über ihren Querschnitt verteilte Flüssigkeitsströmung ausgleichen sollen. Zwischen Volumenbereichen der Schichtung mit unterschiedlichen Flüssigkeitsanteilen findet idealerweise ein Ausgleich statt. Diese Eigenschaft einer Schichtung wird als Querverteilung bezeichnet. Sie muss für die numerische Berechnung des Strömungsfeldes berücksichtigt werden. In der Impulsbilanz für die Flüssigkeit (4.50) wird dies im letzten Term der Gleichung mit Hilfe des Querverteilungstensors $\underline{\underline{S}}$ berücksichtigt. Für Schichtungen mit isotropen Querverteilungseigenschaften wird aus dem Querverteilungstensor ein Skalar.

Das zum Beschreiben der Querverteilung verwendete physikalische Modell wird als Diffusionsmodell bezeichnet [47]. Das Strömungsfeld der Flüssigkeit kommt in der Schichtung durch die zufällige Bewegung einzelner Flüssigkeitselemente zustande, die eine kontinuierliche Phase bilden. Die Bewegung der Flüssigkeit kann dann mit den Gesetzmäßigkeiten der Diffusion beschrieben werden. Die Querverteilungseigenschaften einer Schichtung werden deshalb durch einen "Diffusionskoeffizienten" beschrieben, der die Zufälligkeit der Flüssigkeitsbewegung in der Schichtung charakterisiert. Die "Diffusionskoeffizienten" werden im Rahmen dieser Arbeit als Querverteilungskoeffizienten bezeichnet (vgl. Kapitel 3.2).

Im zusätzlichen Term der Gl. (4.50) ist $\underline{\underline{S}}$ der Querverteilungstensor für die Flüssigkeit. Mit Hilfe dieses Tensors werden die Querverteilungseigenschaften der Schichtung in unterschiedlichen Richtungen beschrieben. Für eine gleichmäßig über den Querschnitt verteilte Flüssigkeitsströmung wird $\nabla|\vec{j}_l| = 0$ und der gesamte letzte Term in Gl. (4.50) verschwindet.

Werden kartesische Koordinaten entlang von Symmetrielinien der Schichtung gewählt, dann verschwinden für den Querverteilungstensor alle Komponenten außerhalb der Hauptdiagonalen und es gilt

$$\underline{\underline{S}} = \begin{pmatrix} S_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & S_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & S_{zz} \end{pmatrix}. \quad (4.52)$$

Für eine druckverlustfreie reine Flüssigkeitsströmung verschwinden der erste und der dritte Term in Gleichung (4.50). Damit wird die Gleichung

$$0 = \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l + \bar{\alpha}_l \cdot \rho_l \cdot \vec{g} + \underline{\underline{\xi}} \cdot \left(\underline{\underline{S}} \cdot \nabla|\vec{j}_l| \right) \quad (4.53)$$

erhalten. Mit Gl. (4.53) wird eine reine Flüssigkeitsströmung in der Schichtung, allerdings in Anwesenheit von Gas, beschrieben. Die Flüssigkeit rieselt infolge der Gravitationskraft nach unten. Wird eine gleichverteilte Flüssigkeitsströmung vorausgesetzt, dann verschwindet der letzte Term in Gl. (4.53), da der Gradient der Volumenstromdichte der Flüssigkeit zu Null wird. Somit wird die gesamte Volumenkraft in der Flüssigkeit (zweiter Term) durch den Impulstransport bzw. die Oberflächenkraft zwischen Schichtung und Flüssigkeit (erster Term) kompensiert.

Für weitere Betrachtungen zur Querverteilung wird ein kartesisches Koordinatensystem (x, y, z) gewählt, in dem y die vertikale und x und z die horizontalen Koordinaten sind. Damit zeigt y in die zur Gravitation entgegengesetzte Richtung. Für die beiden horizon-

talen Koordinatenrichtungen folgt aus Gl. (4.53)

$$0 = \xi_{xx} j_{l,x} + \xi_{xx} S_{xx} \frac{\partial |\vec{j}_l|}{\partial x} \quad (4.54)$$

und

$$0 = \xi_{zz} j_{l,z} + \xi_{zz} S_{zz} \frac{\partial |\vec{j}_l|}{\partial z}. \quad (4.55)$$

Für die Flüssigkeit wird angenommen, dass der überwiegende Teil ihres Volumenstroms vertikal nach unten strömt. Damit gilt für den Betrag der Volumenstromdichte der Flüssigkeit in guter Näherung

$$|\vec{j}_l| = -j_{l,y} \quad (4.56)$$

Dabei ist $j_{l,y}$ die vertikale Komponente der Volumenstromdichte der Flüssigkeit \vec{j}_l . Gl. (4.56) wird in die Gln. (4.54) und (4.55) eingesetzt. Gl. (4.54) wird durch den Widerstandskoeffizienten ξ_{xx} dividiert und nach der Koordinate x differenziert und analog dazu Gl. (4.55) durch den Widerstandskoeffizienten ξ_{zz} dividiert und nach der Koordinate z differenziert. Daraus werden die Gleichungen

$$\frac{\partial j_{l,x}}{\partial x} = S_{xx} \frac{\partial^2 j_{l,y}}{\partial x^2} \quad (4.57)$$

und

$$\frac{\partial j_{l,z}}{\partial z} = S_{zz} \frac{\partial^2 j_{l,y}}{\partial z^2} \quad (4.58)$$

erhalten. Werden diese Gleichungen in die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial j_{l,x}}{\partial x} + \frac{\partial j_{l,y}}{\partial y} + \frac{\partial j_{l,z}}{\partial z} = \nabla \vec{j}_l = 0 \quad (4.59)$$

eingesetzt und nach dem dritten Term in Gl. (4.59) aufgelöst, erhält man

$$\frac{\partial j_{l,y}}{\partial y} = -S_{xx} \frac{\partial^2 j_{l,y}}{\partial x^2} - S_{zz} \frac{\partial^2 j_{l,y}}{\partial z^2}. \quad (4.60)$$

Gl. (4.60) entspricht der Diffusionsgleichung (3.6). Mit den Koeffizienten S_{xx} und S_{zz} wird die Querverteilung der Flüssigkeit in Richtung der Koordinaten x und z quantifiziert (vgl. Kapitel 3.2).

Die Querverteilungseigenschaften werden für die einzelnen Koordinatenrichtungen getrennt untersucht (vgl. Kapitel 5.5). Dazu wird die Strömung in der Schichtung jeweils zweidimensional betrachtet. Die Kontinuitätsgleichung (4.59) vereinfacht sich dadurch auf zwei Terme. Damit gelten für die horizontalen Koordinaten die Gleichungen

$$\frac{\partial j_{l,y}}{\partial y} = -S_{xx} \frac{\partial^2 j_{l,y}}{\partial x^2} \quad (4.61)$$

für die x -Koordinate und

$$\frac{\partial j_{l,y}}{\partial y} = -S_{zz} \frac{\partial^2 j_{l,y}}{\partial z^2} \quad (4.62)$$

für die z -Koordinate. Die Gln. (4.61) und (4.62) werden für die Auswertung der experimentellen Untersuchungen in Kapitel 5.5 zur Gewinnung der Querverteilungskoeffizienten S_{xx} und S_{zz} verwendet.

5. Experimentelle Untersuchungen

Um die zweiphasige Strömung in Schichtungen in dreidimensionaler Form berechnen zu können, sind Informationen über den Impulstransport zwischen der festen und den beiden fluiden Phasen einerseits und zwischen der gasförmigen und flüssigen Phase andererseits für alle Koordinatenrichtungen notwendig. In der Literatur sind bisher nur Ergebnisse aus Messungen zum Druckgradienten in vertikaler Richtung der mittleren Phasengeschwindigkeiten veröffentlicht. Es sind keine Forschungsarbeiten bekannt, in denen der Impulsaustausch quer zur Hauptströmungsrichtung gemessen wird. In diesem Kapitel wird eine Versuchsanlage beschrieben, mit der der Impulstransport in Schichtungen quer zur Hauptströmungsrichtung der Phasen gemessen wird. Zusätzlich werden mit dieser Versuchsanlage die Querverteilungseigenschaften einer Schichtung gemessen.

5.1 Aufbau der Versuchsanlage

Die Versuchsanlage, mit der ein Impulstransport zwischen den Phasen quer zur Hauptströmungsrichtung in Schichtungen gemessen wird, ist in [Bild 5.1](#) schematisch dargestellt. Die Schichtung ist in einen Strömungskanal eingebaut. Dieser wird von Gas in horizontaler Richtung auf der Länge $2,17m$ durchströmt. Die Flüssigkeit durchströmt die in den Kanal eingebaute Schichtung in vertikaler Richtung entlang der Höhe von $0,63m$. Die Breite des Strömungskanals ist variabel und beträgt maximal $0,5m$. Oberhalb der Schichtung ist ein Verteiler montiert, mit dem die Flüssigkeit in unterschiedlicher Weise über den Schichtungsquerschnitt verteilt aufgegeben wird. Unterhalb der Schichtung sind 50 Auffangkammern mit je $40mm$ Breite angebracht. An jede Auffangkammer schließt sich ein Meßrohr zum Messen des jeweiligen Teilvolumenstroms an. Mit Hilfe der einzelnen Teilvolumenströme wird die Flüssigkeitsverteilung unterhalb der Schichtung gemessen. Somit lassen sich die jeweiligen Flüssigkeitsprofile ober- und unterhalb der Schichtung vergleichen. Aus dem Vergleich ergeben sich die Querverteilungseigenschaften der Schichtung. Die Schichtung wird in horizontaler Richtung mit Gas angeströmt. Damit wird gemessen, welchen Einfluss eine horizontale Gasströmung auf die Flüssigkeitsströmung ausübt.

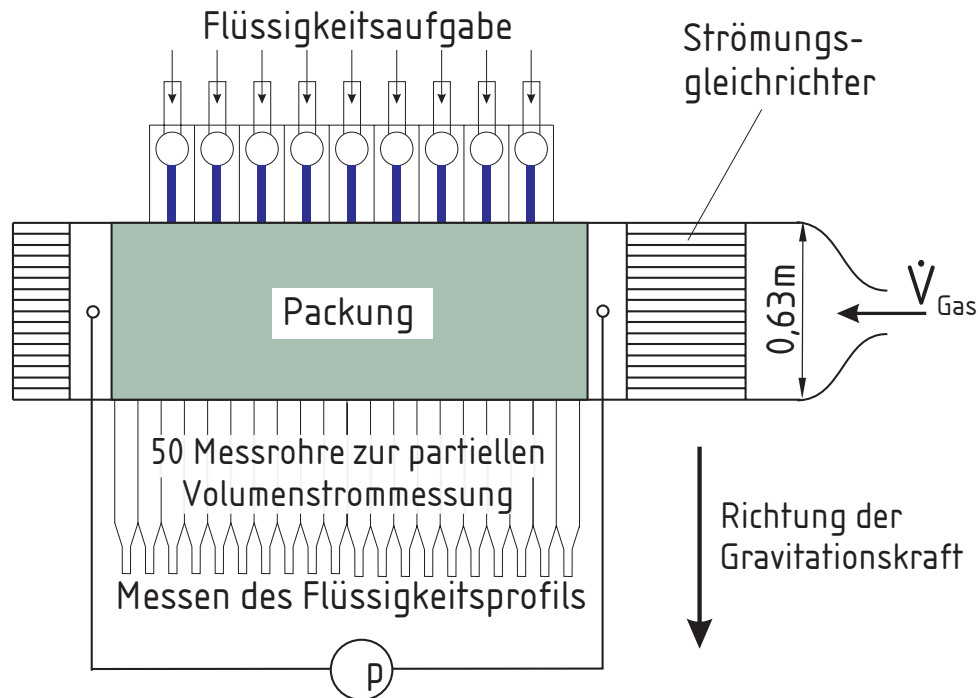


Bild 5.1: Schematischer Aufbau der Versuchsanlage

In Bild 5.2 ist die Versuchsanlage abgebildet und in Bild 5.3 ist das dazugehörige Rohrleitungs- und Instrumentierungsfließbild dargestellt. In Bild 5.2 ist am Kopf der Anlage der Verteiler dargestellt, mit dem Flüssigkeit auf die Schichtung aufgegeben wird. Die Zuläufe für die einzelnen Bereiche des Flüssigkeitsverteilers befinden sich darüber. Flüssigkeitsverteiler und Zuläufe sind aus PVC (Polyvinylchlorid) gefertigt. Der Flüssigkeitsverteiler besteht aus 4 unterschiedlichen Bereichen. Die Bereiche 1,3 und 4 sind je $0,63m$ und der Bereich 2 ist $0,06m$ lang. Unterhalb des Flüssigkeitsverteilers befinden sich drei Schichten der Packung MELLAPAK 250.Y. Darunter ist ein Auffangbehälter mit 50 Kammern angebracht, die die Flüssigkeit an 50 Messrohre für die lokale Volumenstrommessung weiterleiten. Unterhalb der Messrohre ist eine Auffangwanne aufgestellt, mit der die Flüssigkeit gesammelt und in einen Vorratsbehälter weitergeleitet wird.

Der Auffangbehälter am Austrittsquerschnitt unterhalb der Schichtung besteht aus 50 Kammern, die im Schnitt in Bild 5.4 dargestellt sind. Die Tiefe jeder einzelnen Kammer beträgt $40mm$. Durch ein Siphon wird die Flüssigkeit in die Messrohre zur Volumenstrommessung weitergeleitet. Das Siphon verhindert, dass durch die Auffangwanne Gas ausströmt. Deshalb müssen die Kammern bis zum Überlauf mit Wasser befüllt sein. Aufgrund der kleinen Tiefe der einzelnen Abschnitte werden die einzelnen Siphons versetzt montiert (vgl. Bild 5.4 a und b). Die Breite der Abschnitte beträgt $0,5m$. Dies legt die

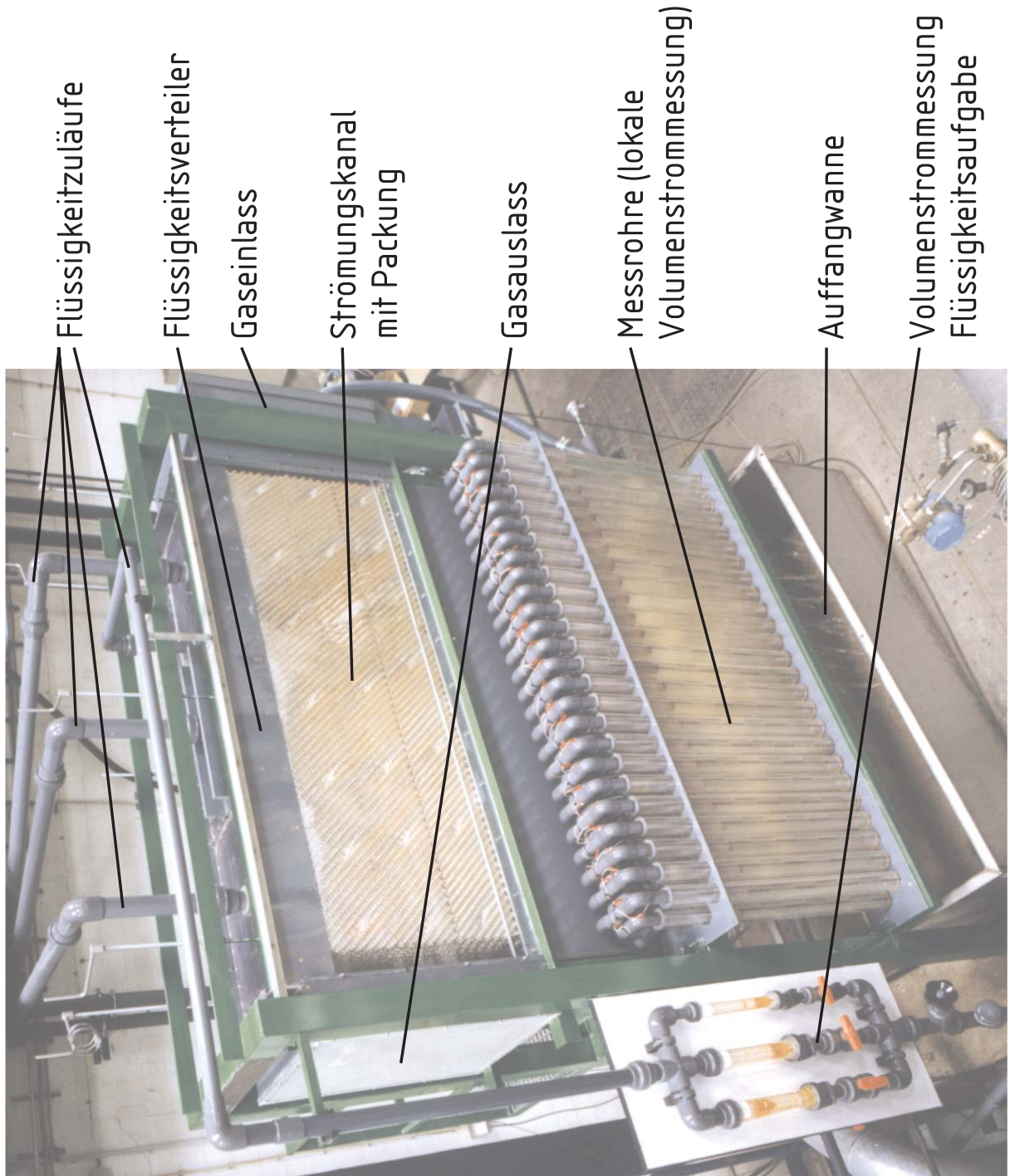


Bild 5.2: Fotografie der Versuchsanlage

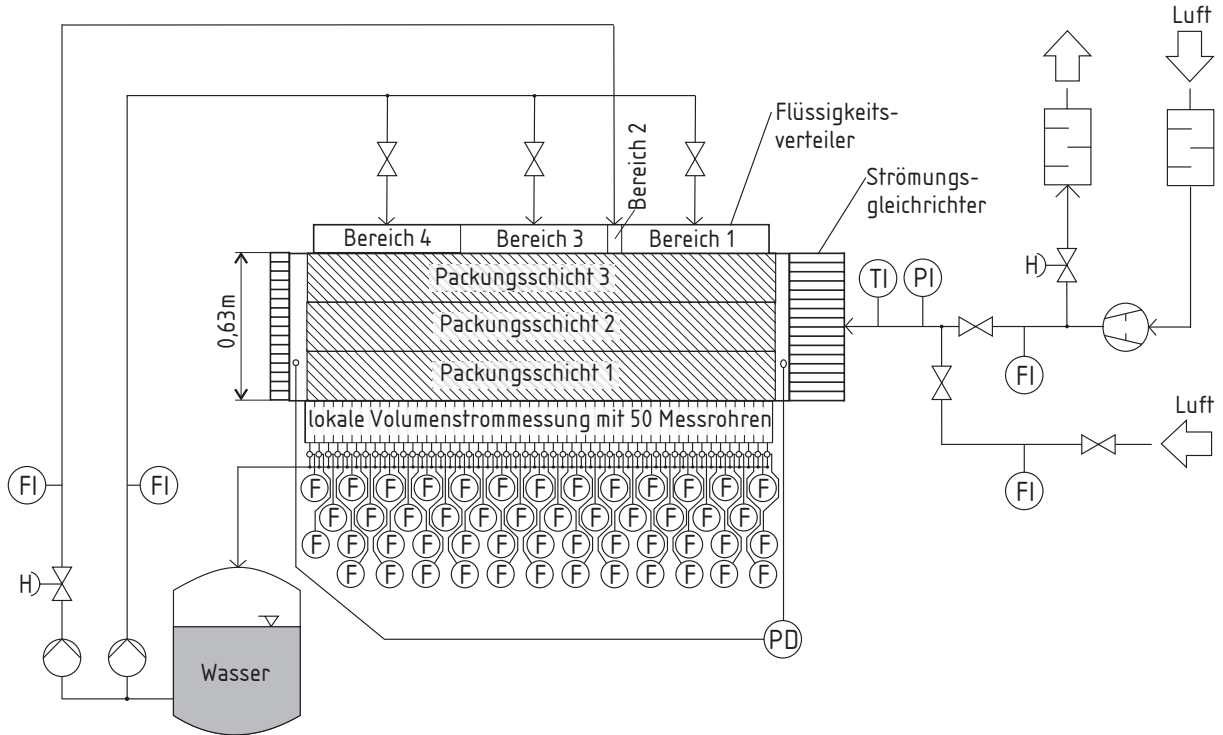


Bild 5.3: Rohrleitungs- und Instrumentierungsfließbild der Versuchsanlage

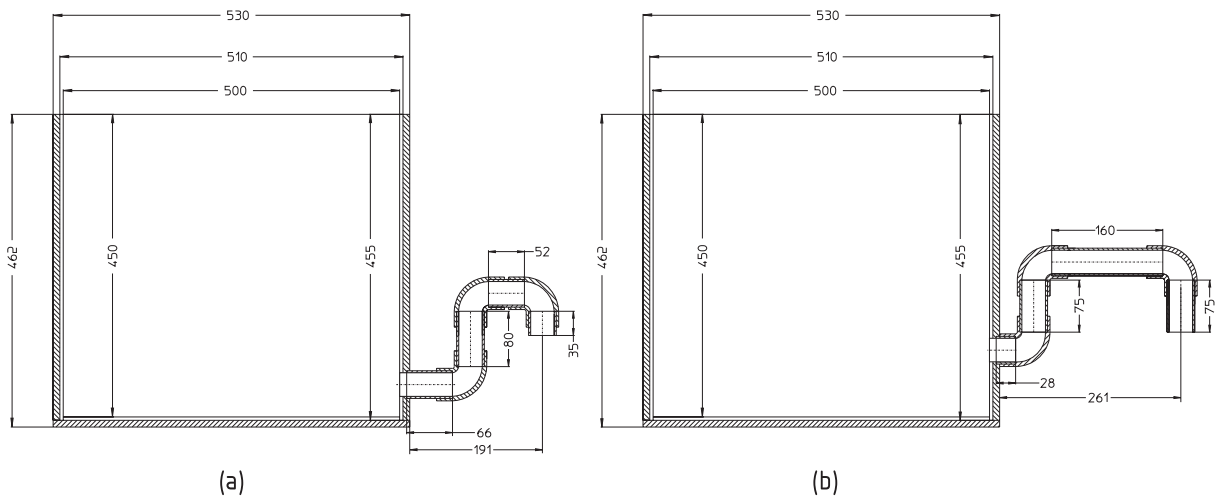


Bild 5.4: Schnittbild durch zwei Kammern der Auffangwanne, in denen die Flüssigkeit am Austrittsquerschnitt der Schichtung gesammelt und in die Messrohre weitergeleitet wird (Maßangaben in mm)

maximale Breite der zu untersuchenden Schichtungen fest.

Im R&I-Fließbild des Bildes 5.3 sind die Gas- und Flüssigkeitsversorgung für die Versuchsanlage dargestellt. Das Wasser für den Flüssigkeitsverteiler wird durch zwei Pumpen bereitgestellt. Dabei kann für die Bereiche 1,3 und 4 ein maximaler Volumenstrom von $\dot{V}_{l,max} = 130 \frac{m^3}{h}$ gefördert werden. Dies entspricht für eine Kanalbreite von $0,23m$ bzw. $0,45m$ einer maximalen Flüssigkeitsbelastung von $\dot{j}_{l,max} = 299,1 \frac{m}{h}$ bzw. $\dot{j}_{l,max} = 152,9 \frac{m}{h}$. Für den Bereich 2 kann der maximale Volumenstrom $\dot{V}_{l,max} = 25 \frac{m^3}{h}$ gefördert werden. Dies entspricht der maximalen Flüssigkeitsbelastung $\dot{j}_{l,max} = 1812 \frac{m}{h}$ bzw. $\dot{j}_{l,max} = 926 \frac{m}{h}$ für die Schichtungsweiten $0,23m$ bzw. $0,45m$.

5.2 Untersuchte Schichtungen

Die nachfolgend beschriebenen experimentellen Untersuchungen werden an der Packung MELLAPAK 250.Y durchgeführt. Eine Fotografie dieser Packung ist in Bild 5.5 (a) dargestellt. Die Packung MELLAPAK 250.Y besteht aus perforierten, gewellten Blechen, die hintereinander angeordnet sind (vgl. Bild 5.5 (b)). Der Neigungswinkel der Wellung zur Vertikalen beträgt dabei für diese Packung $\varphi = 42,5^\circ$. Die Blechdicke ist $0,3mm$ und die Breite einer einzelnen gewellten Blechschicht ist $11,5mm$. Der Lochanteil an der Gesamtfläche des Bleches beträgt 11% und die spezifische Oberfläche der Packung beträgt $a = 256 \frac{m^2}{m^3}$. Zur besseren Orientierung wird in dieser Arbeit ein Koordinatensystem für die Packung festgelegt. Die Koordinate x zeigt dabei in Längsrichtung der Packungsbleche. Die Koordinate z steht senkrecht zur Ausrichtung der Packungsbleche. Mit y wird die vertikale Koordinate bezeichnet. In Bild 5.5 (c) ist eine Elementarzelle der Packung schematisch dargestellt. Die Elementarzelle ist die kleinste periodische geometrische Einheit der Packung. Sie setzt sich in allen Koordinatenrichtungen periodisch im Raum fort. Da die Bleche alternierend mit $\pm 42,5^\circ$ ausgerichtet sind, besteht eine Elementarzelle aus zwei Blechschichten.

Für die in den nachfolgenden Unterkapiteln beschriebenen experimentellen Untersuchungen wird die Packung längs und quer eingebaut. Für eine längs eingebaute Packung fällt die x -Koordinate der Packung mit der Richtung des Strömungskanals der Versuchsanlage zusammen. Für eine quer eingebaute Packung fällt die z -Koordinate der Packung mit der Richtung des Strömungskanals zusammen. Die Abmessungen der längs eingebauten Packung betragen $l = 1,90m$, $b = 0,23m$ und $h = 0,63m$. Die Abmessungen der quer eingebauten Packung betragen $l = 1,38m$, $b = 0,45m$ und $h = 0,63m$.

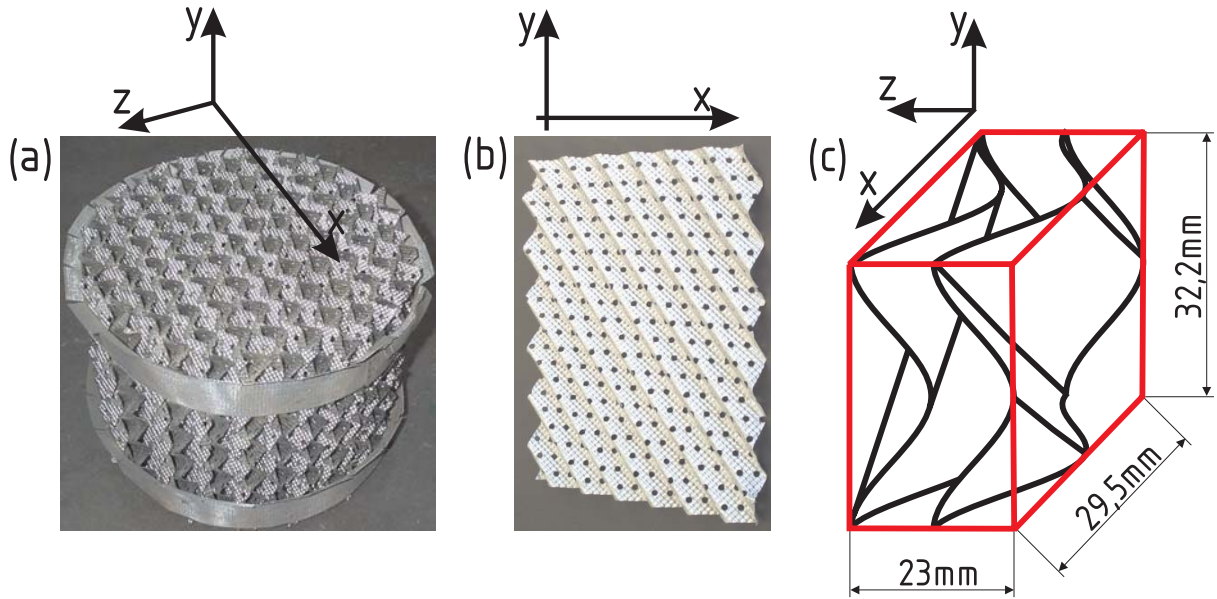


Bild 5.5: Festlegen des Koordinatensystems (x, y, z) für die Packung MELLAPAK 250.Y in unterschiedlichen Ansichten: (a) Packungselement, (b) Packungsblech, (c) Elementarzelle der Packung

5.3 Messtechnik

Die Drücke, die Temperaturen und die Volumenströme der Phasen werden mit unterschiedlichen Verfahren gemessen. Die einzelnen Messinstrumente sind in Bild 5.3 dargestellt. Nachfolgend werden die einzelnen Messverfahren beschrieben.

5.3.1 Messwernerfassung

Von den Druck- und Temperatursensoren, sowie von den Volumenstrommessgeräten werden Ströme und Spannungen an eine Analog/Digital-Karte weitergeleitet und in einem PC weiterverarbeitet und gespeichert. In der Analog-Digital-Karte werden die von den Messgeräten abgegebenen Ströme und Spannungen in digitale Werte gewandelt. Die Auflösung dieser Wandlung beträgt 12 Bit und die maximale Abtastrate 100kHz.

Zur Erfassung der Messwerte werden zunächst 200 Messwerte mit einer Abtastfrequenz von 20kHz aufgenommen. Dies soll verhindern, dass ein Einschwingvorgang das Messergebnis verfälscht. Diese 200 Werte werden vollständig verworfen. Danach werden 1000 Messwerte mit einer Abtastrate von $30,3\text{kHz}$ aufgenommen. Diese Messwerte werden nach ihrer Größe sortiert. Anschließend werden 800 Messwerte von 101 bis 900 gemittelt.

Damit wird verhindert, dass Ausreisser in die Mittelung mit aufgenommen werden. Der gemittelte digitale Werte wird dann für die Weiterverarbeitung verwendet.

5.3.2 Volumenstrom der Flüssigkeit am Verteiler

Der Volumenstrom des Wassers, der für die Bereiche 1, 3 und 4 des Flüssigkeitsverteilers bereitgestellt wird, wird mit einem magnetisch induktiven Durchflussmesser gemessen. Dieser ist in die Rohrleitung DN 100 zwischen Pumpe und Dreiteilung des Volumenstromes eingebaut. Vor und nach dem Durchflussmesser ist ein den Herstellerangaben entsprechendes, gerades Rohrstück mit der Länge $5 \cdot DN$ bzw. $2 \cdot DN$ eingebaut. Dadurch wird versucht, im Bereich des Messgerätes ein ausgebildetes und drallfreies Strömungsprofil zu realisieren und damit die Genauigkeit der Messung zu erhöhen.

Der Volumenstrom des Wassers für den Bereich 2 des Flüssigkeitsverteilers wird mit Hilfe von drei parallel geschalteten Schwebekörperdurchflussmessern gemessen. Die Schwebekörperdurchflussmesser weisen die Messbereichsendwerte $\dot{V}_{max} = 500 \frac{l}{h}$, $\dot{V}_{max} = 3000 \frac{l}{h}$ und $\dot{V}_{max} = 6000 \frac{l}{h}$ sowie die Genauigkeitsklasse 4 auf.

5.3.3 Volumenströme der Flüssigkeit am Austrittsquerschnitt

Unterhalb der Schichtung wird die Flüssigkeit in 50 Abschnitten mit je $40mm$ Tiefe aufgefangen. Die Auffangbehälter sind in [Bild 5.4](#) im Schnitt dargestellt. Von diesen Auffangbehältern wird die Flüssigkeit jeweils durch ein Siphon an ein Messrohr zur Volumenstrommessung weitergeleitet.

Als physikalisches Wirkprinzip für die Volumenstrommessung dient die Druckdifferenz, die für das Durchströmen einer definierten Bohrung notwendig ist. Die Druckdifferenz wird durch den hydrostatischen Druck einer Flüssigkeitssäule aufgebaut. Die Höhe dieser Flüssigkeitssäule im Messrohr wird erfaßt.

Aufbau der Messrohre

Die Messrohre zur Volumenstrommessung der Flüssigkeit sind in [Bild 5.6](#) dargestellt. Ein Messrohr besteht aus einem $0,99m$ hohen Doppelrohr aus Plexiglas (PMMA). Das äußere Rohr weist einen Außendurchmesser von $70mm$ und eine Wandstärke von $4mm$ auf. Der Außendurchmesser des Innenrohres ist $50mm$ und die Wandstärke $3mm$. Die Plexiglas-

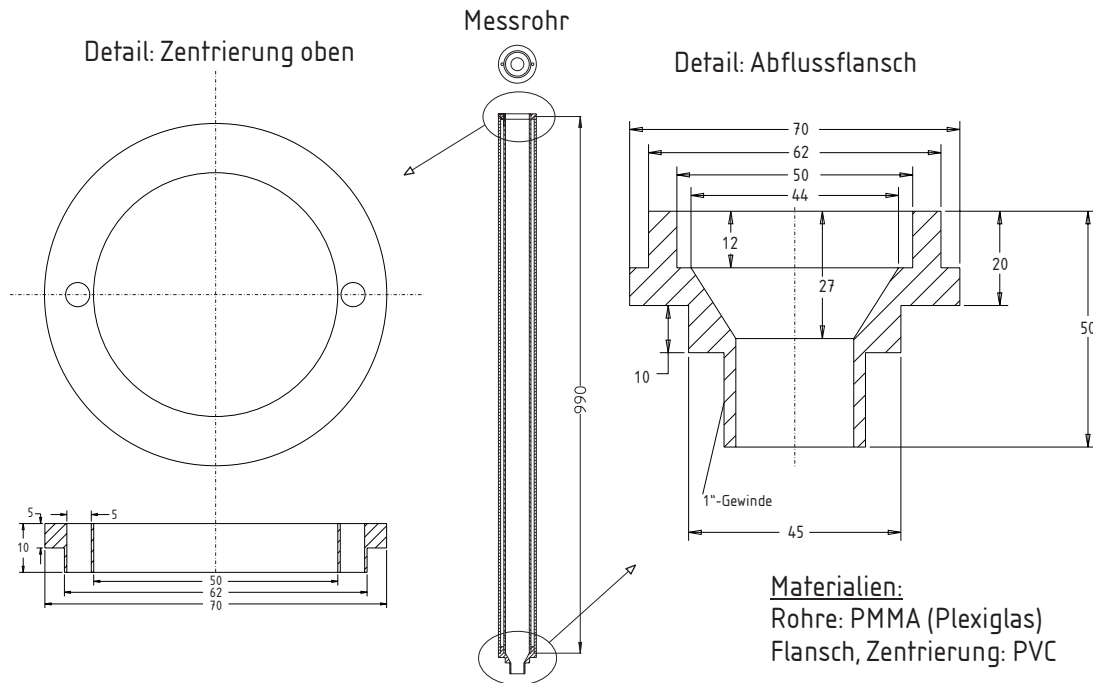


Bild 5.6: Geometrische Abmessungen des Messrohres zur lokalen Volumenstrommessung der Flüssigkeit in unterschiedlichen Abschnitten des Strömungskanals (Angaben in *mm*)

rohre sind auf einen Abflussflansch montiert, der rechts in [Bild 5.6](#) dargestellt ist. Am unteren Ende dieses Abflussflansches ist ein Gewinde gefertigt. Mit einer Überwurfmutter wird eine Blende, die mit einer definierter Bohrung versehen ist, auf den Abflussflansch aufgeschraubt. Die Blenden sind aus PVC gefertigt und ihre Höhe beträgt *4mm*. Als Durchmesser für die Bohrung in der Mitte der Blende werden 3, 4, 6, 9, 12, 15, 18, und *20mm* verwendet. Auf das äußere Plexiglasrohr ist eine Skala montiert, mit deren Hilfe die Höhe der Flüssigkeitssäule in den Rohren mit einer Genauigkeit von *1mm* abgelesen werden kann. Am unteren Ende ist das innere Plexiglasrohr mit zwei Bohrungen versehen. Diese ermöglichen einen Druckausgleich zwischen dem Bereich des Innenrohres und dem Spalt zwischen Innen- und Außenrohr. Flüssigkeit kann vom Innenrohr in den Spalt und umgekehrt strömen. Dies ermöglicht ein einfacheres Ablesen der Höhe der Flüssigkeitssäule im Spalt, da diese frei ist von den Turbulenzen, die an der Oberfläche der Flüssigkeit im Innerrohr durch den eintretenden Flüssigkeitsstrom auftreten. Am oberen Ende der Plexiglasrohre ist eine Zentrierung montiert, mit der die Rohre fixiert werden. Die Zentrierung ist mit zwei Bohrungen versehen, durch die das Gas im Spalt entweichen kann.

Für die Volumenstrommessung wird die Flüssigkeit im Innenrohr so aufgegeben, dass

sie an der Innenwand nach unten strömt und auf die Oberfläche der Flüssigkeitssäule trifft. Durch den Eintritt des Flüssigkeitsstromes in diese Oberfläche treten Turbulenzen auf und für hohe Flüssigkeitsvolumenströme wird auch Gas in die Flüssigkeitssäule eingetragen. Damit das eintretende Gas wieder an die Oberfläche gelangen kann und um die Genauigkeit der Messvorrichtung zu erhöhen, wird versucht, eine möglichst hohe Füllhöhe zu erreichen. Die Füllhöhe ist eine Funktion des Flüssigkeitsvolumenstromes und des Durchmessers der Blende, durch die die Flüssigkeit am unteren Ende des Messrohres ausströmt. Für einen vorgegebenen Flüssigkeitsvolumenstrom wird die Blende - in einem möglicherweise iterativen Prozess - so ausgewählt, dass der Füllstand im Messrohr maximal ist.

Kalibrierung der Messrohre

Die Füllhöhe eines Messrohres ist eine Funktion des Volumenstromes der Flüssigkeit und des Blendendurchmessers. Umgekehrt kann aus der gemessenen Füllhöhe und dem Blendendurchmesser der Volumenstrom der Flüssigkeit berechnet werden. Um diesen Zusammenhang beschreiben zu können, wird eine empirische Gleichung formuliert, die an Messwerte angepaßt wird. Die Höhe der Flüssigkeitssäule wird dabei mit

$$h = k_1 + k_2 \frac{\dot{V}}{\frac{m^3}{s}} + k_3 \left(\frac{\dot{V}}{\frac{m^3}{s}} \right)^2 \quad (5.1)$$

angegeben. Dabei sind k_1 , k_2 und k_3 Koeffizienten, die für unterschiedliche Blendendurchmesser angepaßt werden. Mit h wird die an der Skala am Plexiglasrohr abgelesene Höhe bezeichnet. Als Ergebnis zahlreicher Experimente werden die Koeffizienten k_1 , k_2 und k_3 für die unterschiedlichen Blendendurchmesser gemäß Tabelle 5.1 angepaßt. Aus einer abgelesenen Füllhöhe h kann somit der Volumenstrom für einen bekannten Blendendurchmesser mit der Gleichung

$$\dot{V} = f(h) = \left(\sqrt{\frac{h - k_1}{k_3} + \frac{k_2^2}{4k_3}} - \frac{k_2}{2k_3} \right) \frac{m^3}{s} \quad (5.2)$$

berechnet werden.

5.3.4 Volumenstrom des Gases

Für die Versuchsanlage werden zwei unterschiedliche Möglichkeiten der Gaszuführung realisiert (vgl. Bild 5.3). Für geringe Gasvolumenströme bis $\dot{V} = 0,15 \frac{m^3}{s}$ wird die Luft

Tabelle 5.1: Koeffizienten k_1 , k_2 und k_3 der Gl. (5.1) für unterschiedliche Blendendurchmesser als Ergebnis experimenteller Untersuchungen

Durchmesser in mm	3	4	6	9
k_1 in m	$-18,32 \cdot 10^{-3}$	$-9,733 \cdot 10^{-3}$	$33,88 \cdot 10^{-3}$	$-2,201 \cdot 10^{-3}$
k_2 in m	$4,521 \cdot 10^3$	$-1,326 \cdot 10^3$	$0,56 \cdot 10^3$	$-1,682 \cdot 10^3$
k_3 in m	$1,56 \cdot 10^9$	$5,025 \cdot 10^9$	$1,75 \cdot 10^8$	$4,071 \cdot 10^7$
Durchmesser in mm	12	15	18	20
k_1 in m	$-108,17 \cdot 10^{-3}$	$-1,569 \cdot 10^{-5}$	$-0,301$	$-0,273$
k_2 in m	$6,002 \cdot 10^2$	$8,98 \cdot 10^2$	$1,143 \cdot 10^3$	$8,065 \cdot 10^2$
k_3 in m	$8,877 \cdot 10^6$	$2,466 \cdot 10^6$	$5,954 \cdot 10^5$	$3,807 \cdot 10^5$

aus dem Druckluftnetz des Institutes bereitgestellt. Für größere Gasvolumenströme wird ein Gebläse verwendet. Um den Volumenstrom des Gases messen zu können, ist eine Dichtebestimmung des Gases notwendig. Dazu ist neben einer Druckmessung eine Temperaturmessung erforderlich.

Das Messen der Temperatur wird am Eingang des horizontalen Strömungskanals durchgeführt. Dazu ist ein Pt100-Widerstandsthermometer installiert. Dieses besteht aus Platin mit einem Temperaturkoeffizienten von $\alpha = 0,385 \frac{\Omega}{K}$. Der Widerstand wird mit einem konstanten Strom versorgt. Die abfallende Spannung wird verstärkt und mit Hilfe der oben beschriebenen AD-Karte erfasst. Der Strom für das Widerstandsthermometer wird sehr klein gewählt, um eine Erwärmung durch den Betrieb zu vermeiden.

Volumenströme bis $0,15 \text{ m}^3/\text{s}$

Der bereitgestellte Volumenstrom wird mit Hilfe einer Blende nach DIN 1952 [16] gemessen. Dazu wird für Volumenströme, die kleiner als $0,15 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ sind, eine Rohrleitung mit einem Innendurchmesser von $D = 57mm$ verwendet. In die Rohrleitung wird eine Blende mit dem Durchmesser $d = 42,75mm$ zentrisch eingebaut. Vor bzw. hinter der Blende wird ein gerades Rohrstück von $2m$ bzw. $0,5m$ montiert, um im Bereich der Blende ein ausgebildetes und drallfreies Strömungsprofil zu realisieren. An der Blende wird die Druckdifferenz und der absolute Druck gemessen. Dazu werden im Abstand von $25,4mm$ vor und nach der Blende Druckentnahmebohrungen mit einem Durchmesser

von 3mm gefertigt. Das Messen der Druckdifferenzen erfolgt mit zwei unterschiedlichen Drucksensoren. Für kleine Druckdifferenzen wird ein Sensor mit $p_{max} = 100mbar$ und für mittlere ein Sensor mit $p_{max} = 500mbar$ verwendet.

Das Durchmesserverhältnis β für eine Blende ist definiert mit der Gleichung

$$\beta = \frac{d}{D}, \quad (5.3)$$

wobei mit d der Durchmesser der Blendenöffnung und mit D der Innendurchmesser des Rohres bezeichnet wird. Für die in der oben beschriebenen Blende realisierten geometrischen Abmessungen ergibt sich ein Durchmesserverhältnis von $\beta = 0,75$.

Der Massenstrom \dot{m} , der durch die Blende strömt, kann mit der Gleichung

$$\dot{m} = \alpha \varepsilon \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{2\rho_1 \Delta p} \quad (5.4)$$

berechnet werden. Dabei wird mit α die Durchflußzahl, mit ε die Expansionszahl, mit d der Durchmesser der Blendenöffnung, mit ρ_1 die Dichte der Luft vor der Blende und mit Δp die an der Blende gemessene Druckdifferenz bezeichnet. Der Gasvolumenstrom kann mit Hilfe von Gleichung (5.4) zu

$$\dot{V} = \frac{\dot{m}}{\rho_1} \quad (5.5)$$

berechnet werden.

Für die Expansionszahl von Blenden [16] lautet die empirische Gleichung

$$\varepsilon = 1 - (0,41 + 0,35\beta^4) \frac{\Delta p}{\kappa \rho_1} \quad \text{für} \quad \frac{p_2}{p_1} \geq 0,75. \quad (5.6)$$

Dabei ist $\frac{p_2}{p_1}$ das Verhältnis der Drücke nach und vor der Blende. Mit κ wird der Isentropenexponent bezeichnet. Dieser ist abhängig von der Art des Gases und der Temperatur. Im Rahmen der durchgeführten Versuche wird $\kappa = 1,4$ gewählt. Dies ist der Wert für trockene Luft bei $\vartheta = 25^\circ C$ [4].

Die Durchflußzahl α wird nach der Gleichung

$$\alpha = \frac{C}{\sqrt{1 - \beta^4}} \quad (5.7)$$

berechnet. Der Durchflußkoeffizient C wird dabei durch die Stolz-Gleichung [16] beschrieben und iterativ gelöst.

Volumenströme ab $0,15 \text{ m}^3/\text{s}$

Große Volumenströme der Luft ($\dot{V} \geq 150 \frac{\text{l}}{\text{s}}$) werden durch ein Drehkolbengebläse bereitgestellt. Der Volumenstrom wird über einen Bypass und eine Stellklappe geregelt. Die Volumenstrommessung erfolgt mit einer Düse nach DIN 1952 [16]. Für den Massenstrom und den Volumenstrom gelten die Gleichungen (5.4) und (5.5) für Blenden und Düsen gleichermaßen. Die geometrischen Abmessungen der eingesetzten Düse, sowie die Berechnung der Durchflußzahl α und der Expansionszahl ε wird ausführlich in der Dissertation von Petritsch [40] beschrieben.

5.3.5 Druckverlust der Schichtung

Der Druckverlust unterschiedlicher horizontal geführter Volumenströme an Gas und Flüssigkeit ist ein Maß für den Impulstransport, welcher innerhalb einer Schichtung in horizontaler Richtung stattfindet. Deshalb wird am Ein- und Auslass des horizontalen Strömungskanals der statische Druck gemessen. Der Abstand zwischen den beiden Druckmessstellen beträgt $2,17\text{m}$. Die Differenzdrücke werden mit einem U-Rohr-Manometer gemessen [20], das für die Messung kleiner Differenzdrücke geeignet ist. Das Messprinzip beruht darauf, dass die Sperrflüssigkeit in einem U-Rohr durch Anlegen eines Differenzdruckes aus der Gleichgewichtslage bewegt wird. Die gemessene Druckdifferenz entspricht dabei dem statischen Druck, der durch den Höhenunterschied der Menisken der Sperrflüssigkeit entsteht. Die Ablesegenauigkeit beträgt für das verwendete U-Rohr-Manometer 1Pa .

5.4 Impulsaustausch in horizontaler Richtung

Um den Impulstransport zwischen den Phasen quer zur Hauptströmungsrichtung berechnen zu können, sind experimentelle Ergebnisse zum Druckgradienten der Gasströmung in horizontaler Richtung notwendig. Messungen hierzu werden in den zwei folgenden Unterkapiteln beschrieben. Als Parameter für die experimentellen Untersuchungen wird die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit verwendet. Die experimentellen Untersuchungen werden für die Packung MELLAPAK 250.Y durchgeführt.

5.4.1 Verschiebung des Flüssigkeitsprofils durch horizontale Gasströmung

Die Flüssigkeitsströmung wird durch die horizontal gerichtete Gasströmung beeinflusst. Mit der oben beschriebenen Versuchsanlage wird dies gemessen und nachfolgend beschrieben. Dabei wird die Verschiebung des Flüssigkeitsprofils als Funktion der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit und der horizontalen Volumenstromdichte des Gases gemessen. Um die experimentellen Untersuchungen für die Koordinatenrichtung x bzw. z durchzuführen, wird die Packung längs und quer in den Strömungskanal eingebaut (vgl. die Packungsausrichtung in den Bilder 5.2 und 5.5).

Ergebnisse für eine längs in den Strömungskanal eingebaute Packung

Der Druckgradient und das Flüssigkeitsprofil werden in Richtung der x -Koordinate, die parallel zu den Packungsblechen verläuft, gemessen. In Bild 5.7 sind Messergebnisse für die vertikal gerichtete Volumenstromdichte der Flüssigkeit von $j_{l,y} = 50 \frac{m}{h}$ dargestellt. Das durchgezogene Rechteckprofil zwischen $x = 0,695m$ und $x = 1,325m$ stellt das Flüssigkeitsprofil dar, mit dem die Packung angeströmt wird. Es sind vier weitere Flüssigkeitsprofile dargestellt, die am Austrittsquerschnitt gemessen werden. In der Packung erfolgt die Querverteilung der Flüssigkeit. Die Packung wird zusätzlich in Richtung der negativen x -Koordinate von Gas durchströmt. Als Parameter für die Darstellung der Ergebnisse wird die horizontale Volumenstromdichte des Gases $j_{g,x} \leq 1,5 \frac{m}{s}$ verwendet. Da sich die experimentellen Ergebnisse nur wenig unterscheiden, folgt, dass die horizontale Gasströmung für die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit von $j_{l,y} = 50 \frac{m^3}{m^2h}$ nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Flüssigkeitsprofil ausübt.

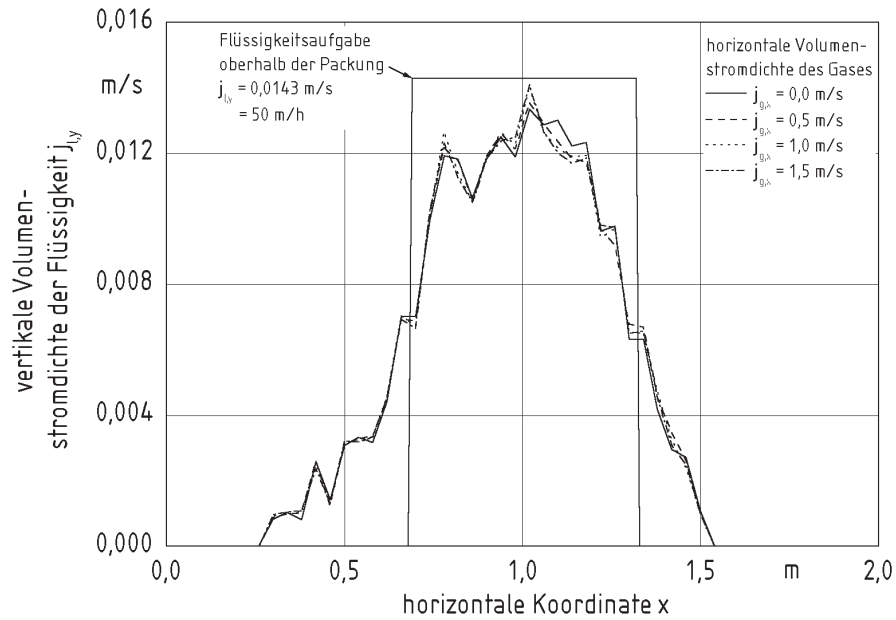


Bild 5.7: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 50 \text{ m/h}$

In **Bild 5.8** sind Messwerte für die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 75 \frac{\text{m}}{\text{h}}$ dargestellt. Als Parameter für das am Austrittsquerschnitt gemessene Flüssigkeitsprofil ist die horizontale Volumenstromdichte des Gases aufgetragen. Ein Einfluss der horizontalen Gasströmung auf das Flüssigkeitsprofil ist bereits erkennbar. Je höher die horizontale Volumenstromdichte des Gases ist, umso mehr wird das Flüssigkeitsprofil in Richtung der Gasströmung verschoben. Für $j_{g,x} = 1,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ist diese Verschiebung am Flüssigkeitsprofil gegenüber den Profilen für geringere horizontale Gasströme zu beobachten.

Je höher die Flüssigkeitsbelastung ist, umso stärker ist die Verschiebung des Flüssigkeitsprofils durch die Gasströmung. In **Bild 5.9** und **Bild 5.10** sind die Profile am Ein- und Austrittsquerschnitt für vertikale Volumenstromdichten der Flüssigkeit von $j_{l,y} = 100 \frac{\text{m}}{\text{h}}$ bzw. $j_{l,y} = 125 \frac{\text{m}}{\text{h}}$ dargestellt. Dabei ist zu beobachten, dass die Verschiebung des Profils in horizontaler Richtung mit steigender vertikaler Volumenstromdichte der Flüssigkeit und steigender horizontaler Volumenstromdichte des Gases ansteigt. Für kleine Volumenstromdichten des Gases ($j_{g,x} = 0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) unterscheiden sich die Flüssigkeitsprofile kaum von den Profilen, die ohne Gasströmung gemessen werden. Erst ab einer bestimmten Gasgeschwindigkeit ist die Schubspannung zwischen Gas- und Flüssigkeit groß genug, um die Flüssigkeitsströmung zu beeinflussen.

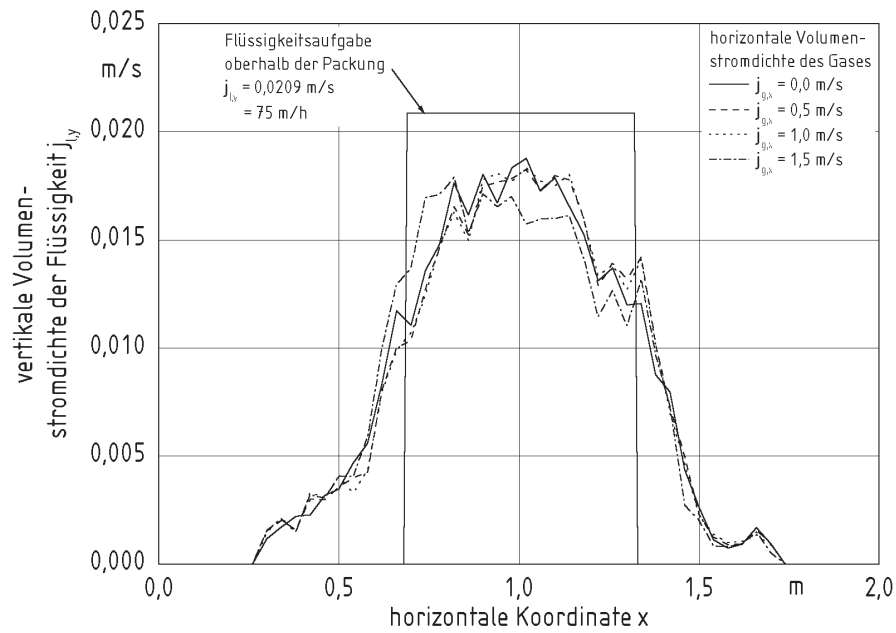


Bild 5.8: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 75 \text{ m/h}$

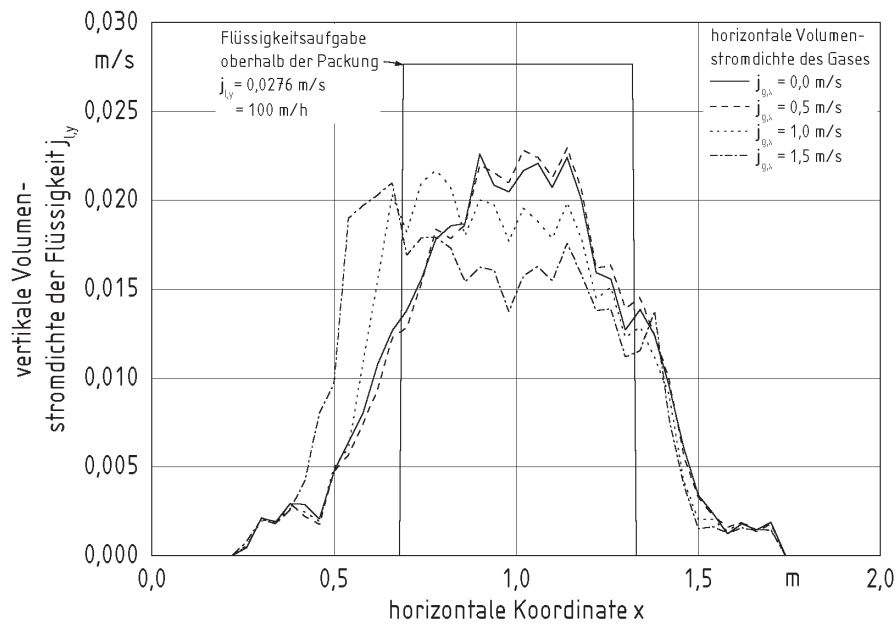


Bild 5.9: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 100 \text{ m/h}$

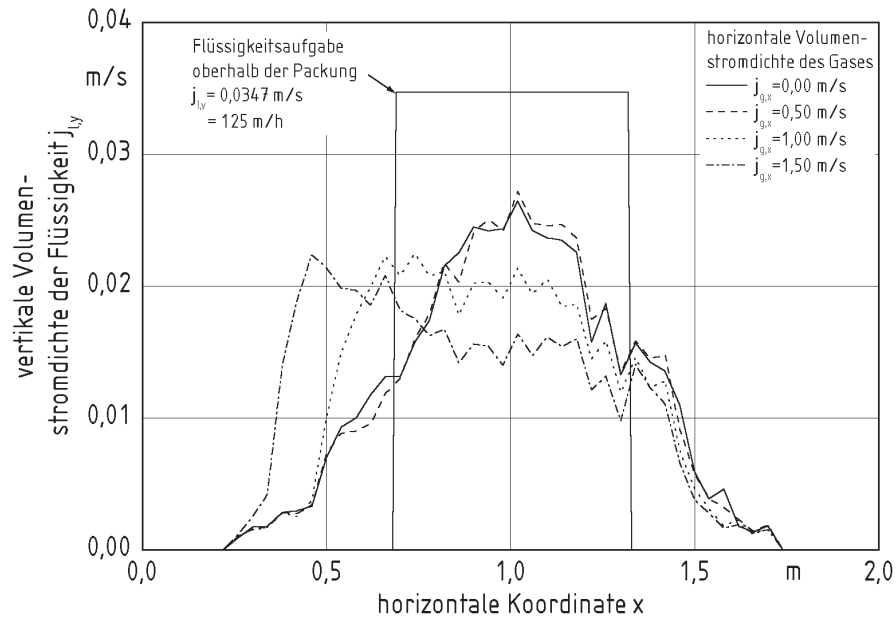


Bild 5.10: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 125 \text{ m/h}$

In Bild 5.11 sind Messwerte für die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler $j_{l,y} = 150 \frac{\text{m}}{\text{h}}$ dargestellt. Schon für geringe horizontale Volumenstromdichten des Gases wird die Verschiebung des Flüssigkeitsprofils beobachtet. Je größer die Volumenstromdichte des Gases ist, umso größer ist die Verschiebung.

Werden die Messergebnisse in den Bildern 5.7 bis 5.11 verglichen, dann ist zu beobachten, dass der Einfluss der Gasströmung auf die Flüssigkeitsströmung und damit der Impulsaustausch zwischen Gas und Flüssigkeit umso höher ist, je höher die Flüssigkeitsbelastung und damit der Flüssigkeitsinhalt ist.

Für die einzelnen Flüssigkeitsprofile, die in den Bildern 5.7 bis 5.11 dargestellt sind, kann ein Schwerpunkt x_S gemäß

$$x_S \equiv \frac{\int_0^{\infty} j_{l,y}(x) \cdot x \, dx}{\int_0^{\infty} j_{l,y}(x) \, dx} \quad (5.8)$$

berechnet werden. Damit läßt sich die Verschiebung des Flüssigkeitsprofils infolge der horizontalen Volumenstromdichte des Gases quantifizieren. Die Verschiebung wird mit der Gleichung

$$\Delta x(j_{g,x}) = x_S(j_{g,x}) - x_S(j_{g,x} = 0) \quad (5.9)$$

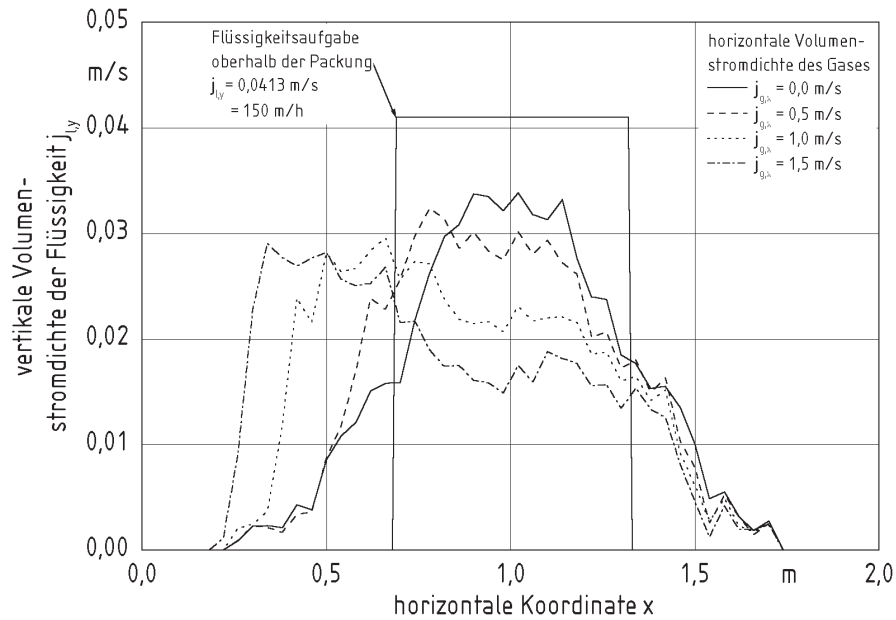


Bild 5.11: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche horizontale Volumenströmdichten des Gases und eine vertikale Volumenströmdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 150\text{m/h}$

als Funktion der horizontalen Volumenströmdichte des Gases $j_{g,x}$ definiert. In Bild 5.12 ist die horizontale Verschiebung des Flüssigkeitsprofils Δx als Funktion der horizontalen Volumenströmdichte des Gases $j_{g,x}$ aufgetragen. Die vertikale Volumenströmdichte der Flüssigkeit $j_{l,y}$ ist als Kurvenparameter dargestellt. Wird die Volumenströmdichte des Gases erhöht, dann erhöht sich auch die Verschiebung. Die Verschiebung des Flüssigkeitsprofils setzt ab einer bestimmten Grenze der Volumenströmdichte des Gases ein. Für größere vertikale Volumenströmdichten der Flüssigkeit verschiebt sich diese Grenze zu kleineren Volumenströmdichten des Gases. Dieses Phänomen kann als Analogie zum Staupunkt in vertikalen Koordinaten aufgefasst werden.

Je größer die vertikale Volumenströmdichte der Flüssigkeit ist, um so größer ist die Verschiebung des Flüssigkeitsprofils. In Bild 5.12 sind zusätzlich Messwerte für horizontale Volumenströmdichten des Gases von $j_{g,x} = 0,25\frac{\text{m}}{\text{s}}$, $j_{g,x} = 0,75\frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $j_{g,x} = 1,25\frac{\text{m}}{\text{s}}$ eingetragen, die in den Bildern 5.7 bis 5.11 aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt sind.

Aus der Verschiebung des Flüssigkeitsprofils Δx und der vertikalen Volumenströmdichte der Flüssigkeit $j_{l,y}$ kann mit Hilfe der Packungshöhe Δy die mittlere horizontale Volumenströmdichte der Flüssigkeit $j_{l,x}$ berechnet werden. Die horizontale Volumenströmdichte

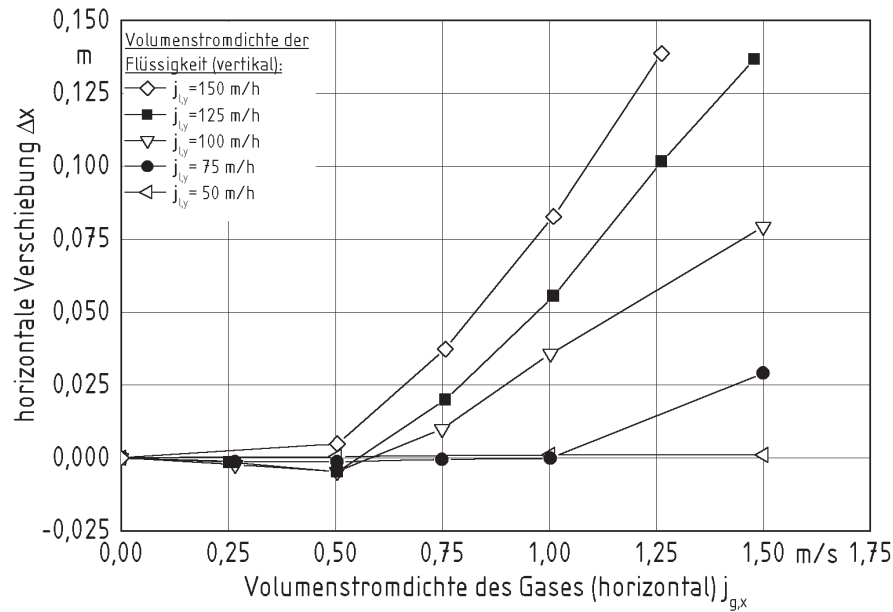


Bild 5.12: Horizontale Verschiebung des Flüssigkeitsprofils als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases und der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit gemessen

der Flüssigkeit kann mit der Gleichung

$$j_{l,x} = \frac{\Delta x}{\Delta y} \cdot j_{l,y} \quad (5.10)$$

berechnet werden. In Bild 5.13 ist für die horizontale Koordinate x die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases für unterschiedliche vertikale Volumenstromdichten der Flüssigkeit dargestellt. Je größer die horizontale Volumenstromdichte des Gases und je größer die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit ist, umso größer ist die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit. Der in Bild 5.13 dargestellte Zusammenhang ist auch in Bild 5.14 zu finden. Dabei wird ersichtlich, dass für kleine horizontale Volumenstromdichten des Gases (z.B. für $j_{g,x} = 0,5 \frac{m}{s}$) negative horizontale Volumenstromdichten der Flüssigkeit auftreten. Dies ist auf kleine, lokale Gaswirbel zurückzuführen, die eine lokale Rückströmungen der Flüssigkeit verursachen.

In Bild 5.15 ist das Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche vertikale Volumenstromdichten der Flüssigkeit am Verteiler dargestellt. Die Messungen werden ohne horizontale Gasströmung durchgeführt. Dabei wird die Querverteilung der Flüssigkeit für unterschiedliche Volumenstromdichten deutlich. Die in Bild 5.15 dargestellten Ergebnisse für $j_{l,y} = 75 \frac{m}{h}$ werden in Kapitel 7.3.2 mit Ergebnissen von numeri-

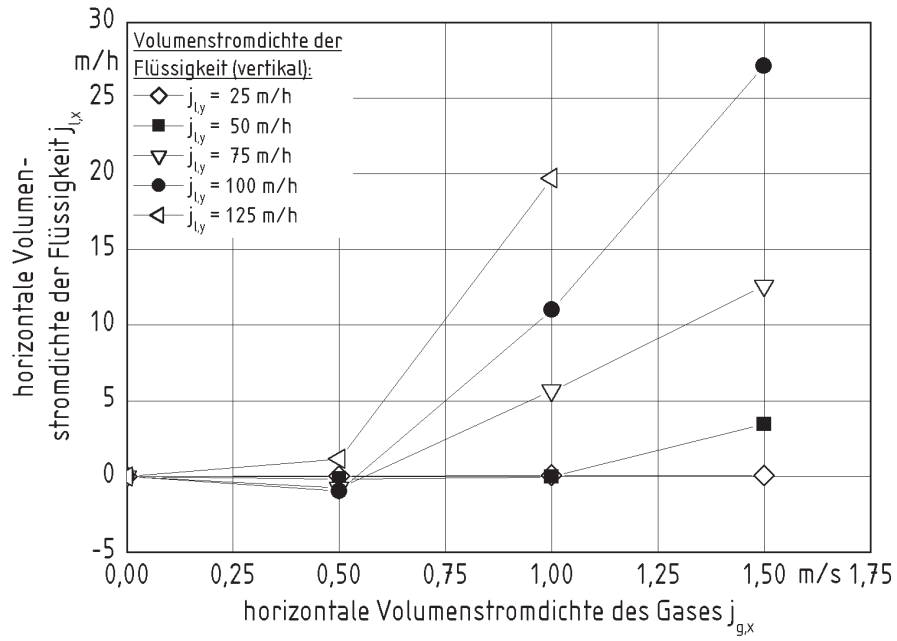


Bild 5.13: Horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit als Funktion der horizontalen Gasströmung und der Flüssigkeitsbelastung gemessen

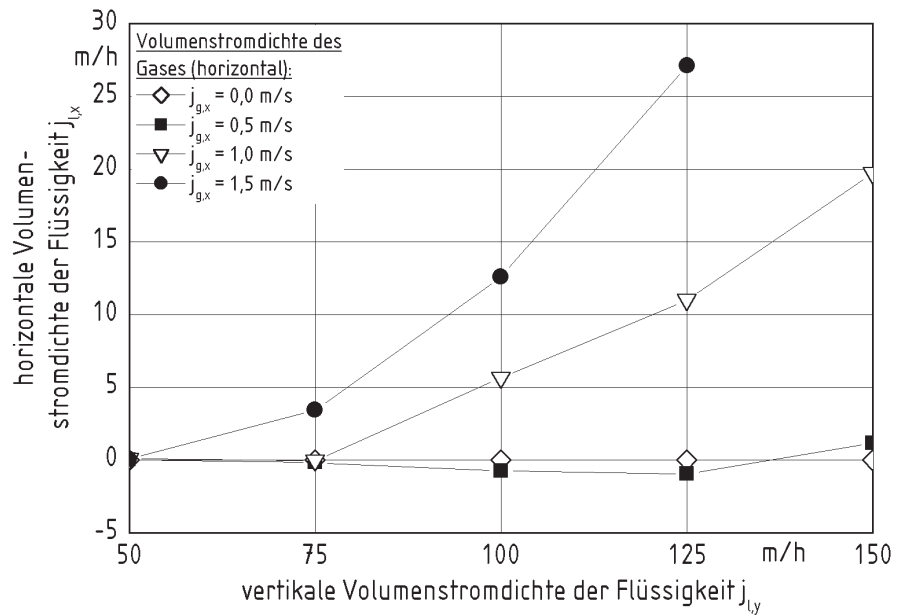


Bild 5.14: Die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit als Funktion der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases gemessen

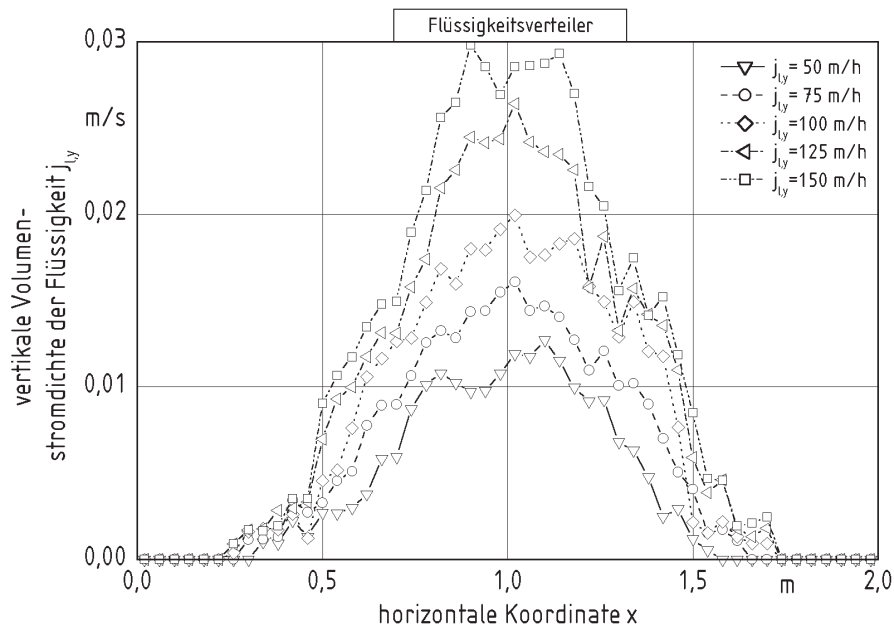


Bild 5.15: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt ohne Gasströmung und für unterschiedliche vertikale Volumenstromdichten der Flüssigkeit am Verteiler gemessenen Berechnungen verglichen.

Ergebnisse für eine quer in den Strömungskanal eingebaute Packung

Um für die Koordinatenrichtung z , die quer zu den Packungsblechen verläuft (vgl. [Bild 5.5](#)) den Druckgradienten zu messen, wird die Packung quer in den Strömungskanal eingebaut. Quer zu den Packungsblechen kann Gas und Flüssigkeit nur durch die Löcher der Packung strömen. In den experimentellen Untersuchungen kann nicht ganz vermieden werden, dass ein Teil des Gases und der Flüssigkeit am Rand sowie zwischen einzelnen Packungsschichten durchströmt. Dies entspricht den Packungseigenschaften in Packungskolonnen im industriellen Einsatz. Entsprechend der kleineren freien Strömungsfläche quer zu den Packungsblechen, sind die horizontalen Volumenstromdichten für Gas und Flüssigkeit deutlich geringer als für die längs eingebaute Packung.

In [Bild 5.16](#) sind Profile für die am Verteiler aufgebene Volumenstromdichte der Flüssigkeit von $j_{l,y} = 25 \frac{m}{h}$ dargestellt. Durch die horizontale Volumenstromdichte des Gases, die als Parameter aufgetragen ist, wird das Flüssigkeitsprofil nur unwesentlich verändert.

Für die Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 50 \frac{m}{h}$, wie in [Bild 5.17](#) dargestellt, wird das Flüssigkeitsprofil durch die horizontale Volumenstromdichte des

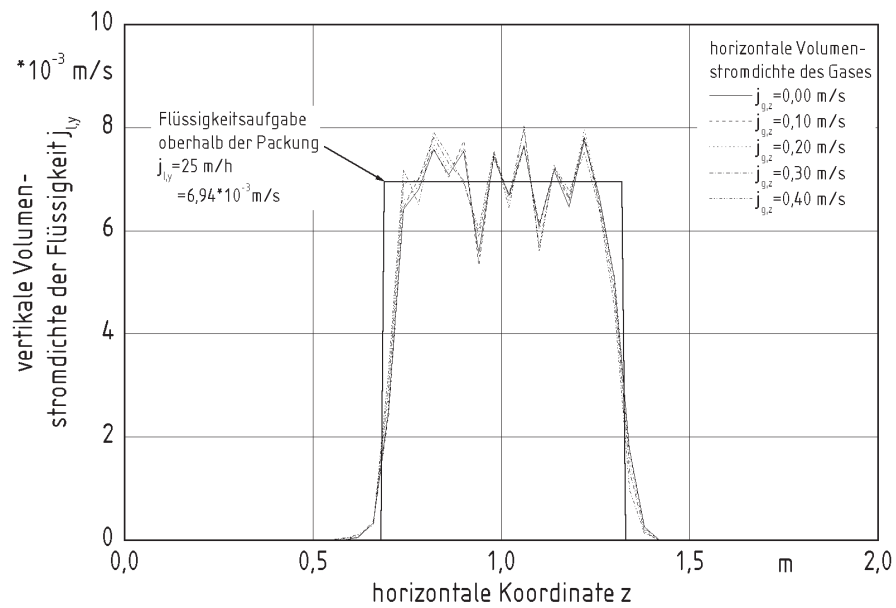


Bild 5.16: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt gemessen für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 25 \frac{m}{h}$

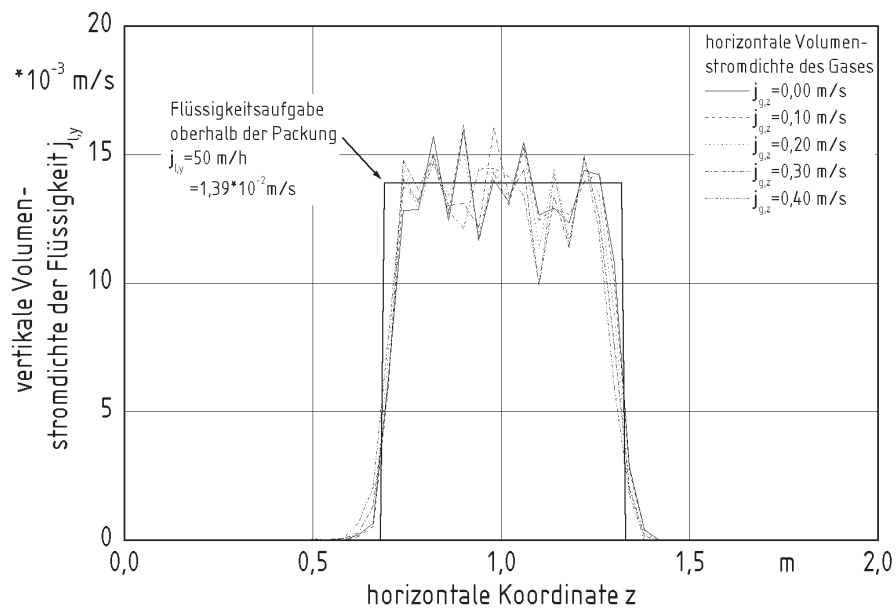


Bild 5.17: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt gemessen für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 50 \frac{m}{h}$

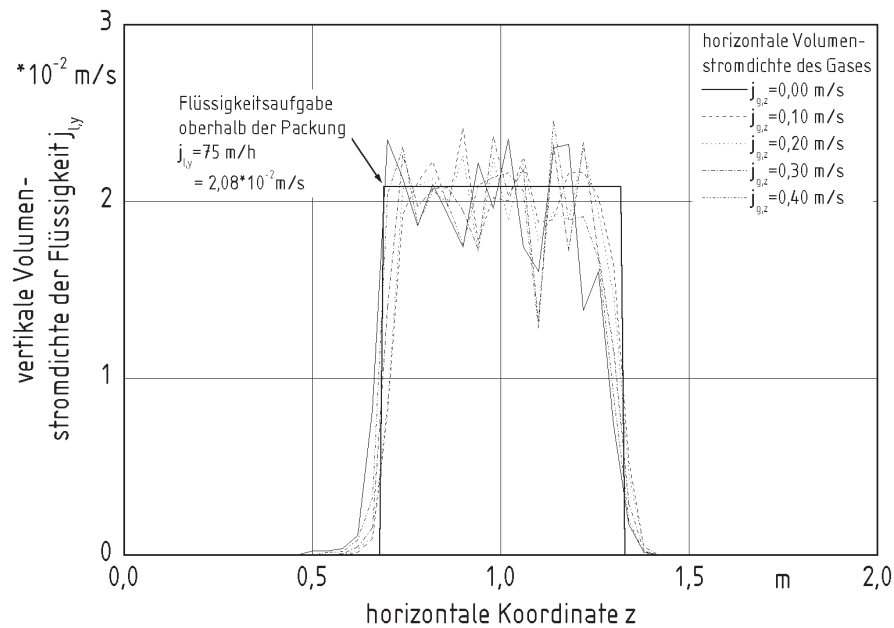


Bild 5.18: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt gemessen für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 75 \frac{m}{h}$

Gases leicht verschoben. Wird die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit weiter erhöht, ergeben sich für die vertikalen Volumenstromdichten der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 75 \frac{m}{h}$, $j_{l,y} = 100 \frac{m}{h}$ und $j_{l,y} = 125 \frac{m}{h}$ die Ergebnisse, die in den Bildern 5.18, 5.19 und 5.20 wiedergegeben werden. Wie im Fall der längs angeströmten Packung wird für die quer angeströmte Packung beobachtet, dass die Profile für größere vertikale Volumenstromdichten der Flüssigkeit und größere horizontale Volumenstromdichten des Gases zunehmend nach links verschoben wird.

Aus den gemessenen Flüssigkeitsprofilen kann mit Gl. (5.8) der Schwerpunkt und mit Gl. (5.9) die Verschiebung Δx berechnet werden. Die aus den Messwerten berechneten Ergebnisse sind in Bild 5.21 dargestellt. Für größere Flüssigkeitsbelastungen und größere horizontale Gasströme werden größere horizontale Verschiebungen des Flüssigkeitsprofils gemessen. Dies deckt sich mit den Beobachtungen an der längs angeströmten Packung. Im Gegensatz zur längs angeströmten Packung wird für die quer angeströmte Packung schon für kleine horizontale Gasströme eine Verschiebung des Flüssigkeitsprofils beobachtet. Diese ist zwar gering, deutet aber auf unterschiedliche physikalische Vorgänge hin.

Aus der horizontalen Verschiebung kann die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit gemäß Gl. (5.10) berechnet werden. Die dabei erzielten Ergebnisse sind in Bild 5.22

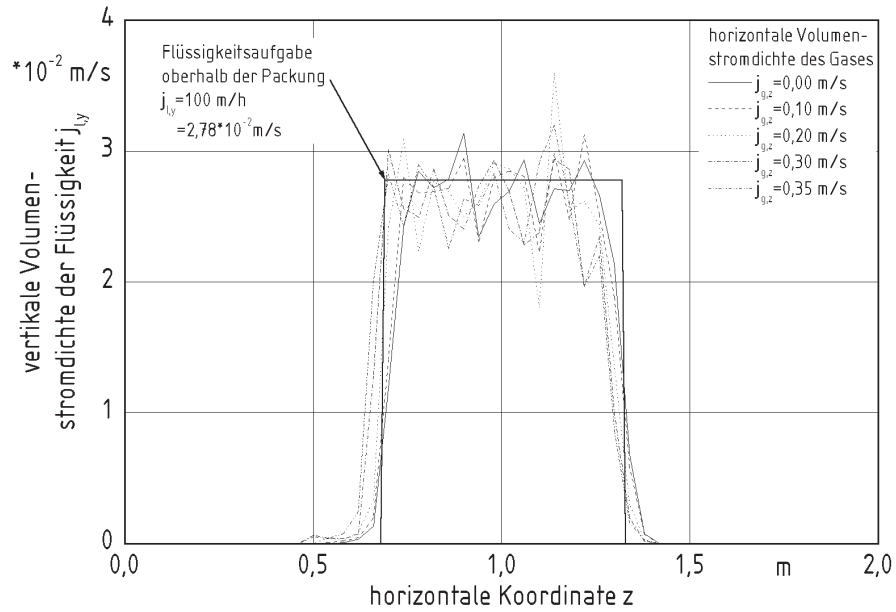


Bild 5.19: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt gemessen für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 100 \frac{m}{h}$

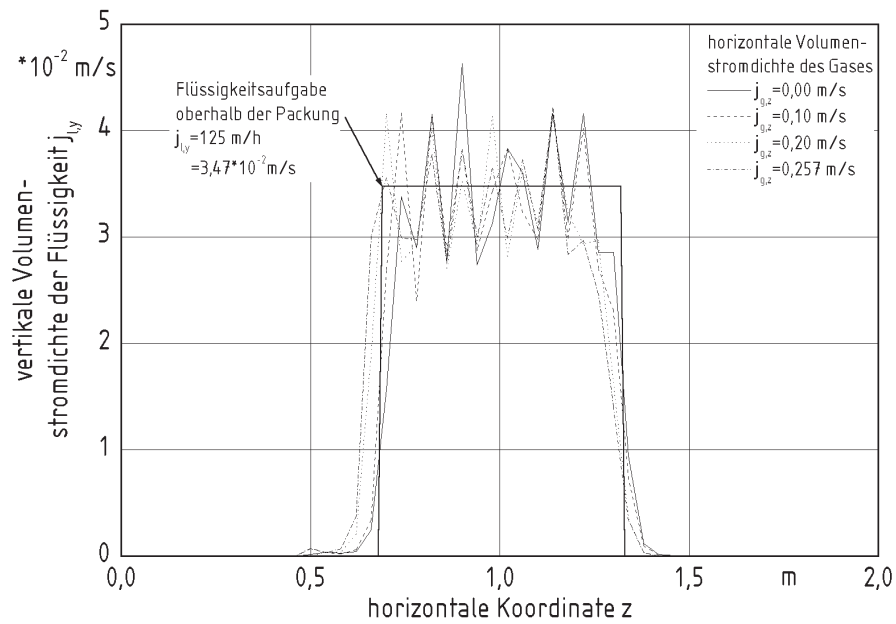


Bild 5.20: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt gemessen für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases und eine vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler von $j_{l,y} = 125 \frac{m}{h}$

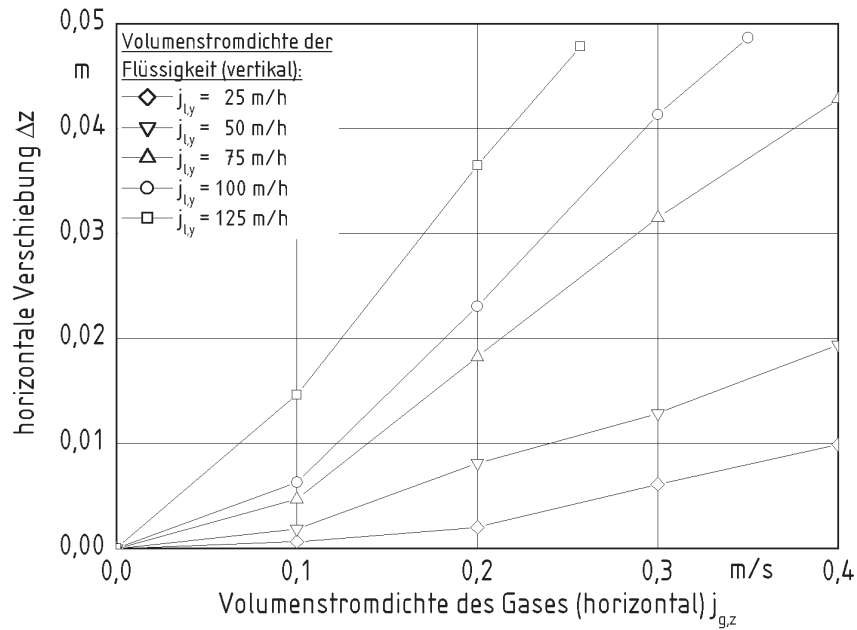


Bild 5.21: Die horizontale Verschiebung des Flüssigkeitsprofils in Abhängigkeit der horizontalen Volumenstromdichte des Gases und der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler

dargestellt. Die aus den gemessenen Flüssigkeitsprofilen berechnete horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit ist dabei als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases aufgetragen. Als Parameter ist die Volumenstromdichte der Flüssigkeit gewählt. Die Ergebnisse in Bild 5.22 sind zusätzlich in Bild 5.23 wiederzufinden. Dabei ist die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit als Funktion der vertikalen dargestellt. Kurven für unterschiedliche horizontale Volumenstromdichten des Gases sind aufgetragen. Je größer die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit und je größer die horizontale Volumenstromdichte des Gases ist, umso größer ist die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit.

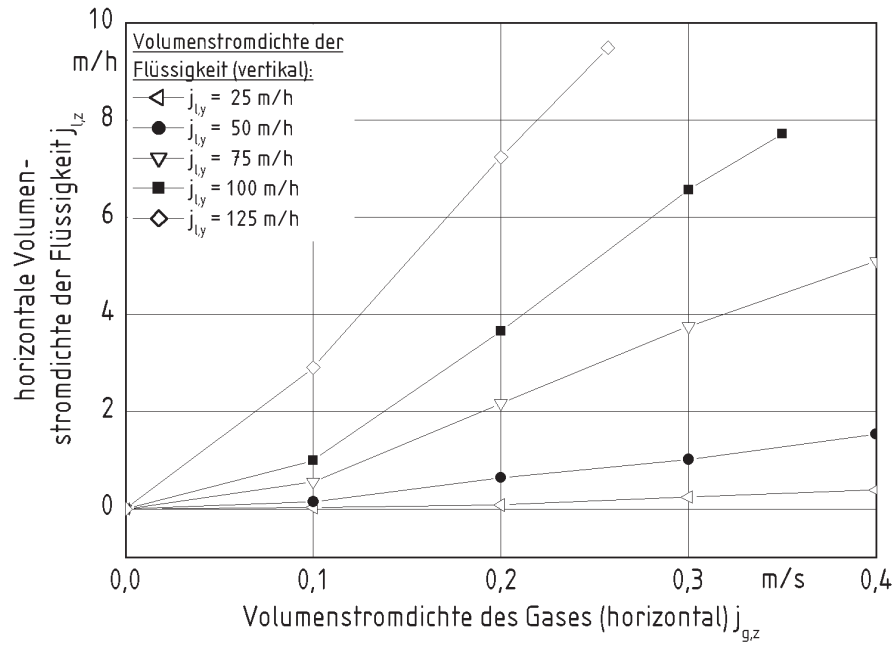


Bild 5.22: Die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases mit der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Verteiler als Parameter

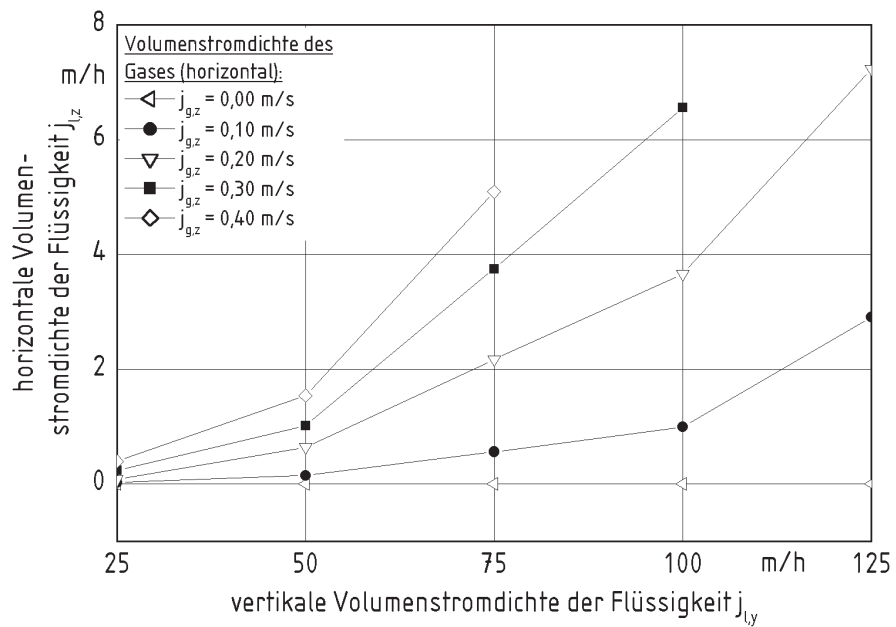


Bild 5.23: Die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit als Funktion der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit mit der horizontalen Volumenstromdichte des Gases als Parameter

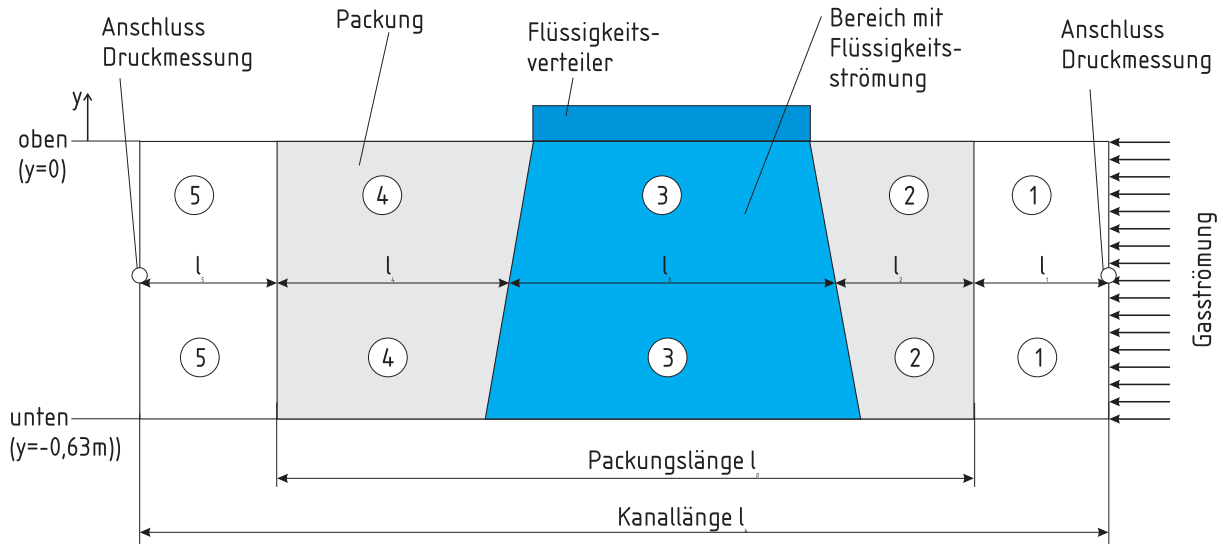


Bild 5.24: Unterteilen des Strömungskanals in unterschiedliche Abschnitte.

5.4.2 Druckgradient in horizontaler Richtung

Um den Impulstransport quer zur Hauptströmungsrichtung berechnen zu können, ist die Kenntnis des Druckgradienten notwendig. Die gemessenen Druckgradienten entsprechen dem Integral der Schubspannung an der Schichtoberfläche zuzüglich der Schubspannung an der Phasengrenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit. Für die Berechnung ist es erforderlich, den Druckgradienten als Funktion der vertikalen und horizontalen Gas- und Flüssigkeitsströmung zu ermitteln. Nachfolgend wird dargelegt, wie durch Messung der Druckdifferenz für die gesamte Schichtung auf die Druckdifferenz in dem von Gas- und Flüssigkeit durchströmten Bereich geschlossen wird.

Wie in Bild 5.24 dargestellt, kann der gesamte Strömungskanal, in den die Schichtung eingebaut ist, in 5 verschiedene Abschnitte unterteilt werden. Abschnitt 1 befindet sich in Strömungsrichtung vor der Schichtung und Abschnitt 5 hinter der Schichtung. Die Schichtung selbst ist in den Abschnitten 2 bis 4 eingebaut. Durch Abschnitt 3 wird der Bereich der Schichtung beschrieben, in den Flüssigkeit strömt. Der Eintrittsbereich weist dabei die Abmessungen des Flüssigkeitsverteilers auf. Am horizontalen Austrittsquerschnitt der Schichtung ist dieser Bereich aufgrund der Querverteilungseigenschaften der Schichtung größer. Die Bereiche 2 und 4 sind Bereiche der Schichtung vor bzw. nach der Flüssigkeitsströmung. Die Druckdifferenz wird über die gesamte Länge l_k des Strömungskanals gemessen.

Die gemessene Druckdifferenz kann als Summe der Druckdifferenzen der einzelnen Ab-

schnitte der Schichtung ausgedrückt werden. Die gesamte Druckdifferenz Δp setzt sich somit gemäß der Gleichung

$$\Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2 + \Delta p_3 + \Delta p_4 + \Delta p_5 \quad (5.11)$$

aus den Druckdifferenzen in den Abschnitten 1 bis 5 zusammen. Die Druckdifferenzen in den Abschnitten 1 und 5, die lediglich den Strömungskanal ohne Schichtung repräsentieren, können vernachlässigt werden, da sie drei Größenordnungen kleiner sind als die Druckdifferenzen, die durch die Schichtung verursacht werden. Damit kann Gleichung (5.11) vereinfacht werden zu

$$\Delta p = \Delta p_2 + \Delta p_3 + \Delta p_4. \quad (5.12)$$

Die gesamte Druckdifferenz kann außerdem als Summe der Druckdifferenz für die unberieselte trockene Schichtung Δp_t und die zusätzlich durch die Berieselung hervorgerufene Druckdifferenz Δp_b betrachtet werden. Dies wird mit der Gleichung

$$\Delta p = \Delta p_t + \Delta p_b \quad (5.13)$$

beschrieben. Das Ergebnis der experimentellen Untersuchungen ist der Druckverlust als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases und der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit (der Berieselung). Diese Strömungsverhältnisse liegen nur in Abschnitt 3 des Kanals vor, d.h. der Druckverlust kann berechnet werden nach der Gleichung

$$\frac{\partial p}{\partial x} = f(j_{g,x}, j_{l,y}) = \frac{\Delta p_3}{l_3}, \quad (5.14)$$

aus der Druckdifferenz Δp_3 in Abschnitt 3 und der Länge l_3 dieses Abschnitts. Die Druckdifferenz in Abschnitt 3 setzt sich zusammen aus der trockenen und der berieselten Druckdifferenz nach

$$\Delta p_3 = \Delta p_{3,t} + \Delta p_{3,b}. \quad (5.15)$$

Zunächst wird ohne Flüssigkeitsaufgabe die Druckdifferenz für unterschiedliche Volumenstromdichten des Gases gemessen. Daraus läßt sich der trockene Druckverlust mit der Gleichung

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_t = \frac{\Delta p}{l_p} \quad (5.16)$$

berechnen. Dabei ist Δp die gemessene Druckdifferenz und $l_p = l_2 + l_3 + l_4$ die Länge der gesamten Schichtung. Die Druckdifferenz für die trockene Schichtung kann somit mit der Gleichung

$$\Delta p_3 = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_t \cdot \Delta l_3 \quad (5.17)$$

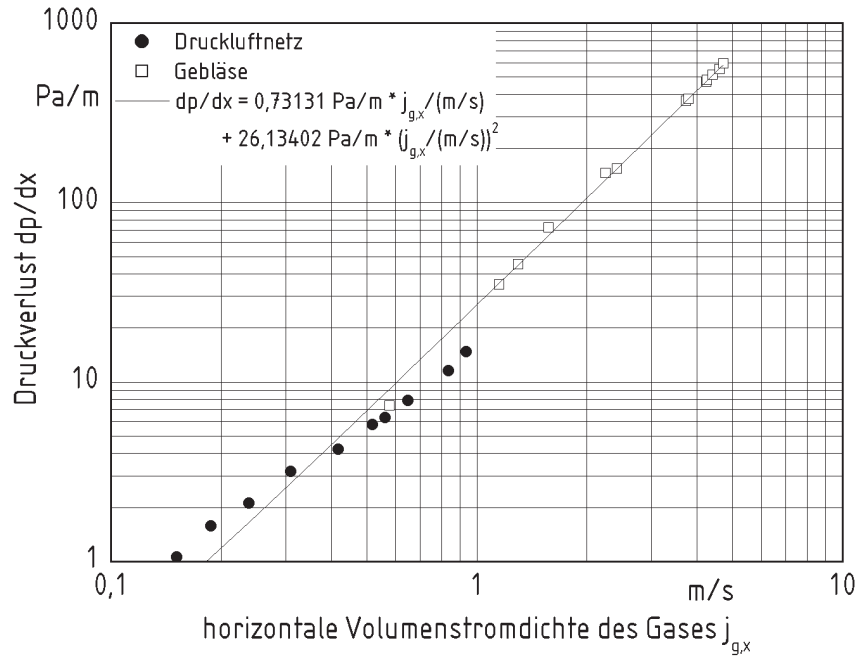


Bild 5.25: Druckverlust der längs angeströmten unberieselten Packung als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases

berechnet werden.

Dann wird die Druckdifferenz für unterschiedliche Flüssigkeitsbelastungen und unterschiedliche Volumenstromdichten des Gases gemessen. Daraus kann die Druckdifferenz $\Delta p_{3,b}$, die zusätzlich durch die Berieselung hervorgerufen wird, mit der Gleichung

$$\Delta p_{3,b} = \Delta p_{gem} - \Delta p_t \quad (5.18)$$

berechnet werden. Dabei ist Δp_{gem} die gemessene Druckdifferenz für die gesamte Schichtung. Der gesuchte Druckverlust (vgl. Gl. 5.14) kann dann mit den Ergebnissen aus Gl. 5.16 und Gl. 5.18 nach der Gleichung

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\Delta p_3}{l_3} = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_t + \frac{\Delta p_{3,b}}{l_3} \quad (5.19)$$

berechnet werden.

Für die längs eingebaute Packung MELLAPAK 250.Y werden die in Bild 5.25 dargestellten Druckverluste gemessen. Die Art der Gasversorgung (Druckluftnetz oder Gebläse) und die dazugehörige Messtechnik für den Volumenstrom des Gases unterscheiden sich für große und kleine Gasvolumenströme (vgl. Kapitel 5.3.4). An die Messwerte

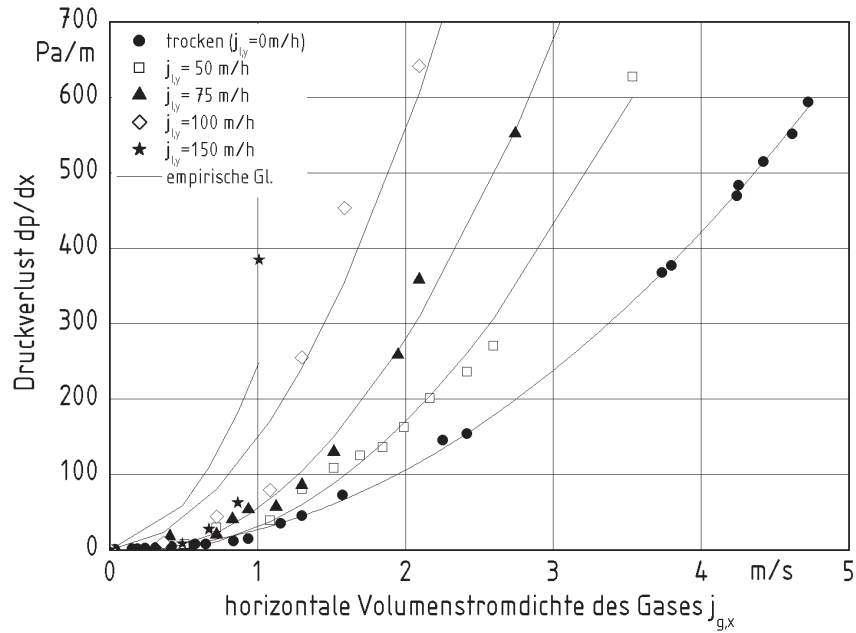


Bild 5.26: Druckverlust im berieselten Bereich der längs angeströmten Packung als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases und der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit

für den Druckverlust wird die Gleichung

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = 0,73131 \frac{Pa}{m} \cdot \left(\frac{j_{g,x}}{\frac{m}{s}} \right) + 26,134 \frac{Pa}{m} \cdot \left(\frac{j_{g,x}}{\frac{m}{s}} \right)^2 \quad (5.20)$$

angepaßt. Gl. (5.20) wird in Gl. (5.19) eingesetzt, um aus den Messwerten den Druckverlust im berieselten Bereich 3 zu berechnen.

Die Druckverluste im berieselten Bereich 3 sind in **Bild 5.26** dargestellt. Der Druckverlust ist als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases und der Flüssigkeitsbelastung aufgetragen. Die Druckverluste können für geringe vertikale Volumenstromdichten der Flüssigkeit mit quadratischen Funktionen beschrieben werden.

Für die quer angeströmte Packung wird für den Druckverlust der trockenen Packung die Beziehung

$$\frac{\Delta p}{\Delta z} = 38,495 \frac{Pa}{m} \cdot \left(\frac{j_{g,z}}{\frac{m}{s}} \right) + 562,78 \frac{Pa}{m} \cdot \left(\frac{j_{g,z}}{\frac{m}{s}} \right)^2 \quad (5.21)$$

erhalten. Wird diese in Gl. (5.19) eingesetzt, so ergibt dies den Druckverlust für den berieselten Bereich 3. In **Bild 5.27** ist der Druckverlust für die quer angeströmte Packung als Funktion der horizontalen Volumenstromdichte des Gases und der Flüssigkeitsbelastung dargestellt. Die Messwerte lassen sich durch den quadratischen Term ($\frac{dp}{dz} = a \cdot j_{g,z}^2$)

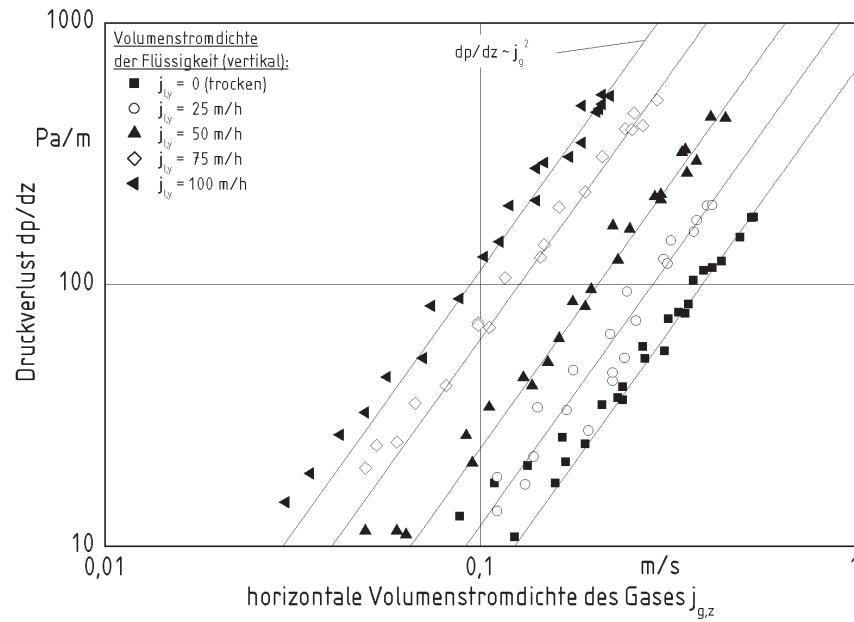


Bild 5.27: Druckverlust im berieselten Bereich der quer angeströmten Packung in Abhängigkeit der horizontalen Volumenstromdichte des Gases und der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit

annähern, der zusätzlich in Bild 5.27 eingetragen ist. Für mittlere und hohe Volumenstromdichten des Gases wird beobachtet, dass der Druckverlust der horizontalen Volumenstromdichte des Gases quadratisch proportional ist.

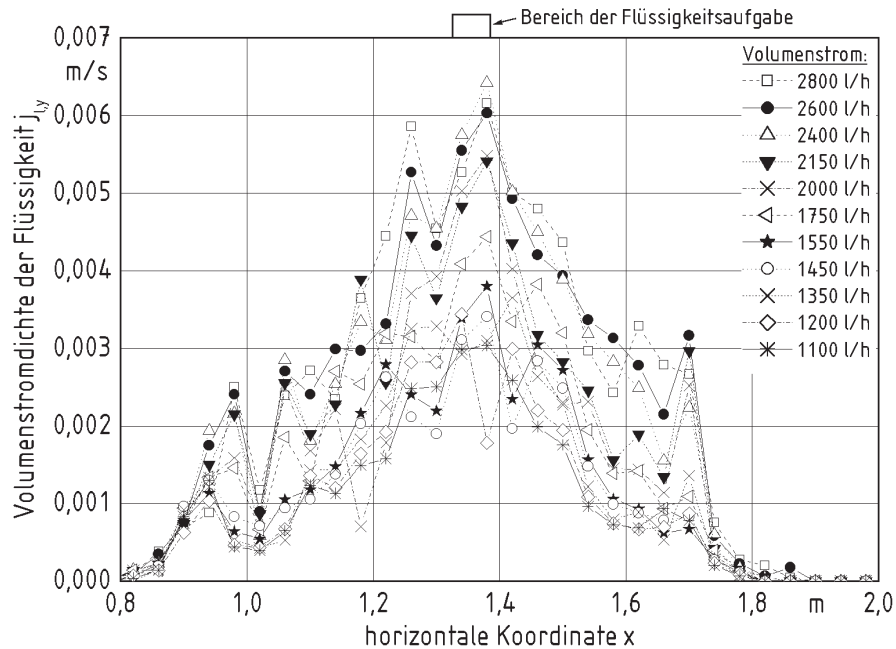


Bild 5.28: Profil der Flüssigkeitsströmung am Austrittsquerschnitt für eine punktförmige Flüssigkeitsaufgabe am Eintrittsquerschnitt der Packung MELLAPAK 250.Y

5.5 Querverteilungseigenschaften

Die Querverteilungseigenschaften in Schichtungen werden mit der oben beschriebenen Versuchsanlage gemessen. Für die Modellierung wird die Diffusionstheorie angewendet. Diese ist in Kapitel 4.4 ausführlich beschrieben. Als Ergebnis der Modellbildung für die Querverteilung in Schichtungen wird Gl. (4.60) erhalten. In diesem Kapitel wird die Querverteilung für jede der beiden horizontalen Koordinatenrichtungen getrennt betrachtet. Deshalb finden die Gln. (4.61) und (4.62) Anwendung.

Zum Messen der Querverteilungseigenschaften wird ein Streifen der Schichtung mit der Breite 6 cm mit Flüssigkeit beaufschlagt. Unterhalb der Schichtung wird das erhaltene Flüssigkeitsprofil gemessen. Aus dem Vergleich der beiden Flüssigkeitsprofile im Ein- und Austrittsquerschnitt der Schichtung wird der Querverteilungskoeffizient für die Schichtung berechnet.

5.5.1 Querverteilungskoeffizient längs der Packungsbleche

Für die längs eingebaute Packung sind in Bild 5.28 die am Austrittsquerschnitt gemessenen Flüssigkeitsprofile dargestellt. Die unterschiedlichen Profile sind für unterschiedliche

Volumenströme der Flüssigkeit gemessen, die oben an der Packung aufgegeben werden. Aus diesen Messwerten kann der Querverteilungskoeffizient S_{xx} berechnet werden (vgl. Gl. (4.61)). Mit Hilfe des Querverteilungskoeffizienten ist es möglich, die Querverteilungseigenschaften der Schichtung mit Hilfe des Diffusionsmodells [47] zu berechnen (vgl. Kapitel 4.4).

Um aus den Flüssigkeitsprofilen im Ein- und Austrittsquerschnitt der Schichtung auf den Querverteilungskoeffizienten S_{xx} zu schließen, muss Gl. (4.61) gelöst werden. Um eine einfache analytische Lösung dieser Differenzialgleichung zu erhalten, wird das Flüssigkeitsprofil im Ein- und Austrittsquerschnitt der Schichtung als Gaußkurve angenommen. Das Flüssigkeitsprofil wird somit näherungsweise mit der Gleichung

$$j_{l,y} = j_{l,0} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_S)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.22)$$

beschrieben. Dabei ist σ die Standardabweichung der Verteilung, die ein Maß für die Breite des Flüssigkeitsprofils darstellt. Mit x_S wird der Schwerpunkt des Flüssigkeitsprofils bezeichnet. Der Koeffizient $j_{l,0}$ beschreibt die Fläche unter der Gaußkurve und ist damit dem aufgegebenen Volumenstrom der Flüssigkeit \dot{V}_l proportional. Es gilt

$$j_{l,0} = \frac{\dot{V}_l}{b}. \quad (5.23)$$

Dabei ist b die Breite des Flüssigkeitsverteilers.

Die Standardabweichung $\sigma = f(y)$ ist eine Funktion der vertikalen Koordinate. Somit kann die Gl. (4.61) mit Hilfe von Gl. (5.22) zu

$$S_{xx} = -\sigma(y) \frac{\partial\sigma(y)}{\partial y} \quad (5.24)$$

vereinfacht werden. Gl. (5.24) besitzt mit

$$\sigma(y) = \sqrt{C - 2S_{xx}y} \quad (5.25)$$

eine physikalisch sinnvolle Lösung. Wird Gl. (5.25) nach dem Querverteilungskoeffizienten S_{xx} aufgelöst, so erhält man

$$S_{xx} = \frac{C - \sigma(y)^2}{2y}. \quad (5.26)$$

Wird im Eintrittsquerschnitt der Schichtung $y = 0$ gewählt, so ergibt sich für die Konstante $C = \sigma_o = \sigma(y = 0)$. Am Austrittsquerschnitt der Packung, für $y = -h$ gilt

die Standardabweichung $\sigma_u = \sigma(-h)$ und der Querverteilungskoeffizient kann mit der Gleichung

$$S_{xx} = \frac{\sigma_u^2 - \sigma_o^2}{2h} \quad (5.27)$$

berechnet werden. Für unterschiedlichen Volumenströme, die auf die Packung aufgegeben werden (vgl. Bild 5.28), werden unterschiedliche Querverteilungskoeffizienten S_{xx} erhalten. Die Querverteilungseigenschaften und damit der Querverteilungskoeffizient ist eine Funktion der lokalen Volumenstromdichte. Im Verlauf des Durchströmens der Packung von oben nach unten, wird die lokale Volumenstromdichte durch die Querverteilung immer kleiner. Um den Querverteilungskoeffizienten als Funktion der Volumenstromdichte der Flüssigkeit anzugeben, wird er auf die mittlere Volumenstromdichte, mit der die Packung im mit Flüssigkeit beaufschlagten Bereich durchströmt wird, bezogen. Wird ein horizontaler Querschnitt betrachtet, dann wird die mittlere Geschwindigkeit dadurch berechnet, dass die Volumenstromdichte auf ein Rechteckprofil mit der Länge l_r bezogen wird. Die mittlere Volumenstromdichte wird somit durch

$$\bar{j}_{l,y}(y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} j_{l,y}(x, y) dx}{l_r(y)} \quad (5.28)$$

definiert. Mit Hilfe der Gauß-verteilten Volumenstromdichte, die in Gl. (5.22) beschrieben ist, wird die mittlere Volumenstromdichte zu

$$\bar{j}_{l,y}(y) = \frac{j_{l,0}}{l_r(y)} \quad (5.29)$$

berechnet. Das Gauß-verteilte Flüssigkeitsprofil wird an ein Rechteckprofil angepaßt, indem die Fehlerquadratsumme der Differenzen an diskreten Stellen minimiert wird. Dann wird für die Länge des Rechteckprofils die Beziehung

$$l_r(y) = 2,848 \sigma(y) \quad (5.30)$$

erhalten. Für die mittlere Länge des Flüssigkeitsprofils über der gesamten Packungshöhe gilt

$$\bar{l}_r = \frac{\int_{y_u}^{y_o} l_r(y) dy}{h} \quad \text{für} \quad h = y_o - y_u \quad (5.31)$$

wobei y_o die Position am Eintrittsquerschnitt und y_u die Position am Austrittsquerschnitt ist. Mit Hilfe der Gln. (5.30) und (5.25) sowie $C = \sigma_o$ wird die mittlere Länge des Rechteckprofils zu

$$\bar{l}_r = \frac{2,848}{3 h S_{xx}} \left(\sqrt{(\sigma_0^2 - 2S_{xx}y_u)^3} - \sqrt{(\sigma_0^2 - 2S_{xx}y_o)^3} \right) \quad (5.32)$$

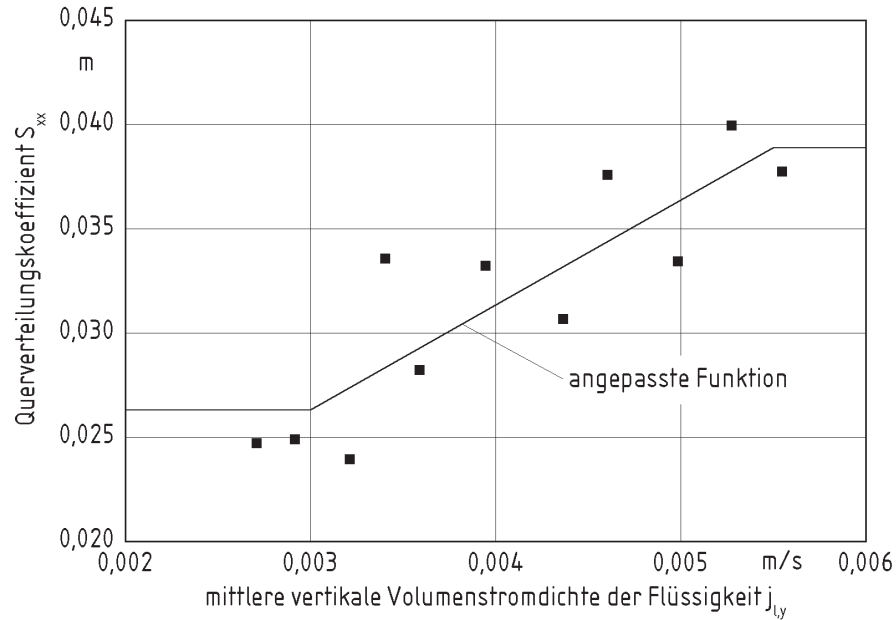


Bild 5.29: Querverteilungskoeffizient S_{xx} als Funktion der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit

berechnet.

Zur Berechnung des Querverteilungskoeffizienten S_{xx} wird somit zunächst die Gl. (5.22) an die Profile der Volumenstromdichte der Flüssigkeit im Ein- und Austrittsquerschnitt der Schichtung (vgl. [Bild 5.28](#)) angepaßt. Dabei werden die Parameter σ_o und σ_u bestimmt. Diese werden in Gl. (5.27) eingesetzt, um den Querverteilungskoeffizienten S_{xx} zu erhalten. Der für die unterschiedlichen Flüssigkeitsprofile in [Bild 5.28](#) berechnete Querverteilungskoeffizient ist in [Bild 5.29](#) für die Koordinatenrichtung x dargestellt. Der Querverteilungskoeffizient ist als Funktion der mittleren vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit aufgetragen. Diese wird mit Hilfe der Gln. (5.23) und (5.28) aus dem Volumenstrom der Flüssigkeit (vgl. Parameter in [Bild 5.28](#)), der mittleren Länge des Flüssigkeitsprofils \bar{l}_r (vgl. Gl. (5.32)) und der Breite des Flüssigkeitsverteilers $b = 0,23m$ berechnet. Der mittlere Querverteilungskoeffizient aus allen Messwerten beträgt $\bar{S}_{xx} = 0,0316m$. Es läßt sich aus den Messwerten die Tendenz erkennen, dass die Querverteilungseigenschaften für höhere Volumenstromdichten zunehmen. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, wird für den Querverteilungskoeffizienten S_{xx} die Funktion

$$S_{xx} = \begin{cases} 0,0263m & \text{für } j_{l,y} \leq 0,003 \frac{m}{s} \\ 0,01125m + 5,031s \cdot j_{l,y} & \text{für } 0,003 \frac{m}{s} \leq j_{l,y} \leq 0,0055 \frac{m}{s} \\ 0,0389m & \text{für } 0,0055 \frac{m}{s} \leq j_{l,y} \end{cases} \quad (5.33)$$

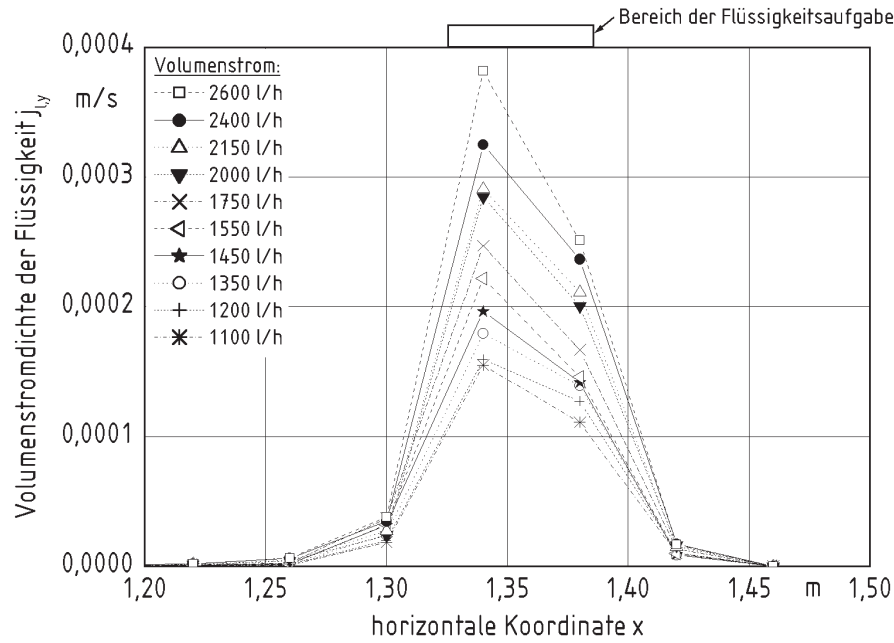


Bild 5.30: Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche Volumenströme der Flüssigkeit

verwendet. Diese ist zusätzlich in [Bild 5.29](#) eingetragen. Für die numerischen Berechnungen wird Gl. (5.33) zur Beschreibung der Querverteilungseigenschaften der Packung in der Horizontalen entlang der x -Koordinate verwendet.

5.5.2 Querverteilungskoeffizient orthogonal zu den Packungsblechen

Für eine quer in den Strömungskanal eingebaute Packung werden ebenfalls die Profile der Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Austrittsquerschnitt für unterschiedliche Volumenströme der Flüssigkeit gemessen. Die Ergebnisse sind in [Bild 5.30](#) dargestellt. Aus den Profilen der Volumenstromdichte der Flüssigkeit ist erkennbar, dass die Verteilungseigenschaften der Packung quer zu den Packungsblechen deutlich geringer ist als parallel zu den Packungsblechen (vgl. [Bild 5.28](#)). Die Flüssigkeitsprofile am Ein- und Austrittsquerschnitt der Packung werden durch die Gaußsche Verteilung in Gl. (5.22) angepaßt. Die Koordinate x wird dabei durch die Koordinate z ersetzt. Als Ergebnis der Anpassung werden die Parameter σ_o und σ_u erhalten. Diese werden in die Gleichung

$$S_{zz} = \frac{\sigma_u^2 - \sigma_o^2}{2h} \tag{5.34}$$

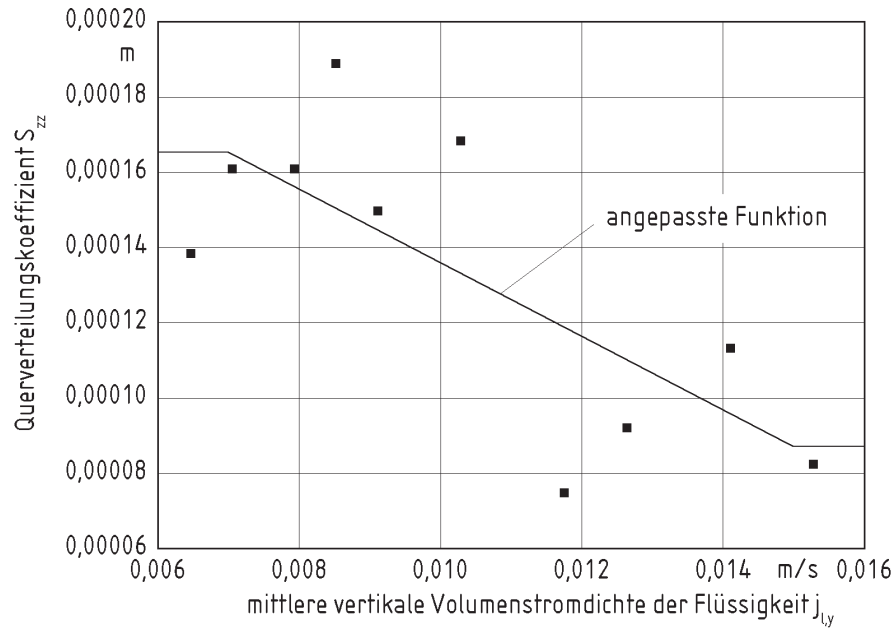


Bild 5.31: Querverteilungskoeffizient S_{zz} als Funktion der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit $j_{l,y}$

eingesetzt. Als Höhe der Packung wird $h = 0,63m$ gewählt. Die damit berechneten Querverteilungskoeffizienten S_{zz} sind für unterschiedliche mittlere Volumenstromdichten der Flüssigkeit in Bild 5.31 eingetragen. Die mittlere Volumenstromdichte der Flüssigkeit wird analog zur x -Koordinate aus den Gln. (5.23), (5.28) und (5.32) erhalten, indem die x - durch die z -Koordinate ersetzt wird. Die Breite des Flüssigkeitsverteilers ist dabei $b = 0,45m$. Der Mittelwert aller gemessenen Querverteilungskoeffizienten für die quer angeströmte Packung beträgt $\bar{S}_{zz} = 0,000133m$. In Bild 5.31 ist zusätzlich eine Kurve eingezeichnet, mit der die Messwerte approximiert werden. Als Funktion wird

$$S_{zz} = \begin{cases} 0,000165m & \text{für } j_{l,y} \leq 0,007\frac{m}{s} \\ 0,000234m - 0,00978s \cdot j_{l,y} & \text{für } 0,007\frac{m}{s} \leq j_{l,y} \leq 0,015\frac{m}{s} \\ 0,0000871m & \text{für } 0,015\frac{m}{s} \leq j_{l,y} \end{cases} \quad (5.35)$$

verwendet. Diese Gleichung wird in den numerischen Rechnungen für die Modellierung der Querverteilungseigenschaften in Richtung der z -Koordinate verwendet.

6. Numerische Berechnung der Strömung für die Elementarzelle

In diesem Kapitel wird die numerische Berechnung der einphasigen Strömung in der Elementarzelle einer geordneten Schichtung beschrieben. Die Ergebnisse sollen den Zusammenhang zwischen den zeit- und ortsgemittelten Geschwindigkeiten in der Elementarzelle und dem Druckgradienten ergeben. Dieser Zusammenhang kann auch auf experimentellem Wege gefunden werden (vgl. Kapitel 5). Die numerische Berechnung bietet gegenüber den experimentellen Untersuchungen den Vorteil, dass die Kosten für die Experimente entfallen, die Lösung schneller gefunden wird und die Randbedingungen eindeutig und einfacher vorgegeben werden können. Dies ist insbesondere der Fall für periodische Randbedingungen, wie sie für die Elementarzelle gelten (vgl. Kapitel 4). Nachteil der numerischen Berechnungen sind Ungenauigkeiten, die durch die Modellierung der Turbulenz auftreten. Für die numerische Berechnung zweiphasiger Strömungen treten Ungenauigkeiten durch die Modellierung des Impulsaustausches zwischen den Phasen auf. Aus diesem Grund werden im Rahmen dieser Arbeit die numerischen Berechnungen für die Elementarzelle auf einphasige Strömungen beschränkt.

6.1 Gittergenerierung

Für die numerische Strömungsberechnung können entweder strukturierte oder unstrukturierte Gitter verwendet werden. Für die Berechnung der Strömung in komplexen Geometrien werden häufig unstrukturierte Gitter verwendet. Diese weisen allerdings gegenüber strukturierten Gittern einige Nachteile auf. Da die transformierten Gleichungen in unstrukturierten Gittern mehr Terme aufweisen, ist der Aufwand zur Lösung der Gleichungen höher als in strukturierten Gittern. Durch die fehlende Orthogonalität des Gitters können außerdem unrealistische oder physikalisch falsche Lösungen berechnet werden [19].

In dieser Arbeit wird ein orthogonales strukturiertes Gitter für die Strömungsberechnung in Schichtungen angewendet. Mit diesem Gitter wird das Konvergenzverhalten der nu-

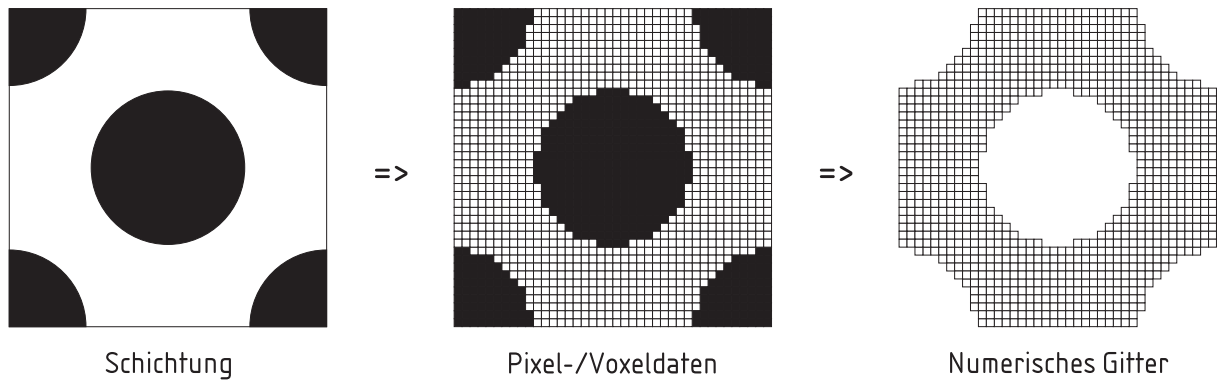


Bild 6.1: Schematische Darstellung der Gittergenerierung

merischen Berechnung verbessert [19].

Um eine Schichtung mit Hilfe eines strukturierten Gitters abzubilden, wird sie in einem ersten Schritt diskretisiert. Zur Diskretisierung wird über das Volumen, in der die Schichtung vorliegt, ein orthogonales Gitter gelegt. Die einzelnen Volumenelemente dieses Gitters werden mit einem Wert von 1 belegt, wenn das Volumenelement überwiegend aus Feststoff besteht. Stellt das Volumenelement einen freien Strömungsquerschnitt dar, dann wird es mit dem Wert 0 belegt. Das Gitter wird dann aus den Volumenelementen gebildet, deren Wert 0 ist bzw. die den freien Strömungsquerschnitt darstellen. Diese Prozedur ist schematisch in Bild 6.1 dargestellt. Dabei ist links im Bild eine Schichtung dargestellt, die durch Pixel- bzw. Voxeldaten diskretisiert wird (Mitte). Aus den Pixel- bzw. Voxeldaten, die den freien Strömungsquerschnitt bilden, wird das Gitter (rechts) generiert.

Durch diese Methode der Gittergenerierung werden geneigte Wände schrittweise bzw. als Treppenstufen approximiert. Dadurch entsteht ein Fehler, der umso kleiner wird, je feiner das Gitter ist. Die Ungenauigkeiten, die durch diese Gittergenerierung entstehen, werden von Loser und Mewes [35] anhand eines Testfalles diskutiert. Ferziger und Perić [19] raten aufgrund der Ungenauigkeiten von dieser Art der Gittergenerierung ab. Die Methode ist jedoch besonders interessant, wenn für eine komplexe Geometrie eine Abbildung in Voxeldaten bereits existiert. Dies ist z.B. der Fall, wenn die Schichtung mit Hilfe der Computertomographie vermessen wird (vgl. Schmitz, Reinecke, Petritsch und Mewes [46]).

Die beschriebene Art der Gittergenerierung wird für die Elementarzelle einer Schichtung angewendet. Dabei werden die Packungen MELLAPAK 250.X und MELLAPAK 250.Y verwendet. Eine Elementarzelle der Packung MELLAPAK 250.Y ist in Bild 6.2 auf der linken Seite schematisch dargestellt (vgl. auch Bild 5.5). Die Packung besteht aus per-

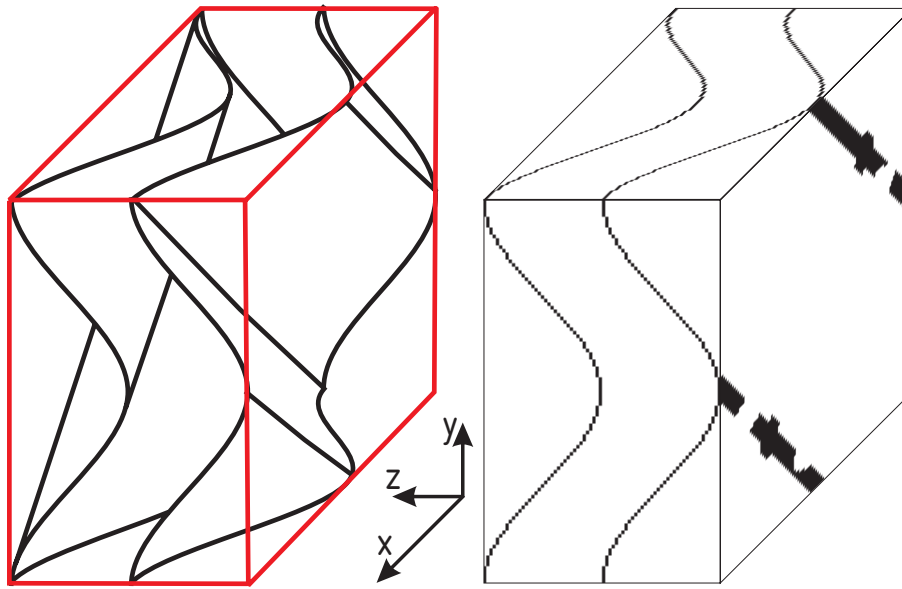


Bild 6.2: Schematische Darstellung einer Elementarzelle der Packung MELLAPAK 250.Y (links) und deren Diskretisierung in Volumenelemente an den Begrenzungen der Elementarzelle (rechts)

forierten, gewellten Blechen. Die gewellten Bleche sind alternierend um die Winkel $+\varphi$ und $-\varphi$ geneigt. Der Neigungswinkel φ ist dabei der Winkel zwischen der Wellung der Bleche und der vertikalen Koordinate. Für die Packung MELLAPAK 250.X ist der Neigungswinkel $\varphi = 30^\circ$ und für die Packung MELLAPAK 250.Y $\varphi = 42,5^\circ$.

Die Elementarzelle der Packung MELLAPAK 250.Y, die auf der linken Seite in [Bild 6.2](#) dargestellt ist, besteht aus zwei Blechschichten. Zwei Blechschichten für eine Elementarzelle sind notwendig, da die gewellten Bleche alternierend eine unterschiedliche Ausrichtung aufweisen. Außer der Wellung der Packungsbleche muss auch deren Perforation modelliert werden. Für die Packung MELLAPAK 250.Y werden pro Packungsblech in der Elementarzelle 3 Reihen mit je 4 Löchern modelliert. Die Elementarzelle, die in [Bild 6.2](#) dargestellt ist, wird mit $110 \times 110 \times 70$ Volumenelementen diskretisiert. Jedes dieser Volumenelemente wird entweder als freies Strömungsvolumen oder als Packungsblech modelliert. Auf der rechten Seite in [Bild 6.2](#) ist die Diskretisierung der Elementarzelle der Packung MELLAPAK 250.Y in Volumenelemente dargestellt. Für jede Koordinatenrichtung wird die Diskretisierung der ersten Schicht der Volumenelemente gezeigt. Für die Ebenen normal zur x - und zur y -Koordinate ist die Wellung der Packung sichtbar. Es wird dabei deutlich, dass geneigte Packungsbleche durch Stufen im Berechnungsgitter approximiert werden. In der Ebene normal zur z -Koordinate sind zwei Wellenberge dargestellt.

Die schwarzen Streifen stellen dabei die Schnittfläche der Wellenberge mit der Randschicht der Elementarzelle dar. Diese werden durch Löcher in der Packung unterbrochen.

Für die Unterteilung der Elementarzelle in Volumenelemente wird berücksichtigt, dass das Lückenvolumen der modellierten Packung dem tatsächlichen Lückenvolumen der Packung von 97,5% sehr nahe kommt, da das Lückenvolumen einen großen Einfluß auf den Druckverlust einer Schichtung hat. Da die Packungsbleche im Vergleich zum freien Strömungsquerschnitt sehr dünn sind, sind große Gitter notwendig. Außerdem wird darauf geachtet, dass bei der Modellierung der Packungsbleche keine Spalte auftreten. Deshalb werden die Gitterabmessungen für unterschiedliche Neigungswinkel einer Blechpackung optimiert. Im Einzelnen werden für Packungen aus gewellten Blechen die in Tabelle 6.1 dargestellten Abmessungen und Gitter verwendet.

Durch Messwerte aus der Computertomographie wird die Generierung der Gitter stark vereinfacht. Als Ergebnis computertomographischer Messungen wird eine volumetrische Grauwertverteilung der vermessenen geometrischen Struktur erhalten (vgl. Schmitz, Reinecke, Petritsch und Mewes [46]). Diese Grauwertverteilung repräsentiert die Verteilung des Schwächungskoeffizienten für Röntgenstrahlung im Messquerschnitt bzw. -volumen. Der Schwächungskoeffizient des Packungsmaterials ist um Größenordnungen höher als der Schwächungskoeffizient der Luft im freien Strömungsquerschnitt. Durch Anwendung eines Schwellenwertes kann eine binäre Einteilung der Volumenelemente in Packungsmaterial und freien Strömungsquerschnitt erfolgen. Mit Hilfe dieser Daten ist die Generierung eines orthogonalen numerischen Gitters möglich. Werden computertomographische Messungen für die Gittergenerierung in der Elementarzelle einer Packung eingesetzt, dann treten häufig Schwierigkeiten bezüglich der Periodizität der Packung auf. Deshalb werden in dieser Arbeit die numerischen Gitter aufgrund von vorgegebenen geometrischen Daten der Packungen modelliert.

6.2 Modellbildung und Randbedingungen

Für die numerische Berechnung der einphasigen Gasströmung in der Elementarzelle werden die Massenbilanzgleichung (4.3) und die Impulsbilanzgleichung (4.12) gelöst. Dazu wird die Finite-Volumen-Methode (FVM) des kommerziellen Strömungssimulationsprogramm CFX4 verwendet. Die Turbulenz der Strömung wird mit einem Standard- k - ε -Modell berücksichtigt, das in die Software CFX4 integriert ist. Für die numerischen Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit wird die Strömung als stationär, isotherm und

Tabelle 6.1: Geometrische Abmessungen und Gittergröße für die Elementarzellen in Packungen aus gewellten Blechen

	theor. Pak- kung $\varphi = 20^\circ$	MELLAPAK 250.X	theor. Pak- kung $\varphi = 35^\circ$	MELLAPAK 250.Y
Packungsgeometrie:				
Neigungswinkel φ	20°	30°	35°	$42,5^\circ$
Zahnbreite in mm	21,75	21,75	21,75	21,75
Lagenhöhe in mm	11,5	11,5	11,5	11,5
Lückengrad ε	97,5	97,5	97,5	97,5
Abmessungen der Elementarzelle:				
Breite in mm	23,1	25,1	26,6	29,5
Höhe in mm	63,6	43,5	37,9	32,2
Tiefe in mm	23	23	23	23
Gitter:¹				
i_n (in x -Richtung)	108	108	108	110
k_n (in y -Richtung)	108	108	108	110
m_n (in z -Richtung)	74	74	74	70
mod. Lückengrad ε	97,5	97,5	97,5	97,4
Löcher pro Schicht	3×5	3×4	3×4	4×3

¹mit i_n , k_n und m_n wird die Anzahl der Volumenelemente in Richtung der x -, y - und z -Koordinate bezeichnet

inkompressibel betrachtet.

An den Rändern der Elementarzelle werden periodische Randbedingungen vorgegeben. D.h. die Werte für die Geschwindigkeit, den Druck, die Turbulenzenergie und die Turbulenzdissipation werden auf gegenüberliegenden Rändern der Elementarzelle gleichgesetzt. Dadurch wird der mittlere Druckgradient in der Elementarzelle zu Null. Um eine Strömung zu initiieren wird eine Volumenkraft angenommen, die einem gewählten mittleren Druckgradienten entspricht. Die Vorgehensweise für die numerische Berechnung der Strömung ist somit umgekehrt zu der für die experimentellen Untersuchungen. Während in den experimentellen Untersuchungen für eine vorgegebene mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Druckverlust bzw. der Druckgradient gemessen wird, wird in den numeri-

schen Berechnungen der mittlere Druckgradient als Volumenkraft vorgegeben und das Strömungsfeld berechnet. Aus dem Strömungsfeld wird dann die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \vec{v} bzw. die Volumenstromdichte des Gases

$$\vec{j}_g = \varepsilon \cdot \vec{v} \quad (6.1)$$

berechnet. Die auf die gesamte Elementarzelle bezogene Volumenstromdichte des Gases \vec{j}_g wird mit der Gleichung

$$\vec{j}_g = \frac{\sum_{m=1}^{m_n} \sum_{k=1}^{k_n} \sum_{i=1}^{i_n} \vec{v}_{i,k,m}}{i_n \cdot k_n \cdot m_n} \quad (6.2)$$

aus dem Geschwindigkeitsfeld in der Elementarzelle berechnet. Dabei sind i , j und k die Indices für die Volumenelemente in der x -, y - und z -Richtung und i_n , k_n und m_n die Gesamtzahl der Volumenelemente in der jeweiligen Richtung. Das Produkt aus i_n , k_n und m_n ergibt die Gesamtzahl der Volumenelemente des numerischen Gitters. Mit $\vec{v}_{i,k,m}$ wird der Geschwindigkeitsvektor im Volumenelement (i, k, m) bezeichnet.

Die numerische Berechnung erfolgt iterativ mit der Strömungssimulationssoftware CFX4. Die Anzahl der Iterationen ist dabei abhängig vom Konvergenzverhalten der Berechnung. Als Kriterium für die Konvergenz werden die Residuen der Berechnung verwendet (vgl. Ferziger und Perić [19]). Es werden dabei zwischen 2000 und 4300 Iterationen durchgeführt.

6.3 Ergebnisse

Wie Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, werden für vier unterschiedliche Packungen numerische Berechnungen für die jeweilige Elementarzelle durchgeführt. Die Packungen sind vom gleichen Typ und unterscheiden sich lediglich im Neigungswinkel zwischen der Wellung und der vertikalen Koordinate. Damit wird der Einfluss des Neigungswinkels auf den Druckverlust einer Blechpackung untersucht.

In Bild 6.3 ist das numerisch berechnete Geschwindigkeitsfeld für einen vertikalen Druckgradienten von $300 \frac{Pa}{m}$ in der Elementarzelle der Packung MELLAPAK 250.Y dargestellt. Das Geschwindigkeitsfeld ist für unterschiedliche Ebenen in der Elementarzelle visualisiert. Die Ergebnisse der untersten und der obersten Ebene sind gleich. Dies liegt an der Vorgabe periodischer Randbedingungen für die Elementarzelle. Durch die Farbgebung wird der Betrag der Gasgeschwindigkeit codiert.

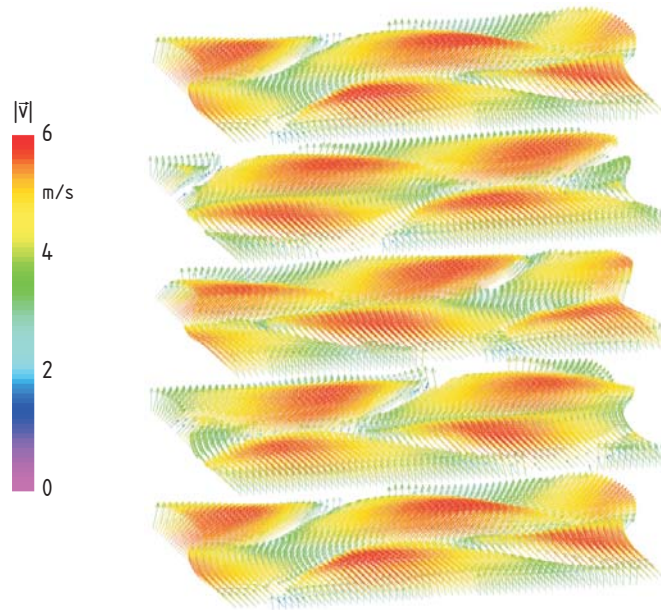


Bild 6.3: Numerisch berechnetes Geschwindigkeitsfeld in der Elementarzelle der Packung MEL-LAPAK 250.Y für einen vertikalen Druckgradienten von $300 \frac{Pa}{m}$

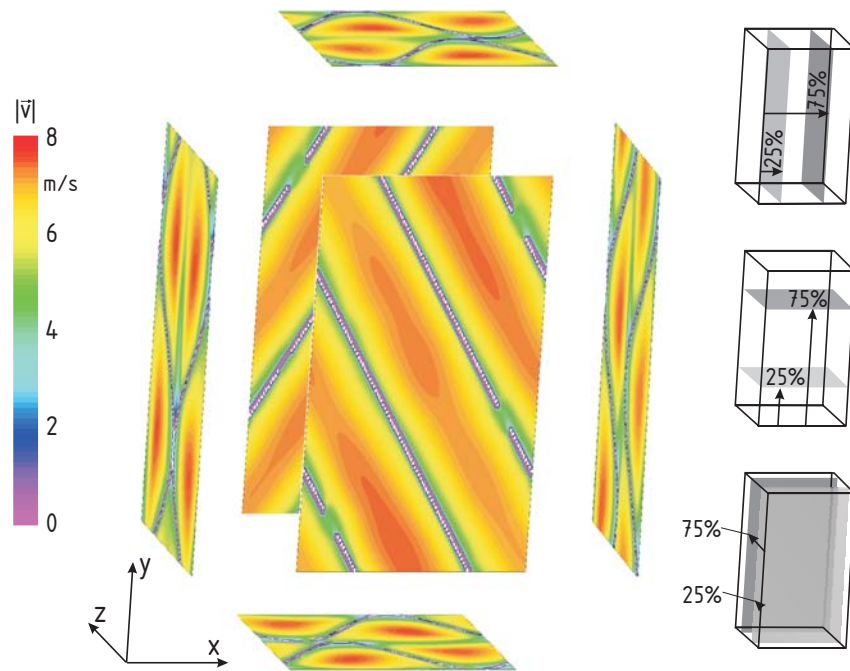


Bild 6.4: Numerische berechnetes Geschwindigkeitsfeld in der Elementarzelle der Packung MEL-LAPAK 250.X für einen vertikalen Druckgradienten von $250 \frac{Pa}{m}$

In **Bild 6.4** ist ein Beispiel des Strömungsfeldes in der Packung MELLAPAK 250.X dar-

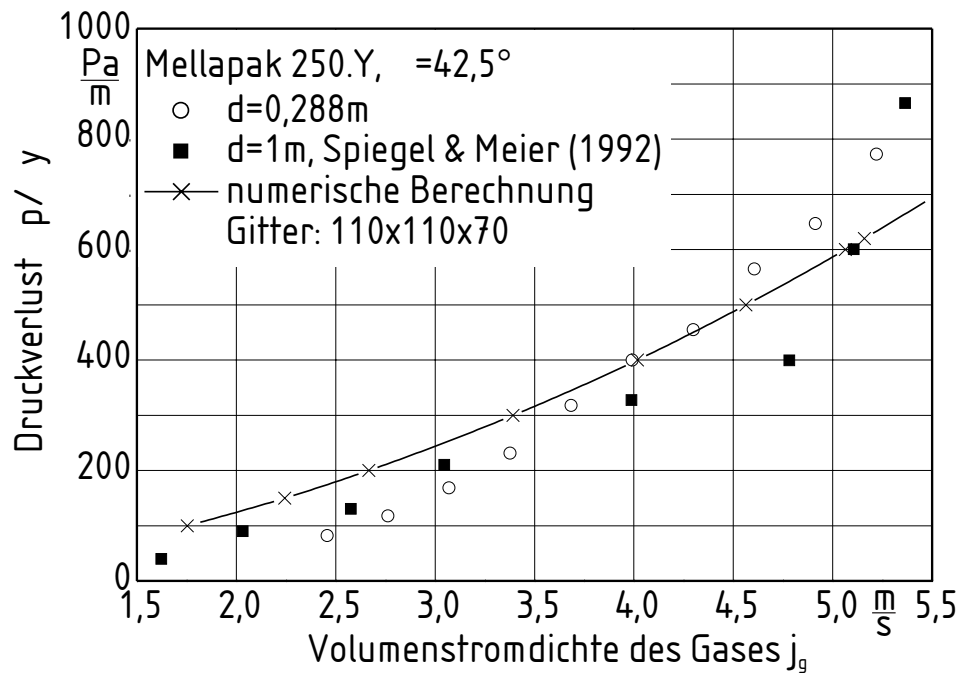


Bild 6.5: Numerisch berechnete und experimentelle Ergebnisse zum Druckverlust der Packung MELLAPAK 250.Y

gestellt. Der Neigungswinkel der Wellung von 30° zur Vertikalen wird in den zwei Ebenen parallel zur Darstellungsebene sichtbar. Das Strömungsfeld ist für einen vertikalen Druckgradienten von $250 \frac{Pa}{m}$ berechnet. Es wird für zwei Ebenen in jeder Koordinatenrichtung visualisiert. Die Ebenen sind dabei so gewählt, dass sie jeweils für 25% und 75% der Seitenlänge in jeder Koordinatenrichtung die Elementarzelle schneiden. Dies wird mit Hilfe der drei Skizzen auf der rechten Seite in [Bild 6.4](#) illustriert. Die Packungsbleche können als Matrix kleiner Rechtecke betrachtet werden. Diese Matrix wird durch die Löcher in der Packung unterbrochen. Durch die Wellung der Bleche entstehen in der Packung geneigte Strömungskanäle. Die höchste Strömungsgeschwindigkeit wird in der Mitte dieser Strömungskanäle berechnet. In den Ebenen $z = const.$ ist außerdem die Perforation der Packung zu sehen.

Für die Packung MELLAPAK 250.Y werden numerische Berechnungen für unterschiedliche vertikale Druckgradienten durchgeführt. Als Ergebnis wird der in [Bild 6.5](#) dargestellte funktionale Zusammenhang zwischen Volumenstromdichte des Gases und Druckverlust erhalten. Um die Gültigkeit der Berechnungsergebnisse zu überprüfen, werden diese mit Ergebnissen aus experimentellen Untersuchungen verglichen. Die experimentellen Untersuchungen werden an einer Kolonne mit einem Durchmesser von $0,288m$ sowie von Spiegel und Meier [58] an einer Kolonne mit einem Durchmesser von $1m$ durchgeführt.

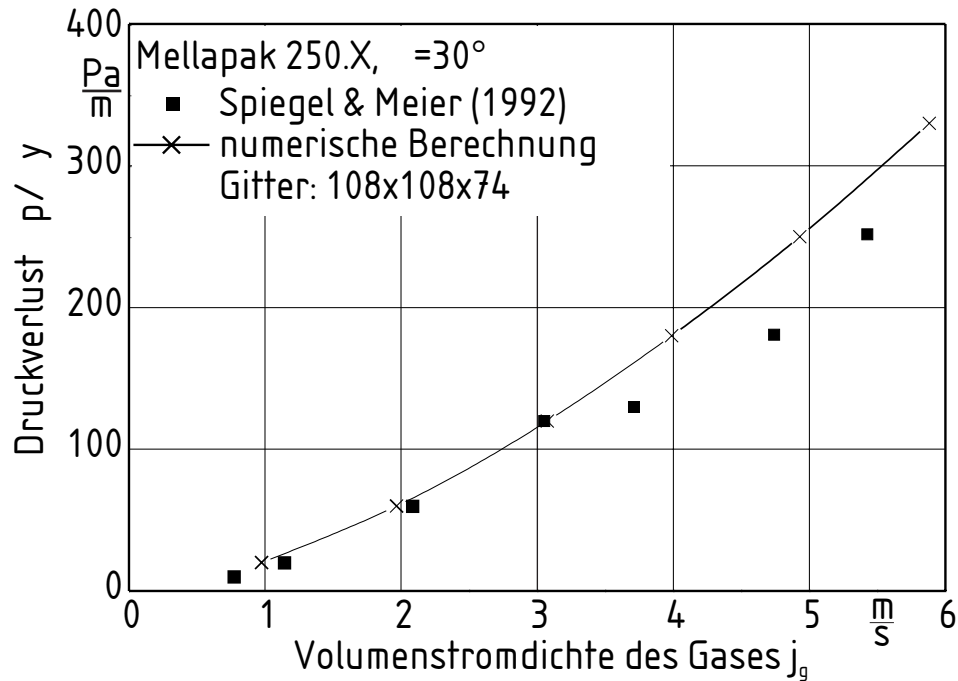


Bild 6.6: Numerisch berechnete und experimentelle Ergebnisse zum Druckverlust der Packung MELLAPAK 250.X

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind ebenfalls in das Diagramm in Bild 6.5 eingetragen. Es wird eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der numerischen Berechnung und den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen gefunden.

In Bild 6.6 sind numerisch berechnete und experimentelle Ergebnisse für den Druckverlust der Packung MELLAPAK 250.X dargestellt. Dabei beträgt der Neigungswinkel zwischen der Wellung der Packungsbleche und der vertikalen Koordinate 30° . Die experimentellen Ergebnisse werden von Spiegel und Meier [58] an einer Kolonne mit einem Durchmesser von $1m$ gewonnen.

Die oben beschriebenen numerischen Berechnungen werden für die kommerziell erhältlichen Blechpackungen MELLAPAK 250.X und 250.Y durchgeführt. Diese weisen einen Neigungswinkel zwischen der Wellung der Packungsbleche und der vertikalen Koordinaten von 30° bzw. $42,5^\circ$ auf. Um den Einfluss des Neigungswinkels auf den Druckverlust in Blechpackungen zu untersuchen, werden zusätzlich numerische Berechnungen für Neigungswinkel von 20° und 35° durchgeführt. Die dabei verwendeten geometrischen Abmessungen und Gittergrößen sind in Tabelle 6.1 eingetragen. Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen sind in Bild 6.7 dargestellt. Für steigenden Neigungswinkel sowie größere Volumenstromdichten des Gases erhöht sich der Druckverlust der Packung. Die

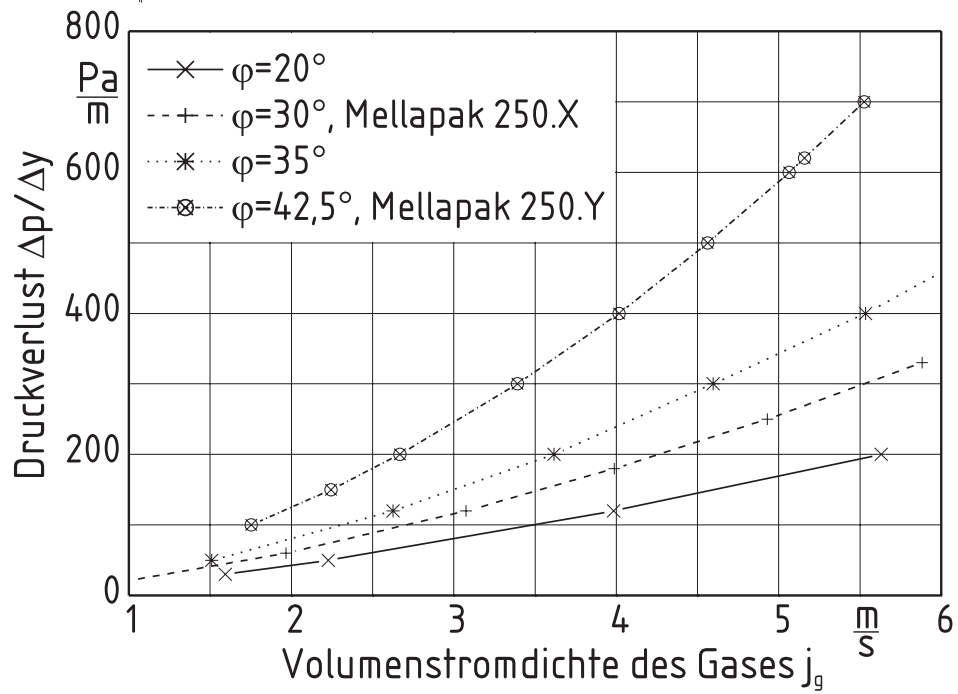


Bild 6.7: Numerisch berechneter Druckverlust einer Packung aus gewellten Blechen für unterschiedliche Neigungswinkel als Funktion der Volumenstromdichte des Gases

Steigung des Druckverlustes $\frac{\partial(\frac{\Delta p}{\Delta y})}{\partial j_g}$ in Bild 6.7 erhöht sich für größere Neigungswinkel.

7. Berechnung der zweiphasigen Strömung für geordnete Schichtungen

In diesem Kapitel wird die numerische Berechnung der zweiphasigen Strömung in geordneten Schichtungen erläutert. Dabei werden die in Kapitel 4.3 hergeleiteten Massen- und Impulsbilanzgleichungen für die gesamte Schichtung gelöst. Die Berechnungen werden exemplarisch für der Packung MELLAPAK 250.Y durchgeführt.

7.1 Modellbildung für einzelne Terme der Bilanzgleichungen

Die für die gesamte Schichtung gültigen Massenbilanzgleichungen (4.35) und (4.36) können ohne Modifikation mit üblichen Gleichungslösern (z.B. FLUENT, CFX) auch für mehrphasige Strömungen gelöst werden. Für die Impulsbilanzgleichungen ist eine Modellbildung für einzelne Terme, die sogenannten Schließbedingungen, notwendig. In Kapitel 4 wird die Impulsbilanzgleichung für die Gasphase

$$0 = -\bar{\alpha}_g \nabla \bar{p} + \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g + \vec{D}_{gl} \quad (7.1)$$

und für die Flüssigkeitsphase

$$0 = -\bar{\alpha}_l \nabla \bar{p} + \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l - \vec{D}_{gl} + \bar{\alpha}_l \rho_l \vec{g} + \underline{\underline{\xi}} \cdot \left(\underline{\underline{S}} \cdot \nabla |\vec{j}_l| \right) \quad (7.2)$$

hergeleitet. Dabei sind für die Gasphase der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung $\vec{D}_{gp} = \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g$ sowie zwischen Gas und Flüssigkeit \vec{D}_{gl} zu modellieren. Für die Flüssigkeitsphase sind zusätzlich der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung $\vec{D}_{lp} = \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l$ sowie die Querverteilungseigenschaften der Schichtung zu modellieren (letzter Term in Gl. (7.2)).

7.1.1 Impulstransport zwischen Gas und Schichtung

Der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung wird mit dem Tensor $\underline{\underline{\pi}}$ in Gleichung (7.1) berücksichtigt. Wird eine reine Gasströmung betrachtet ($\alpha_l = 0$), dann ist der

Druckgradient eine Funktion der Volumenstromdichte des Gases und Gl. (7.1) kann zu

$$\varepsilon \nabla \bar{p} = \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g \quad (7.3)$$

vereinfacht werden. Dabei wird mit Größen für den Druckgradienten und die Volumenstromdichte des Gases gerechnet, die in den Elementarzellen gemittelt sind. Um die Strömung durch eine Schichtung berechnen zu können, muss der tensorielle Strömungswiderstand $\underline{\underline{\pi}}$ modelliert werden. Die Koordinatenrichtungen für die geordnete Schichtung werden entlang von Symmetrielinien der Schichtung gewählt. Damit verschwinden die Koeffizienten des Widerstandstensors außerhalb der Hauptdiagonalen und es gilt

$$\underline{\underline{\pi}} = \begin{pmatrix} \pi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \pi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \pi_{zz} \end{pmatrix}. \quad (7.4)$$

Physikalisch bedeutet dies für die vorgenommene Wahl des Koordinatensystems, dass die Schichtung im Mittel keine Vorzugsrichtung aufweist, d.h. eine Strömung z.B. in Richtung der x -Koordinate verursacht keinen zusätzlichen Druckverlust in Richtung der y - oder der z -Koordinate. Mit Hilfe von Gl. (7.3) werden die einzelnen Komponenten des Widerstandstensors in Gl. (7.4) mittels

$$\pi_{ii} = \frac{\varepsilon \frac{\partial p}{\partial i}}{j_{g,i}} \quad (7.5)$$

berechnet, wobei i für die Koordinatenrichtung x , y oder z steht.

Zur Berechnung der einzelnen Komponenten des Widerstandstensors in Gl. (7.4) werden Druckverlustdaten für die Durchströmung der Schichtung in den einzelnen Koordinatenrichtungen herangezogen. Für die meisten Schichtungen liegen Druckverlustdaten in der vertikalen Hauptströmungsrichtung als Herstellerangaben vor, da diese Daten für die fluiddynamische Auslegung von Kolonnen benötigt werden. Damit sind nur noch Messungen bzw. Berechnungen für die horizontalen Koordinatenrichtungen notwendig. Dafür können zum Teil Symmetrieeigenschaften der Schichtung ausgenutzt werden.

Der trockene Druckverlust der Packung MELLAPAK 250.Y in vertikaler y -Richtung wird mit

$$\frac{\Delta p}{\Delta y} = 30,4 \frac{Pa}{m} \left(\frac{j_{g,y}}{\frac{m}{s}} \right)^{1,8} \quad (7.6)$$

beschrieben [58]. Dabei werden die Werte des Druckverlustes mit positivem Vorzeichen angegeben, wenn der Druck im Sumpf der Kolonne höher ist als am Kopf der Kolonne.

Für den Druckgradienten gilt daher

$$\frac{\Delta p}{\Delta y} = -\frac{\partial p}{\partial y}. \quad (7.7)$$

Nach Gl. (7.5) wird damit der Widerstandskoeffizient in vertikaler Richtung mit

$$\pi_{yy} = -30,4 \frac{Pas}{m^2} \varepsilon \left| \frac{j_{g,y}}{\frac{m}{s}} \right|^{0,8} \quad (7.8)$$

berechnet. Der Wert des Widerstandskoeffizienten in Gl. (7.8) weist dabei ein negatives Vorzeichen auf. Der Impulsstrom ist somit der Strömungsrichtung entgegengesetzt.

Die Packungsbleche der Packung MELLAPAK 250.Y sind um $42,5^\circ$ (bzw. um 45° nach [56]) zur Vertikalen geneigt. Dadurch entsteht in guter Näherung eine Symmetrie der fluiddynamischen Eigenschaften in der x - und y -Koordinate. Daher können die Gln. (7.6) und (7.8) auch für die horizontale x -Koordinate verwendet werden (vgl. die Festlegung der Koordinatenrichtungen in Bild 5.5).

Für die Koordinate senkrecht zu den Packungsblechen (hier: z -Koordinate) kann der trockene Druckverlust mit Hilfe der Gl. (5.21) beschrieben werden. Mit Gl. (7.5) lautet damit der horizontale Widerstandskoeffizient in z -Richtung

$$\pi_{zz} = \varepsilon \cdot \left(38,495 \frac{Pas}{m^2} + 562,78 \frac{Pas}{m^2} \cdot \left| \frac{j_{g,z}}{\frac{m}{s}} \right| \right). \quad (7.9)$$

Alternativ kann der trockene Druckverlust mit einer Gleichung für Siebplatten angenähert werden, da die Strömung des Gases nur durch die Löcher in den Blechen erfolgen kann. Für eine Siebplatte wird der Druckverlust mit der Gleichung

$$\Delta p_b = 32 \frac{\eta s \bar{w}_b}{d_b^2} + 0,8 \cdot \rho \cdot (1 - \varphi) \bar{w}_b^2 \quad (7.10)$$

berechnet [8]. Dabei wird mit η die dynamische Viskosität, mit ρ die Dichte des Fluids, mit φ das Durchströmverhältnis (das Verhältnis von freier Durchströmfläche zur Anströmfläche), mit d_b der Durchmesser der Löcher und mit s die Blechdicke bezeichnet. Die mittlere Geschwindigkeit in den Löchern \bar{w}_b wird mit der Gleichung

$$\bar{w}_b = \frac{j_g}{\varphi} \quad (7.11)$$

aus der Volumenstromdichte des Gases (orthogonal zur Siebplatte) und dem Durchströmverhältnis φ berechnet. In der Packung sind die gelochten Bleche hintereinander angeordnet. Deshalb wird der Druckverlust in Gl. (7.10) auf den Abstand der Bleche h_b

bezogen. Der Widerstandskoeffizient orthogonal zu den Packungsblechen wird somit mit der Gleichung

$$\pi_{zz} = \frac{-\varepsilon \frac{\Delta p_b}{h_b}}{j_{g,z}} = -\varepsilon \left(32 \frac{\eta s}{h_b d_b^2 \varphi} + 0,8 \rho \frac{(1-\varphi)}{\varphi^2} |j_{g,z}| \right) \quad (7.12)$$

berechnet. Für die Packung MELLAPAK 250.Y werden die geometrischen Daten mit $d_b = 4mm$, $h_b = 11,5mm$, $s = 0,1mm$ und $\varphi = 0,11$ angegeben.

7.1.2 Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit

Der Impulstransport zwischen der gasförmigen und flüssigen Phase wird durch den volumenbezogenen Impulsstrom zwischen Gas und Flüssigkeit \vec{D}_{gl} in den Gln. (7.1) und (7.2) berücksichtigt. Dieser ist eine Vektorfunktion der Volumenstromdichten der Flüssigkeit \vec{j}_l und des Gases \vec{j}_g nach

$$\vec{D}_{gl} = f(\vec{j}_l, \vec{j}_g). \quad (7.13)$$

Der in Gl. (7.13) ausgedrückte funktionale Zusammenhang ist packungsspezifisch. Der volumenbezogene Impulsstrom ist zudem abhängig von der Strömungsform der beiden Phasen. Für kleine Volumenstromdichten der Flüssigkeit wird eine Rieselströmung beobachtet. Für große Volumenstromdichten der Flüssigkeit und des Gases tritt eine Phaseninversion auf und die Strömung kann in der Nähe des Flutpunktes als Blasenströmung beschrieben werden. Am einfachsten kann der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit interpoliert aus Messwerten des Druckverlustes berechnet werden. Alternativ ist eine Berechnung mit empirischen Gleichungen möglich [9, 58]. Nach Gl. (7.1) gilt für den volumenbezogenen Impulsstrom zwischen Gas und Flüssigkeit

$$\vec{D}_{gl} = \bar{\alpha}_g \nabla \bar{p} - \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g. \quad (7.14)$$

Der Tensor $\underline{\underline{\pi}}$ ist dabei aus Kapitel 7.1.1 bekannt. Der Volumenanteil $\bar{\alpha}_g$ wird aus Messwerten interpoliert (vgl. Anhang A). Alternativ könnte er mit Hilfe empirischer Gleichungen berechnet werden [56, 58]. Für die vertikale Koordinate y liegen Messwerte für den Druckverlust und die Volumenanteile der beiden Phasen für unterschiedliche Gas- und Flüssigkeitsbelastungen vor [56]. Damit wird der Impulstransport in vertikaler Richtung zu

$$D_{gl,y} = -\bar{\alpha}_g \frac{\Delta p}{\Delta y} - \pi_{yy} j_{g,y} \quad (7.15)$$

berechnet. Der Widerstandskoeffizient π_{yy} ist aus Gl. (7.8) bekannt. Für den Volumenanteil des Gases $\bar{\alpha}_g$ und den Druckverlust $\frac{\Delta p}{\Delta y}$ gilt der funktionale Zusammenhang

$$\bar{\alpha}_g = f(j_{l,y}, j_{g,y}) \quad (7.16)$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta y} = f(j_{l,y}, j_{g,y}). \quad (7.17)$$

Dabei werden die Werte für die entsprechenden Volumenstromdichten des Gases und der Flüssigkeit aus Messwerten interpoliert. Das Vorzeichen für den Druckverlustterm in Gl. (7.15) ist negativ, da der Druckverlust positiv angenommen wird, wenn er im Sumpf der Kolonne höher ist als im Kopf der Kolonne (vgl. Gl. (7.7)).

Der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit wird für die horizontale Koordinate x analog zu Gl. (7.15) mit

$$D_{gl,x} = -\bar{\alpha}_g \frac{\Delta p}{\Delta x} - \pi_{xx} j_{g,x} \quad (7.18)$$

angegeben. Dabei gilt für den Volumenanteil der Flüssigkeit der funktionale Zusammenhang in Gl. (7.16) und für den Druckverlust

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = f(j_{l,x}, j_{g,x}). \quad (7.19)$$

Der Druckverlust ist gemäß Gl. (7.19) eine Funktion der horizontalen Volumenstromdichten des Gases und der Flüssigkeit. Er wird für geringe vertikale Gasgeschwindigkeiten aus den Messwerten, die in den Bildern 5.14 und 5.26 dargestellt sind, interpoliert. Für höhere vertikale Gasströme werden empirische Gleichungen in Analogie zum Zusammenhang (7.17) verwendet.

Für die horizontale z -Koordinate (orthogonal zu den Packungsblechen, vgl. Bild 5.5) wird die Widerstandskraft analog zur x -Koordinate in den Gln. (7.18) bis (7.19) berechnet, indem x durch z ersetzt wird. Die Werte für den Druckverlust werden aus Messwerten interpoliert, die in den Bildern 5.27 und 5.23 dargestellt sind.

7.1.3 Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung

Der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung ist eine Funktion der Volumenstromdichten des Gases und der Flüssigkeit. Er wird mit

$$\vec{D}_{lp} = \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l \quad (7.20)$$

als Produkt des tensoriellen Strömungswiderstandes $\underline{\underline{\xi}}$ und der Volumenstromdichte der Flüssigkeit \vec{j}_l ausgedrückt. Der Zusammenhang zwischen der Volumenstromdichte der Flüssigkeit und dem volumenbezogenen Impulsstrom wird dabei linearisiert. Für Koordinatenrichtungen, die entlang von Symmetrielinien der geordneten Schichtung gewählt

werden, verschwinden alle Komponenten des Tensors $\underline{\underline{\xi}}$ bis auf die Elemente der Hauptdiagonalen und es gilt

$$\underline{\underline{\xi}} = \begin{pmatrix} \xi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \xi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \xi_{zz} \end{pmatrix}. \quad (7.21)$$

Zur Vereinfachung wird für die Modellierung des Impulstransports zwischen Flüssigkeit und Schichtung eine gleichmäßig über den Querschnitt der Schichtung verteilte Flüssigkeitsströmung angenommen. Damit verschwindet der Term zum Beschreiben der Querverteilungseigenschaften (letzter Term in Gl. (4.50) bzw. (7.2)) und es gilt nach Gl. (4.53) der Zusammenhang

$$\underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l = \varepsilon \nabla \bar{p} - \bar{\alpha}_l \rho_l \vec{g} - \underline{\underline{\pi}} \cdot \vec{j}_g. \quad (7.22)$$

Dabei wird auf der rechten Seite von Gl. (7.22) mit dem ersten Term der Druckgradient, mit dem zweiten Term die Gravitation und mit dem dritten Term der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung berücksichtigt.

Zunächst wird Gl. (7.22) getrennt für die einzelnen Koordinatenrichtungen betrachtet. Für die Gravitation gilt

$$\vec{g} = (0, -g, 0) \quad \text{mit} \quad g \equiv |\vec{g}|, \quad (7.23)$$

da die Richtung der y -Koordinate vertikal nach oben gewählt ist. Damit wird Gl. (7.22) für die y -Koordinate

$$\xi_{yy} j_{l,y} = \varepsilon \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \bar{\alpha}_l \rho_l g - \pi_{yy} j_{g,y}. \quad (7.24)$$

Mit Hilfe der Gln. (7.7) und (7.8) wird der Widerstandskoeffizient zu

$$\xi_{yy} = \frac{-\varepsilon \frac{\Delta p}{\Delta y} + \bar{\alpha}_l \rho_l g + 30,4 \varepsilon |j_{g,y}|^{0,8} j_{g,y}}{j_{l,y}} \quad \text{für} \quad j_{l,y} \neq 0 \quad (7.25)$$

berechnet. Dabei sind der Lückengrad ε , die Erdbeschleunigung $g = 9,81 \frac{m}{s^2}$ und die Dichte der Flüssigkeit ρ_l bekannt und von der Strömung bzw. Strömungsform der Phasen unabhängig. Alle anderen Variablen sind von der Strömung abhängig und es gelten für den Druckverlust und den Volumenanteil der Flüssigkeit die funktionalen Zusammenhänge aus den Gln. (7.16) und (7.17). Die Werte des Druckverlustes $\frac{\Delta p}{\Delta y}$ und des Flüssigkeitsinhaltes $\bar{\alpha}_l$ werden dabei aus Messdaten interpoliert. Der Flüssigkeitsinhalt wird für die Packung MELLAPAK 250.Y beispielsweise mit Hilfe der im Anhang A aufgeführten Fortran-Funktion HOLDUP aus Messdaten interpoliert.

In den Impulsbilanzgleichungen für die horizontalen Koordinaten wird die Gravitationskraft nicht berücksichtigt. Es gelten gemäß Gl. (7.22) die Gleichungen

$$\xi_{xx} j_{l,x} = \varepsilon \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \pi_{xx} j_{g,x} \quad (7.26)$$

für die x -Koordinate und

$$\xi_{zz} j_{l,z} = \varepsilon \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \pi_{zz} j_{g,z} \quad (7.27)$$

für die z -Koordinate. D.h. der Druckgradient entspricht den Impulsströmen, die von Gas und Flüssigkeit auf die Schichtung übertragen werden. Die einzelnen Widerstandskoeffizienten werden aus dem gemessenen Druckverlust und mit Hilfe der Gleichungen für den Impulstransport zwischen Gas und Schichtung berechnet. Wird Gl. (7.8) für die horizontale x -Koordinate formuliert, so wird der Widerstandskoeffizient

$$\xi_{xx} = \frac{-\varepsilon \frac{\Delta p}{\Delta x} + 30,4 \varepsilon |j_{g,x}|^{0,8} j_{g,x}}{j_{l,x}} \quad \text{für} \quad j_{l,x} \neq 0. \quad (7.28)$$

Der Druckverlust in horizontaler Richtung $\frac{\Delta p}{\Delta x}$ wird dabei für kleine vertikale Gasströme aus Messwerten in Bild 5.26 interpoliert und für große vertikale Gasströmungen mit empirischen Gleichungen analog zur vertikalen Koordinate beschrieben.

Für die horizontale z -Koordinate wird der Widerstandskoeffizient mit der Gleichung

$$\xi_{zz} = \frac{-\varepsilon \frac{\Delta p}{\Delta z} - \pi_{zz} j_{g,z}}{j_{l,z}} \quad \text{für} \quad j_{l,z} \neq 0 \quad (7.29)$$

berechnet. Der Wert für den Widerstandskoeffizienten π_{zz} wird dabei der Gl. (7.12) entnommen. Der Druckverlust $\frac{\Delta p}{\Delta z}$ wird aus Messwerten interpoliert, die in den Bildern 5.27 und 5.23 dargestellt sind.

7.1.4 Querverteilungseigenschaften

Als Querverteilungsvermögen einer Schichtung wird die Eigenschaft bezeichnet, eine über den Eintrittsquerschnitt am Kopf der Schichtung ungleichmäßig verteilte Flüssigkeitsströmung auszugleichen. Die Querverteilungseigenschaft wird durch den letzten Term in der Impulsbilanzgleichung für die Flüssigkeit (7.2) beschrieben. In Kapitel 4.4 wird die mathematische Formulierung hergeleitet. Dabei ist der zugehörige Tensor die charakteristische Größe, mit der diese Eigenschaften quantifiziert werden. In den numerischen Berechnungen wird nur die horizontale Umverteilung berücksichtigt, da diese orthogonal

zur Hauptströmungsrichtung erfolgt. Für das gewählte Koordinatensystem (vgl. [Bild 5.5](#)) wird der Querverteilungstensor daher zu

$$\underline{\underline{S}} = \begin{pmatrix} S_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{zz} \end{pmatrix} \quad (7.30)$$

vereinfacht, d.h. der Wert des Verteilungskoeffizienten S_{yy} wird zu Null gesetzt.

Die Verteilungskoeffizienten in Richtung der horizontalen Koordinaten werden aus den in Kapitel 5.5 beschriebenen experimentellen Untersuchungen gewonnen. Dabei werden für die meisten numerischen Berechnungen die in den Gln. (5.33) und (5.35) ausgedrückten Verteilungskoeffizienten verwendet. Für einen Teil der Berechnungen werden gemittelte Verteilungskoeffizienten von $S_{xx} = 0,0316m$ bzw. $S_{zz} = 0,000133m$ verwendet.

7.2 Implementierung der Bilanzgleichungen in ein kommerzielles CFD-Programm

Zum Berechnen der zweiphasigen makroskopischen Strömungsvorgänge wird das kommerzielle Strömungssimulationsprogramm CFX4 eingesetzt [11]. Dabei werden die im vorangegangenen Kapitel modellierten Terme in die dafür vorgesehenen Fortran-Routinen des Programmes eingefügt. Mit den eingefügten Termen werden die Querverteilungseigenschaften der Packung sowie der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung, zwischen Flüssigkeit und Schichtung und zwischen Gas und Flüssigkeit beschrieben.

In Abhängigkeit vom Lückengrad erfolgt die Implementierung der Gleichungen in Form einer zweiphasigen oder dreiphasigen Strömung. Ist der Lückengrad einer Schichtung kleiner als 95%, so wird die Strömung dreiphasig beschrieben. Neben Gas und Flüssigkeit wird eine Feststoffphase definiert, die den konstanten Volumenanteil $(1 - \varepsilon)$ aufweist und die dem Schichtmaterial entspricht. Die Geschwindigkeit der Feststoffphase wird auf den Wert Null gesetzt. Da der Rechenaufwand für eine dreiphasige Strömung deutlich höher ist als für eine zweiphasige Strömung, wird die Strömung zweiphasig modelliert, wenn der Lückengrad größer als 95% ist. Die Phasenanteile von Gas und Flüssigkeit werden dann nicht zum Lückengrad, sondern zu 1 addiert. Durch diese Vereinfachung wird für die Berechnung der Volumenanteile der Phasen ein Fehler gemacht, der maximal 5% bzw. $(1 - \varepsilon)$ beträgt. Für die Berechnung des Impulstransports zwischen den Phasen wird der Lückengrad berücksichtigt.

In Kapitel 7.3.2 werden numerische Berechnungen für die Packung MELLAPAK 250.Y beschrieben. Diese Packung weist einen Lückengrad von 97,5% auf. Deshalb wird die Strömung für die numerische Berechnung als zweiphasig implementiert. Der durch diese Vereinfachung entstehende Fehler für die Berechnung der Volumenanteile der Phasen beträgt maximal 2,5%. Die Implementierung einer zweiphasig betrachteten Strömung wird nachfolgend beschrieben.

Die Gleichungen, die mit dem Strömungssimulationsprogramm CFX4 gelöst werden, sind die Massenbilanzgleichungen

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \nabla \vec{j}_g = 0, \quad (7.31)$$

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \vec{j}_l = 0 \quad (7.32)$$

mit

$$\alpha_g + \alpha_l = 1. \quad (7.33)$$

Dabei werden die Volumenströme als inkompressibel und isotherm betrachtet, der Stoffaustausch zwischen den Phasen wird vernachlässigt und die Strömung als quasi-stationär angenommen (vgl. Kapitel 4.3.2). Dennoch werden für die Lösung der Massenbilanzgleichungen die zeitabhängigen Terme in den Gln. (7.31) und (7.32) hinzugenommen. Dies ist für die numerische Berechnung zweiphasiger Strömungen zweckmäßig, da die Lösung der instationären Strömung gegen die Lösung der stationären Strömung konvergiert [11].

Die Impulsbilanzgleichungen, die im Programm CFX4 für eine inkompressible zweiphasige Strömung ohne Stoffübergang gelöst werden, lauten für die Gasphase

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) + \nabla (\alpha_g [\rho_g \vec{v}_g \cdot \vec{v}_g - \eta_g (\nabla \vec{v}_g + (\nabla \vec{v}_g)^T)]) = \alpha_g (\vec{B}_g - \nabla p_g) + c_{gt}^{(d)} (\vec{v}_l - \vec{v}_g) \quad (7.34)$$

und für die Flüssigkeitsphase

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l \vec{v}_l) + (\alpha_l [\rho_l \vec{v}_l \cdot \vec{v}_l - \eta_l (\nabla \vec{v}_l + (\nabla \vec{v}_l)^T)]) = \alpha_l (\vec{B}_l - \nabla p_l) + c_{lg}^{(d)} (\vec{v}_g - \vec{v}_l). \quad (7.35)$$

Dabei sind auf der linken Seite der Gln. (7.34) und (7.35) zeitabhängige Terme und die Trägheits- und Viskositätsterme enthalten, welche in den Impulsbilanzgleichungen (7.1) und (7.2) für geordnete Schichtungen nicht enthalten sind. Für die numerische Lösung werden sie entweder zu Null gesetzt oder in der Rechnung beibehalten. Letzteres ist dadurch zu rechtfertigen, dass die Trägheits- und Viskositätsterme um Größenordnungen kleiner sind als die Terme für den Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit, Gas und Schichtung sowie Flüssigkeit und Schichtung. Auf der rechten Seite der Gln. (7.34)

und (7.35) wird mit \vec{B} die auf das Gas oder die Flüssigkeit wirkenden Volumenkräfte berücksichtigt. Mit ∇p wird der Druckgradient und mit $c_{12}^{(d)} (\vec{v}_2 - \vec{v}_1)$ der Impulsaustausch zwischen Gas und Flüssigkeit beschrieben. Dieser ist abhängig von der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit sowie dem Widerstandskoeffizienten $c_{gl}^{(d)}$. Der Widerstandskoeffizient ist von der Strömungsform abhängig. Somit ist er eine Funktion der Volumenstromdichte des Gases und der Flüssigkeit.

In den Gln. (7.1) und (7.2) sind Terme, die in den Gln. (7.34) und (7.35) nicht enthalten sind. Diese werden entweder als Volumenkraft \vec{B} oder mit Hilfe des Widerstandskoeffizienten $c_{gl}^{(d)}$ berücksichtigt. Für die Flüssigkeit wird die Volumenkraft mit

$$\vec{B}_l = \vec{B}_{l1} + \vec{B}_{l2} \quad (7.36)$$

in zwei Anteile aufgespalten. Mit dem ersten Anteil \vec{B}_{l1} wird der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung und mit dem zweiten Anteil \vec{B}_{l2} die Querverteilungseigenschaften der Schichtung berücksichtigt.

7.2.1 Impulstransport zwischen Gas und Schichtung

Der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung wird mit Hilfe der Volumenkraft \vec{B}_g in Gl. (7.34) berücksichtigt. Für die Volumenkraft gilt daher

$$\alpha_g \vec{B}_g = \underline{\pi} \cdot \vec{j}_g. \quad (7.37)$$

Mit der durch die Gleichung

$$\vec{v}_g \equiv \frac{\vec{j}_g}{\alpha_g} \quad (7.38)$$

definierten mittleren Gasgeschwindigkeit werden die Komponenten der Volumenkraft

$$B_{g,i} = \pi_{ii} \bar{v}_{g,i} \quad (7.39)$$

berechnet, wobei der Index i für die Koordinatenrichtungen x , y oder z steht. Die Widerstandskoeffizienten π_{xx} , π_{yy} und π_{zz} werden mit den Gln. (7.8) und (7.9) berechnet.

7.2.2 Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit

Der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit wird mit Hilfe des Widerstandskoeffizienten $c_{gl}^{(d)}$ in Gl. (7.34) bzw. $c_{lg}^{(d)}$ in Gl. (7.35) berücksichtigt. Für die Widerstandskoeffizienten gilt

$$c_{gl}^{(d)} = c_{lg}^{(d)}, \quad (7.40)$$

da die Impulsströme zwischen Gas und Flüssigkeit sowie zwischen Flüssigkeit und Gas die gleichen Beträge aufweisen und sich nur im Vorzeichen unterscheiden. Das unterschiedliche Vorzeichen wird in der unterschiedlichen Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Gas und Flüssigkeit in den Gln. (7.34) und (7.35) ausgedrückt. Für den Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit und den Widerstandskoeffizienten gilt die Beziehung

$$c_{gl}^{(d)} (\vec{v}_l - \vec{v}_g) = \vec{D}_{gl}. \quad (7.41)$$

Der Widerstandskoeffizient $c_{gl}^{(d)}$ wird dabei für die einzelnen Koordinatenrichtungen $i = x, y$ und z getrennt vorgegeben und mit

$$c_{gl,i}^{(d)} = \frac{D_{gl,i}}{v_{l,i} - v_{g,i}} \quad \text{für } v_{g,i} \neq v_{l,i} \quad (7.42)$$

berechnet. Die einzelnen Komponenten für den Impulsstrom \vec{D}_{gl} zwischen Gas und Flüssigkeit werden mit Hilfe der Gln. (7.15) und (7.18) berechnet.

7.2.3 Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung

Der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung wird mit der Volumenkraft \vec{B}_{l1} in Gl. (7.36) berücksichtigt. Durch Vergleich der Gln. (7.2) und (7.35) wird für die Widerstandskraft zwischen Flüssigkeit und Schichtung die Gleichung

$$\alpha_l \vec{B}_{l1} = \underline{\underline{\xi}} \cdot \vec{j}_l. \quad (7.43)$$

erhalten. Mit der mittleren Geschwindigkeit

$$\vec{v}_l = \frac{\vec{j}_l}{\alpha_l} \quad (7.44)$$

werden die Volumenkräfte in den einzelnen mit i indizierten Koordinatenrichtungen

$$B_{l1,i} = \xi_{ii} \bar{v}_{l,i}. \quad (7.45)$$

Die Widerstandskoeffizienten ξ_{xx} , ξ_{yy} und ξ_{zz} werden dabei mit den Gln. (7.28), (7.25) und (7.29) berechnet.

7.2.4 Querverteilungseigenschaften

Die Querverteilungseigenschaften der Schichtung für die Flüssigkeitsströmung werden durch die in Gl. (7.36) definierte Volumenkraft \vec{B}_{l2} berücksichtigt. Durch Vergleich der

Gln. (7.35) und (7.2) wird die Gleichung

$$\alpha_l \vec{B}_{l2} = \underline{\underline{\xi}} \cdot \left(\underline{\underline{S}} \cdot \nabla |\vec{j}_l| \right) \quad (7.46)$$

erhalten. Unter Berücksichtigung von Gl. (7.30) gilt für die einzelnen Koordinatenrichtungen

$$B_{l2,x} = \frac{\xi_{xx} S_{xx}}{\alpha_l} \frac{\partial |\vec{j}_l|}{\partial x}, \quad (7.47)$$

$$B_{l2,y} = 0, \quad (7.48)$$

$$B_{l2,z} = \frac{\xi_{zz} S_{zz}}{\alpha_l} \frac{\partial |\vec{j}_l|}{\partial z}. \quad (7.49)$$

Die Widerstandskoeffizienten ξ_{xx} und ξ_{zz} werden dabei mit den Gln. (7.28) und (7.29) berechnet. Der Volumenanteil der Flüssigkeit α_l wird aus Messwerten interpoliert (vgl. Anhang A). Anstelle des Betrags der Volumenstromdichte der Flüssigkeit in den Gln. (7.47) und (7.49) wird gemäß Gl. (4.56) die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit verwendet.

Die Querverteilungskoeffizienten S_{xx} und S_{zz} werden für die Packung MELLAPAK 250.Y mit Hilfe der Gln. (5.33) und (5.35) berechnet. Wenn die Berechnungen mit analytischen Lösungen verglichen werden, sowie für die analytischen Lösungen selbst, werden stattdessen die mittleren Querverteilungskoeffizienten $S_{xx} = 0,0316m$ bzw. $S_{zz} = 0,000133m$ verwendet (vgl. Kapitel 7.1.4).

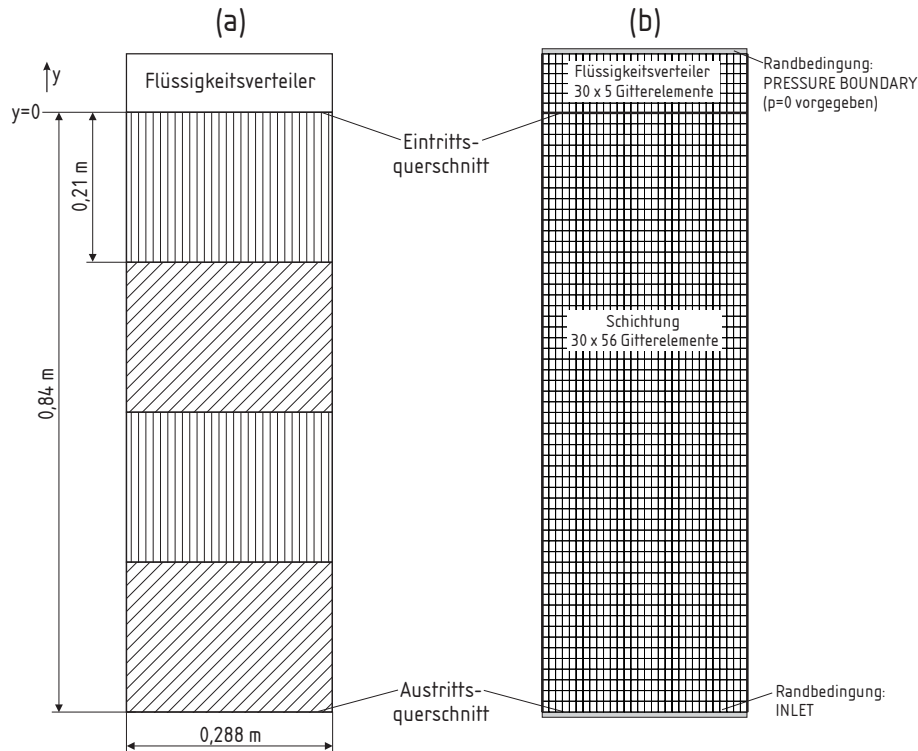


Bild 7.1: Schematische Darstellung einer Schichtung im Technikumsmaßstab: (a) Geometrische Abmessungen (b) Numerisches Gitter und Randbedingungen

7.3 Numerische Berechnung der zweiphasigen Strömung

Im Folgenden werden die Ergebnisse numerischer Berechnungen der zweiphasigen Strömung in Schichtungen erläutert. Um den Rechenaufwand gering zu halten, werden die Schichtungen in den Berechnungen als zweidimensional durchströmt betrachtet. Die Berechnungen werden für zwei Kolonnen mit unterschiedlichen geometrischen Abmessungen sowie für einen Strömungskanal durchgeführt. Die darin eingebauten Schichtungen bestehen aus mehreren Lagen der Packung MELLAPAK.

In Bild 7.1 ist eine Schichtung im Technikumsmaßstab dargestellt, für die numerische Berechnungen durchgeführt werden. Sie hat einen Durchmesser von $0,288\text{m}$ und eine Höhe von $0,84\text{m}$. Die Schichtung besteht aus 4 Lagen der Packung MELLAPAK 250.Y mit jeweils $0,21\text{m}$ Höhe. Die Packungsbleche der einzelnen Lagen sind dabei unterschiedlich ausgerichtet. Für die Berechnungen werden im Einzelnen folgende Varianten verwendet:

- (1) Die Ausrichtung der Packungsbleche für die einzelnen Lagen sind alternierend. In der obersten Lage sind dabei die Packungsbleche orthogonal zur Berechnungsebene

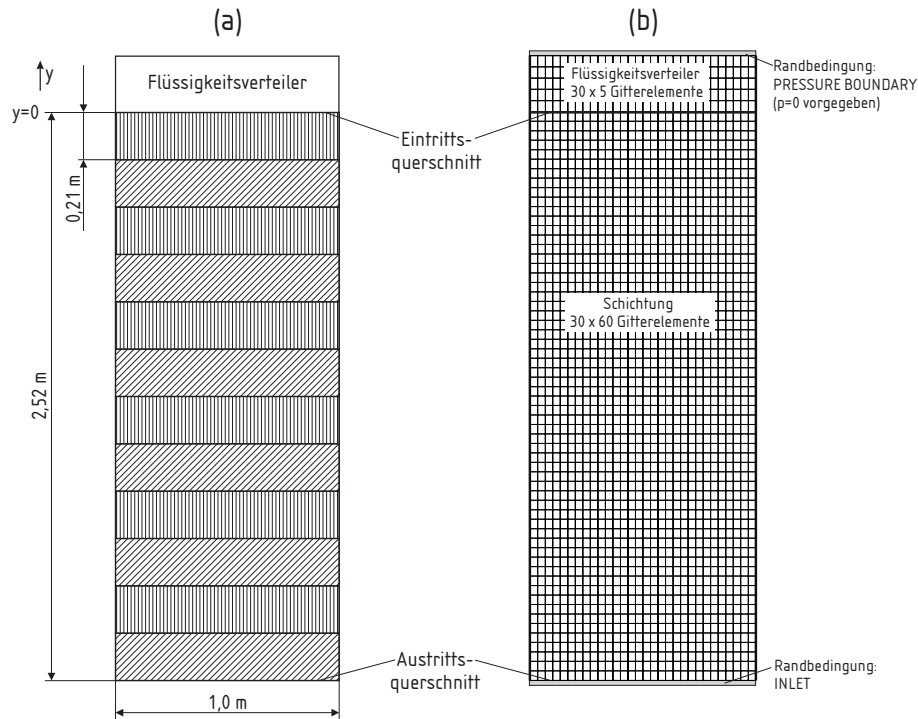


Bild 7.2: Schematische Darstellung einer Schichtung im Produktionsmaßstab: (a) Geometrische Abmessungen (b) Numerisches Gitter und Randbedingungen

ausgerichtet. Die Packungsbleche der Lage darunter sind parallel zur Berechnungsebene ausgerichtet. Dies wiederholt sich in der dritten und vierten Lage der Schichtung. Diese Variante entspricht der schematischen Darstellung in Bild 7.1 a.

- (2) Die Packungsbleche in allen Lagen sind orthogonal zur Berechnungsebene ausgerichtet. In der schematischen Darstellung in Bild 7.1 a entspricht dies der obersten Lage.
- (3) Die Packungsbleche sind in allen Lagen parallel zur Berechnungsebene ausgerichtet. In der schematischen Darstellung in Bild 7.1 a entspricht dies der zweiten Lage von oben.

Am Eintrittsquerschnitt der Schichtung befindet sich ein Flüssigkeitsverteiler, der für die numerische Berechnung berücksichtigt wird.

In Bild 7.2 ist eine weitere Schichtung dargestellt, an der numerischen Berechnungen durchgeführt werden. Diese Schichtung ist im Produktionsmaßstab. Sie hat einen Durchmesser von 1 m und eine Höhe von $2,52\text{ m}$. Sie besteht aus 12 Lagen der Packung MEL-LAPAK 250.Y mit einer Höhe von jeweils $0,21\text{ m}$. Die Ausrichtung der Packungsbleche in

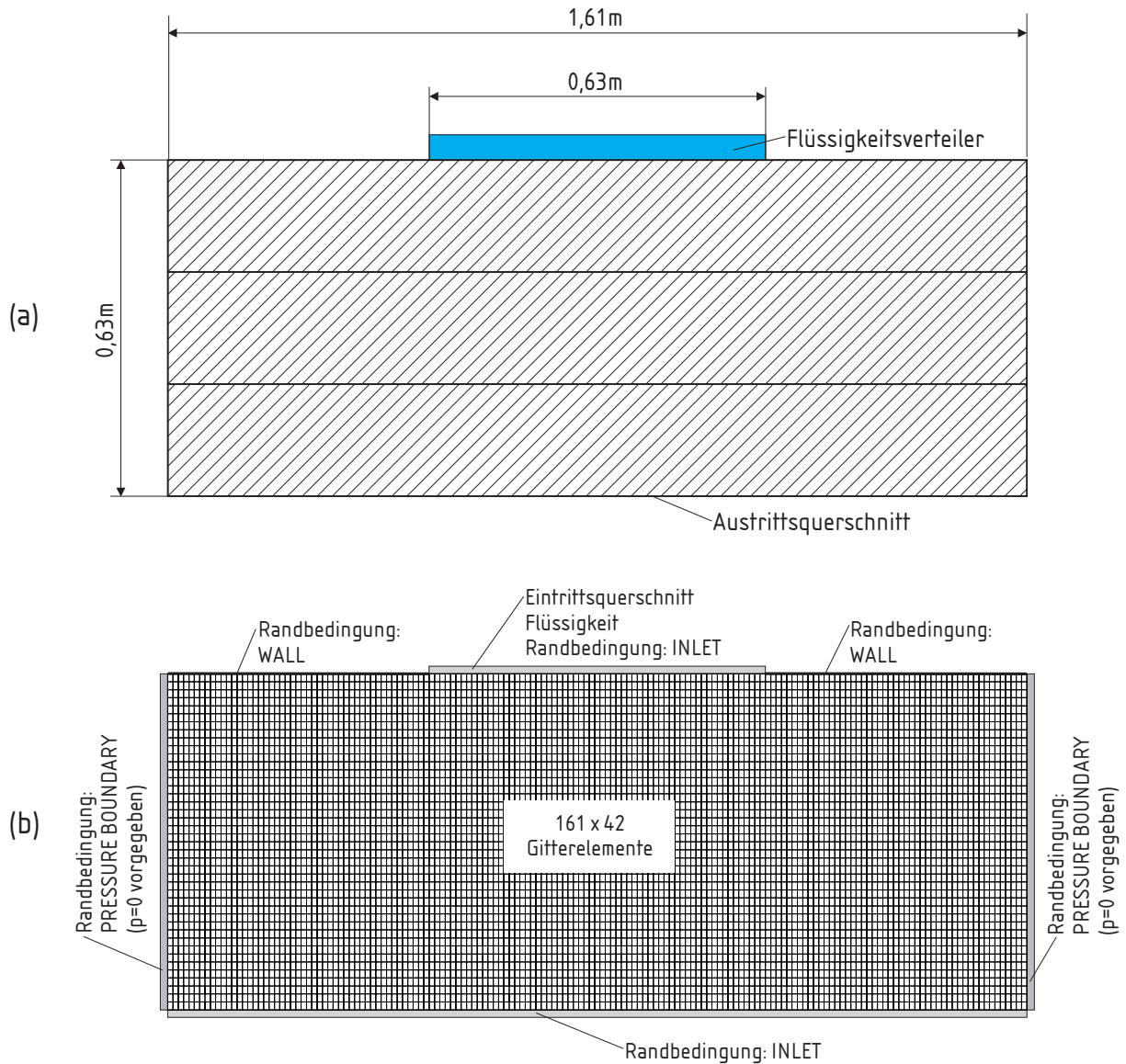


Bild 7.3: Schematische Darstellung eines Ausschnittes der in Kapitel 5 beschriebenen Versuchsanlage: (a) Geometrische Abmessungen (b) Numerisches Gitter und Randbedingungen

den einzelnen Lagen ist dabei alternierend entweder orthogonal oder parallel zur Berechnungsebene. Dies ist schematisch in Bild 7.2 a dargestellt. An den Eintrittsquerschnitt der Schichtung schließt ein Flüssigkeitsverteiler an.

Um numerische Berechnungen analog zu den in Kapitel 5 beschriebenen experimentellen Untersuchungen durchführen zu können, wird ein Ausschnitt der in den Bildern 5.2 und 5.3 dargestellten Versuchsanlage modelliert. Die Abmessungen für den Ausschnitt sind in Bild 7.3 dargestellt. Die Breite der Schichtung beträgt dabei 1,61m und die Höhe 0,63m. Sie besteht aus drei Lagen der Packung MELLAPAK 250.Y mit einer Höhe von jeweils

0,21m. Dabei sind alle Packungsbleche parallel zur Berechnungsebene ausgerichtet.

7.3.1 Gittergenerierung und Randbedingungen

Für die numerischen Berechnungen werden orthogonale strukturierte Gitter generiert. Für die in Bild 7.1 dargestellte Schichtung wird ein Gitter mit 30×56 Volumenelementen verwendet. Wird der Flüssigkeitsverteiler berücksichtigt, werden insgesamt 30×61 Volumenelemente verwendet. Dies ist in Bild 7.1 b dargestellt. Am Ein- und Austrittsquerschnitt der Schichtung wird die Flüssigkeit bzw. das Gas aufgegeben. Für die Gas wird dabei am Austrittsquerschnitt die vom Simulationsprogramm vorgegebene Randbedingung INLET verwendet. Dies ist eine Dirichletsche Randbedingung. D.h. der Wert der Volumenstromdichte des Gases wird vorgegeben. Für die Flüssigkeitsströmung wird am Austrittsquerschnitt eine Neumannsche Randbedingungen verwendet. Die Ableitungen der Geschwindigkeit und des Volumenanteils der Flüssigkeit werden normal zum Austrittsquerschnitt zu Null gesetzt.

Der Flüssigkeitsverteiler wird oberhalb der Schichtung simuliert. Dazu werden 5 weitere Ebenen mit je 30 Volumenelementen verwendet. In diesen Volumenelementen werden für die Flüssigkeit Quellterme so definiert, dass die gewünschte Flüssigkeitsströmung am Eintrittsquerschnitt vorherrscht. Das Gas durchströmt den Flüssigkeitsverteiler ungehindert und tritt am oberen Ende des Berechnungsgitters aus. Am Kopf der Kolonne wird die Druckrandbedingung PRESSURE BOUNDARY des Simulationsprogramms definiert.

Mit Hilfe der Randbedingung PRESSURE BOUNDARY wird im Simulationprogramm CFX4 ein konstanter Druck vorgegeben. Das Druckfeld der berechneten Strömung bezieht sich auf diesen konstanten Druck. Da die Strömung inkompressibel angenommen ist, wird sie nur durch Druckdifferenzen beeinflusst. Mit Hilfe einer PRESSURE BOUNDARY wird dabei für den Druck ein konstanter Wert vorgegeben (Dirichletsche Randbedingung). Für die Geschwindigkeiten und die Volumenanteile der Phasen wird die Ableitung normal zur Randfläche zu Null gesetzt (Neumannsche Randbedingungen).

Für die in Bild 7.2 dargestellte Schichtung im Produktionsmaßstab wird ein Gitter mit 30×60 bzw. inklusive des Flüssigkeitsvertailers 30×65 Volumenelementen verwendet. Dieses Gitter und die Randbedingungen für die numerische Berechnung sind in Bild 7.2 b dargestellt. Dabei werden die gleichen Randbedingungen verwendet wie für die in Bild 7.1 dargestellte Schichtung.

Das numerische Gitter für die Versuchsanlage ist in Bild 7.3 b dargestellt. Es besteht

aus 161×42 Volumenelementen. Der Eintrittsquerschnitt für die Flüssigkeit beschränkt sich auf einen Bereich von $0,63m$ mittig oberhalb des Strömungskanals. Dort wird mit Hilfe der Randbedingung INLET die Volumenstromdichte der Flüssigkeit vorgegeben und die Volumenstromdichte des Gases zu Null gesetzt (Dirichletsche Randbedingungen). Für den verbleibenden Anteil der Fläche oberhalb des Strömungskanals wird die Randbedingung WALL definiert. Dies bedeutet für die Geschwindigkeiten der Phasen Wandhaftung. An den Seiten des Strömungskanals wird mit Hilfe einer PRESSURE BOUNDARY der Umgebungsdruck vorgegeben.

Am Austrittsquerschnitt wird für das Gas die Dirichletsche Randbedingung INLET verwendet. Die Volumenstromdichte des Gases wird dabei zu Null gesetzt. Für die Flüssigkeit werden am Austrittsquerschnitt Neumannsche Randbedingungen verwendet. Die Ableitungen der Geschwindigkeit und des Volumenanteils der Flüssigkeit werden normal zum Austrittsquerschnitt zu Null gesetzt.

7.3.2 Ergebnisse

Nachfolgend werden Ergebnisse der numerischen Berechnung für Schichtungen mit der Packung MELLAPAK 250.Y dargestellt. Ziel der Berechnungen ist es, die Qualität des Berechnungsmodells zu testen. Dafür werden diese für einfache, leicht nachvollziehbare Fälle durchgeführt. Für die Versuchsanlage werden die Ergebnisse der numerischen Berechnung mit denen der experimentellen Untersuchungen verglichen.

Gleichmäßige Flüssigkeitsaufgabe

Für die in Bild 7.1 dargestellte Schichtung wird zunächst eine konstante Volumenstromdichte der Flüssigkeit von $j_l = 80 \frac{m}{h}$ am Eintrittsquerschnitt vorgegeben. Am Austrittsquerschnitt wird für das Gas eine Volumenstromdichte von $j_g = 1,5 \frac{m}{s}$ vorgegeben. Zum Zeitpunkt $t = 0s$ wird die Kolonne als mit Gas gefüllt angenommen. Als Ergebnis der numerischen Berechnung ergibt sich der in Bild 7.4 dargestellte zeitliche Verlauf des Flüssigkeitsinhaltes und der Gasströmung. Nach ca. $5s$ erreicht die am Kopf der Kolonne aufgebene Flüssigkeit den Sumpf der Kolonne. Für den in Bild 7.4 dargestellten Zeitpunkt $t = 6s$ sind der Flüssigkeitsinhalt in der Kolonne und die Gasströmung nahezu konstant über dem Kolonnenquerschnitt verteilt. Es hat sich ein stationärer Zustand eingestellt.

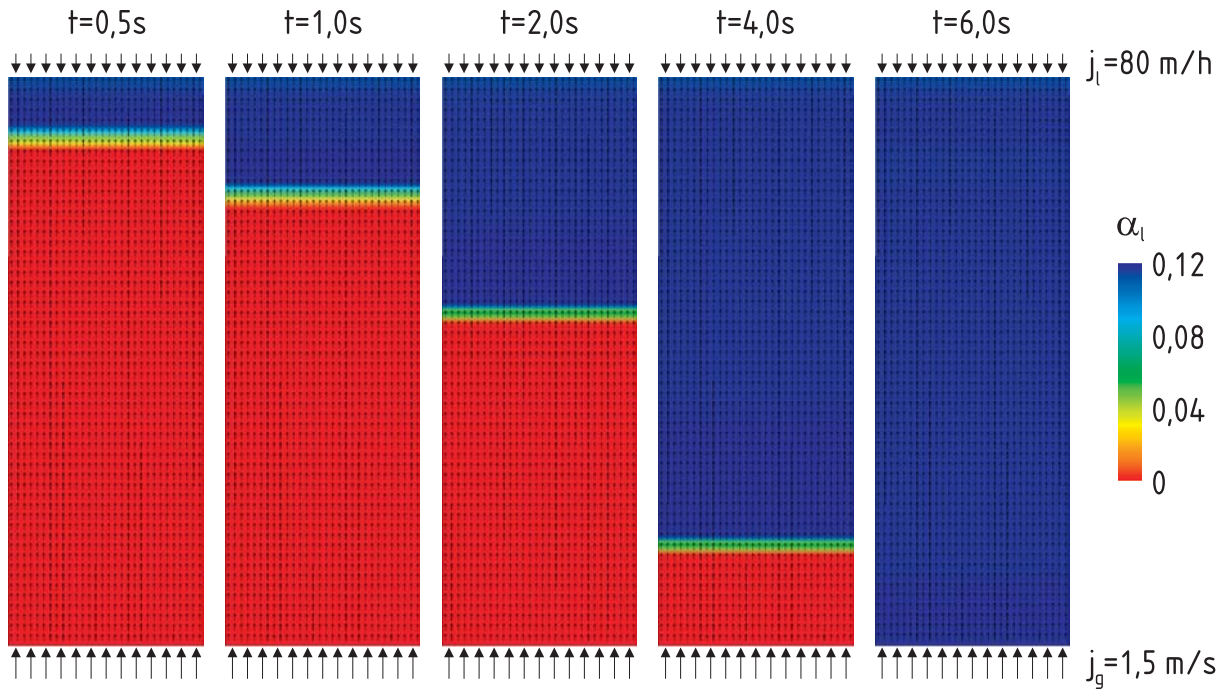


Bild 7.4: Gasströmung und Flüssigkeitsinhalt für unterschiedliche Zeitpunkte in der Schichtung im Technikumsmaßstab (vgl. Bild 7.1)

Die in Bild 7.2 dargestellte Schichtung im Produktionsmaßstab hat 1m Durchmesser und $2,52\text{m}$ Höhe. Diese Schichtung wird analog zu Bild 7.4 mit den konstanten Volumenstromdichten $j_g = 1,5\frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $j_l = 80\frac{\text{m}}{\text{h}}$ durchströmt. Der zeitliche Verlauf des Strömungsfeldes ist in Bild 7.5 dargestellt. Qualitativ wird das gleiche fluiddynamische Verhalten wie für die Schichtung im Technikumsmaßstab berechnet, das in Bild 7.4 dargestellt ist.

Ungleichmäßige Flüssigkeitsaufgabe

In diesem Unterkapitel wird die Strömung in der in Bild 7.1 dargestellten Schichtung für eine ungleichmäßige Flüssigkeitsaufgabe berechnet. Die Berechnung erfolgt auf analytischem Weg aufgrund der Diffusionstheorie und auf numerischem Weg mit Hilfe der oben beschriebenen Modellbildung.

Um die Flüssigkeitsströmung in der Schichtung mit Hilfe einer algebraischen Gleichung geschlossen zu beschreiben, wird von der Diffusionsgleichung (4.61) ausgegangen. Wird am Kopf der Kolonne die Volumenstromdichte der Flüssigkeit in Form einer Gaußverteilung aufgegeben (vgl. Gl. (5.22)), dann kann Gl. (4.61) analytisch gelöst werden. Als

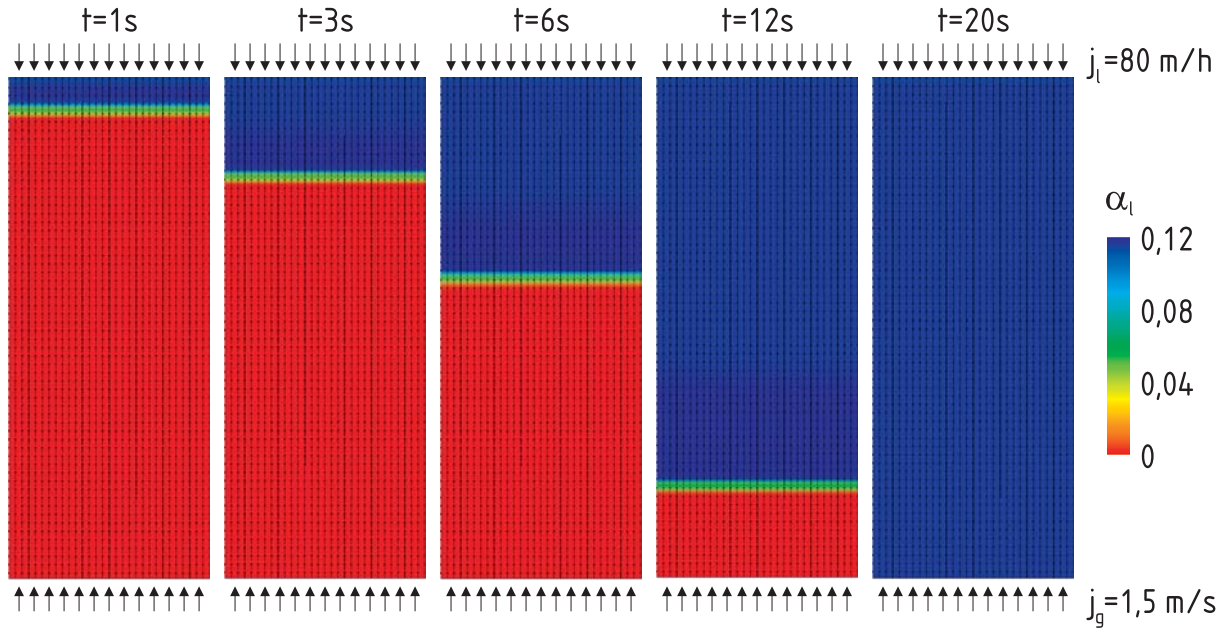


Bild 7.5: Numerisch berechneter Flüssigkeitsinhalt und Gasströmung in Abhängigkeit der Zeit für die in **Bild 7.2** dargestellte Schichtung im Produktionsmaßstab

Lösung wird die Gleichung

$$j_{l,y} = j_{l,0} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_s)^2}{2\sigma^2}} \quad (7.50)$$

erhalten. Die Standardabweichung ist dabei durch die Gleichung

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 - 2S_{xx}y}. \quad (7.51)$$

gegeben (vgl. Gln. (5.22) und (5.25)). Dabei wird mit y die aufwärts gerichtete Koordinate und mit x die horizontale Koordinate bezeichnet. Mit x_0 wird die Position der Schichtmitte und mit $\sigma_0 = \sigma(y = 0)$ die Standardabweichung am Kopf der Schichtung beschrieben. Die maximale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Kopf der Schichtung wird damit zu

$$j_{l,max} = \frac{j_{l,0}}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}}. \quad (7.52)$$

Somit wird die Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Kopf der Schichtung mit der Gleichung

$$j_{l,y} = j_{l,max} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_0^2}} \quad (7.53)$$

und in der Schichtung mit der Gleichung

$$j_{l,y} = j_{l,max} \frac{\sigma_0}{\sigma} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (7.54)$$

beschrieben. Gl. (7.54) gilt für den Spezialfall einer halbumendlichen Schichtung. Somit werden Wände bzw. Wandeinflüsse nicht berücksichtigt.

In Bild 7.6 a ist die analytische Lösung für die Volumenstromdichte der Flüssigkeit nach Gl. (7.54) dargestellt. Der Flüssigkeitsvolumenstrom wird dabei am Kopf der Schichtung in Form einer Gaußverteilung aufgegeben. Es gilt dabei Gl. (7.53) mit $\sigma_0 = 0,0095$, $x_0 = 0,144m$ (Schichtmitte) und der maximalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit $j_{l,max} = 100 \frac{m}{h}$. Das Flüssigkeitsprofil ist in Bild 7.6 am Kopf der Schichtung schematisch dargestellt. Die Querverteilungseigenschaft der Schichtung wird mit Hilfe des Koeffizienten $S_{xx} = 0,0316m$ berücksichtigt (vgl. Kapitel 5.5). Für die analytische Berechnung sind Wandeffekte, d.h. das Aufstauen der Flüssigkeit an der Wand, vernachlässigt und die Kolonne in horizontaler Richtung als unendlich ausgedehnt angenommen. Die Kontinuitätsgleichungen sind deshalb für diese Vereinfachung nicht erfüllt. Dies wirkt sich in den unteren Abschnitten der Schichtung aus.

In Bild 7.6 b ist die auf numerischem Wege berechnete Volumenstromdichte der Flüssigkeit dargestellt. Die Lösung wird mit Hilfe des Programms CFX4 und den oben angegebenen Gleichungen und Modellen erhalten. In der Nähe des Eintrittsquerschnitts der Schichtung ist eine gute Übereinstimmung mit der analytischen Lösung erkennbar. In unteren Abschnitten der Schichtung ist die Abweichung zwischen der vereinfachten analytischen Lösung und der numerischen Rechnung groß. Dies liegt daran, dass in der Schichtung die Flüssigkeitsströmung zur Wand begrenzt ist und nicht - wie für die analytischen Lösung angenommen - eine halbumendlich ausgedehnte Schichtung vorliegt. Durch die Übereinstimmung im oberen Bereich kann davon ausgegangen werden, dass die Querverteilung der Flüssigkeit in der numerischen Simulation entsprechend der Diffusionstheorie wiedergegeben wird. In der numerischen Rechnung werden zudem die Bilanzgleichungen für die Gasphase gelöst. Für das Gas werden dabei die Randbedingungen vorgegeben, dass an Kopf und Sumpf der Schichtung kein Gas ausströmt. Da durch die erhöhte Volumenstromdichte der Flüssigkeit in der Mitte der Schichtung Gas mit nach unten gerissen wird, tritt aus Kontinuitätsgründen am Rand der Schichtung eine aufwärts gerichtete Strömung auf. Dies ist durch die Vektorpfeile in Bild 7.6 b dargestellt. Die maximale Gasgeschwindigkeit beträgt dabei $v_{g,max} = 0,20 \frac{m}{s}$.

Um die in der analytischen Lösung auftretenden Randeffekte für die Volumenstromdichten der Flüssigkeit zu minimieren, wird die obige Berechnung für den Fall durchgeführt, dass alle Packungsbleche orthogonal zur Berechnungsebene in die Kolonne eingebaut werden. Der mittlere Querverteilungskoeffizient ist dann $S_{zz} = 0,000133m$. Die Parameter

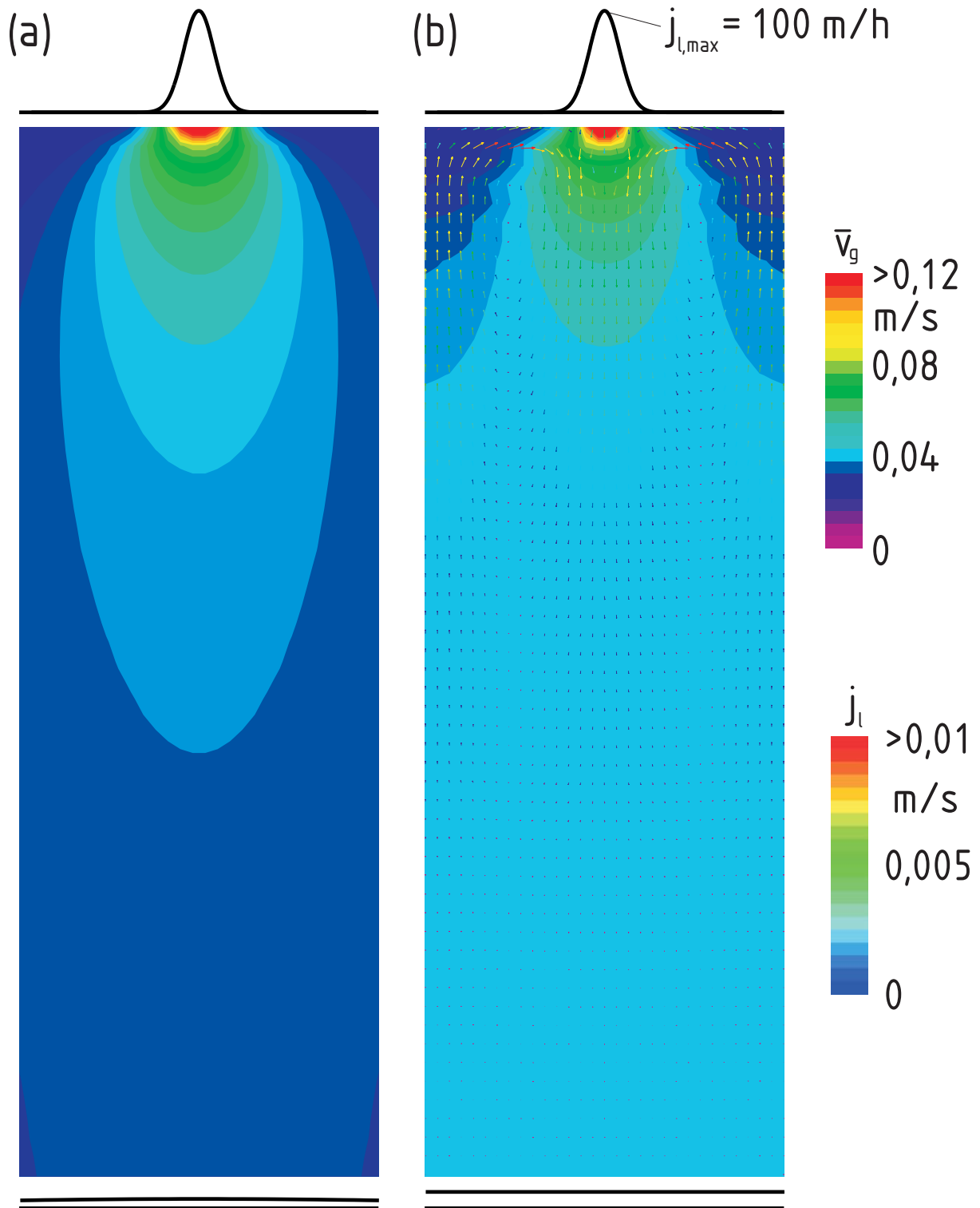


Bild 7.6: Vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit in einer Schichtung für eine Gaußverteilung des Flüssigkeitsvolumenstroms am Kopf der Schichtung; Querverteilungskoeffizient $S_{xx} = 0,0316m$; (a) vereinfachte analytische Lösung, (b) numerische Lösung

des Flüssigkeitsprofils sind die gleichen wie für die in Bild 7.6 dargestellten Ergebnisse. In Bild 7.7 sind dafür eine vereinfachte analytische Lösung (a) und eine numerisch berechnete Lösung (b) dargestellt. Die Übereinstimmung für die Volumenstromdichte der Flüssigkeit zwischen den beiden Lösungen ist besser als in Bild 7.6. Dies liegt an dem geringeren Einfluß der Wände für die Strömung. Damit wird der Fehler, der mit der vereinfachten analytischen Lösung gemacht wird, kleiner. Für die numerisch berechnete Gas- und Flüssigkeitsströmung in Bild 7.7 b wird die Volumenstromdichte des Gases am Ein- und Austrittsquerschnitt der Schichtung zu Null gesetzt. Durch die hohe Volumenstromdichte der Flüssigkeit in der Mitte der Schichtung wird Gas mit nach unten gerissen. Dadurch tritt die Zirkulation der Gasströmung in der Schichtung auf. Die numerisch berechnete Zirkulationsströmung ist in Bild 7.7 b dargestellt.

In Bild 7.8 sind Ergebnisse zur numerisch berechneten Gas- und Flüssigkeitsströmung in der Schichtung im Technikumsmaßstab (vgl. Bild 7.1) dargestellt. Dabei sind das aufgegebene Flüssigkeitsprofil am Eintrittsquerschnitt und die Randbedingungen für alle drei Ergebnisse gleich denen in Bild 7.6 und Bild 7.7. Die Querverteilungseigenschaften werden für die unterschiedlichen Berechnungen variiert. Für das Ergebnis (a) wird der Querverteilungskoeffizient $S_{zz} = 0,000133m$ und für das Ergebnis (b) $S_{xx} = 0,0316m$ verwendet. Für das Ergebnis (c) wird der Querverteilungskoeffizient $S_{xx} = f(j_{l,y})$ nach Gl. (5.33) als Funktion der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit berechnet. In den Bildern 7.8 a, b und c sind die Volumenanteile der Flüssigkeit und die Gasströmung dargestellt. Der Volumenanteil der Flüssigkeit ist eine streng monoton steigende Funktion der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit und eignet sich daher als Maß für dieselbe. Die Querverteilung für die Bilder 7.8 a, b und c stellen realistische Werte für eine quer (a) bzw. längs (b und c) der Packungsbleche angeströmte Packung MELLAPAK 250.Y dar. Sie sind aus Messwerten berechnet (vgl. Kapitel 5.5). Der Unterschied zwischen den Ergebnissen (b) und (c) ist nur gering.

In Bild 7.9 sind Ergebnisse für unterschiedliche Ausrichtungen der Packungsbleche in der Schichtung im Technikumsmaßstab (vgl. Bild 7.1) dargestellt. Am Kopf der Schichtung wird wiederum ein Flüssigkeitsprofil nach Gl. (7.53) aufgegeben mit den Parametern $\sigma_0 = 0,0095$, $x_0 = 0,144m$ und $j_{l,max} = 100\frac{m}{h}$. Die Schichtung für die Ergebnisse in Bild 7.9 a besteht aus Packungsblechen mit gleicher Ausrichtung orthogonal zur Berechnungsebene. Die Schichtung für die Ergebnisse in Bild 7.9 b besteht aus Packungsblechen, die alternierend ausgerichtet sind (vgl. Bild 7.1). Der Querverteilungskoeffizient wird für die gesamte Schichtung in (a) mit der Gl. (5.35) und in (b) alternierend mit der Gl. (5.35)

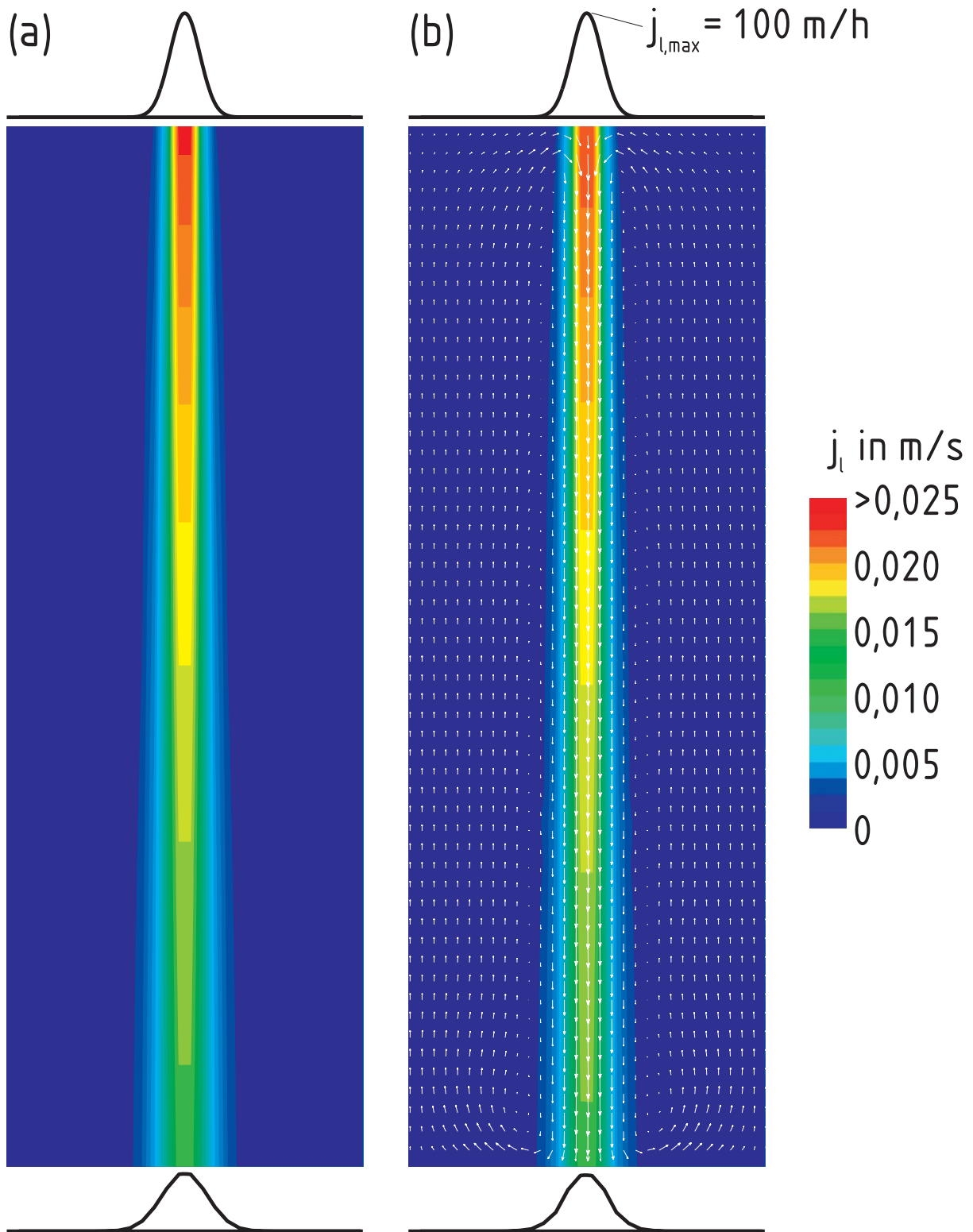


Bild 7.7: Vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit in einer Schichtung für ein Gaußverteilung des Flüssigkeitsvolumenstroms am Kopf der Schichtung; Querverteilungskoeffizient $S_{zz} = 0,000133m$; (a) vereinfachte analytische Lösung (b) numerische Lösung

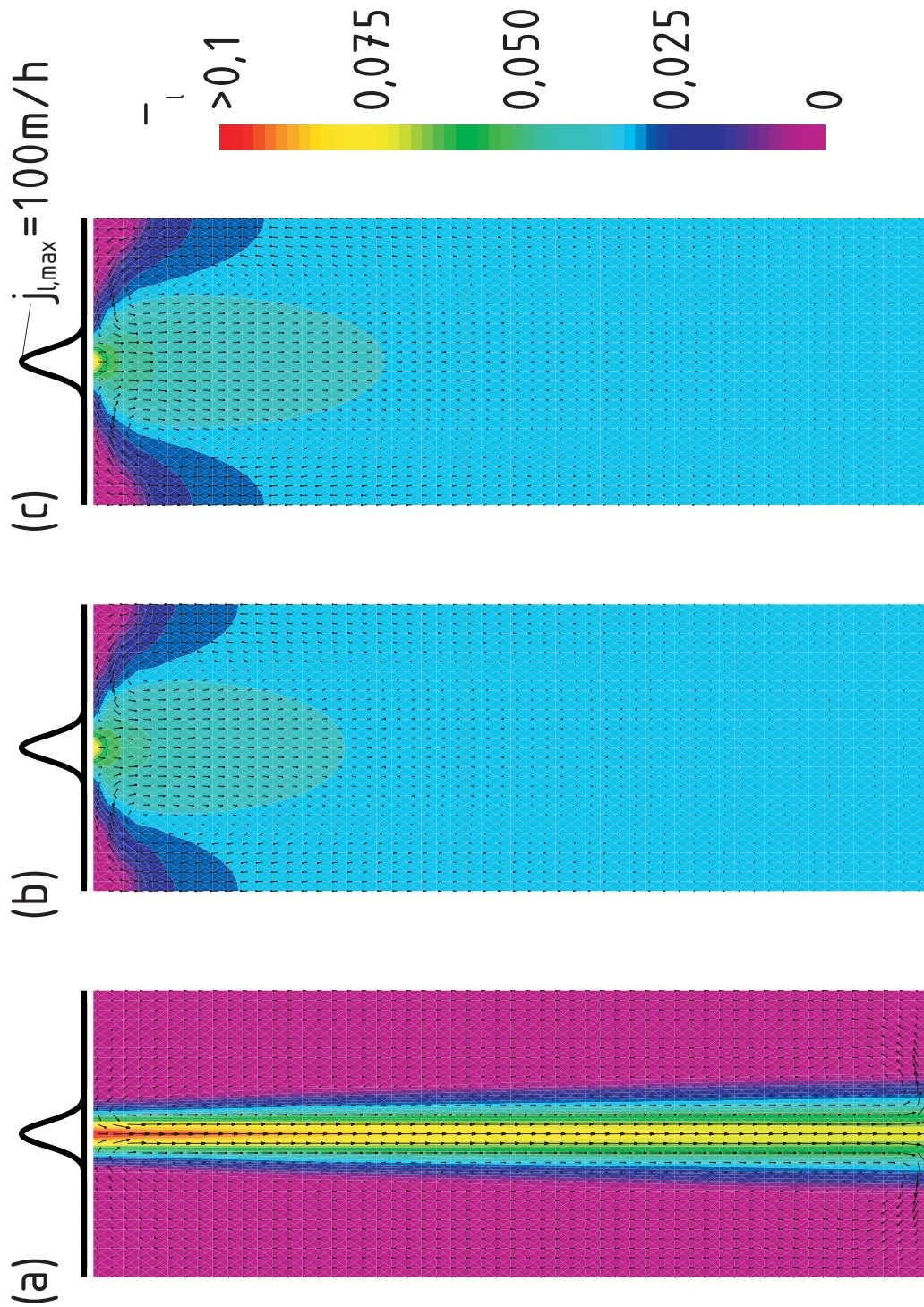


Bild 7.8: Numerisch berechneter Flüssigkeitsinhalt und Gasströmung für eine Gaußverteilung des Flüssigkeitsvolumenstroms am Kopf der Schichtung. (a) $S_{zz} = 0,000133m$, (b) $S_{xx} = 0,0316m$, (c) $S_{xx} = f(j_{l,y})$ nach Gl. (5.33)

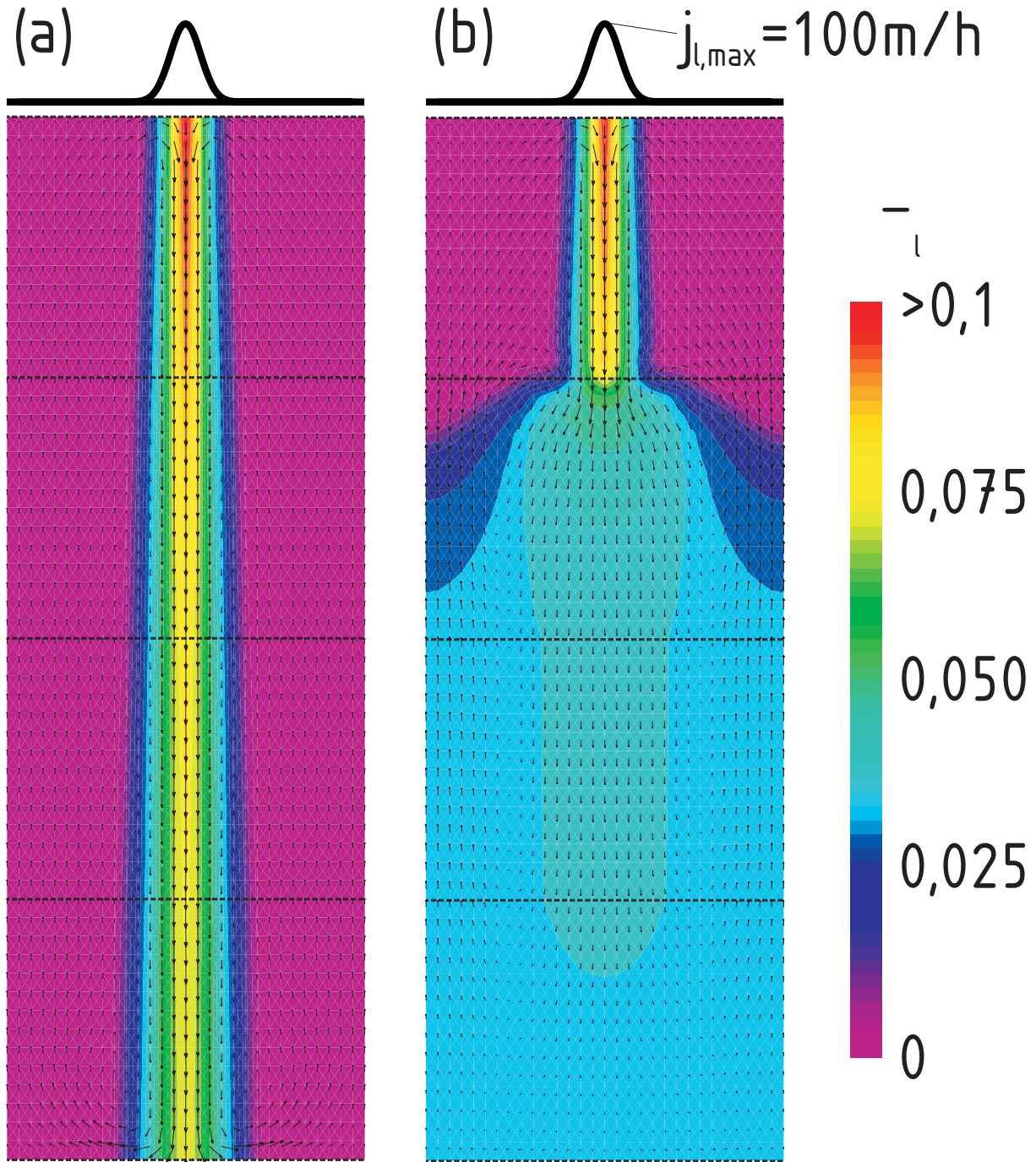


Bild 7.9: Numerisch berechneter Flüssigkeitsinhalt und Gasströmung in einer Packungskolonnen für eine Gaußverteilung des Flüssigkeitsvolumenstroms am Kopf der Schichtung. (a) Ausrichtung aller Packungsbleche orthogonal zur Berechnungsebene (Variante 2) (b) alternierende Ausrichtung der Packungsbleche (Variante 1, gemäß Bild 7.1 a)

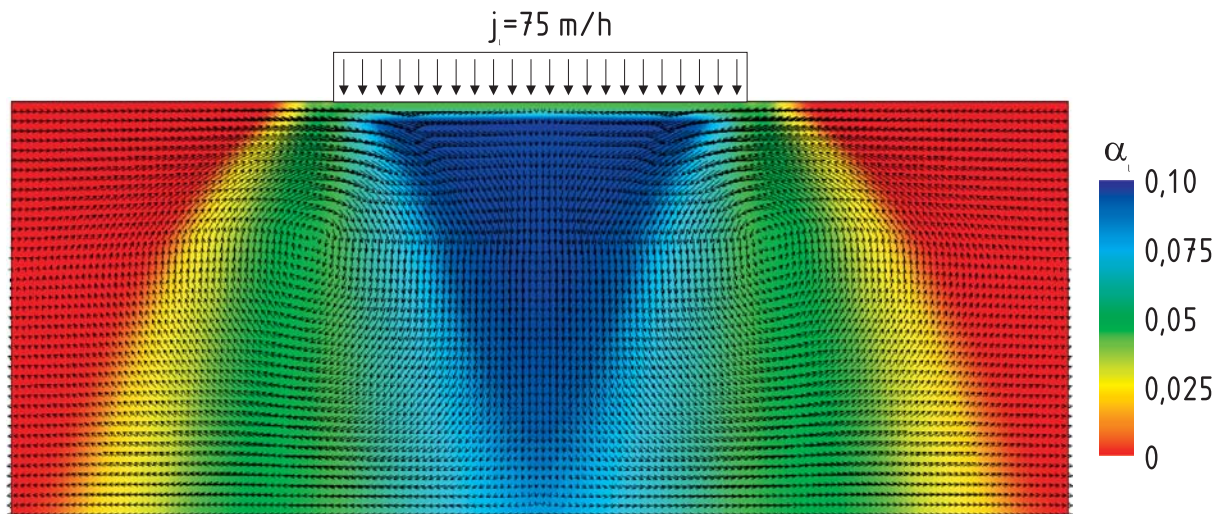


Bild 7.10: Numerisch berechneter Flüssigkeitsinhalt und Gasströmung in der Versuchsanlage bzw. Gl. (5.33) berechnet. Dadurch ergibt sich die unterschiedliche Querverteilung der Flüssigkeit für die Ausrichtung (a) und (b) in Bild 7.9. Dabei ist die Gasströmung und der Volumenanteil der Flüssigkeit dargestellt. Dieser ist ein Maß für die Volumenstromdichte der Flüssigkeit. In den längs ausgerichteten Packungslagen in Bild 7.9 b ist die Querverteilung deutlich ausgeprägter als in den quer ausgerichteten Packungslagen.

Die in den Bildern 7.6 bis 7.9 dargestellten Ergebnisse können analog auch für die in Bild 7.2 dargestellte Schichtung im Produktionsmaßstab berechnet werden.

Berechnung der Strömung in der Versuchsanlage

Um die in Bild 5.15 dargestellten experimentellen Ergebnisse mit Ergebnissen einer numerischen Berechnung zu vergleichen, wird die Strömung in der Versuchsanlage mit Hilfe des in Bild 7.3 b dargestellten numerischen Gitters berechnet. Am Flüssigkeitsverteiler wird eine konstante Volumenstromdichte der Flüssigkeit von $j_l = 75 \frac{m}{h}$ aufgegeben. Die Querverteilungseigenschaften der Schichtung werden mit der Gl. (5.33) beschrieben. In Bild 7.10 ist das numerisch berechnete Strömungsfeld des Gases und der Volumenanteil der Flüssigkeit dargestellt. Dabei wird eine Zirkulation der Gasströmung deutlich. Durch die große Volumenstromdichte der Flüssigkeit in der Mitte der Versuchsanlage wird Gas mit nach unten gerissen. Dadurch herrscht ein erhöhter Druck am Austrittsquerschnitt der Schichtung. Durch diesen Druckgradienten tritt an den Seiten eine aufwärts gerichtete Gasströmung auf. Durch die Querverteilungseigenschaft der Schichtung wird das am Eintrittsquerschnitt der Schichtung aufgebene rechteckige Flüssigkeitsprofil ausgeglichen.

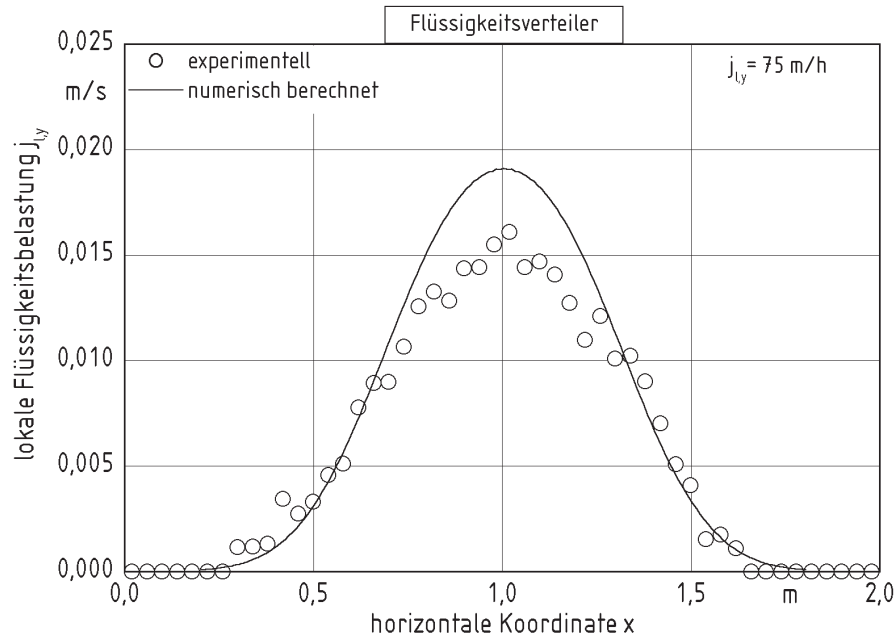


Bild 7.11: Experimentelle und numerische Ergebnisse für die Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Austrittsquerschnitt der Versuchsanlage für eine Volumenstromdichte von $j_l = 75 \frac{m}{h}$ am Flüssigkeitsverteiler

Dies wird durch den in Bild 7.10 dargestellten Volumenanteil der Flüssigkeit wiedergegeben. Das Flüssigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt der Schichtung ist zusätzlich in Bild 7.11 dargestellt. Es wird mit der durchgezogenen Linie wiedergegeben. Die Abmessung der Schichtung reicht dabei von der horizontalen Koordinate $x = 0,2m$ bis $x = 1,81m$. In Bild 7.11 sind außerdem experimentelle Ergebnisse aus Bild 5.15 für eine Volumenstromdichte der Flüssigkeit von $j_l = 75 \frac{m}{h}$ am Eintrittsquerschnitt eingetragen. Durch den Vergleich zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen wird deutlich, dass die Querverteilungseigenschaft der Schichtung gut durch die numerischen Berechnungen wiedergegeben wird.

8. Berechnung der zweiphasigen Strömung für ungeordnete Schichtungen

Ziel dieses Kapitels ist die numerische Berechnung der zweiphasigen Strömung in ungeordneten Schichtungen. Dafür wird zunächst die Modellbildung der zweiphasigen Strömung für ungeordnete Schichtungen erläutert. Dann werden exemplarisch numerische Berechnungen an ungeordneten Schichtungen aus PALL-Ringen sowie einer Kugelschicht durchgeführt.

8.1 Modellbildung

Zum Berechnen der Strömung in porösen Materialien und ungeordneten Schichtungen kann die repräsentative Elementaryvolumen (REV)-Methode angewendet werden [26]. In ungeordneten Schichtungen unterliegen die Werte der Porosität sowie der Geschwindigkeiten und der Volumenanteile der Phasen einer starken lokalen Oszillation. Mit der REV-Methode wird dabei für eine bestimmte physikalische Größe u die Gleichung

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{V(x)} \int_{V(x)} u(y) dy \quad (8.1)$$

verwendet, um den Wert zu glätten. Dabei ist $V(x)$ eine kleine Umgebung des Punktes x . Die Umgebung umfasst mehrere Füllkörper. Sie ist aber deutlich kleiner als die Abmessung der gesamten Schichtung.

Der lokale Lückengrad einer Schichtung wird mit Gl. (8.1) definiert. Für eine geordnete Schichtung ist der Lückengrad im gesamten Packungsvolumen konstant, wenn das Volumen $V(x)$ eine Elementarzelle bzw. ein Vielfaches davon darstellt und somit periodisch ist (vgl. Kapitel 4). Für eine ungeordnete Schichtung variiert der Lückengrad in der Schichtung. An der Wand kommt es zu einer Erhöhung des Lückengrades [39, 68]. Innerhalb der Schichtung ist eine Gauß-verteilte Variation des Lückengrades zu beobachten. Die Standardabweichung dieser Verteilung ist abhängig von der Wahl der Größe des Volumens $V(x)$ in Gl. (8.1).

Zum Berechnen der zweiphasigen Strömung in ungeordneten Schichtungen werden die Massen- und Impulsbilanzgleichungen aus Kapitel 4 modifiziert. Ungeordnete Schichtungen unterscheiden sich bzgl. der fluiddynamischen Modellierung von geordneten Schichtungen in zwei Punkten:

1. Die Periodizität der repräsentativen Elementarvolumen (REV) ist nicht gegeben. Für jedes Elementarvolumen wird ein spezifischer Lückengrad berechnet. Daraus ergibt sich für jedes Elementarvolumen ein etwas anderes fluiddynamisches Verhalten.
2. Die fluiddynamischen Eigenschaften in einem Elementarvolumen sind isotrop, d.h. sie sind nicht richtungsabhängig.

Durch den zweiten Punkt wird die Modellierung einzelner Terme in den Bilanzgleichungen vereinfacht.

Für die nachfolgend beschriebene Modellierung ist der Lückengrad der einzige oszillierende Parameter in einer ungeordneten Schichtung. Er wird für jedes Volumenelement des numerischen Gitters berechnet bzw. vorgegeben. Die Verteilung des Lückengrades ist somit von der Wahl der Größe und der Grenzen der Volumenelemente abhängig.

8.1.1 Massenbilanz

Die Massenbilanzgleichungen werden für eine stationäre, inkompressible zweiphasige Strömung analog zu den Massenbilanzgleichungen für geordnete Schichtungen angegeben. Für das Gas und die Flüssigkeitsphase gelten die Gleichungen

$$\nabla \vec{j}_g = 0 \quad (8.2)$$

$$\nabla \vec{j}_l = 0, \quad (8.3)$$

wobei die Volumenstromdichten des Gases j_g und der Flüssigkeit j_l mit

$$\vec{j}_g = \bar{\alpha}_g \cdot \vec{v}_g \quad (8.4)$$

$$\vec{j}_l = \bar{\alpha}_l \cdot \vec{v}_l \quad (8.5)$$

definiert sind. Dabei werden mit \vec{v}_g und \vec{v}_l die im repräsentativen Elementarvolumen gemittelten mittleren Geschwindigkeiten des Gases und der Flüssigkeit und mit $\bar{\alpha}_g$ und $\bar{\alpha}_l$ deren Volumenanteile bezeichnet. Für die Volumenanteile gilt die Beziehung

$$\bar{\alpha}_g + \bar{\alpha}_l = \varepsilon. \quad (8.6)$$

Die Volumenanteile der Phasen addieren sich somit nicht zu 1, sondern zum Lückengrad (vgl. Kapitel 4.3.1).

8.1.2 Impulsbilanz

Aufgrund der Isotropie der fluiddynamischen Eigenschaften in ungeordneten Schichtungen vereinfachen sich die Impulsbilanzgleichungen (4.44) und (4.50) zu

$$0 = -\alpha_g \nabla p + \alpha_g \pi \cdot \vec{v}_g + \vec{D}_{gl} \quad (8.7)$$

für die Gasphase und zu

$$0 = -\alpha_l \nabla p + \alpha_l \rho_l \vec{g} - \vec{D}_{gl} + \xi \cdot \vec{j}_l + \xi \cdot \left(S \cdot \nabla |\vec{j}_l| \right) \quad (8.8)$$

für die Flüssigkeitsphase. Die Gln. (8.7) und (8.8) unterscheiden sich von den Gln. (4.44) und (4.50) für geordnete Schichtungen dadurch, dass die Widerstandskoeffizienten π und ξ , sowie der Querverteilungskoeffizient S keine Tensoren sondern Skalare sind. Für die Geschwindigkeiten, die Volumenanteile und den Druck in den Gleichungen (8.7) und (8.8) werden in den repräsentativen Elementarvolumen gemittelte Werte verwendet. Der volumenbezogene Impulsstrom zwischen Gas und Flüssigkeit \vec{D}_{gl} wird mit der Gleichung

$$\vec{D}_{gl} = c_{gl} \cdot (\vec{v}_l - \vec{v}_g) \quad (8.9)$$

berechnet. Dabei ist c_{gl} der Widerstandskoeffizient zwischen den Phasen. Dieser ist eine Funktion der Strömungsform und damit der Volumenstromdichten der Phasen.

Zur Modellierung der Widerstandskoeffizienten ξ , π und c_{gl} in den Gln. (8.7) bis (8.9) ist die Kenntnis des funktionalen Zusammenhangs zwischen den Volumenstromdichten der Phasen und dem Druckverlust sowie den Volumenanteilen der Phasen notwendig. Deshalb werden nachfolgend empirische Gleichungen für den Volumenanteil der Flüssigkeit, den Druckverlust in Schichtungen sowie für den Stau- und Flutpunkt in Schichtungen angegeben.

8.1.3 Volumenanteil der Flüssigkeit

Zum Berechnen des Volumenanteils der Flüssigkeit in Schichtungen werden von Billet [5] sowie Billet und Schultes [6] empirische Gleichungen angegeben. Diese werden nachfolgend beschrieben. Die Koeffizienten dieser Gleichungen sind für zahlreiche Füllkörperarten

und -größen angepasst. Für Schichtungen aus 25mm-PALL-Ringen sind sie in Tabelle 8.1 angegeben.

Tabelle 8.1: Koeffizienten für die Gln. (8.10) bis (8.33) zur Beschreibung von Druckverlust und Volumenanteil der Flüssigkeit in Schichtungen aus 25mm-PALL-Ringen (aus Billet und Schultes [6])

Füllkörper	PALL-Ringe	PALL-Ringe
Abmessung d_p	25mm	25mm
Material	Edelstahl	Polypropylen
spezifische Oberfläche a	223,5m ⁻¹	225,0m ⁻¹
mittlerer Lückengrad ε	0,954	0,887
C_S	2,627	2,696
C_{Fl}	2,083	2,064
C_h	0,719	0,528
$C_{P,0}$	0,957	0,865

Die Volumenstromdichten der Phasen werden in Kapitel 8.1.3 und 8.1.4 für die Hauptströmungsrichtung betrachtet. Dabei wird mit j_l der Betrag der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit und mit j_g die vertikale Volumenstromdichte des Gases bezeichnet. Der Volumenanteil der Flüssigkeit kann unterhalb des Staupunktes mit der empirischen Gleichung

$$\alpha_l = \left(12 \frac{\eta_l}{g \rho_l} j_l a^2 \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{a_h}{a} \right)^{2/3} \quad (8.10)$$

berechnet werden [6]. Dabei ist $g = 9,81 \frac{m}{s^2}$ die Erdbeschleunigung, η_l die dynamische Viskosität der Flüssigkeit und ρ_l die Dichte der Flüssigkeit. Mit a wird die spezifische Oberfläche der Packung und mit a_h die hydraulische Oberfläche bezeichnet. Der Quotient $\frac{a_h}{a}$ kann mit der Gleichung

$$\frac{a_h}{a} = \begin{cases} C_h \left(\frac{j_l \rho_l}{a \eta_l} \right)^{0,15} \left(\frac{j_l^2 a}{g} \right)^{0,1} & \text{für } Re_l = \frac{j_l \rho_l}{a \eta_l} < 5 \\ C_h 0.85 \left(\frac{j_l \rho_l}{a \eta_l} \right)^{0,25} \left(\frac{j_l^2 a}{g} \right)^{0,1} & \text{für } Re_l = \frac{j_l \rho_l}{a \eta_l} \geq 5 \end{cases} \quad (8.11)$$

berechnet werden. Dabei ist C_h ein anzupassender Koeffizient, der für die eingesetzten PALL-Ringe in Tabelle 8.1 angegeben ist.

Oberhalb des Staupunktes wird der Volumenanteil der Flüssigkeit nach der Gleichung

$$\alpha_l = \alpha_{l,S} + (\alpha_{l,Fl} - \alpha_{l,S}) \left(\frac{j_g}{j_{g,Fl}} \right)^{13} \quad (8.12)$$

berechnet. Dabei ist $\alpha_{l,S}$ und $\alpha_{l,Fl}$ der Volumenanteil der Flüssigkeit am Stau- bzw. am Flutpunkt. Der Volumenanteil der Flüssigkeit am Staupunkt wird mit Gl. (8.10) berechnet und der Volumenanteil der Flüssigkeit am Flutpunkt mit der Gleichung

$$\alpha_{l,Fl} = 2,2\alpha_{l,S} \left(\frac{\eta_l \rho_w}{\eta_w \rho_l} \right)^{0,05}. \quad (8.13)$$

Dabei ist ρ_w bzw. η_w die Dichte bzw. dynamische Viskosität von Wasser. Wird der Volumenanteil der Flüssigkeit für Wasser berechnet, dann vereinfacht sich Gl. (8.12) und mit Gleichung (8.10) kann der Volumenanteil der Flüssigkeit zu

$$\alpha_l = \begin{cases} \left(12 \frac{\eta_l}{g \rho_l} j_l a^2 \right)^{1/3} \left(\frac{a_h}{a} \right)^{2/3} & \text{für } j_g \leq j_{g,S} \\ \left(12 \frac{\eta_l}{g \rho_l} j_l a^2 \right)^{1/3} \left(\frac{a_h}{a} \right)^{2/3} \left(1 + 1,2 \left[\frac{j_g}{j_{g,Fl}} \right]^{13} \right) & \text{für } j_g > j_{g,S} \end{cases} \quad (8.14)$$

berechnet werden. Der Volumenanteil der Flüssigkeit ist dabei eine Funktion der Volumenstromdichte des Gases. Diese Funktion ist an der Stelle $j_g = j_{g,S}$ unstetig. Für die Konvergenz der numerischen Rechnungen kann dies Probleme verursachen. Deshalb wird Gl. (8.14) oberhalb des Staupunktes ($j_g > j_{g,S}$) erweitert. Es wird die stetige Funktion

$$\alpha_l = \begin{cases} \left(12 \frac{\eta_l}{g \rho_l} j_l a^2 \right)^{1/3} \left(\frac{a_h}{a} \right)^{2/3} & \text{für } j_g \leq j_{g,S} \\ \left(12 \frac{\eta_l}{g \rho_l} j_l a^2 \right)^{1/3} \left(\frac{a_h}{a} \right)^{2/3} \cdot \left(1 + 1,2 \left[\left(\frac{j_g}{j_{g,Fl}} \right)^{13} - \frac{j_{g,Fl} - j_g}{j_{g,Fl} - j_{g,S}} \left(\frac{j_{g,S}}{j_{g,Fl}} \right)^{13} \right] \right) & \text{für } j_g > j_{g,S} \end{cases} \quad (8.15)$$

erhalten. Um den Volumenanteil der Flüssigkeit mit Gl. (8.15) berechnen zu können, ist die Kenntnis des Stau- und des Flutpunktes erforderlich.

Berechnen des Staupunktes

Für eine vorgegebene Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Staupunkt $j_{l,S}$ kann die Volumenstromdichte des Gases mit der Gleichung

$$j_{g,S} = \sqrt{\frac{g}{\Psi_S}} \left[\frac{\varepsilon}{a^{1/6}} - a^{1/2} \left(12 \frac{\eta_l}{g \rho_l} j_{l,S} \right)^{1/3} \right] \left(12 \frac{\eta_l}{g \rho_l} j_{l,S} \right)^{1/6} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (8.16)$$

berechnet werden. Der Widerstandskoeffizient am Staupunkt Ψ_S wird dabei zu

$$\Psi_S = \frac{g}{C_S^2} \left[\frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \left(\frac{\eta_l}{\eta_g} \right)^{0,4} \right]^{-2n_S} \quad (8.17)$$

berechnet. Dabei sind \dot{m}_g bzw. \dot{m}_l die Massenstromdichten des Gases bzw. der Flüssigkeit. Der Exponent n_S wird nach

$$n_S = \begin{cases} -0,326 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \leq 0,4 \\ -0,723 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} > 0,4 \end{cases} \quad (8.18)$$

bestimmt. Der Koeffizient C_S ist abhängig von der Füllkörperart- und -größe und kann Tabellen entnommen werden (vgl. Tabelle 8.1. Für PALL-Ringe aus Polypropylen mit 25mm Durchmesser beträgt

$$C_S = \begin{cases} 2,696 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \leq 0,4 \\ 1,874 \left(\frac{\eta_l}{\eta_g} \right)^{0,1588} & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} > 0,4 \end{cases}, \quad (8.19)$$

und für PALL-Ringe aus Edelstahl mit 25mm Durchmesser beträgt

$$C_S = \begin{cases} 2,627 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \leq 0,4 \\ 1,826 \left(\frac{\eta_l}{\eta_g} \right)^{0,1588} & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} > 0,4 \end{cases}. \quad (8.20)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (8.16) bis (8.20) kann der Staupunkt für eine vorgegebene Volumenstromdichte der Flüssigkeit iterativ berechnet werden. In Bild 8.1 ist die nach Gl. (8.16) für eine Schichtung aus 25mm -PALL-Ringen berechnete Staugrenze eingezeichnet.

Berechnen des Flutpunktes

Die Flutgrenze kann mit der Gleichung

$$j_{g,Fl} = \sqrt{\frac{2g}{\Psi_{Fl}}} \sqrt{\frac{(\varepsilon - \alpha_{l,Fl})^3}{\varepsilon}} \sqrt{\frac{\alpha_{l,Fl}}{a}} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (8.21)$$

berechnet werden. Der Widerstandskoeffizient am Flutpunkt Ψ_{Fl} wird dabei durch die Gleichung

$$\Psi_{Fl} = \frac{g}{C_{Fl}^2} \left[\frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \left(\frac{\eta_l}{\eta_g} \right)^{0,2} \right]^{-2n_{Fl}} \quad (8.22)$$

beschrieben. In dieser Gleichung gilt für den Exponenten

$$n_{Fl} = \begin{cases} -0,194 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \leq 0,4 \\ -0,708 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} > 0,4. \end{cases} \quad (8.23)$$

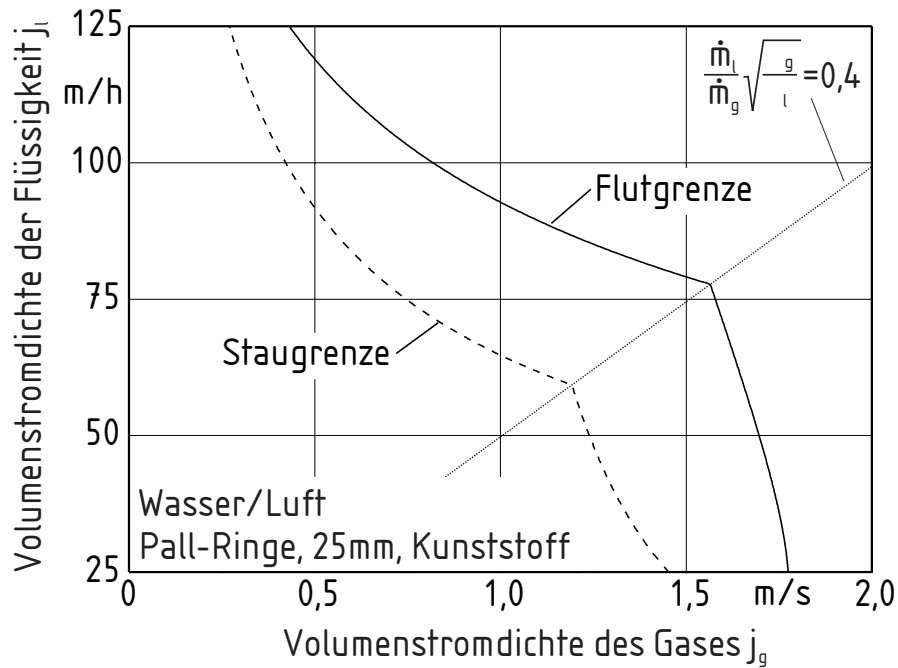


Bild 8.1: Berechnete Stau- und Flutgrenze für eine Schichtung aus PALL-Ringen

Der Koeffizient C_{Fl} wird für 25mm-PALL-Ringe aus Polypropylen mit

$$C_{Fl} = \begin{cases} 2,064 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \leq 0,4 \\ 1,289 \left(\frac{\eta_l}{\eta_g}\right)^{0,1028} & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} > 0,4 \end{cases} \quad (8.24)$$

berechnet. Für 25mm-PALL-Ringe aus Edelstahl gilt

$$C_{Fl} = \begin{cases} 2,083 & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \leq 0,4 \\ 1,301 \left(\frac{\eta_l}{\eta_g}\right)^{0,1028} & \text{für } \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} > 0,4. \end{cases} \quad (8.25)$$

Die Flutgrenze kann folglich mit Hilfe der Gleichungen (8.21) bis (8.25) iterativ berechnet werden. Für eine Schichtung aus PALL-Ringen ist in Bild 8.1 die Flutgrenze eingezeichnet.

8.1.4 Druckverlust

Der Druckverlust einer ungeordneten Schichtung wird mit der Methode von Billet und Schulte [6] berechnet. Der trockene Druckverlust (reine Gasströmung) wird dabei mit der Gleichung

$$\frac{\Delta p}{\Delta h} = \Psi_0 \frac{a}{\epsilon^3} \frac{j_g^2 \rho_g}{2} \quad (8.26)$$

berechnet. Dabei wird mit a die spezifische Oberfläche der Schichtung, mit ε der Lückengrad, mit ρ_g die Dichte des Gases und mit j_g die Volumenstromdichte des Gases bezeichnet. Der Widerstandskoeffizient Ψ_0 ist durch

$$\Psi_0 = C_{P,0} \left(\frac{64}{Re_g} + \frac{1,8}{Re_g^{0,08}} \right) \quad (8.27)$$

gegeben. Dabei ist Re_g die Reynoldszahl des Gases mit

$$Re_g = \frac{j_g d_h}{(1 - \varepsilon) \nu_g} \quad (8.28)$$

und $C_{P,0}$ ein füllkörperspezifischer Koeffizient. Dieser kann Tabelle 8.1 entnommen werden. Der fluiddynamische Durchmesser d_h in Gl. (8.28) wird für eine ungeordnete Schichtung mit

$$d_h = 6 \frac{(1 - \varepsilon)}{a} \quad (8.29)$$

berechnet. Somit kann mit den Gleichungen (8.26) bis (8.29) der trockene Druckverlust einer ungeordneten Schichtung berechnet werden.

Der Druckverlust einer berieselten ungeordneten Schichtung wird durch die Gleichung

$$\frac{\Delta p}{\Delta h} = \Psi_l \frac{a}{(\varepsilon - \alpha_l)^3} \frac{j_g^2 \rho_g}{2} \quad (8.30)$$

wiedergegeben. Der Widerstandskoeffizient Ψ_l wird mit der Gleichung

$$\Psi_l = C_{P,0} \left(\frac{64}{Re_g} + \frac{1,8}{Re_g^{0,08}} \right) \left(\frac{\varepsilon - \alpha_l}{\varepsilon} \right)^{1,5} \left(\frac{\alpha_l}{\alpha_{l,S}} \right)^{0,3} \cdot \exp \left(C_1 \sqrt{Fr_l} \right) \quad (8.31)$$

beschrieben [6]. Dabei ist Fr_l die Froudezahl der Flüssigkeit, die durch

$$Fr_l = \frac{j_l^2 a}{g} \quad (8.32)$$

definiert ist. In Gl. (8.32) wird mit j_l die Volumenstromdichte der Flüssigkeit, mit a die spezifische Oberfläche der Schichtung und mit $g = 9,81 \frac{m}{s^2}$ die Erdbeschleunigung bezeichnet. Der Koeffizient C_1 wird mit der Gleichung

$$C_1 = \frac{13300}{a^{3/2}} \quad (8.33)$$

berechnet. Für den Koeffizienten $C_{P,0}$ und den fluiddynamischen Durchmesser d_h gelten die gleichen Werte wie für den trockenen Druckverlust. Mit Hilfe der Gleichungen (8.30) bis (8.33) kann somit der Druckverlust einer berieselten ungeordneten Schichtung berechnet werden.

8.1.5 Lokaler Lückengrad

Für die Berechnung der zweiphasigen Strömung in ungeordneten Schichtungen ist die Kenntnis des lokalen Lückengrades erforderlich (vgl. Kapitel 3.4). Der lokale Lückengrad ist davon abhängig, wie groß die Umgebung eines Punktes x in Gl. (8.1) gewählt wird. Konvergiert die Umgebung des Punktes gegen Null, dann liegt eine binäre Verteilung des Lückengrades vor. Er ist 1 an Stellen des freien Strömungsquerschnittes und 0 an Stellen des Schichtungsmaterials. Wird die Umgebung des Punktes x im Maßstab der gesamten Schichtung gewählt, so nimmt der lokale Lückengrad den Durchschnittswert der Schichtung an und es tritt keine Variation auf. Für einfache Kugelschichten wird der lokale Lückengrad über mehrere Füllkörper gemittelt. Für komplexere Füllkörper wie PALL-Ringe erfolgt die Mittelung über eine halbe oder eine ganze Füllkörperabmessung. Die Verteilung des lokalen Lückengrades in einer Schichtung wird mit Hilfe des Mittelwertes $\bar{\varepsilon}$ sowie der Standardabweichung σ der Verteilung quantifiziert. Somit kann der lokale Lückengrad für einzelne Volumenelemente eines Berechnungsgitters mit Gauß-verteilter Pseudo-Zufallszahlen berechnet werden. Die Zufallszahlen müssen dabei die vorgegebenen Bedingungen für den Mittelwert und die Standardabweichung erfüllen. In den Volumenelementen am Rand der Schichtung wird ein Lückengrad ε_R mit einer Standardabweichung σ_R vorgegeben. In allen anderen Volumenelementen, also im Kernbereich der Schichtung, wird der Lückengrad ε_K mit der Standardabweichung σ_K vorgegeben. Im Randbereich wird mit $\sigma_R = 2 \times \sigma_K$ die doppelte Standardabweichung vorgegeben [29].

Die Standardabweichung einer Verteilung hängt von der Größe der Volumenelemente ab, über die der Lückengrad gemittelt wird. Wird eine Schichtung in größere Volumenelemente diskretisiert, dann verkleinert sich die Standardabweichung der Verteilung. Ist für die Diskretisierung einer Schichtung in Volumenelemente der Größe V_1 die Standardabweichung σ_1 der Verteilung des Lückengrades bekannt, so kann diese auch für eine Diskretisierung in Volumenelemente der Größe V_2 berechnet werden. Die Varianz der Verteilung des Lückengrades verhält sich dabei reziprok zur Größe der Volumenelemente. Für die Varianz des Lückengrades in einer Schichtung gilt demnach

$$\sigma_2^2 = \frac{V_1}{V_2} \sigma_1^2 \quad (8.34)$$

für Diskretisierungen in Volumenelemente der Größe V_1 bzw. V_2 . Mit Hilfe von Gl. (8.34) kann die Standardabweichung für die Generierung von Zufallszahlen von einer Diskretisierung auf eine andere übertragen werden. Dies ist notwendig, wenn die Diskretisierung

einer Schichtung in der Berechnung von der Diskretisierung abweicht, für die aus experimentellen Untersuchungen die Standardabweichung des Lückengrades vorliegt.

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden numerische Berechnungen an ungeordneten Schichtungen durchgeführt. Für die Berechnungen ist die vorgegebene Verteilung des Lückengrades von großer Bedeutung. Der Lückengrad wird mit folgendem Algorithmus berechnet:

1. Der Schichtungsdurchmesser wird in n Spalten diskretisiert.
2. Mit Hilfe der Kenntnis des radialen Profils des Lückengrades wird für jede der Spalten ein mittlerer Lückengrad vorgegeben. Für Kugelschichten wird dieser mit Hilfe der Gleichung von Muller [39] und für komplexe Füllkörper wie z.B. den PALL-Ringen mit Hilfe der Gl. (3.8) berechnet.
3. Für jede Spalte wird eine Standardabweichung $\sigma(r)$ für die Verteilung des Lückengrades in axialer Richtung vorgegeben. Dabei ist die Standardabweichung in Wandnähe höher als in der Mitte der Schichtung (vgl. Kapitel 3.4,[29]).
4. Die einzelnen Spalten werden in axialer Richtung in m gleich große Volumenelemente unterteilt.
5. Für jede Spalte werden m Gauß-verteilte Pseudo-Zufallszahlen mit der entsprechenden Standardabweichung $\sigma(r)$ berechnet. Diese Zufallszahlen werden den m Volumenelementen zugeordnet.

Die numerischen Berechnungen werden für eine Kugelschicht und für zwei Schichtungen aus PALL-Ringen durchgeführt. Die Schichtungen werden für die Berechnung als zweidimensional durchströmt betrachtet. Die Schichtungen weisen unterschiedliche Abmessungen auf. Die Berechnung des lokalen Lückengrades erfolgt nach dem oben angegebenen Algorithmus. Für die in [Bild 8.2](#) dargestellten Schichtungen I, II und III gelten im Einzelnen folgende Parameter und Abmessungen:

Schichtung I Höhe $h = 3m$, Durchmesser $D = 0,6m$. Der Durchmesser stimmt dabei mit der Schichtung überein, für die von Wang, Afacan, Nandakumar und Chuang [68] der Lückengrad gemessen wird (vgl. Kapitel 3.4). Als Füllkörper werden 25mm-PALL-Ringe aus Edelstahl verwendet. Der gemessene radiale Lückengrad für diese Schichtung ist in [Bild 3.4](#) dargestellt. Ein Schnitt durch die Schichtung wird in

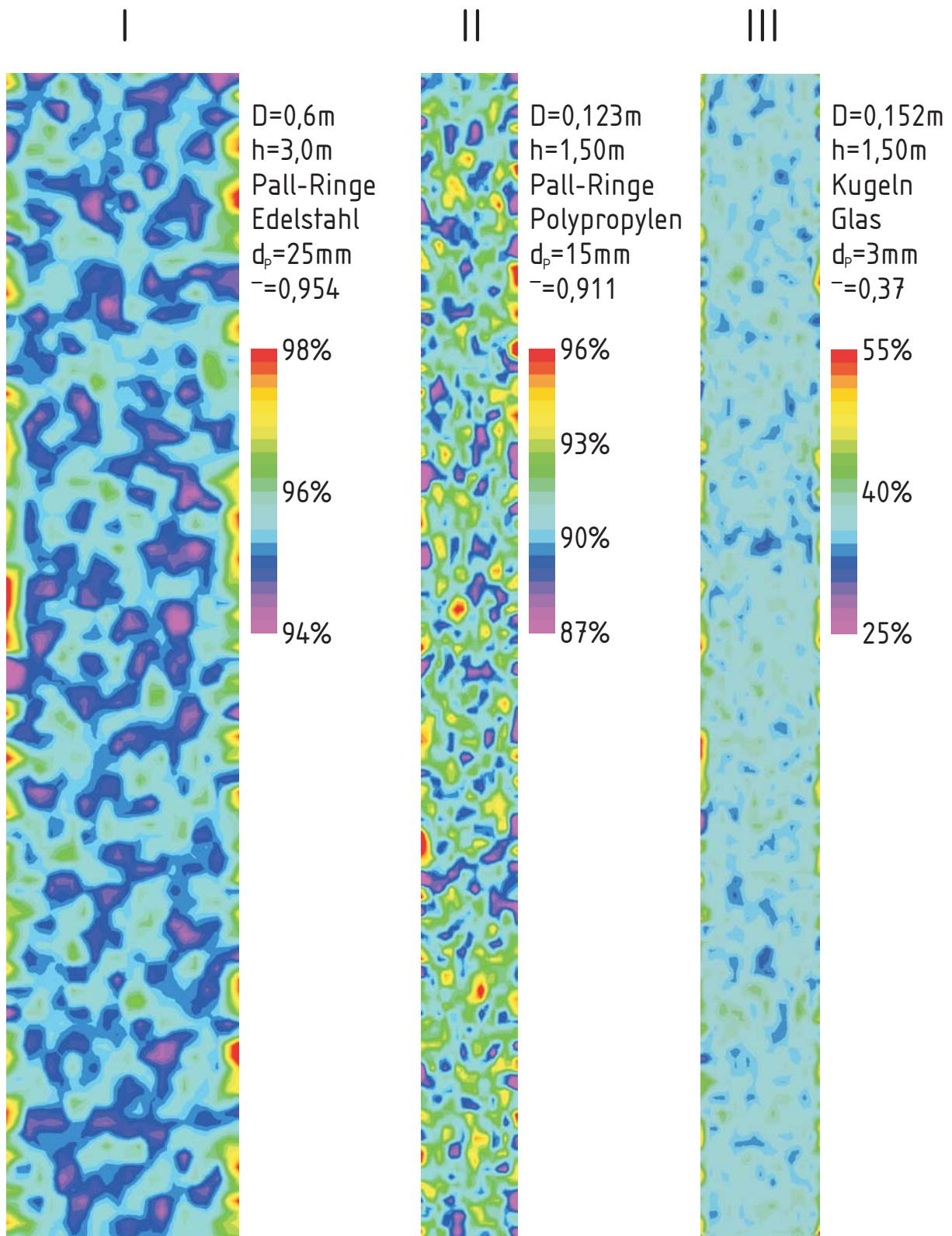


Bild 8.2: Verteilung des lokalen Lückengrades und geometrische Abmessungen unterschiedlicher Schichtungen

$n = 21$ Spalten gleicher Breite unterteilt. Die Spaltenbreite beträgt $28,57\text{mm}$. Jede der Spalten wird axial in $m = 105$ Volumenelemente unterteilt. Für die Berechnung des lokalen Lückengrades wird im Kernbereich der mittlere Lückengrad $\varepsilon_K = 0,952$ und im Randbereich $\varepsilon_R = 0,968$ vorgegeben (vgl. [Bild 3.4](#)). Aus den Ergebnissen von Wang, Afacan, Nandakumar und Chuang [68] wird mit Hilfe von Gl. (8.34) die Standardabweichung des lokalen Lückengrades berechnet. Im Kernbereich wird die Standardabweichung $\sigma_K = 0,00971$ verwendet und im Randbereich der doppelte Wert.

Schichtung II Höhe $h = 1,5\text{m}$, Durchmesser $D = 0,123\text{m}$. Die Schichtung besteht aus 15mm PALL-Ringen aus Polypropylen. Der mittlere Lückengrad beträgt $\bar{\varepsilon} = 0,991$ [67]. Die Schichtung wird in $n = 16$ Spalten unterteilt. Die Spaltenbreite beträgt $7,69\text{mm}$ und entspricht ungefähr der halben Füllkörpergröße. Im Kernbereich wird der Lückengrad mit $\varepsilon_K = 0,909$ vorgegeben. Im Randbereich (letzte Spalte auf beiden Seiten) wird mit $\varepsilon_R = 0,925$ ein um $1,6\%$ höherer Lückengrad angenommen (vgl. Schichtung I, [Bild 3.4](#)). Axial werden die Spalten in 150 Volumenelemente mit jeweils 10mm Höhe unterteilt. Die Standardabweichungen für die Verteilung des lokalen Lückengrades werden mit Hilfe der Gl. (8.34) aus Ergebnissen von Wang, Afacan, Nandakumar und Chuang [68] berechnet. Im Kernbereich wird $\sigma_K = 0,0349$ verwendet und im Randbereich mit $\sigma_K = 0,0699$ die doppelte Standardabweichung.

Schichtung III Höhe $h = 1,5\text{m}$, Durchmesser $D = 0,152\text{m}$. Die Schichtung besteht aus Kugeln mit einem Durchmesser von $d_p = 3\text{mm}$. Die Abmessungen von Schichtung und Kugeln entsprechen denen in Jiang, Khadilkar, Al-Dahhan und Dudukovic [29]. Die Schichtung wird für die Berechnung in 20×150 Volumenelemente unterteilt. Für jeweils ein Hälfte der Schichtung sind die geometrischen Abmessungen der Volumenelemente, die axial gemittelten Lückengrade sowie deren Standardabweichungen in [Tabelle 3.1](#) dargestellt.

Die geometrischen Abmessungen der Schichtungen und die berechnete Verteilung des lokalen Lückengrades sind in [Bild 8.2](#) dargestellt. In diesen drei Schichtungen wird die zweiphasige Strömung von Wasser und Luft berechnet. Dies wird nachfolgend erläutert.

8.2 Numerisches Berechnen der zweiphasigen Strömung

In diesem Unterkapitel wird die numerische Berechnung der zweiphasigen Strömungsfelder in ungeordneten Schichtungen erläutert. Dazu werden zunächst einzelne Terme in den Impulsbilanzgleichungen modelliert. Diese werden in das kommerzielle Strömungssimulationsprogramm CFX4 implementiert. Nach der Beschreibung der Gittergenerierung und der Definition der Randbedingungen werden die für zwei Schichtungen aus PALL-Ringen sowie für eine Kugelschicht durchgeführten numerischen Berechnungen erläutert.

8.2.1 Modellbildung für einzelne Terme der Bilanzgleichungen

Um die Impulsbilanzgleichungen (8.7) und (8.8) für ungeordnete Schichtungen zu lösen, sind vier Terme zu modellieren. Dazu gehören der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung, der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit, der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung sowie die Querverteilung der Flüssigkeit. Die Modellbildung dieser Terme wird nachfolgend zum einen für den Gegenstrom und zum anderen für den Gleichstrom von Gas und Flüssigkeit erläutert. Die Modellbildung für den Gegenstrom wird für ungeordnete Schichtungen aus PALL-Ringen erläutert und die Modellbildung für den Gleichstrom für Kugelschichten.

Gegenstrom der Phasen

Für den Gegenstrom der Phasen erfolgt die Modellbildung analog zu der für geordnete Schichtungen in Kapitel 7.1. Dabei wird der volumenbezogene Impulstransport zwischen jeweils zwei Phasen sowie die Querverteilung der Flüssigkeit modelliert. Da die Strömungseigenschaften der betrachteten ungeordneten Schichtungen isotrop sind, muss der Impulstransport nicht mehr getrennt für die einzelnen Koordinatenrichtungen betrachtet werden.

Impulstransport zwischen Gas und Schichtung Der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung kann mit Hilfe des trockenen Druckverlustes berechnet werden. Für die unberieselte Schichtung gilt mit Gl. (8.7)

$$\nabla p = \pi \cdot \vec{v}_g. \quad (8.35)$$

Wird der trockene Druckverlust nach Gl. (8.26) berücksichtigt, so kann der Widerstandskoeffizient π mit der Gleichung

$$\pi = -\frac{a C_{P,0}}{2 \varepsilon} \left[\frac{64 (1 - \varepsilon) \nu_g}{\varepsilon d_h} + 1,8 \left(\frac{(1 - \varepsilon) \nu_g}{\varepsilon d_h} \right)^{0,08} |\vec{v}_g|^{0,92} \right] \quad (8.36)$$

berechnet werden. Der Koeffizient $C_{P,0}$, die spezifische Oberfläche a sowie der fluidynamische Durchmesser d_h sind von der Schichtung abhängig. Für übliche Schichtungen können sie Tabellen entnommen werden [5, 6]. Für die untersuchten Schichtungen aus PALL-Ringen sind sie in Tabelle 8.1 dargestellt.

Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit Der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit wird mit Gl. (8.7) zu

$$\vec{D}_{gl} = \alpha_g \nabla p - \alpha_g \pi \cdot \vec{v}_g \quad (8.37)$$

modelliert. Der Widerstandskoeffizient π wird dabei mit Gl. (8.36) berechnet. Mit Hilfe des berieselten Druckverlustes in Gl. (8.30) kann der Druckgradient beschrieben werden. Für den Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit gilt somit

$$\vec{D}_{gl} = -\alpha_g (A + \pi) \vec{v}_g \quad (8.38)$$

mit

$$A = \left(\frac{a \rho_g C_{P,0}}{2 \alpha_g} \right) \left[64 \frac{(1 - \varepsilon) \nu_g}{\alpha_g d_h} + 1,8 \left(\frac{(1 - \varepsilon) \nu_g}{\alpha_g d_h} \right)^{0,08} \right. \\ \left. \times |\vec{v}_g|^{0,92} \left(\frac{\alpha_g}{\varepsilon} \right)^{1,5} \left(\frac{\alpha_l}{\alpha_{l,S}} \right)^{0,3} \cdot \exp \left(C_1 \sqrt{\frac{|\vec{j}_l|^2 a}{g}} \right) \right]. \quad (8.39)$$

Die einzelnen Variablen in Gl. (8.39) sind in den Kapiteln 8.1.3 und 8.1.4 erläutert.

Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung Der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung wird durch die Schwerkraft dominiert, die von der rieselnden Flüssigkeit auf die Schichtung übertragen wird. Für die vertikale Koordinate gilt

$$\xi \cdot j_{l,y} = \alpha_l \rho_l g, \quad (8.40)$$

d.h. die Schwerkraft der Flüssigkeit wird durch den Impulsaustausch zwischen Flüssigkeit und Schichtung kompensiert. Der Widerstandskoeffizient zwischen Flüssigkeit und Schichtung wird folglich mit der Gleichung

$$\xi = \frac{\alpha_l \rho_l g}{j_{l,y}} \quad \text{für} \quad j_{l,y} \neq 0. \quad (8.41)$$

berechnet. Der Volumenanteil der Flüssigkeit

$$\alpha_l = f(j_{g,y}, j_{l,y}) \quad (8.42)$$

ist dabei von den vertikalen Volumenstromdichten des Gases und der Flüssigkeit abhängig. Für vertikale Volumenstromdichten der Flüssigkeit oberhalb $j_{l,y,min} = 4 \frac{m}{h}$ wird der Volumenanteil der Flüssigkeit mit Gl. (8.15) berechnet.

Für kleine Volumenstromdichten der Flüssigkeit ist die Proportionalität zwischen dem Volumenanteil der Flüssigkeit und der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit durch die Gln. (8.15) und (8.11) mit

$$\alpha_l \propto (j_{l,y})^{\frac{17}{30}} \quad (8.43)$$

gegeben. Damit geht die Steigung $\left(\frac{\partial \alpha_l}{\partial j_{l,y}}\right)$ für $j_{l,y} \rightarrow 0$ gegen unendlich und die numerische Berechnung wird instabil. Deshalb wird für Volumenstromdichten der Flüssigkeit kleiner als $4 \frac{m}{h}$ der Volumenanteil linear mit der Gleichung

$$\alpha_l = \frac{j_{l,y}}{j_{l,y,min}} \alpha_l(j_{g,y}, j_{l,y,min}) \quad (8.44)$$

berechnet.

Querverteilung der Flüssigkeit Die Querverteilung der Flüssigkeit wird gemäß der Diffusionstheorie mit dem letzten Term in Gl. (8.8) beschrieben. Für den darin enthaltenen Querverteilungskoeffizienten existieren zahlreiche Korrelationen. Diese werden von Staněk [47] zusammengefaßt (vgl. Kapitel 3.2). Die Querverteilungskoeffizienten sind dabei von der Größe der Füllkörper abhängig. Für 25mm-PALL-Ringe wird von Porter und Jones [41] ein Querverteilungskoeffizient von $S = 0,00175m$ angegeben. Dieser wird für die Schichtung I in Bild 8.2 verwendet. Für 15mm-PALL-Ringe wird von Hoek [23] ein Querverteilungskoeffizient von $S = 0,0013m$ gemessen. Dieser wird für die Schichtung II in Bild 8.2 verwendet.

Gleichstrom der Phasen

Die Berechnung der Strömung für den Gleichstrom der Phasen in einer Kugelschicht erfolgt nach den Modellen von Jiang, Khadilkar, Al-Dahhan und Dudukovic [29]. Dabei wird der Impulstransport zwischen Gas-, Flüssigkeits- und Feststoffphase in der Kugelschicht berücksichtigt. Für die Modellierung wird die Ergun-Gleichung verwendet. Die Querverteilung der Flüssigkeit wird vernachlässigt. Der Querverteilungskoeffizient S in Gl. (8.8) wird zu Null gesetzt.

Impulstransport zwischen Gas und Schichtung Mit Hilfe des Widerstandskoeffizienten π in Gl. (8.7) wird der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung modelliert. Er wird mit

$$\pi = -\alpha_g \left(A_{gp} \eta_g + B_{gp} \rho_g |\vec{j}_g| \right) \quad (8.45)$$

berechnet. Die Variablen A_{gp} und B_{gp} werden mit

$$A_{gp} = 180 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\alpha_g^3 d_p^2}, \quad (8.46)$$

$$B_{gp} = 1,8 \frac{(1 - \varepsilon)}{\alpha_g^3 d_p} \quad (8.47)$$

berechnet. Die Werte des Lückengrades ε und des Volumenanteiles des Gases gelten für das jeweils betrachtete Volumenelement.

Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit Für den Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit gilt

$$\vec{D}_{gl} = c_{gl} \cdot (\vec{v}_l - \vec{v}_g). \quad (8.48)$$

Der Widerstandskoeffizient c_{gl} wird mit der Gleichung

$$c_{gl} = \frac{\alpha_g^2}{\varepsilon} \left(A_{gl} \eta_g U_r + B_{gl} \rho_g U_r^2 \right) \frac{1}{|\vec{v}_g - \vec{v}_l|} \quad (8.49)$$

berechnet. Für die einzelnen Variablen gilt

$$U_r = \alpha_g |\vec{v}_g - \vec{v}_l|, \quad (8.50)$$

$$A_{gl} = 180 \frac{(1 - \alpha_g)^2}{\alpha_g^3 d_p^2} \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \alpha_g} \right)^{2/3}, \quad (8.51)$$

$$B_{gl} = 1,8 \frac{(1 - \alpha_g)}{\alpha_g^3 d_p} \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \alpha_g} \right)^{1/3}. \quad (8.52)$$

Der Lückengrad ε in den Gln. (8.49 bis (8.52 wird für jedes einzelne Volumenelement gemäß der Darstellung in Bild 8.2 verwendet.

Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung Der Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung wird mit Hilfe des Widerstandskoeffizienten ξ in Gl. (8.8) berücksichtigt. Für den Widerstandskoeffizienten gilt

$$\xi = -\alpha_l \left(A_{lp} \eta_l + B_{lp} \rho_l |\vec{j}_l| \right). \quad (8.53)$$

Die Variablen A_{ls} und B_{ls} werden mit

$$A_{lp} = 180 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\alpha_l^3 d_p^2}, \quad (8.54)$$

$$B_{lp} = 1,8 \frac{(1 - \varepsilon)}{\alpha_l^3 d_p} \quad (8.55)$$

berechnet.

8.2.2 Implementierung der Bilanzgleichungen in ein kommerzielles CFD-Programm

Zur Implementierung der Modelle werden die Impulsbilanzgleichungen (8.7) und (8.8) mit den Gln. (7.34) und (7.35) der CFD-Software CFX4 verglichen (vgl. Kapitel 7.2). Die zweiphasig Strömung in einer ungeordneten Schichtung wird dreiphasig in das Strömungssimulationsprogramm implementiert. Neben der fluiden Phasen wird eine Feststoffphase mit dem Volumenanteil $(1 - \varepsilon)$ berücksichtigt. Die Geschwindigkeiten der Feststoffphase werden zu Null gesetzt. Der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit wird mit Hilfe des Widerstandskoeffizienten c_{gl} in Gl. (8.38) beschrieben. Analog dazu wird mit c_{gp} bzw. c_{lp} der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung bzw. zwischen Flüssigkeit und Schichtung berücksichtigt.

Impulstransport zwischen Gas und Schichtung Mit Hilfe des Widerstandskoeffizienten c_{gp} gilt für den Impulstransport zwischen Gas und Schichtung

$$c_{gp}(\vec{v}_p - \vec{v}_g) = \alpha_g \pi \cdot \vec{v}_g. \quad (8.56)$$

Da die Geschwindigkeit der Schichtung $\vec{v}_p = 0$ verschwindet, wird der Impulstransport zwischen Gas und Schichtung mit

$$c_{gp} = -\alpha_g \pi \quad (8.57)$$

in das Strömungssimulationsprogramm implementiert. Der Widerstandskoeffizient π wird dabei für den Gegenstrom der Phasen mit der Gl. (8.36) und für den Gleichstrom der Phasen mit der Gl. (8.45) berechnet.

Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit Ein Vergleich der Gln. (7.34) und (8.37) ergibt für den Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit

$$c_{gl}(\vec{v}_l - \vec{v}_g) = \vec{D}_{gl}. \quad (8.58)$$

Der Widerstandskoeffizient c_{gl} wird somit mit der Gleichung

$$c_{gl} = \frac{\vec{D}_{gl}}{(\vec{v}_l - \vec{v}_g)} \quad \text{für} \quad (\vec{v}_l - \vec{v}_g) \neq 0 \quad (8.59)$$

berechnet. Der Impulsaustausch zwischen Gas und Flüssigkeit wird für den Gegenstrom der Phasen mit der Gl. (8.38) und für den Gleichstrom der Phasen mit der Gl. (8.48) berücksichtigt.

Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung Für den Impulstransport zwischen Flüssigkeit und Schichtung gelten analog zum Impulstransport zwischen Gas und Schichtung die Gleichungen

$$c_{lp}(\vec{v}_p - \vec{v}_l) = \alpha_l \xi \cdot \vec{v}_l \quad (8.60)$$

bzw.

$$c_{lp} = -\alpha_l \xi \quad (8.61)$$

Der Widerstandskoeffizient ξ wird für den Gegen- bzw. Gleichstrom der Phasen mit den Gln. (8.41) bzw. (8.48) berechnet.

Querverteilung der Flüssigkeit Die Querverteilung der Flüssigkeit wird mit Hilfe der Volumenkraft der Flüssigkeit \vec{B}_l in Gl. (7.35) berücksichtigt. Ein Vergleich der Gln. (8.8) und (7.35) ergibt

$$\alpha_l \vec{B}_l = \xi \cdot S \cdot \nabla |\vec{j}_l|. \quad (8.62)$$

Die Volumenkraft wird somit zu

$$\vec{B}_l = \frac{\xi \cdot S \cdot \nabla |\vec{j}_l|}{\alpha_l} \quad \text{für} \quad \alpha_l \neq 0 \quad (8.63)$$

gesetzt. Für den Gleichstrom der Phasen wird die Querverteilung nicht berücksichtigt (vgl. Kapitel 8.2.1). Für den Gegenstrom der Phasen wird der Widerstandskoeffizient ξ mit Gl. (8.41) berechnet. Für den Querverteilungskoeffizienten wird $S = 0,0013m$ für 15mm-PALL-Ringe und $S = 0,00175m$ für 25mm-PALL-Ringe verwendet.

8.2.3 Gittergenerierung und Randbedingungen

Die numerischen Berechnungen werden für drei unterschiedliche Schichtungen durchgeführt. Die Verteilung der Porosität in diesen Schichtungen und deren Abmessungen sind in Bild 8.2 dargestellt. Für die einzelnen Schichtungen werden die in Tabelle 8.2 dargestellten numerischen Gitter erzeugt. Es wird jeweils ein Gitter erzeugt, das die Implementierung der Porosität in Bild 8.2 erlaubt. Für jedes Volumenelement des Gitters wird ein Wert des Lückengrades vorgegeben. Zusätzlich wird am Kopf der Schichtung die Flüssigkeitsverteilung und am Sumpf der Schichtung eine Einlaufstrecke für die Gasströmung simuliert. Die Abmessungen und die Diskretisierung in Volumenelemente sind in Tabelle 8.2 dargestellt.

Für die Schichtungen I und II wird am Kopf der Schichtung der Flüssigkeitsverteiler simuliert. Dabei wird die Flüssigkeitsströmung durch Quellterme in der Berechnung realisiert. Oberhalb des Flüssigkeitsverteiler ist die Druckrandbedingung PRESSURE BOUNDARY der Software CFX4 gesetzt, die ein Ausströmen des Gases ermöglicht. Diese Druckrandbedingung ist in Kapitel 7.3.1 erläutert. Im Sumpf wird die Gasströmung mit Hilfe einer Dirichletschen Randbedingung aufgegeben. Dabei wird die vertikale Volumendichte des Gases vorgegeben. Für die Geschwindigkeit und den Volumenanteil der Flüssigkeit werden die Ableitungen normal zum Ausströmquerschnitt zu Null gesetzt.

Schichtung III wird im Gleichstrom der Phasen abwärts durchströmt. Am Eintrittsquerschnitt wird das Gas und die Flüssigkeit mit Hilfe der vom Simulationsprogramm vorgegebenen Dirichletschen Randbedingung INLET aufgegeben. Am unteren Ende des Gitters wird eine PRESSURE BOUNDARY definiert. Für die Schichtung III dienen die Gitter am Kopf und Sumpf für das Ein- bzw. Auslaufen der zweiphasigen Strömung.

8.2.4 Ergebnisse

Für das Berechnen der zweiphasigen Strömung in Schichtung I werden die Koeffizienten für 25mm-PALL-Ringe aus Edelstahl in Tabelle 8.1 verwendet. Die Querverteilungsei-

Tabelle 8.2: Größe des numerischen Gitters für unterschiedliche Schichtungen

Schichtung	I	II	III
Füllkörper	PALL-Ringe	PALL-Ringe	Kugeln
Material	Edelstahl	Polypropylen	Glas
Abmessung d_p	25mm	15mm	3mm
Schichtung, Abmessungen:			
Höhe:	3,0m	1,5m	1,5m
Durchmesser:	0,6m	0,123m	0,152m
Schichtung, Gitter:			
Gitterdimension x	21	16	20
Gitterdimension y	105	150	150
Kopf, Abmessungen:			
Höhe:	0,286m	0,1m	0,1m
Durchmesser:	0,6m	0,123m	0,152m
Kopf, Gitter:			
Gitterdimension x	21	16	20
Gitterdimension y	10	10	10
Sumpf, Abmessungen:			
Höhe:	0,286m	0,1m	0,1m
Durchmesser:	0,6m	0,123m	0,152m
Sumpf, Gitter:			
Gitterdimension x	21	16	20
Gitterdimension y	10	10	10

genschaften der Schichtung werden mit dem Koeffizienten $S = 0,00175m$ beschrieben. In der Schichtung wird der in Bild 8.2 dargestellte Lückengrad vorgegeben. Am Kopf der Schichtung wird die Flüssigkeit mit einer Volumenstromdichte von $50 \frac{m}{h}$ auf die Schichtung aufgegeben. Im Sumpf wird das Gas mit einer Volumenstromdichte von $0,8 \frac{m}{s}$ aufgegeben. Die Ergebnisse der numerischen Berechnung sind in Bild 8.3 dargestellt. Dabei sind der Lückengrad ε der Schichtung, der Volumenanteil der Flüssigkeit α_l sowie die Geschwindigkeitsfelder des Gases \vec{v}_g und der Flüssigkeit \vec{v}_l dargestellt. Die Farbcodierung für die Geschwindigkeiten spiegeln die Beträge der Gas- bzw. Flüssigkeitgeschwindigkeiten v_g bzw. v_l wieder. Trotz der lokalen Schwankungen im Lückengrad werden für den Volu-

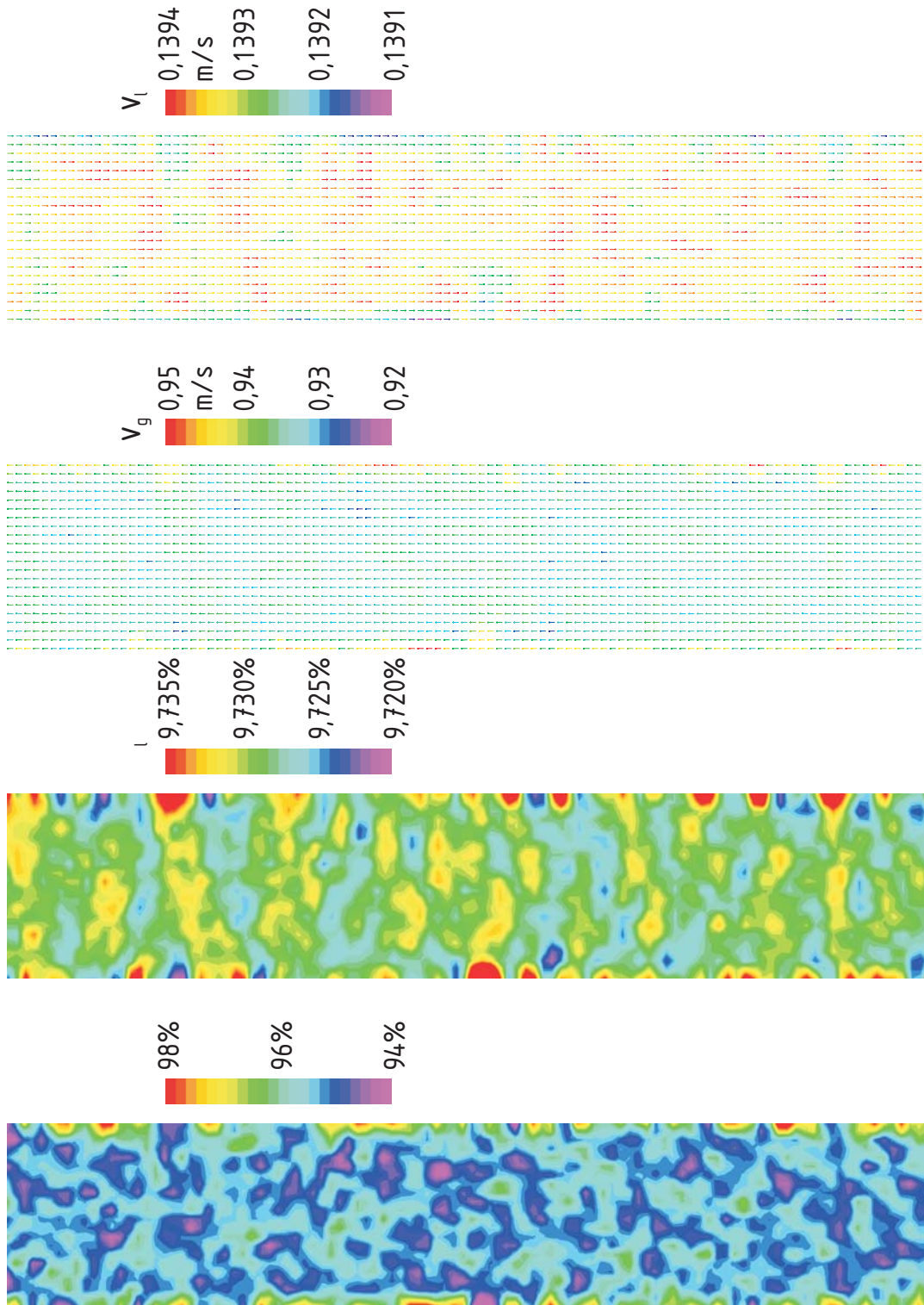


Bild 8.3: Ergebnisse für die Schichtung I aus 25mm-PALL-Ringen: Für einen vorgegebenen Lückengrad wird der Volumenanteil der Flüssigkeit sowie das Strömungsfeld für Gas und Flüssigkeit numerisch berechnet

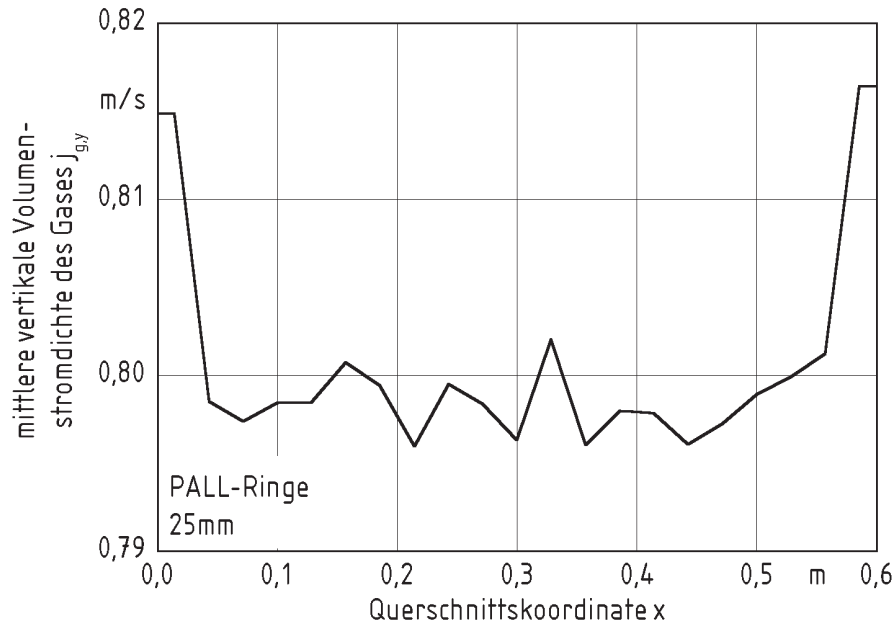


Bild 8.4: Profil der Volumenström-dichte des Gases in einer Schichtung aus 25mm-Pall-Ringen

menanteil der Flüssigkeit sowie die Geschwindigkeiten der Phasen verhältnismäßig geringe Schwankungen berechnet. Für die Gasströmung werden erwartungsgemäß in Wandnähe höhere Geschwindigkeiten berechnet. Das Profil der Volumenström-dichte des Gases ist zusätzlich in Bild 8.4 dargestellt. Dabei ist die mittlere vertikale Volumenström-dichte des Gases als Funktion der Querschnittskoordinate der Schichtung aufgetragen. Die Mittelung der vertikalen Volumenström-dichte erfolgt über die gesamte Schichthöhe. Im Kernbereich treten für die Volumenström-dichte des Gases über den Querschnitt der Schichtung geringe Schwankungen auf. Im Wandnähe tritt eine Erhöhung von ca. 2% auf. Dies ist auf den höheren Lückengrad an der Wand zurückzuführen. Für die mittlere Volumenström-dichte der Flüssigkeit treten Schwankungen von maximal 0,04% auf. Sie ist somit über den gesamten Querschnitt der Schichtung nahezu konstant.

In Schichtung II werden numerische Berechnungen für 15mm-PALL-Ringe aus Polypropylen durchgeführt. Dabei wird der Lückengrad in der Schichtung gemäß Bild 8.2 vorgegeben. Die Koeffizienten, mit denen der Druckverlust und der Volumenanteil der Flüssigkeit berechnet werden, liegen für das Modell von Billet und Schultes [6] für 15mm-PALL-Ringe aus Polypropylen nicht vor. Deshalb werden die Koeffizienten für 25mm-PALL-Ringe aus Polypropylen in Tabelle 8.1 verwendet. Mit diesen wird ein ähnliches fluid-dynamischen Verhalten erhalten. Zur Beschreibung der Querverteilung wird der Koeffizient $S = 0,0013m$ verwendet.

Im Kopf bzw. im Sumpf der Schichtung werden Volumenström-dichten der Flüssigkeit

bzw. des Gases von $20\frac{m}{h}$ bzw. $0,67\frac{m}{s}$ eingespeist. Dabei werden die in Bild 8.5 dargestellten Ergebnisse berechnet. Für den lokalen Volumenanteil der Flüssigkeit sowie die Geschwindigkeitsfelder von Gas und Flüssigkeit werden größere Schwankungen berechnet als für die Schichtung I in Bild 8.3. Dies liegt an der größeren Schwankung des lokalen Lückengrades in Schichtung II gegenüber Schichtung I (vgl. die vorgegebene Standardabweichungen für den Lückengrad in Kapitel 8.1.5).

Für die Schichtung III mit $3mm$ -Kugeln werden numerische Berechnungen für den Gleichstrom der Phasen durchgeführt. Die Abmessungen der Schichtung, deren lokaler Lückengrad sowie das fluiddynamische Modell werden von Jiang, Khadilkar, Al-Dahhan und Dudukovic [29] übernommen. Die numerischen Berechnungen werden für eine Volumenstromdichte des Gases von $0,22\frac{m}{s}$ und der Flüssigkeit von $16,2\frac{m}{h}$ durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Bild 8.6 dargestellt. Die Ergebnisse sind prinzipiell die gleichen wie die von Jiang, Khadilkar, Al-Dahhan und Dudukovic [29] berechneten. Aufgrund der Zufälligkeit des Lückengrades sind sie allerdings im Detail unterschiedlich.

Aufgrund der größeren Standardabweichung des Lückengrades werden für die Schichtung III größere Schwankungen im Volumenanteil und den Geschwindigkeitsfeldern der Phasen berechnet. In Wandnähe werden erwartungsgemäß aufgrund des größeren Lückengrades größere Geschwindigkeiten der Phasen berechnet. Für die über die gesamte Schichthöhe gemittelte Volumenstromdichte des Gases wird das in Bild 8.7 dargestellte Profil erhalten. Direkt an der Wand tritt eine Erhöhung der vertikalen Volumenstromdichte des Gases von 15% gegenüber der Volumenstromdichte im übrigen Querschnitt auf. Aus Kontinuitätsgründen ist die Volumenstromdichte des Gases für die Volumenelemente der darauffolgenden Spalte deutlich geringer als im übrigen Querschnitt. Für die über die gesamte Schichthöhe gemittelte Volumenstromdichte der Flüssigkeit wird das in Bild 8.8 dargestellte Profil erhalten. Aufgrund des größeren Lückengrades tritt in Wandnähe eine Überhöhung der Volumenstromdichte der Flüssigkeit von über 20% auf. Die Volumenstromdichte der Flüssigkeit ist für die Volumenelemente in der darauffolgenden Spalte aus Kontinuitätsgründen deutlich geringer.

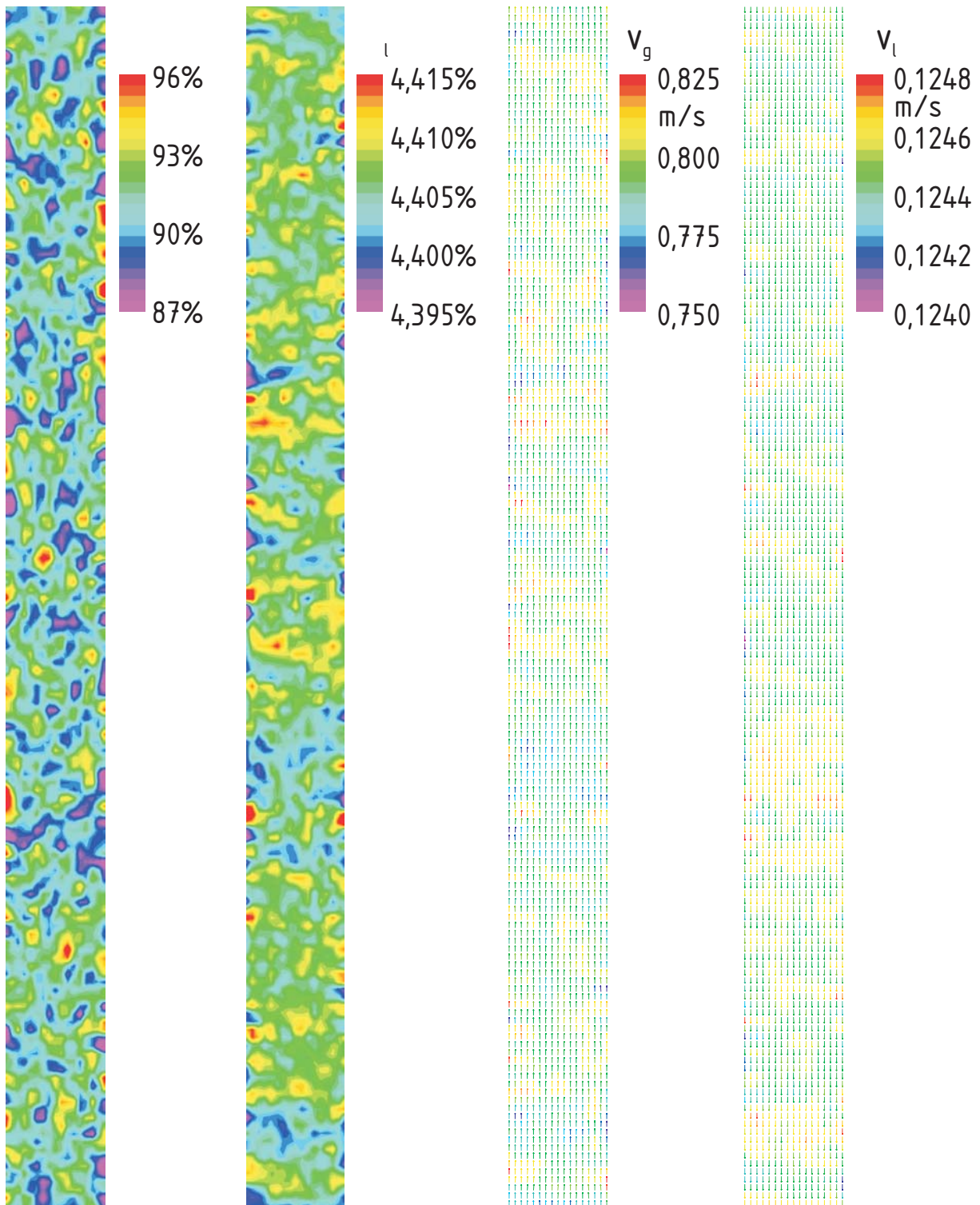


Bild 8.5: Ergebnisse für die Schichtung II aus 15mm-PALL-Ringen: Für einen vorgegebenen Lückengrad wird der Volumenanteil der Flüssigkeit sowie das Strömungsfeld für Gas und Flüssigkeit numerisch berechnet

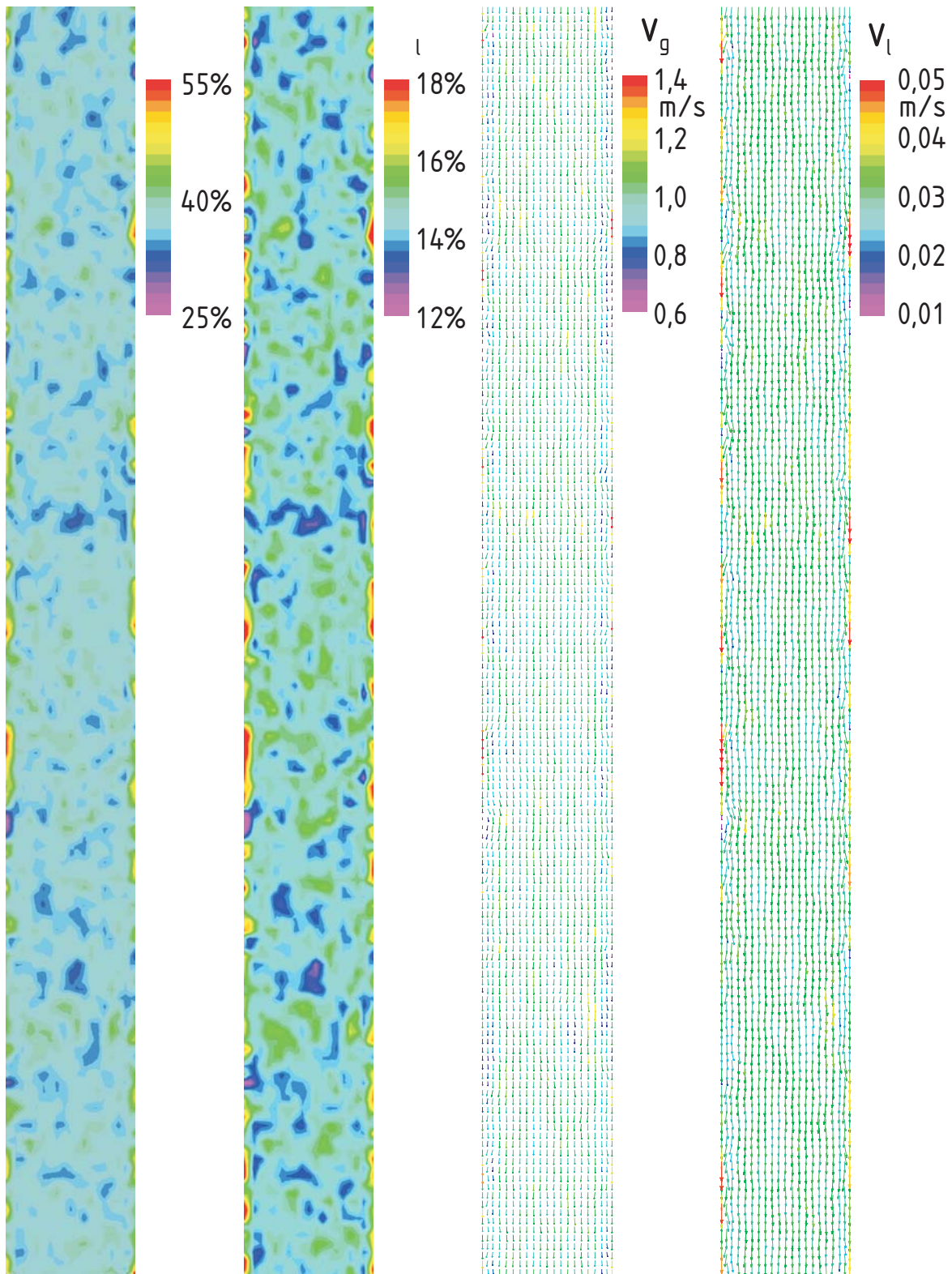


Bild 8.6: Ergebnisse für den Gleichstrom der Phasen in der Kugelschicht (Schichtung III): Für einen vorgegebenen Lückengrad wird der Volumenanteil der Flüssigkeit sowie das Strömungsfeld für Gas und Flüssigkeit numerisch berechnet

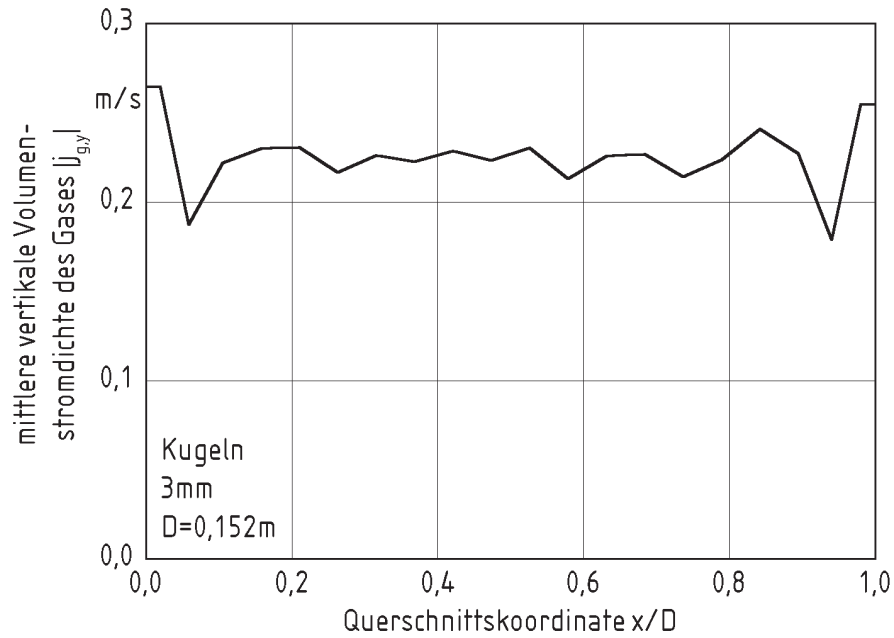


Bild 8.7: Profil der Volumenström-dichte des Gases in einer Kugelschicht im Gleichstrom

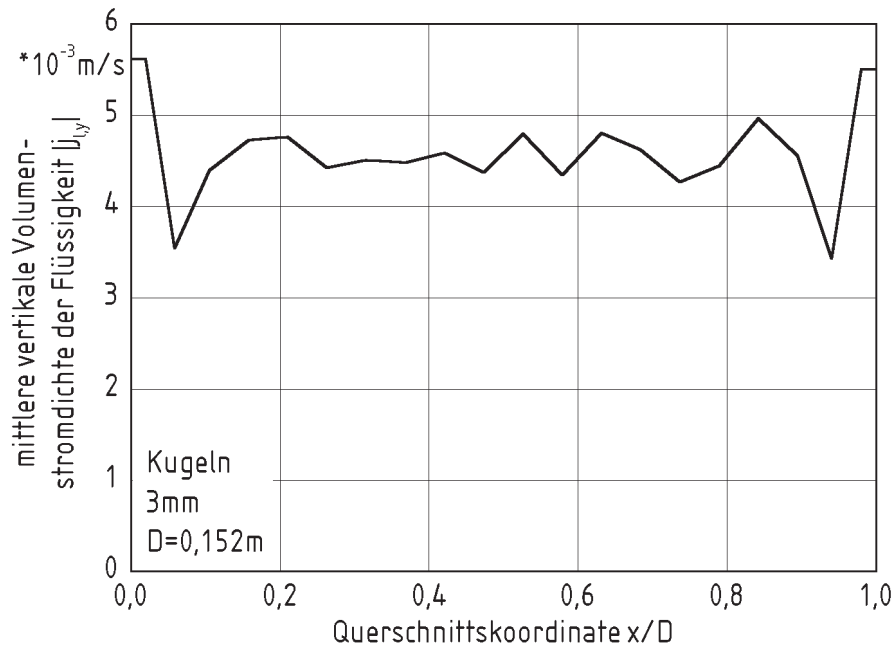


Bild 8.8: Profil der Volumenström-dichte der Flüssigkeit in einer Kugelschicht im Gleichstrom

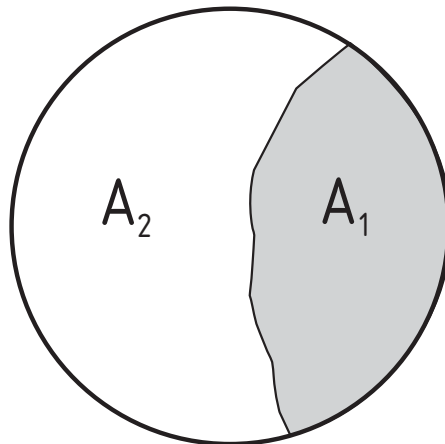
9. Strömungsinstabilitäten in Schichtungen

In diesem Kapitel werden Strömungsinstabilitäten in Schichtungen betrachtet. Aus Kapitel 3 sind unterschiedliche Ursachen für die Ungleichverteilung der Phasen bekannt. Diese können durch unterschiedliche physikalische Mechanismen hervorgerufen werden. Wie in [Bild 3.1](#) dargestellt, können Ungleichverteilungen ihre Ursache in fluiddynamischen Instabilitäten der Strömungsfelder haben.

Wird eine Ungleichverteilung durch Strömungsinstabilitäten verursacht, so bedeutet dies, dass die gleichmäßig über den Schichtungsquerschnitt verteilte Flüssigkeitsströmung nicht stabil ist. Die Ungleichverteilung kann dabei zeitlich stabil sein, oder zwischen unterschiedlichen Strömungsformen oszillieren. Die Ursache für die Instabilität der Gleichverteilung der Phasen wird in den folgenden zwei Unterkapiteln erläutert.

9.1 Ungleichverteilung der Volumenstromdichten

Die Ungleichverteilung der Phasen wird mit Hilfe eines vereinfachten Modells beschrieben. Dazu wird die Querschnittsfläche einer Schichtung in zwei Teilflächen unterteilt. Diese Teilflächen A_1 und A_2 sind in [Bild 9.1](#) dargestellt. Die Summe der Teilflächen ergibt somit



[Bild 9.1](#): Unterteilung des Schichtungsquerschnitts in zwei Teilflächen

die Gesamtfläche mit

$$A_1 + A_2 = A. \quad (9.1)$$

Mit c und $(1 - c)$ wird der Flächenanteil der beiden Teilflächen durch

$$c = \frac{A_1}{A} \quad \text{und} \quad (1 - c) = \frac{A_2}{A} \quad (9.2)$$

festgelegt. Die Volumenstromdichten des Gases und der Flüssigkeit in Hauptströmungsrichtung (vertikal) werden mit j_g bzw. j_l bezeichnet. Sie sind definiert durch

$$j_g = \frac{\dot{V}_g}{A} \quad \text{und} \quad j_l = \frac{\dot{V}_l}{A}, \quad (9.3)$$

wobei \dot{V}_g und \dot{V}_l die Volumenströme des Gases und der Flüssigkeit sind. Dabei werden die Volumenstromdichten als skalare Größen betrachtet, da für das nachfolgend beschriebene Modell nur die (vertikale) Hauptströmungsrichtung der Phasen betrachtet wird. Für die einzelnen Flächenanteile des Schichtungsquerschnitts ergeben sich z.B. für die gasförmige Phase die Volumenstromdichten zu

$$j_{g1} = \frac{\dot{V}_{g1}}{A_1} \quad \text{und} \quad j_{g2} = \frac{\dot{V}_{g2}}{A_2}, \quad (9.4)$$

wobei \dot{V}_{g1} und \dot{V}_{g2} die Volumenströme in den Teilflächen A_1 und A_2 sind. Analog gilt dies auch für die flüssige Phase. Dabei wird der Index g durch l ersetzt. Die Volumenstromdichten können auch lokal durch

$$j_g = \bar{w}_g \cdot \alpha_g \quad \text{und} \quad j_l = \bar{w}_l \cdot \alpha_l \quad (9.5)$$

beschrieben werden. Dabei werden mit \bar{w}_g und \bar{w}_l die in der Elementarzelle gemittelten Geschwindigkeiten des Gases und der Flüssigkeit bezeichnet. Mit α_g und α_l werden die Volumenanteile des Gases und der Flüssigkeit bezeichnet.

Die Volumenströme der Phasen werden für die gesamte Schichtung konstant gehalten und der Querschnitt der Schichtung wird in nur zwei Teilflächen unterteilt, in denen unterschiedliche Strömungsformen bestehen. Dann kann die gesamte Volumenstromdichte als Summe mit

$$j_g = c \cdot j_{g1} + (1 - c) \cdot j_{g2} \quad (9.6)$$

für die Gasphase und mit

$$j_l = c \cdot j_{l1} + (1 - c) \cdot j_{l2} \quad (9.7)$$

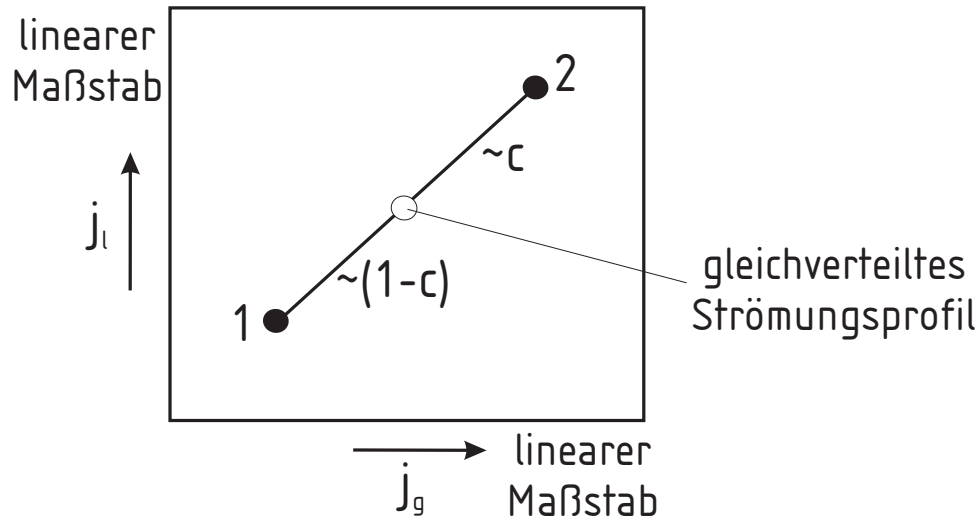


Bild 9.2: Aufteilung der Volumenstromdichten in zwei unterschiedliche Strömungsformen

für die Flüssigkeitsphase ausgedrückt werden. Diese Zusammenhänge können auch vektoriell formuliert werden

$$\begin{pmatrix} j_g \\ j_l \end{pmatrix} = c \cdot \begin{pmatrix} j_{g1} \\ j_{l1} \end{pmatrix} + (1 - c) \cdot \begin{pmatrix} j_{g2} \\ j_{l2} \end{pmatrix}. \quad (9.8)$$

Dabei müssen die einzelnen Volumenstromdichten entsprechend ihrer Flächenanteile addiert werden. Die geometrische Bedeutung der Gl. (9.8) ist in Bild 9.2 in einer j_g - j_l -Ebene illustriert. Werden die Volumenstromdichten in linearem Maßstab aufgetragen, dann liegt die Strömungsform (j_g, j_l) auf einer Geraden zwischen den Strömungsformen (j_{g1}, j_{l1}) und (j_{g2}, j_{l2}) . Dies bedeutet, dass die Aufteilung eines Strömungsfeldes auf die Strömungsformen in zwei Teilflächen immer entlang einer Geraden erfolgt. Wird ein gleichverteiltes Strömungsprofil in einer Schichtung betrachtet, dann kann sich dieses in die Strömungsformen 1 und 2 aufteilen, ohne dass sich an der Gesamtbilanz der Volumenströme etwas ändert. Diese Aufteilung eines gleichverteilten Strömungsfeldes in ein ungleichverteiltes findet im nächsten Unterkapitel Anwendung.

9.2 Kurven konstanten Druckverlustes

Die experimentellen Untersuchungen und die numerischen Berechnungen, die in den Kapiteln 5 bis 7 beschrieben sind, werden an der Packung MELLAPAK 250.Y durchgeführt. Für diese Packung sind in Bild 9.3 Kurven konstanten Druckverlustes als Funktion der Volumenstromdichte des Gases dargestellt. Dabei ist die Volumenstromdichte der Flüssig-

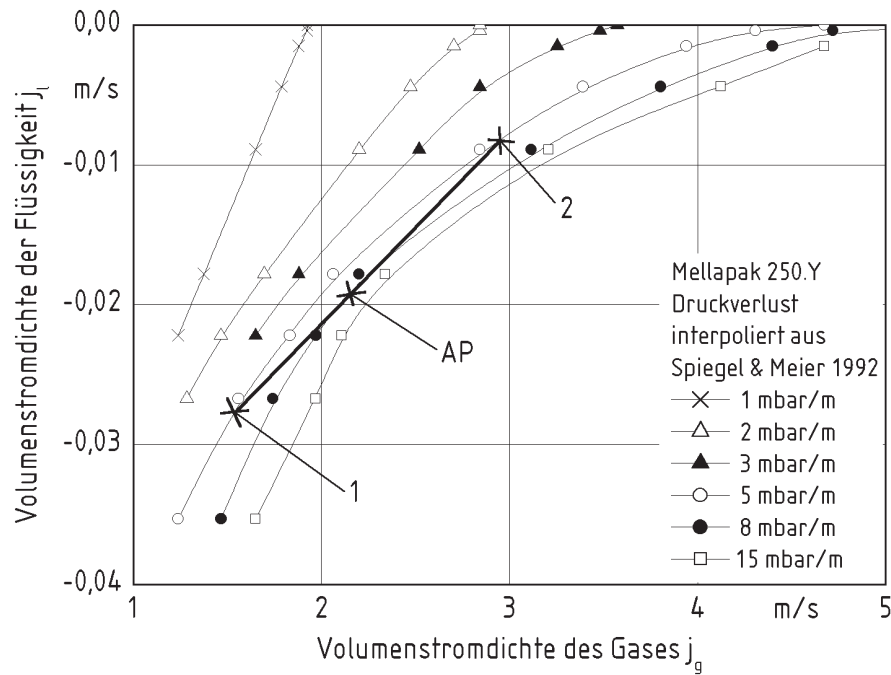


Bild 9.3: Kurven konstanten Druckverlustes. Der Arbeitspunkt AP kann sich in die Punkte 1 und 2 aufteilen. Dadurch wird der Druckverlust verringert.

keit negativ aufgetragen, da die Flüssigkeit entgegen der vertikalen Koordinate y nach unten strömt. Die Achsen der Auftragung sind linear, so dass die in Kapitel 9.1 beschriebene Aufteilung anwendbar ist. Für die Schichtung wird beispielsweise der in Bild 9.3 eingezeichnete Arbeitspunkt (AP) gewählt. Für diesen wird unter Annahme eines gleichverteilten Strömungsfeldes ein Druckverlust in der Schichtung von $8 \frac{\text{mbar}}{\text{m}}$ erhalten. Wird die gleichverteilte Strömung am Arbeitspunkt in die Strömungsformen 1 und 2 aufgeteilt, dann sinkt der Druckverlust der Schichtung auf nur $5 \frac{\text{mbar}}{\text{m}}$. D.h. die Packung weist für ein ungleichverteiltes Strömungsfeld einen geringeren Druckverlust auf als für ein gleichverteiltes. Dieses Phänomen verursacht die Instabilität einer gleichverteilten Strömung. Der Arbeitspunkt in Bild 9.3 ist für hohe Volumenstromdichten und damit für hohe Druckverluste gewählt. In Rektifikationsprozessen mit hohen Durchsätzen werden Volumenstromdichten dieser Höhe erreicht.

Aus diesen Überlegungen folgt, dass eine gleichmäßig über den Querschnitt verteilte Strömung dadurch instabil wird, dass sie einen höheren Druckverlust aufweist als ein Strömungsfeld, in dem zwei unterschiedliche Strömungsformen auftreten. Dies ist eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung für das Auftreten von Strömungsinstabilitäten. Ein ungleichverteiltes Strömungsfeld weist immer dann einen geringeren Druck-

verlust auf als ein gleichverteiltes Strömungsfeld, wenn die Kurven konstanten Druckverlustes in Bild 9.3 negativ gekrümmt sind. Dies ist dann der Fall, wenn die zweite Ableitung dieser Kurven negativ ist, wenn also

$$\left. \frac{\partial^2 j_l}{\partial j_g^2} \right|_{\frac{\Delta p}{\Delta t} = \text{const}} < 0 \quad \text{bzw.} \quad \left. \frac{\partial^2 j_g}{\partial j_l^2} \right|_{\frac{\Delta p}{\Delta t} = \text{const}} > 0 \quad (9.9)$$

ist. Dies gilt für die in Bild 9.3 dargestellte Schichtung nahezu für alle Strömungsformen. Für große Phasendurchsätze ist die negative Krümmung besonders ausgeprägt.

In der Praxis werden offensichtlich nicht für alle Belastungsbereiche auch Strömungsinstabilitäten beobachtet. Dies liegt daran, dass es auch Mechanismen gibt, die ein gleichverteiltes Strömungsfeld bewirken oder zumindest stabilisieren. Stabilisierende Mechanismen sind die Querverteilungseigenschaften einer Schichtung, also die Eigenschaft, eine auftretende Ungleichverteilung auszugleichen und die Gradienten der Volumenstromdichten in der Strömung zu verringern. Der Einfluss der Querverteilungseigenschaften auf die Stabilität einer Gleichverteilung kann bisher noch nicht quantifiziert werden.

Zur Bewertung der vorgestellten Theorie der Instabilitäten wird zusammenfassend auf zwei Vereinfachungen hingewiesen. Erstens liegt der Theorie das in Bild 9.1 erläuterte Modell zu Grunde, nach der der Querschnitt der Schichtung in zwei Teilflächen aufgeteilt wird, die durch eine klare Schnittlinie getrennt sind. Diese Schnittlinie ist in der Realität ein Übergang zwischen den beiden Teilflächen. Zweitens sind die Kurven konstanten Druckverlustes aus Druckverlustmesswerten berechnet. Dabei ist nicht sicher, ob für diese Druckverlustmessungen nicht auch schon Ungleichverteilungen der Flüssigkeit aufgetreten sind. Dies spricht allerdings nicht gegen diese Betrachtung, sondern dadurch wären die Probleme mit Strömungsinstabilitäten schwerwiegender als dargestellt.

9.3 Analytische Stabilitätsbetrachtungen

In diesem Unterkapitel werden analytische Stabilitätsbetrachtungen für Schichtungen durchgeführt. Dazu wird die Schichtung zunächst als zweidimensional durchströmt betrachtet. Dabei ist y die vertikale und x die horizontale Koordinate. Zusätzlich wird die Annahme getroffen, dass der Impulstransport zwischen den Phasen in einer ausreichend großen Umgebung vom Arbeitspunkt linear von den Volumenstromdichten der Flüssigkeit und des Gases abhängt. Ausserdem gilt die in Kapitel 4 erläuterte Vereinfachung, dass der Widerstandstensor für die Flüssigkeit unabhängig ist und nur Elemente der Hauptdiagonalen enthält. Die örtlichen Volumenstromdichten werden aufgeteilt in einen mittleren

Anteil, der den Arbeitspunkt darstellt, und einen Anteil, der die Abweichung vom Arbeitspunkt darstellt. Für die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit gilt

$$j_{l,y}(x, y) = \bar{j}_{l,y} + L_y(x, y). \quad (9.10)$$

Dabei ist $\bar{j}_{l,y}$ die mittlere Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Arbeitspunkt und $L_y(x, y)$ die Abweichung vom Arbeitspunkt. Die horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit wird mit

$$j_{l,x}(x, y) = L_x(x, y). \quad (9.11)$$

angegeben, wobei $L_x(x, y)$ die Abweichung vom Arbeitspunkt ist. Die mittlere horizontale Volumenstromdichte der Flüssigkeit am Arbeitspunkt ist Null. Analog dazu gelten für die Gasphase die Beziehungen

$$j_{g,y}(x, y) = \bar{j}_{g,y} + G_y(x, y) \quad (9.12)$$

für die vertikale Volumenstromdichte des Gases und

$$j_{g,x}(x, y) = G_x(x, y) \quad (9.13)$$

für die horizontale Volumenstromdichte des Gases. Mit $\bar{j}_{g,y}$ wird dabei die mittlere vertikale Volumenstromdichte des Gases am Arbeitspunkt bezeichnet. Mit $G_y(x, y)$ bzw. $G_x(x, y)$ werden die Abweichungen vom Arbeitspunkt für die Volumenstromdichte des Gases in vertikaler bzw. horizontaler Richtung bezeichnet.

Für die Abweichung der vertikalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit vom Arbeitspunkt wird die Funktion

$$L_y(x, y) = L_0(y) \sin(\lambda x) \quad (9.14)$$

verwendet. Der Wert für λ wird so gewählt, dass an der Wand $\lambda x = \pm \frac{\pi}{2}$ gilt. Damit wird gewährleistet, dass an der Wand die horizontale Strömung zu Null wird. Aus der Kontinuitätsgleichung (4.35) ergibt sich für die Abweichung der horizontalen Volumenstromdichte der Flüssigkeit vom Arbeitspunkt L_x die Gleichung

$$L_x(x, y) = \left(\frac{\partial L_0(y)}{\partial y} \right) \frac{\cos(\lambda x)}{\lambda}. \quad (9.15)$$

Für die Gasströmung gelten analog dazu die Gleichungen

$$G_y(x, y) = G_0(y) \sin(\lambda x) \quad (9.16)$$

und

$$G_x(x, y) = \left(\frac{\partial G_0(y)}{\partial y} \right) \frac{\cos(\lambda x)}{\lambda} \quad (9.17)$$

für die Abweichungen der vertikalen und der horizontalen Gasströmung vom Arbeitspunkt.

Für den Betrieb von Schichtungen wird $j_{g,y}$ positiv gewählt (Gasströmung nach oben, in Richtung positiver y-Koordinatenrichtung) und $j_{l,y}$ nimmt einen negativen Wert an (Flüssigkeit strömt nach unten). Für den Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit \vec{D}_{gl} ergibt sich somit am Arbeitspunkt in vertikaler Richtung

$$D_{gl,y} = c_{gy} G_y - c_{ly} L_y + D_{gl,y,AP}. \quad (9.18)$$

Dabei sind c_{gy} und c_{ly} Proportionalitätsfaktoren. Mit $D_{gl,y,AP}$ wird der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit am Arbeitspunkt bezeichnet. Dieser ist in der gesamten Schichtung konstant. Nach Gl. (9.18) wird durch Erhöhen der Volumenstromdichte des Gases oder der Flüssigkeit der Impulstransport zwischen den Phasen linear erhöht. Für die horizontale Koordinate x kann die Gleichung zu

$$D_{gl,x} = c_{gx} G_x + c_{lx} L_x \quad (9.19)$$

angegeben werden. Der Impulstransport zwischen Gas und Flüssigkeit, der durch eine Querströmung der Flüssigkeit verursacht wird (zweiter Term auf der rechten Seite) ist klein. Er kann deshalb vernachlässigt werden ($c_{lx} = 0$). Unter Annahme von Rotationsfreiheit für \vec{D}_{gl} wird

$$\frac{\partial D_{gl,x}}{\partial y} - \frac{\partial D_{gl,y}}{\partial x} = 0. \quad (9.20)$$

erhalten. Werden die Gln. (9.18) und (9.19) in Gl. (9.20) eingesetzt, dann ergibt sich die Gleichung

$$c_{gy} G_0(y) \cos(\lambda x) \lambda - c_{ly} L_0(y) \cos(\lambda x) \lambda - c_{gx} \left(\frac{\partial^2 G_0(y)}{\partial y^2} \right) \frac{\cos(\lambda x)}{\lambda} = 0. \quad (9.21)$$

Für die Impulsbilanz in horizontalen Koordinaten gilt mit den Gln. (4.50) und (4.56) der Zusammenhang

$$-D_{gl,x} + \xi_{xx} L_x - \xi_{xx} S_{xx} \left(\frac{\partial L_y}{\partial x} \right) = 0. \quad (9.22)$$

Werden die Gln. (9.14), (9.15) und (9.19) in Gl. (9.22) eingesetzt, so wird der Zusammenhang

$$c_{gx} \left(\frac{\partial G_0(y)}{\partial y} \right) \frac{\cos(\lambda x)}{\lambda} - \xi_{xx} \left(\frac{\partial L_0(y)}{\partial y} \right) \frac{\cos(\lambda x)}{\lambda} + \xi_{xx} S_{xx} L_0(y) \cos(\lambda x) \lambda = 0 \quad (9.23)$$

erhalten. Wird aus den Gln. (9.21) und (9.23) $G_0(x, y)$ eliminiert und für die Flüssigkeit der Ansatz

$$L_0(y) = \sin(\vartheta y) \quad (9.24)$$

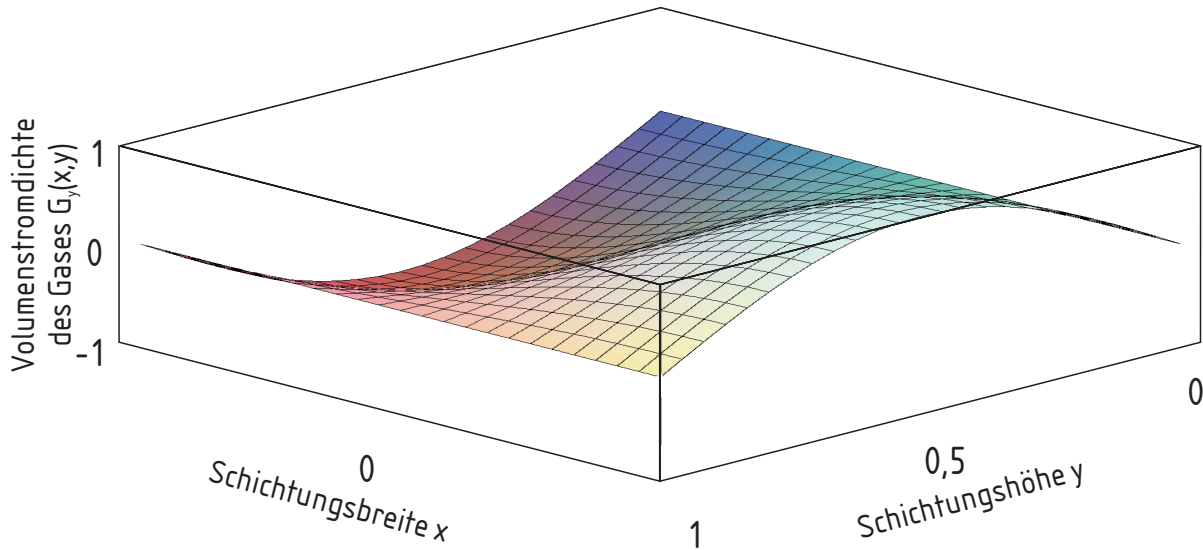


Bild 9.4: Beispiel einer instabilen Strömung in einer zweidimensional modellierten Schichtung. Die Abweichung der vertikalen Volumenstromdichte des Gases vom Arbeitspunkt ist als Funktion der Schichtungsweite und -höhe aufgetragen.

verwendet, dann wird der Zusammenhang

$$\vartheta^3 - \lambda^2 \vartheta^2 S_{xx} \tan(\vartheta y) - \lambda^2 \vartheta \left(\frac{c_{ly}}{\xi_{xx}} - \frac{c_{gy}}{c_{gx}} \right) - \lambda^4 S_{xx} \frac{c_{gy}}{c_{gx}} \tan(\vartheta y) = 0 \quad (9.25)$$

erhalten.

Unter Vernachlässigung der Querverteilung einer Schichtung, d.h. für $S_{xx} = 0$, vereinfacht sich Gleichung (9.25) zu

$$\vartheta^3 - \lambda^2 \vartheta \left(\frac{c_{ly}}{\xi_{xx}} - \frac{c_{gy}}{c_{gx}} \right) = 0. \quad (9.26)$$

Ist der Klammerausdruck in Gleichung (9.26) positiv, dann wird eine instabile Strömung erhalten und für ϑ gilt

$$\vartheta = \lambda \sqrt{\frac{c_{ly}}{\xi_{xx}} - \frac{c_{gy}}{c_{gx}}}. \quad (9.27)$$

Mit der Randbedingung, dass bei $y = h$ (d.h. am oberen Rand der Schichtung) $L_0 = 0$ gilt, wird die Gasströmung in der Schichtung analytisch berechnet. Für $\vartheta = \pi$ wird die in Bild 9.4 dargestellte Instabilität erhalten. Dabei ist die Volumenstromdichte des Gases als Abweichung vom Arbeitspunkt und normiert als Funktion der Schichtungsweite und -höhe dargestellt. Wenn ϑh wenigstens π beträgt, so wird die Geschwindigkeitsverteilung am oberen und unteren Rand offenbar gleich. Es tritt keine Querströmung des Gases und der Flüssigkeit im freien Raum auf, die die Randbedingung zunichte machen würde. Ohne

Betrachtung der Querverteilung ($S_{xx} = 0$) gibt es somit eine Mindesthöhe der Schichtung, die für das Entstehen einer Instabilität benötigt wird.

Gl. (9.27) kann durch Erweitern des Wurzeltermes mit $\frac{c_{gx}}{c_{ly}}$ auch mit

$$\vartheta = \lambda \sqrt{\frac{c_{gx}}{\xi_{xx}} - \frac{c_{gy}}{c_{ly}}} \sqrt{\frac{c_{ly}}{c_{gx}}} \quad (9.28)$$

formuliert werden. Da $c_{ly} > 0$ und $c_{gx} > 0$ gilt, ist auch der Quotient $\frac{c_{ly}}{c_{gx}} > 0$. Damit wird die Frage, wann der Klammerausdruck in Gl. (9.26) negativ ist, darauf zurückgeführt, wann der Ausdruck unter der ersten Wurzel in Gl. (9.28) negativ ist. Die Strömung ist somit stabil, wenn

$$\frac{c_{gy}}{c_{ly}} > \frac{c_{gx}}{\xi_{xx}} \quad (9.29)$$

ist. Der Quotient $\frac{c_{gx}}{\xi_{xx}}$ gibt an, wieviel mehr an Flüssigkeit horizontal strömt, wenn die Gasströmung in dieser Richtung erhöht wird. Der Quotient $\frac{c_{gy}}{c_{ly}}$ gibt an, um wieviel die vertikale Flüssigkeitsströmung lokal zunehmen muss, wenn die Gasströmung an dieser Stelle etwas abnimmt aber der Druckgradient (vertikal) gleich bleiben soll. Der vertikale Druckgradient wird dabei im Mittel als unabhängig von der horizontalen Position betrachtet. Ist nun der erste Quotient unter der ersten Wurzel in Gl. (9.28) groß gegenüber dem zweiten, so ist die Strömung instabil. Im Fall, dass Gleichung (9.29) gilt, kann somit eine stabile Strömung erwartet werden. Dieser Schlußfolgerung liegt die Vereinfachung zu Grunde, dass die Querverteilung vernachlässigt wird. Entsprechend ist $S_{xx} = 0$ gesetzt.

10. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine physikalisch begründete Modellbildung zum mathematischen Beschreiben der zweiphasigen Strömung in Schichtungen durchgeführt. Zur Modellbildung wird die geordnete Schichtung in Elementarzellen unterteilt. Eine Elementarzelle stellt dabei die kleinste geometrische Einheit einer geordneten Schichtung dar, die sich periodisch in alle Raumrichtungen fortsetzt. Für den Maßstab der gesamten Schichtung und den Maßstab einer Elementarzelle werden die Massen- und Impulsbilanzgleichungen getrennt formuliert. In einer Elementarzelle wird mit lokalen Größen der Geschwindigkeiten, der Volumenanteile der Phasen und der Drücke gerechnet. Für den Maßstab der gesamten Schichtung werden gemittelte Größen der Geschwindigkeiten, Drücke und Volumenanteile der Phasen verwendet. Die Mittelung erfolgt über die Elementarzellen.

Auf experimentellem und numerischem Wege werden Lösungen für eine Elementarzelle gewonnen. Mit Hilfe einer Versuchsanlage werden die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten und die lokalen Druckverluste quer zur Hauptströmungsrichtung gemessen. Daraus werden die Impulsströme zwischen den beiden fluiden Phasen sowie zwischen den einzelnen fluiden Phasen und der Schichtung quer zur Hauptströmungsrichtung beschrieben. In Hauptströmungsrichtung werden die Impulsströme zwischen den Phasen auf Basis bekannter Daten für den Druckverlust und die Volumenanteile der Flüssigkeit beschrieben.

Für die einphasige Gasströmung in einer Elementarzelle werden numerische Berechnungen durchgeführt. Der Zusammenhang zwischen der Volumenstromdichte des Gases und dem Druckverlust in einer Elementarzelle wird dabei mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Die Massen- und Impulsbilanzgleichungen für den Maßstab der gesamten Schichtung werden mit dem kommerziell erhältlichen Computerprogramm CFX4 gelöst. Für Beispiele gleich- und ungleichverteilter Flüssigkeitsaufgabe am Kopf einer geordneten Schichtung werden numerische Berechnungen durchgeführt. Daraus resultieren die Geschwindigkeitsfelder sowie die Volumenanteile von Gas und Flüssigkeit für die gesamte Schichtung. Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen werden für den Spezialfall einer Gaußverteilung des Volumenstroms der Flüssigkeit am Kopf der Schichtung mit einer analytischen

Lösung verglichen. Für ein konstantes Flüssigkeitsprofil am Kopf der in Kapitel 5 beschriebenen Versuchsanlage wird die zweiphasigen Strömung numerisch berechnet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Es ergeben sich gute Übereinstimmungen zwischen den experimentell bzw. analytisch gewonnenen Ergebnissen und den Ergebnissen der numerischen Berechnung.

Für ungeordnete Schichtungen werden ebenfalls numerische Berechnungen der zweiphasigen Strömung durchgeführt. Dazu werden die für geordnete Schichtungen hergeleiteten Impulsbilanzgleichungen modifiziert. Die Berechnung der Strömung erfolgt dreiphasig. Neben Gas und Flüssigkeit stellt die Schichtung die dritte Phase dar. Die Geschwindigkeit der Schichtung wird dabei zu Null gesetzt. Der Volumenanteil der Schichtung ($1 - \varepsilon$) wird für jedes einzelne Elementarvolumen mit Hilfe von Zufallsfunktionen vorgegeben und konstant gehalten. Für im Gegenstrom der Phasen betriebene Schichtungen aus PALL-Ringen werden die Strömungsfelder und die Volumenanteile von Gas und Flüssigkeit numerisch berechnet. Für eine Kugelschicht werden Berechnungen für den Gleichstrom der Phasen durchgeführt.

Strömungsinstabilitäten in Schichtungen können eine Ungleichverteilung der Phasen verursachen. Es werden Gründe für die Instabilität einer gleichverteilten Strömung angegeben. Werden die Volumenströme von Flüssigkeit und Gas gleichmäßig über den Querschnitt verteilt am Kopf und Sumpf einer Schichtung aufgegeben, und wird eine Ungleichverteilung der Phasen beobachtet, so muss innerhalb der Schichtung eine Umverteilung stattfinden. Dies erfordert die Berücksichtigung von Volumen- und Impulsströmen quer zur Hauptströmungsrichtung. Das Auftreten von Strömungsinstabilitäten ist somit kein eindimensionales sondern mindestens ein zweidimensionales Problem. Das in dieser Arbeit entwickelte Berechnungsmodell ermöglicht eine zwei- sowie dreidimensionale Berechnung der zweiphasigen Strömungen in Schichtungen. Damit ist prinzipiell die numerische Berechnung von Strömungsinstabilitäten möglich. Das Auftreten von numerischen Instabilitäten läßt sich derzeit allerdings nur schwer von Instabilitäten der Strömung trennen.

A. Programm zum Berechnen des Volumenanteils der Flüssigkeit

Für die vertikale mittlere Geschwindigkeit der Flüssigkeit gilt die Beziehung

$$\bar{v}_{l,y} = \frac{j_{l,y}}{\bar{\alpha}_l}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist $j_{l,y}$ die vertikale Volumenstromdichte der Flüssigkeit und $\bar{\alpha}_l$ der Volumenanteil der Flüssigkeit (engl.: hold-up) in einer Elementarzelle. Der Volumenanteil der Flüssigkeit in einer Elementarzelle ist mit

$$\bar{\alpha}_l = f(j_{g,y}, j_{l,y}) \quad (\text{A.2})$$

eine Funktion der vertikalen Volumenstromdichten von Gas und Flüssigkeit. Somit ist auch die mittlere Flüssigkeitgeschwindigkeit $\bar{v}_{l,y}$ in vertikaler Richtung eine Funktion der vertikalen Volumenstromdichten von Gases und Flüssigkeit. Dieser Zusammenhang wird mit unten stehender Fortran-Routine HOLDUP berechnet, indem aus Messwerten interpoliert wird [56]. Es wird die Funktion

$$\bar{v}_{l,y} = f(|j_{g,y}|, |j_{l,y}|) \quad (\text{A.3})$$

berechnet. Als Eingangsgrößen für die Funktion werden die Beträge der vertikalen Volumenstromdichten der Phasen verwendet. Dabei wird eine aufwärts gerichtete Gasströmung und eine abwärts gerichtete Flüssigkeitsströmung vorausgesetzt.

In zahlreichen Gleichungen der vorliegenden Foschungsarbeit wird der Volumenanteil der Flüssigkeit benötigt. Dieser wird mit Hilfe von Gl. (A.1) aus der mittleren Geschwindigkeit der Flüssigkeit berechnet.

```

SUBROUTINE HOLDUP(ABSL,ABSG,VSPEED)
DOUBLE PRECISION ABSL,ABSG,VSPEED
C*****
C   Mit dieser Routine wird aus den vertikalen Volumenstromdichten von Gas
C   und Fluessigkeit die dazugehoerige (mittlere) Geschwindigkeit der Fluessigkeit
C   (=VSPEED) berechnet:
C               VSPEED = f(ABSL,ABSG)
C
C   Fuer den HOLDUP (den Volumenanteil der Fluessigkeit) gilt dann
C

```

```
C          ABSL
C  HOLDUP = -----
C          VSPEED
C
C  ABSL ... vertikale Volumenstromdichte der Fluessigkeit (abwaerts gerichtet)
C  ABSG ... vertikale Volumenstromdichte des Gases nach (aufwaerts gerichtet)
C
C  ABSL und ABSG muessen groesser oder gleich Null sein !!!!
C
C*****
DOUBLE PRECISION A,B,DX,DY

C  Feld fuer Volumenstromdichten des Gases: (ABSG)
DOUBLE PRECISION G_FELD(19)
DATA G_FELD/0.0D0,0.1835D0,0.5505D0,0.9175D0,1.376D0,1.468D0,
+ 1.5597D0,1.65145D0,1.7432D0,1.835D0,2.0184D0,2.202D0,
+ 2.3854D0,2.569D0,2.7524D0,3.211D0,3.6698D0,4.5873D0,2.0D1/

C  Feld fuer Volumenstromdichten der Fluessigkeit: (ABSL)
DOUBLE PRECISION L_FELD(10)
DATA L_FELD/0.0D0,0.0003888D0,0.0015D0,0.00444D0,0.00888D0,
+ 0.01787D0,0.0222D0,0.02666D0,0.03527D0,0.05D0/

C  Werte fuer VSPEED:
DOUBLE PRECISION SPALTE0(19)
DATA SPALTE0/0.01944D0,0.01808D0,0.01728D0,0.01547D0,0.0169D0,
+ 0.01683D0,0.01676D0,0.01669D0,0.0166D0,0.01654D0,0.01647D0,
+ 0.01641D0,0.016336D0,0.016336D0,0.0162677D0,0.01627D0,
+ 0.0162D0,0.015552D0,6.48148D-04/
DOUBLE PRECISION SPALTE1(19)
DATA SPALTE1/0.01944D0,0.01808D0,0.01728D0,0.01547D0,0.0169D0,
+ 0.01683D0,0.01676D0,0.01669D0,0.0166D0,0.01654D0,0.01647D0,
+ 0.01641D0,0.016336D0,0.016336D0,0.0162677D0,0.01627D0,
+ 0.0162D0,0.015552D0,6.48148D-04/
DOUBLE PRECISION SPALTE2(19)
DATA SPALTE2/0.05D0,0.048D0,0.04688D0,0.04615D0,0.04545D0,
+ 0.04518D0,0.0449D0,0.04463D0,0.0445D0,0.04444D0,0.04443D0,
+ 0.044418D0,0.044405D0,0.04412D0,0.043478D0,0.04286D0,
+ 0.041666D0,0.03529D0,2.5D-03/
DOUBLE PRECISION SPALTE3(19)
DATA SPALTE3/0.094468D0,0.09347D0,0.0888D0,0.08706D0,0.08672D0,
+ 0.08655D0,0.08605D0,0.08555D0,0.08506D0,0.08457D0,0.08441D0,
+ 0.08425D0,0.084091D0,0.08393D0,0.08377D0,0.07655D0,0.0592D0,
+ 0.0074074D0,0.0074074D0/
DOUBLE PRECISION SPALTE4(19)
DATA SPALTE4/0.15857D0,0.148D0,0.1414D0,0.1409D0,0.1403D0,
+ 0.1396D0,0.1389D0,0.1383D0,0.13767D0,0.1366D0,0.135988D0,
+ 0.13536D0,0.13495D0,0.13454D0,0.13155D0,0.0592D0,
+ 0.0148148D0,0.0148148D0,0.0148148D0/
DOUBLE PRECISION SPALTE5(19)
DATA SPALTE5/0.2234D0,0.2166D0,0.21024D0,0.20423D0,0.204D0,
+ 0.20353D0,0.20284D0,0.20215D0,0.20147D0,0.2008D0,0.1932D0,
+ 0.143D0,0.02963D0,0.02963D0,0.02963D0,0.02963D0,0.02963D0,
+ 0.02963D0,0.02963D0/
```



```
DOUBLE PRECISION SPALTE6(19)
DATA SPALTE6/0.2265D0,0.222D0,0.2155D0,0.21143D0,0.20845D0,
+ 0.2075D0,0.2065D0,0.20555D0,0.2037D0,0.2018D0,0.16145D0,
+ 0.037037D0,0.037037D0,0.037037D0,0.037037D0,0.037037D0,
+ 0.037037D0,0.037037D0,0.037037D0/
DOUBLE PRECISION SPALTE7(19)
DATA SPALTE7/0.2515D0,0.2424D0,0.23183D0,0.2269D0,0.2176D0,
+ 0.2133D0,0.205D0,0.1777D0,0.044444D0,0.044444D0,0.044444D0,
+ 0.044444D0,0.044444D0,0.044444D0,0.044444D0,0.044444D0,
+ 0.044444D0,0.044444D0,0.044444D0/
DOUBLE PRECISION SPALTE8(19)
DATA SPALTE8/0.2879D0,0.2799D0,0.2632D0,0.2565D0,0.23912D0,
+ 0.2275D0,0.2015D0,0.058796D0,0.058796D0,0.058796D0,
+ 0.058796D0,0.058796D0,0.058796D0,0.058796D0,0.058796D0,
+ 0.058796D0,0.058796D0,0.058796D0,0.058796D0/
DOUBLE PRECISION SPALTE9(19)
DATA SPALTE9/0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,
+ 0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,
+ 0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,
+ 0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0,0.083333D0/
```

C Position von ABSG im Feld:

```
NZEILE=19
DO 100, I=2,19
  IF (ABSG.LT.G_FELD(I)) THEN
    NZEILE=I-1
    GO TO 200
  ENDIF
100 CONTINUE
200 CONTINUE
  IF (NZEILE.EQ.19) THEN
    VSPEED = ABSL / 0.6D0
    RETURN
  ENDIF
```

C VSPEED berechnen: Interpolation

```
A = ABSG - G_FELD(NZEILE)
DY = G_FELD(NZEILE+1) - G_FELD(NZEILE)

N = 10
DO 300, I=2,10
  IF (ABSL.LE.L_FELD(I)) THEN
    N = I-1
    DX = L_FELD(N+1) - L_FELD(N)
    B = ABSL - L_FELD(N)
    GO TO 400
  ENDIF
300 CONTINUE
400 CONTINUE
  IF (N.EQ.1) THEN
    VSPEED=(SPALTE0(NZEILE)*(DX-B)*(DY-A)+SPALTE1(NZEILE)*B*
+ (DY-A)+SPALTE1(NZEILE+1)*A*B+SPALTE0(NZEILE+1)*
+ (DX-B)*A)/(DX*DY)
  ELSEIF (N.EQ.2) THEN
```

```
      VSPEED= (SPALTE1 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE2 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE2 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE1 (NZEILE+1) *
+           (DX-B)*A) / (DX*DY)
      ELSEIF (N.EQ.3) THEN
      VSPEED= (SPALTE2 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE3 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE3 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE2 (NZEILE+1) *
+           (DX-B)*A) / (DX*DY)
      ELSEIF (N.EQ.4) THEN
      VSPEED= (SPALTE3 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE4 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE4 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE3 (NZEILE+1) * (DX-B)*A) /
+           (DX*DY)
      ELSEIF (N.EQ.5) THEN
      VSPEED= (SPALTE4 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE5 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE5 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE4 (NZEILE+1) * (DX-B)*A) /
+           (DX*DY)
      ELSEIF (N.EQ.6) THEN
      VSPEED= (SPALTE5 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE6 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE6 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE5 (NZEILE+1) * (DX-B)*A) /
+           (DX*DY)
      ELSEIF (N.EQ.7) THEN
      VSPEED= (SPALTE6 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE7 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE7 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE6 (NZEILE+1) * (DX-B)*A) /
+           (DX*DY)
      ELSEIF (N.EQ.8) THEN
      VSPEED= (SPALTE7 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE8 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE8 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE7 (NZEILE+1) * (DX-B)*A) /
+           (DX*DY)
      ELSEIF (N.EQ.9) THEN
      VSPEED= (SPALTE8 (NZEILE) * (DX-B) * (DY-A)+SPALTE9 (NZEILE) *B* (DY-A)
+           +SPALTE9 (NZEILE+1) *A*B+SPALTE8 (NZEILE+1) * (DX-B)*A) /
+           (DX*DY)
      ELSE
```

```
C      VSPEED berechnen: Extrapolation
      N=10
      DX = L_FELD(10) - L_FELD(9)
      DY = G_FELD(NZEILE+1) - G_FELD(NZEILE)
      A = ABSG - G_FELD(NZEILE)
      B = ABSL - L_FELD(N)
      VSPEED = (1.0D0+B/DX) * (SPALTE9 (NZEILE)
+           +A/DY* (SPALTE9 (NZEILE+1)-SPALTE9 (NZEILE))) -
+           B/DX* (SPALTE8 (NZEILE)
+           +A/DY* (SPALTE8 (NZEILE+1)-SPALTE8 (NZEILE)))
      VSPEED = DMAX1 (VSPEED, ABSL)
      ENDIF

      RETURN
      END
```

Literaturverzeichnis

- [1] M.A. Albright: Packed tower distributors tested, *Hydro. Proc.* 9 (1984) 173-177
- [2] Q.H. Ali: Gas Distribution in Shallow Packed Beds, Dissertation, University of Aston, 1984
- [3] T. Arbogast, J. Douglas, U. Hornung: Derivation of the double porosity model of single phase flow via homogenization theory; *SIAM J. Appl. Math.* 21 (1990), 823/836
- [4] H.D. Baehr: *Thermodynamik*, Springer-Verlag, Berlin, 1992
- [5] R. Billet: *Packet Towers in Processing and Environmental Technology*, VCH-Verlag, Weinheim, 1995
- [6] R. Billet, M. Schultes: Prediction of Mass Transfer Columns with Dumped and Arranged Packings - Updated Summary of the Calculation Method of Billet and Schultes, *Trans. IChemE*, 77A (1999), 498-504
- [7] A. Birtigh, G. Lauschke, F. Schierholz, D. Beck, C. Maul, N. Gilbert, H.-G. Wagner, C.Y. Werninger: CFD in der chemischen Verfahrenstechnik aus industrieller Sicht, *Chem.-Ing.-Tech.* 72 (2000) 3, 175-193
- [8] H. Brauer, V. Asbeck: Druckverlust und Feststoffkonzentration in mehrstufigen Rieselboden-Wirbelschichten, *Verfahrenstechnik* 6 (1972) 7, 230-238
- [9] E. Brunazzi, A. Paglianti: Mechanistic pressure drop model for columns containing structured packings, *AIChE J.* 43 (1997) 3, 317-327
- [10] M. Casey, E. Lang, R. Mack, R. Schlegel, M. Wehrli: Application of computational fluid dynamics for process engineering at Sulzer, *Speedup* 12 (1998) 1, 43-51
- [11] CFX-4.4 User-Manual, AEA Technology, Oxfordshire, 1999
- [12] R. Chromik: Einfluß der Flüssigkeitsverteilung auf die Trennleistung von Füllkörperkolonnen, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1992

- [13] Z. Cihla, O. Schmidt: Studies of the behaviour of liquids when freely trickling over the packing of a cylindrical tower. I, Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 22 (1957) 896
- [14] Z. Cihla, O. Schmidt: Studies of the behaviour of liquids when freely trickling over the packing of a cylindrical tower. II, Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 23 (1958) 569-578
- [15] R. Daraktschiev: Ergebnisse einer Untersuchung der Gasverteilung über dem Querschnitt einer Füllkörperkolonne, Chem. Eng. Proc. 18 (1984) 317-322
- [16] DIN 1952: Durchflußmessung mit Blenden, Düsen und Venturirohren in voll durchströmten Rohren mit Kreisquerschnitt, Deutsches Institut für Normung e.V., Juli 1982, Beuth Verlag, Berlin
- [17] A. Drews, G. Lauschke, B. Brander, R. Clarkson: Ein Beitrag zur detaillierten Modellierung von katalytischen Festbettreaktoren mit CFD, Chem.-Ing.-Tech. 69 (1997) 9, 1276
- [18] U. Eiden, R. Kaier, G. Schuch, D. Wolf: Scale-up von Destillationskolonnen, Chem.-Ing.-Tech. 67 (1995) 3, 269-279
- [19] J.H. Ferziger, M. Peric: Computational methods for fluid dynamics, Springer-Verlag, Berlin, 1996
- [20] Messen, Steuern und Regeln in der Chemischen Industrie, Band I, Hrsg: J. Hengstenberg, B. Sturm, O. Winkler, Spinger-Verlag, Berlin, 1980
- [21] H.C. Groenhof: Scaling-up of packed columns, Part I, Chem. Eng. J. 14 (1977), 181-191
- [22] H.C. Groenhof: Scaling-up of packed columns, Part II, Chem. Eng. J. 14 (1977), 193-203
- [23] P.J. Hoek: Large and small scale liquid maldistribution in a packed column, Dissertation, TU Delft, 1983
- [24] P.J. Hoek, J.A. Wesselingh, F.J. Zuiderweg: Small scale and large scale liquid maldistribution in packed columns, Chem. Eng. Res. Des. 64 (1986) 431-449
- [25] U. Hornung: Mikro- und Makro-Skalen in porösen Reaktoren und ihre Modellierung; Workshop Scientific Computing in der Chemischen Verfahrenstechnik, TH Hamburg-Harburg, Februar 1995

- [26] U. Hornung: Homogenization and Porous Media, Springer-Verlag, New York, 1997
- [27] Y. Jiang, M.R. Khadilkar, M. Al-Dahhan, M.P. Dudukovic: Two-phase flow distribution in 2D trickle-bed reactors, Chem. Eng. Sci. 54 (1999) 2409-2419
- [28] Y. Jiang, M.R. Khadilkar, M. Al-Dahhan, M.P. Dudukovic: Single phase flow modeling in packed beds: discrete cell approach revisited, Chem. Eng. Sci. 55 (2000) 1829-1844
- [29] Y. Jiang, M. R. Khadilkar, M. Al-Dahhan, M. P. Dudukovic: Macro-scale multiphase flow modeling in packed beds using k-fluid model, 4th International Conference of Multiphase Flow (ICMF2001), New Orleans, USA, May 27 - June 1, 2001
- [30] Y. Jiang, M. Al-Dahhan, M. P. Dudukovic: Statistical characterization of macroscale multiphase flow textures in trickle beds, Chem. Eng. Sci. 56 (2001) 1647-1656
- [31] H. Kister: Distillation Design, McGraw-Hill, New York, 1992
- [32] H. Kister: Are column malfunctions becoming extinct - or will they persist in the 21st century?, Proc. Distillation and Absorption, Editor: R. Darton, IChemE, Maastricht, Netherlands, September 8-10, 1997, Vol 1, 59-111
- [33] R.J. Kouri, J.J. Sohlo: Liquid and gas flow pattern in random and structured packings, I. Chem. E. Symposium Series 104 (1987) B193-B211
- [34] T. Loser, G. Petritsch, D. Mewes: Investigation of the two-phase countercurrent flow in structured packings using capacitance tomography, in: Proc. of the 1st World Congress on Industrial Process Tomography, Buxton, Greater Manchester, April 14-17, 1999, 354-361
- [35] T. Loser, D. Mewes: Numerical calculation of the gas-flow in structured packings; 6th World Congress of Chemical Engineering 2001, Melbourne, 23.-27. Sept. 2001
- [36] T. Loser, R. Wajman, D. Mewes: Electrical capacitance tomography: image reconstruction along electrical field lines; Measurement Science and Technology 12 (2001) 8, 1083-1091
- [37] D. Mewes, T. Loser, M. Millies: Modelling of two-phase flow in packings and monoliths, Chem. Eng. Sci. 54 (1999) 21, 4729-4747

- [38] M. Millies, D. Mewes: Modellbildung für die zweiphasige Strömung in geordneten Schichtungen und strukturierten Packungen, Chem. Ing. Techn. 70 (1998) 8, 962-972
- [39] G.E. Mueller: Prediction of radial porosity distributions in randomly packed fixed beds of uniformly sized spheres in cylindrical containers, Chem. Eng. Sci. 46 (1991) 2, 706-708
- [40] G. Petritsch: Experimentelle Untersuchung der Strömungsform in einer horizontalen Rohrstrecke mit nach oben gekrümmtem Auslaß, Dissertation, Universität Hannover, 1998
- [41] K.E. Porter, M.C. Jones: Liquid and gas distribution in the scale-up of packed columns, I. Chem. E. Symposium Series 104 (1987) A245
- [42] R. Potthoff: Maldistribution in Füllkörperkolonnen, Dissertation, Gesamthochschule Essen, 1992
- [43] N. Reinecke: Kapazitive Tomographie für transiente Mehrphasenströmungen, Dissertation, Universität Hannover, 1996
- [44] N. Reinecke, G. Petritsch, D. Schmitz, D. Mewes: Tomographische Meßverfahren - Visualisierung zweiphasiger Strömungsfelder; Chem. Ing. Tech. 69 (1997) 10, 1379-1394
- [45] G. Ronge: Überprüfung unterschiedlicher Modelle für den Stoffaustausch bei der Rektifikation in Packungskolonnen, Dissertation, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1995
- [46] D. Schmitz, N. Reinecke, G. Petritsch, D. Mewes: X-ray computed tomography for stationary multiphase flow in random and structured packings, in: Proc. Frontiers in Industrial Process Tomography-II, Delft, The Netherlands, 9.-12. April 1997
- [47] V. Staněk: Fixed Bed Operations, Ellis Horwood, 1994
- [48] A. Stemmer: Untersuchungen zur Trennleistung von Füllkörperkolonnen unter besonderer Berücksichtigung der Maldistribution, Dissertation, Universität Essen, 1985
- [49] J. Stichlmair, A. Stemmer: Influence of maldistribution on mass transfer in packed columns, I. Chem. E. Symposium Series 104 (1987) B213-B224

- [50] R.M. Stikkelman: Gas and liquid maldistributions in packed columns, Dissertation, TU Delft, 1989
- [51] R. Stikkelman, J. de Graauw, Z. Olujic, H. Teeuw, H. Wesselingh: A study of gas and liquid distributions in structured packings, Chem. Eng. Technol. 12 (1989) 445-449
- [52] F. Stoter, Z. Olujic, J. de Graauw: Measurements and Modelling of liquid Distribution in Structured Packings, Annual Meeting of AIChE, 1990
- [53] F. Stoter, Z. Olujic, J. de Graauw: Measurements of large scale gas and liquid maldistribution in structured packings, I. Chem. E. Symposium Series 128 II (1992) B151-B155
- [54] F. Stoter: Modelling of maldistribution in structured packings: from detail to column design, Dissertation, TU Delft, 1993
- [55] F. Stoter, Z. Olujic, J. de Graauw: Modelling and measurement of gas flow distribution in corrugated sheet structured packings, Chem. Eng. J. 53 (1993) 55-66
- [56] P. Süess, L. Spiegel: Hold-up of Mellapak structured packings, Chem. Eng. Proc. 31 (1992), 119-124
- [57] P. Süess: Analysis of gas entries of packed columns for two phase flow, I. Chem. E. Symposium Series 128 (1992) A369-A383
- [58] L. Spiegel, W. Meier: A generalized pressure drop model for structured packings, I. Chem. E. Symposium Series 128 (1992) B85-B94
- [59] L. Spiegel, W. Meier: Structured packings - capacity and pressure drop at very high liquid loads, Chem. Plants Proc. 1 (1992) 36-38
- [60] L. Spiegel, W. Meier: Structured packings today and tomorrow, Proc. of AIChE Spring National Meeting, March 5-9, 2000, Atlanta, GA, 102-123
- [61] M.J. Szady, S. Sundaresan: Effect of boundaries on trickle-bed hydrodynamics, AIChE J. 37 (1991) 1237-1241
- [62] R.S. Tour, F. Lerman: An improved device to demonstrate the laws of frequency distribution, Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 35 (1939) 709-718

- [63] R.S. Tour, F. Lerman: Area source liquid distribution through unconfined tower packing, *Am. Inst. Chem. Engrs.* 40 (1940) 79-103 709-718
- [64] D. Toye, P. Marchot, M. Crine, G. L'Homme: The use of large scale computer assisted tomography for the study of hydrodynamics in trickling filters, *Chem. Eng. Sci.* 49 (1994) 5271-5280
- [65] D. Toye, P. Marchot, M. Crine, G. L'Homme: Modelling of multiphase flow in packed beds by computer-assisted x-ray tomography, *Meas. Sci. Tech.* 7 (1996) 436-443
- [66] D. Toye, P. Marchot, M. Crine, A.-M. Pelsser, G. L'Homme: Local measurements of void fraction and liquid holdup in packed columns using X-ray computed tomography, *Chem. Eng. Proc.* 37 (1998) 511-520
- [67] Angaben des Herstellers: Vereinigte Füllkörper-Fabriken GmbH & Co, www.vff.com
- [68] Z. Wang, A. Afacan, K. Nandakumar, K.T. Chuang: Porosity distribution in random packed columns by gamma ray tomography, *Chem. Eng. Proc.* 40 (2001) 209-219
- [69] M. Wehrli, J. Borth, P. Drtina, E. Lang: Industrial application of computational fluid dynamics for mass transfer processes, *Speedup* 10 (1996) 1/2, 19-26
- [70] F. Yin, A. Afacan, K. Nandakumar, K.T. Chuang: Liquid holdup distribution in packed columns: gamma ray tomography and CFD simulation, *Chem. Eng. Proc.* 41 (2002) 473-483

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Thomas Loser
Geburtsdatum: 11. November 1971
Geburtsort: Urach (heute: Bad Urach)
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung:

1978 - 1982 Grundschule Römerstein
1982 - 1988 Realschule Bad Urach
1988 - 1991 Technisches Gymnasium Reutlingen

Studium:

1991 - 1993 Diplomstudiengang Maschinenbau, Universität Karlsruhe
1. Oktober 1993 Diplomvorprüfung
1993 - 1997 Diplomstudiengang Maschinenbau, Universität Hannover
Fachrichtung: Energie- und Verfahrenstechnik
4. April 1997 Diplomprüfung

Berufliche Tätigkeit:

05/1997 - 02/2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut
für Verfahrenstechnik der Universität Hannover
Leitung: Prof. Dr.-Ing. D. Mewes

Hannover, April 2002