Modellierung von Hydrodynamik und Wärmeübertragung in blasenbildenden Wirbelschichten zur Trocknung von Braunkohle

Modellierung von Hydrodynamik und Wärmeübertragung in blasenbildenden Wirbelschichten zur Trocknung von Braunkohle

Von der Fakultät für Maschinenbau, Elektrotechnik und Wirtschaftsingenieurwesen der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Wirtschaftsingenieur (FH)

Matthias Schreiber

geboren am 15. November 1983 in Leipzig

Vorsitzender:	Professor Dr.-Ing. G. Lappus
Gutachter:	Professor Dr.-Ing. H.-J. Krautz
Gutachter:	Professor Dr.-Ing. H. P. Berg

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Januar 2013

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Anstellung als akademischer Mitarbeiter am Lehrstuhl Kraftwerkstechnik der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus und wurde im Rahmen der vom Bundesministerium für Bildung und Forschung aufgelegten Initiative „Unternehmen Region“ durch das InnoProfile-Projekt „Innovative Kraftwerkstechnologien“ gefördert.

Dem Lehrstuhlinhaber Herrn Professor Dr.-Ing. H.-J. Krautz möchte ich für die wissenschaftliche Betreuung danken. Insbesondere die an seinem Lehrstuhl vorhandenen Arbeitsbedingungen und die von ihm eingeräumten Freiheiten haben die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglicht. Weiterhin danke ich Herrn Professor Dr.-Ing. H. P. Berg für seine Bereitschaft, diese Dissertationsschrift als Zweitgutachter zu beurteilen, und Herrn Professor Dr.-Ing. G. Lappus für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses.

Meinen Kollegen am Lehrstuhl möchte ich für die außerordentlich angenehme und freundschaftliche Zusammenarbeit danken. Sei es bei der täglichen Arbeit, bei den gemeinsamen Ausflügen, sportlichen Aktivitäten oder regelmäßigen privaten Treffen, immer gab es offene Ohren für Probleme und intensive, anregende Diskussionen. Die Realisierung dieser Promotion ist für mich untrennbar mit diesem einmaligen Umfeld verbunden.

Ein weiterer unverzichtbarer Bestandteil war der häufige Gedankenaustausch innerhalb unserer kleinen CFD-Gruppe und hier insbesondere die langjährige, enge Zusammenarbeit mit meinem Kollegen Herrn Dr.-Ing. Teklay Weldeabzgi Asegehegn. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei meinen ehemaligen studentischen Hilfskräften Herrn Claudius Tillmann und Herrn Tobias Rippl, die einen wichtigen Anteil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meiner ganzen Familie danke ich von ganzem Herzen für die Unterstützung in all den Jahren. Die tief empfundene Dankbarkeit meiner Freundin Franziska gegenüber kann ich kaum in Worte fassen. Ihr Verständnis und Vertrauen sowie ihre enorme Unterstützung und unendliche Geduld haben mir die Kraft und die Freiräume gegeben, ohne die ich diese Herausforderung nicht hätte bewältigen können.

Cottbus, im Februar 2013 Matthias Schreiber

Inhaltsverzeichnis

Vorwort ..... **III**

Inhaltsverzeichnis ..... **V**

Abbildungsverzeichnis ..... **VIII**

Tabellenverzeichnis ..... **XII**

Nomenklatur ..... **XIII**

1 Einleitung **1**

1.1 Charakterisierung der Wirbelschicht 1

1.2 Wirbelschichttrocknung von Braunkohle 3

1.3 Motivation und Zielsetzung 4

1.4 Gliederung der vorliegenden Arbeit 6

2 Stand der Forschung **8**

2.1 Hydrodynamische Beschreibung von Gas-Feststoff-Wirbelschichten 8

2.1.1 Modellierungsansätze für partikelbeladene Zweiphasenströmungen 8

2.1.2 Discrete Particle Model 9

2.1.3 Two Fluid Model 11

2.1.4 Wirbelschichtsimulation mittels Kinetic Theory of Granular Flow 13

2.2 Wärmeübertragung in Wirbelschichten 19

2.2.1 Wärmeübertragungsarten 19

2.2.2 Experimentelle Untersuchungen des Wärmeübergangs 21

2.2.3 Numerische Simulation des Wärmeübergangs 24

3 Experimenteller Versuchsaufbau **28**

3.1 Quasi-2D Kaltmodell zur Untersuchung der Hydrodynamik 28

3.1.1 Aufbau des Kaltmodells 28

3.1.2 Automatische Bildanalyse 30

3.2 Zylindrische Wirbelschichtanlage zur Untersuchung des Wärmeübergangs 34

3.2.1 Aufbau der Wirbelschichtanlage 34

3.2.2 Wärmeübergangsmessungen 35

3.3 Eigenschaften der Gase und Partikel 38

3.3.1 Gaseigenschaften 38

3.3.2 Partikeleigenschaften 38

4 Wirbelschichtmodell 41

4.1 Hydrodynamik 41
4.1.1 Massen- und Impulserhaltung 41
4.1.2 Modellierung der Feststoffphase 43
4.1.3 Widerstandskraftmodelle 49
4.2 Wärmeübertragung 54
4.2.1 Energieerhaltung 54
4.2.2 Beschreibung der Wärmeübertragung zwischen den Phasen 55
4.2.3 Modellierung der Wärmeleitung 56
4.3 Numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen 60
4.3.1 Anfangs- und Randbedingungen 60
4.3.2 Numerischer Löser 61

5 Untersuchungen zu Simulationsparametern und -gittern 63

5.1 Diskretisierung, numerische Parameter und Analysemethodik 64
5.1.1 Diskretisierung 64
5.1.2 Numerische Parameter 68
5.1.3 Analysemethodik 69
5.2 Größe und Dimension des Rechengitters 73
5.2.1 Gittergröße 73
5.2.2 Vergleich von 2D- und 3D-Simulationen 78

6 Numerische Untersuchungen zur Hydrodynamik 85

6.1 Experimentelle Voruntersuchungen 86
6.2 Validierung des hydrodynamischen Modells 86
6.2.1 Einfluss des Reibungswinkels 87
6.2.2 Einfluss des Spekularitätskoeffizienten 91
6.2.3 Einfluss des Restitutionskoeffizienten 95
6.2.4 Einfluss der Impulsaustauschfunktion 97
6.3 Ergebnisse der Modellvalidierung 100
6.3.1 Diskussion der Abweichungen zwischen Modell und Experiment 100
6.3.2 Wahl der Modellparameter und Submodelle 105
6.3.3 Vergleich von Simulation und Experiment 106
6.4 Einfluss von Partikelgröße und Rohranordnung 107
6.4.1 Variation der Partikelgröße 107
6.4.2 Variation der Rohranordnung 110

7 Numerische Untersuchungen zur Wärmeübertragung 114

7.1 Experimentelle Voruntersuchungen 114

7.1.1 Überprüfung der Symmetrieannahme 114

7.1.2 Geschwindigkeitsabhängiger Wärmeübergang 115

7.2 Numerische Voruntersuchungen 117

7.2.1 Porositätsverteilung über dem Rohrumfang 117

7.2.2 Vollständiges Umfangsprofil des Wärmeübergangskoeffizienten 119

7.2.3 Lokale Kopplung von Strömung und Wärmeübertragung 121

7.3 Simulation der Wärmeübertragung an einem horizontalen Rohr 124

7.3.1 Vergleich der Wärmeleitungsmodelle 124

7.3.2 Einfluss der Partikelgröße 131

7.3.3 Diskussion der Abweichungen zwischen Modell und Experiment 137

8 Zusammenfassung und Ausblick 140

8.1 Zusammenfassung 140

8.2 Ausblick 143

Literaturverzeichnis 145

Anhang 162

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Wirbelschichtregime, vereinfacht nach Kunii und Levenspiel (1991) 1

Abbildung 1.2: Partikelklassifikation nach Geldart (1973) für Gas-Feststoff-Wirbelschichten..... 2

Abbildung 2.1: Regime partikelbeladener Strömungen nach Elghobashi (1991) 8

Abbildung 2.2: Relevante Wärmeübertragungsmechanismen nach Flamant et al. (1992)..... 20

Abbildung 3.1: Schema des Kaltmodells - Frontale (links) und seitliche (rechts) Ansicht 28

Abbildung 3.2: Layout und Abmaße ausgewählter Anordnungen der Strömungswiderstände 29

Abbildung 3.3: Originalbild (links), Graustufenbild (mittig) und Binärbild (rechts)..... 31

Abbildung 3.4: Beispielhaftes Grauwerthistogramm..... 32

Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Abmaße einer Blase 32

Abbildung 3.6: Schema der zylindrischen Wirbelschichtanlage nach Merzsch (2009) 34

Abbildung 3.7: Messsonde mit Gummitüllen (Merzsch, 2009)..... 35

Abbildung 3.8: Abmaße für Simulationsgeometrie 35

Abbildung 3.9: Aufbau der Messsonde - Quer- (links) und Längsschnitt (rechts) 36

Abbildung 3.10: Festlegung der Zentriwinkel am Umfang des Rohrs 37

Abbildung 3.11: Einordnung der Partikel in die Klassifikation von Geldart (1973) 40

Abbildung 4.1: Vergleich der verschiedenen Wärmeleitfähigkeitsmodelle für $\varepsilon_g = 0{,}48$..... 59

Abbildung 4.2: Wirbelschichtschema 60

Abbildung 4.3: Vereinfachtes Schema des numerischen Lösers nach ANSYS (2009)..... 62

Abbildung 5.1: Vergleich der Konturbilder für S6 - 1. (links) und 2. Ordnung (rechts) 66

Abbildung 5.2: Durchmesser für verschiedene Diskretisierungsordnungen 67

Abbildung 5.3: Aufstiegsgeschwindigkeiten für verschiedene Diskretisierungsordnungen 67

Abbildung 5.4: Vergleich von Konvergenzkriterien für NT Geometrie 68

Abbildung 5.5: Zeitlicher Verlauf des umfangsgemittelten Wärmeübergangskoeffizienten 71

Abbildung 5.6: Vergleich unterschiedlicher Gitterverfeinerungen am Rohr für S6 Geometrie 74

Abbildung 5.7: Vergleich unterschiedlicher Gittergrößen für zylindrische Wirbelschicht 75

Abbildung 5.8: Vergleich von Gitterverfeinerungen am Rohr für zylindrische Wirbelschicht..... 75

Abbildung 5.9: Mittlerer Volumenanteil der Feststoffphase am Rohr für verschiedene Gitter 76

Abbildung 5.10: Nahaufnahme des Gitters mit Verfeinerung auf 120 µm 78

Abbildung 5.11: Blasendurchmesser für verschiedene Geometrien und Gitter 79

Abbildung 5.12: Blasengeschwindigkeiten für verschiedene Geometrien und Gitter 80

Abbildung 5.13: Mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit für NT und S6 Geometrie 81

Abbildung 5.14: Mittlerer Volumenanteil der Feststoffphase über der Wirbelschichttiefe..... 82

Abbildung 5.15: Blaseneigenschaften in zylindrischer Wirbelschicht ohne und mit Rohr 83

Abbildung 5.16: Vergleich der Blaseneigenschaften für verschiedene Gitter..... 84

Abbildung 5.17: Mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit für verschiedene Gitter 84

Abbildung 6.1: Blaseneigenschaften im Experiment mit NT, S6 und I6 Geometrie 86

Abbildung 6.2: Einfluss des Reibungswinkels auf die Blasendurchmesser..... 88

Abbildung 6.3: Normierte Blasenanzahl für ausgewählte Reibungswinkel 89

Abbildung 6.4: Einfluss des Reibungswinkels auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten..... 90

Abbildung 6.5: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Blasendurchmesser 92

Abbildung 6.6: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten 93

Abbildung 6.7: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Partikelgeschwindigkeiten 93

Abbildung 6.8: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Partikelverteilung..... 94

Abbildung 6.9: Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Blasendurchmesser 95

Abbildung 6.10: Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten 96

Abbildung 6.11: Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Partikelgeschwindigkeiten..... 96

Abbildung 6.12: Einfluss der Impulsaustauschfunktion auf die Blasendurchmesser..... 98

Abbildung 6.13: Einfluss der Impulsaustauschfunktion auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten... 100

Abbildung 6.14: Vergleich zwischen Experiment und Korrelationen von Lim et al. (1993) 105

Abbildung 6.15: Vergleich von 2D- und 3D-Simulation mit Experiment für NT Geometrie 106

Abbildung 6.16: Vergleich von 2D- und 3D-Simulation mit Experiment für S6 Geometrie 107

Abbildung 6.17: Blasendurchmesser verschieden großer Partikel in NT Geometrie 108

Abbildung 6.18: Aufstiegsgeschwindigkeiten verschieden großer Partikel in NT Geometrie ... 108

Abbildung 6.19: Blasendurchmesser verschieden großer Partikel in S6 Geometrie 109

Abbildung 6.20: Aufstiegsgeschwindigkeiten verschieden großer Partikel in S6 Geometrie 110

Abbildung 6.21: Vergleich der Blaseneigenschaften für verschiedene Rohranordnungen..... 111

Abbildung 6.22: Vergleich der normierten Blasenanzahl für verschiedene Rohranordnungen.. 111

Abbildung 6.23: Mittlerer Volumenanteil der Feststoffphase für verschiedene Geometrien 112

Abbildung 6.24: Mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit in den Geometrien in m/s 113

Abbildung 6.25: Mittlere horizontale Partikelgeschwindigkeit in den Geometrien in m/s 113

Abbildung 7.1: Experimentell gemessener Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten 115

Abbildung 7.2: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Geschwindigkeiten... 116

Abbildung 7.3: Vergleich der mittleren, dimensionslosen Oberflächenporosität 118

Abbildung 7.4: Vergleich der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten beider Simulationen ... 119

Abbildung 7.5: Vergleich der Umfangsprofile verschiedener Mittelungszeiträume 120

Abbildung 7.6: Vergleich der mittleren Verteilungen für verschiedene Mittelungszeiträume.... 120

Abbildung 7.7: Lokale Wärmeübergangs- und Strömungsverläufe an der Rohrunterseite 121

Abbildung 7.8: Lokale Wärmeübergangs- und Strömungsverläufe an der Rohrflanke..... 123

Abbildung 7.9: Lokale Wärmeübergangs- und Strömungsverläufe an der Rohroberseite 123

Abbildung 7.10: Vergleich der lokalen (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten 125

Abbildung 7.11: Verteilung des Volumenanteils der Feststoffphase 126

Abbildung 7.12: Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase 127

Abbildung 7.13: Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase 127

Abbildung 7.14: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}..... 128

Abbildung 7.15: Verteilung des Volumenanteils der Feststoffphase für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}..... 129

Abbildung 7.16: Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf} 130

Abbildung 7.17: Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}..... 130

Abbildung 7.18: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK300-400..... 132

Abbildung 7.19: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für BK300-400..... 132

Abbildung 7.20: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für BK300-400 133

Abbildung 7.21: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK710-1000..... 133

Abbildung 7.22: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für BK710-1000... 134

Abbildung 7.23: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für BK710-1000 134

Abbildung 7.24: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK1000-1250..... 135

Abbildung 7.25: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für BK1000-1250. 135

Abbildung 7.26: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für BK1000-1250 136

Abbildung 7.27: Mittlere vertikale Geschwindigkeit in m/s - Gas (links) und Partikel (rechts) 138

Abbildung 7.28: Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten mit veränderter Fluidisierung .. 139

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: Klassifikation von Simulationsmodellen nach van der Hoef et al. (2008) 9

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Gase..... 38

Tabelle 3.2: Eigenschaften der verwendeten Partikel 38

Tabelle 3.3: Größenklassen der verwendeten Braunkohlepartikel..... 40

Tabelle 5.1: Gewählte Einstellungen für die Simulation der Luft-Glaskugel-Wirbelschichten ... 63

Tabelle 5.2: Anfangs- und Betriebsbedingungen für die Luft-Glaskugel-Wirbelschichten..... 64

Tabelle 5.3: Globale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Mittelungszeiträume 72

Tabelle 5.4: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Mittelungszeiträume..... 72

Tabelle 5.5: Vergleich von Zellenanzahl und Zeitaufwand für die verschiedenen Gitter 76

Tabelle 5.6: Sensitivitätsanalyse der lokalen Gitterverfeinerung an der Rohroberfläche..... 77

Tabelle 5.7: Vergleich des numerischen Aufwands für 2D- und 3D-Simulationen 82

Tabelle 6.1: Grundeinstellungen für Simulation der Stickstoff-Braunkohle-Wirbelschichten 85

Tabelle 6.2: Anfangs- und Betriebsbedingungen für Stickstoff-Braunkohle-Wirbelschichten..... 85

Tabelle 6.3: Variationsmatrix für Validierungssimulationen..... 87

Tabelle 6.4: Justierte Konstanten im Syamlal et al. (1993) Widerstandskraftmodell 98

Tabelle 6.5: Modellparameter und Submodelle für Braunkohlewirbelschichten 105

Tabelle 7.1: Untersuchte Ansätze zur Modellierung der Wärmeleitung in Wirbelschichten 114

Tabelle 7.2: Globale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Geschwindigkeiten..... 116

Tabelle 7.3: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für 2 U_{mf} 124

Tabelle 7.4: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf} 128

Nomenklatur

Abkürzungen

BK	Braunkohle
CFD	Computational Fluid Dynamics
CVM	Constant Viscosity Model
DEM	Discrete Element Method
DIAT	Digital Image Analysis Technique
DPM	Discrete Particle Model
FCC	Fluid Catalytic Cracking
FVM	Finite-Volumen-Methode
KTGF	Kinetic Theory of Granular Flow
PC-SIMPLE	Phase-Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
PTFE	Polytetrafluorethylen
SI	Système international d'unités
TFM	Two Fluid Model
UDF	User-Defined Function

Lateinische Formelzeichen

a	Abstand zur Rohroberfläche	m
A	Fläche	m^2
A	Parameter im Syamlal et al. (1993) Widerstandskraftmodell	-
A_0	Einzugsgebiet der Anfangsblase	m^2
Ar	Archimedes-Zahl	-
AV	Aspektverhältnis	-
B	Parameter im Syamlal et al. (1993) Widerstandskraftmodell	-
c	Konstante im Martin (1978) Modell	-
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	J/kg/K
C	Konstante im Syamlal et al. (1993) Widerstandskraftmodell	-
C_D	Widerstandskoeffizient	-
Co	Courant-Zahl	-
d	Durchmesser	m
e	Restitutionskoeffizient	-

F	Dimensionslose Widerstandskraft im Benyahia et al. (2006) Modell	-
$\vec{F}$	Kraftvektor	N/m^3
FF	Formfaktor	-
Fr	Konstante im Johnson et al. (1990) Partikeldruck-Reibungsmodell	N/m^2
$\vec{g}$	Erdbeschleunigung	m/s^2
g_0	Radiale Verteilungsfunktion	-
h	Höhe	m
h	Spezifische Enthalpie	J/kg
$\bar{\bar{I}}$	Einheitstensor	-
I_{2D}	Zweite Invariante des Deviators des Schergeschwindigkeitstensors	-
J	Fluktuationsenergieaustausch zwischen den Phasen	kg/m/s^3
K	Parameter im Widerstandskoeffizient-Modell von Ganser (1993)	-
K	Konstante im Blasengeschwindigkeitsmodell von Lim et al. (1993)	-
l	Ausdehnung	m
M	Wärmeleitfähigkeitsverhältnis	-
n	Konstante im Johnson et al. (1990) Partikeldruck-Reibungsmodell	-
n	Anzahl	-
$\vec{n}$	Wandnormalenvektor	-
N	Verformungsfaktor bei Zehner und Schlünder (1970)	-
Nu	Nusselt-Zahl	-
p	Konstante im Johnson et al. (1990) Partikeldruck-Reibungsmodell	-
p	Umgebungsdruck	Pa
P	Druck	Pa
Pr	Prandl-Zahl	-
$\vec{q}$	Diffusionsstrom der Fluktuationsenergie	kg/s^3
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
Re	Reynolds-Zahl	-
S	Quell-/Sinkterm	kg/m^3/s
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
$\vec{u}$	Geschwindigkeitsvektor	m/s
$\vec{u}'$	Fluktuationsgeschwindigkeitsvektor	m/s

U	Leerrohrgeschwindigkeit	m/s
w	Konstante im Benyahia et al. (2006) Widerstandskraftmodell	-
x	Kartesische Koordinate (horizontal)	m
X	Exponent im Di Felice (1994) Widerstandskraftmodell	-
y	Kartesische Koordinate (vertikal)	m
z	Kartesische Koordinate	m

Griechische Formelzeichen

α	Wärmeübergangskoeffizient	$W/m^2/K$
α_V	Volumetrischer Wärmeübergangskoeffizient	$W/m^3/K$
β	Impulsaustauschfunktion	$kg/s/m^3$
γ	Dissipation von Fluktuationsenergie	$kg/m/s^3$
Γ	Größe im Zehner und Schlünder (1970) Modell	-
δ	Blaseneigenschaft	-
Δ	Differenz	-
ε	Volumenanteil	-
θ	Zentriwinkel	°
Θ	Granulare Temperatur	m^2/s^2
λ	Vereinigungsparameter im Blasengrößenmodell von Lim et al. (1993)	-
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/m/K
Λ	Größe im Legawiec und Ziólkowski (1994) Modell	-
μ	Dynamische Scherviskosität	Pa·s
ξ	Kompressionsviskosität	Pa·s
π	Kreiszahl	-
ρ	Dichte	kg/m^3
$\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}$	Scherspannungstensor	N/m^2
$\vec{\boldsymbol{\tau}}$	Scherkraft	N/m^2
φ	Reibungswinkel	°
ϕ	Sphärizität	-
ϕ'	Spekularitätskoeffizient	-
ψ	Dimensionslose Oberflächenporosität nach Di Natale et al. (2010)	-
ω	Kontaktflächenverhältnis im Zehner und Schlünder (1970) Modell	-

Indizes

$0, 1, 2, \ldots$	Aufzählung von Parametern
anf	Anfangs
b	Blase
e	Endgeschwindigkeit
eff	Effektiv
f	Feststoffphase
F	Kraft
FB	Festbett
g	Gasphase
i	Zählvariable
k	Phase
kin	Kinetik
$koll$	Kollision
$KTGF$	Kinetic Theory of Granular Flow
max	Maximum
mf	Minimalfluidisierung
min	Minimum
p	Partikel
r	Reibung
R	Rohr
$R\text{-}WS$	Rohr zu Wirbelschicht
ref	Referenz
s	Schwerpunkt
sl	Schlupf gegenüber Wand
S	Quell-/Sinkterm
Seg	Segment
WS	Wirbelschicht
x	Horizontal
y	Vertikal
$\|\|$	Wandparallel

1 Einleitung

1.1 Charakterisierung der Wirbelschicht

In der Verfahrenstechnik wird unter einer Wirbelschicht eine Anwendung verstanden, bei der eine Schüttung aus Partikeln von unten von einem Gas oder einer Flüssigkeit durchströmt wird und dadurch selber in einen fluid-artigen Zustand übergeht. In Abhängigkeit von der gewählten Geschwindigkeit des strömenden Fluids bilden sich unterschiedliche Wirbelschichtregime aus, die in Abbildung 1.1 zusammengefasst dargestellt sind.

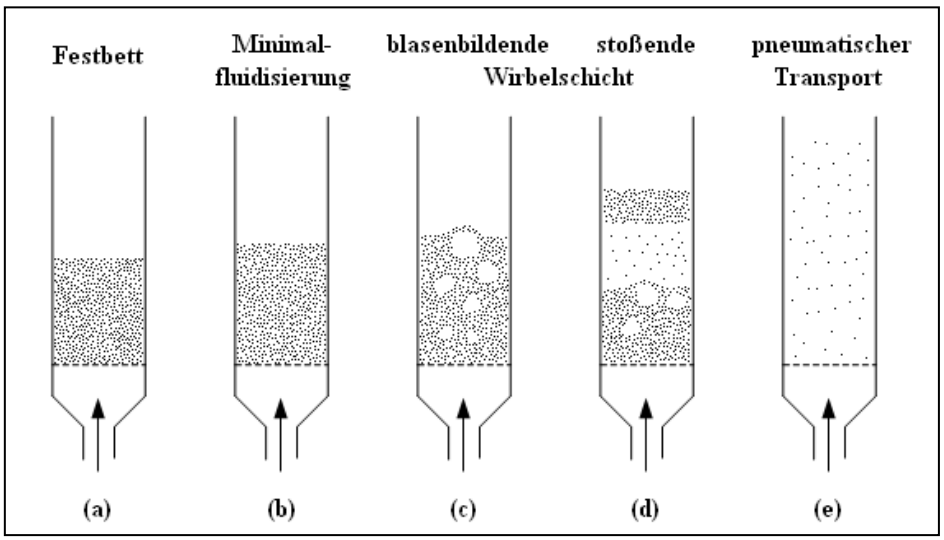

Abbildung 1.1: Wirbelschichtregime, vereinfacht nach Kunii und Levenspiel (1991)

Als Festbett (a) bezeichnet man eine starre Partikelschüttung, die zwar von einem Fluid durchströmt, deren Gewichtskraft aber größer ist als die durch die Strömung auftretende Widerstandskraft an den Partikeln. Mit zunehmender Fluidgeschwindigkeit steigt der Druckverlust über der Schüttung solange proportional an, bis das Kräftegleichgewicht und damit der Zustand der Minimalfluidisierung (b) erreicht ist. An diesem Punkt werden die Partikel von der Strömung in der Schwebe gehalten und die Schüttung als Ganze verhält sich wie ein Fluid. Die weitere Erhöhung der Geschwindigkeit führt bei gut fluidisierbaren Partikeln zur Ausbildung von lokalen Instabilitäten, welche in Form von aufsteigenden Blasen (c) sichtbar sind. Diese bewirken eine Expansion der Wirbelschicht und zudem eine intensive Durchmischung der Partikel. In schmalen Wirbelschichten sowie bei entsprechend hohen Geschwindigkeiten können die Blasen den gesamten Querschnitt einnehmen und dadurch ganze Partikelpfropfen anheben. Dieses Regime wird als stoßende Wirbelschicht (d) bezeichnet. Überschreitet man die Austragsgeschwindigkeit der Partikel, werden diese pneumatisch aus dem Wirbelschichtreaktor hinaus transportiert (e). Üblicherweise werden die Partikel anschließend über eine Rückführung wieder in die Wirbelschicht eingebracht (Kunii und Levenspiel, 1991).

Aufgrund zahlreicher Vorteile wie beispielsweise der Möglichkeit der Anwendung von kontinuierlichen Wirbelschichtprozessen im industriellen Maßstab, hohen erzielbaren Wärme- und

Stoffübergangskoeffizienten, nahezu isothermische Bedingungen aufgrund der intensiven Durchmischung der Partikel sowie der enorm großen Grenzfläche zwischen Fluid und Partikel wird die Wirbelschichttechnologie in zahlreichen industriellen Prozessen angewendet. Dazu gehört unter anderem die Trocknung, Vergasung oder Verbrennung von fossilen und biogenen Energieträgern, das katalytische Cracken von Erdöl, die Polymerisation von Alkenen und die Granulierung oder Beschichtung von Partikeln (Kunii und Levenspiel, 1991).

Das konkrete Verhalten einer Wirbelschicht ist maßgeblich von den Eigenschaften der Fluid-Partikel-Kombination abhängig. Geldart (1973) hat dieses intensiv untersucht und konnte auf der Basis seiner Beobachtungen vier verschiedene Partikelgruppen voneinander unterscheiden, die jeweils dasselbe grundsätzliche Verhaltensmuster zeigten. Das nach ihm benannte Diagramm, welches diese Gruppen in Abhängigkeit von Dichtedifferenz und Partikeldurchmesser abgrenzt, ist in Abbildung 1.2 dargestellt und für das Fluidisierungsmedium Luft bei atmosphärischem Druck gültig. Aufgrund seines stark vereinfachten Ansatzes und der eingeschränkten Gültigkeit wurde es später von zahlreichen Forschern verbessert oder adaptiert. Ein Überblick darüber wird beispielsweise bei Yang (2007) gegeben. Dennoch kann die Einteilung der Partikel in die Klassifikation von Geldart (1973) hilfreiche Informationen hinsichtlich der Fluidisierbarkeit der Partikel sowie des Verhaltens der Wirbelschicht liefern und wird daher im Folgenden kurz erläutert.

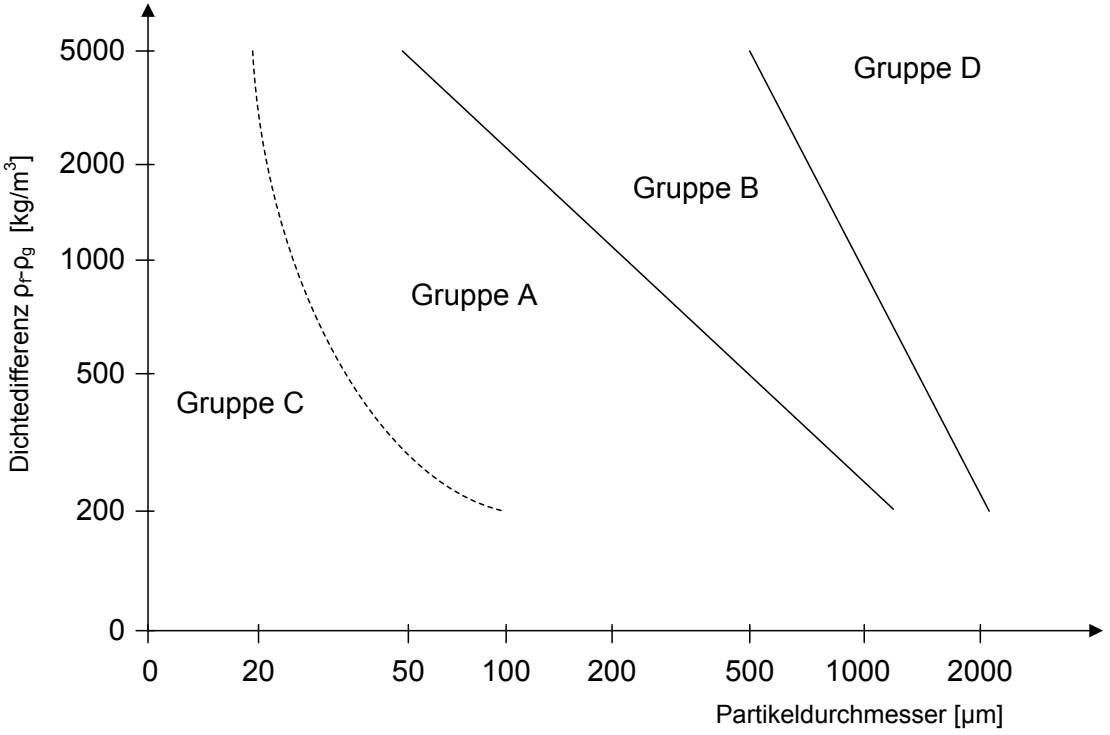

Abbildung 1.2: Partikelklassifikation nach Geldart (1973) für Gas-Feststoff-Wirbelschichten

Die Partikel der Gruppe C nach Geldart (1973) sind gekennzeichnet durch starke Anziehungskräfte zwischen den Partikeln und zeigen ein kohäsives Verhalten. Als Gründe hierfür können ihre sehr geringe Größe, ihre klebrigen, nassen oder stark unregelmäßig geformten Oberflächen und große elektrostatische Kräfte genannt werden. Sie sind daher nur sehr schwer fluidisierbar

und bilden dabei häufig Partikelpfropfen oder vereinzelte Strömungskanäle aus. Der Übergang zur nächstgrößeren Gruppe A verläuft fließend. Diese zeichnet sich ebenfalls durch hohe Partikelanziehungskräfte aus, ist allerdings bedeutend einfacher zu fluidisieren. Eine Besonderheit stellt die nach dem Überschreiten der Minimalfluidisierung erfolgende, deutlich sichtbare und homogene Expansion der Wirbelschicht dar. Die Ausbildung von aufsteigenden Blasen ist erst nach einer weiteren Erhöhung der Fluidgeschwindigkeit über den entsprechenden, charakteristischen Wert hinaus beobachtbar. Für die Blasengröße ist dabei im Allgemeinen eine Obergrenze feststellbar. Bei Partikeln der Gruppe B entstehen die Blasen demgegenüber aufgrund nur gering ausgeprägter Haftkräfte unmittelbar oberhalb der Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit und wachsen während des Aufstiegs bis zum Erreichen der expandierten Höhe in einer freien Wirbelschicht kontinuierlich an. Das Verhalten dieser Partikelgruppe ist relativ einfach beherrschbar, weshalb sie in Wirbelschichtanwendungen eine große Bedeutung besitzt und häufig zum Einsatz kommt. Zur letzten von Geldart (1973) definierten Gruppe D gehören schließlich die Partikel mit großem Durchmesser und hoher Dichte. Diese zeigen im Vergleich die größten Blasen aller Gruppen und neigen je nach vorhandener Geometrie der Wirbelschicht schon bei geringer Überschreitung der Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit zu einem stoßenden Verhalten.

1.2 Wirbelschichttrocknung von Braunkohle

Die Braunkohle besitzt in Deutschland und der gesamten Welt eine große Bedeutung als Energieträger für thermische Dampfkraftwerke und damit der Stromerzeugung. Ein für die Nutzung der Braunkohle wesentlicher Nachteil ist deren hoher Wassergehalt im Rohzustand, welcher bis zu zwei Drittel der Kohlenmasse betragen kann. Vor der Weiterverarbeitung muss daher im Allgemeinen eine Trocknung der Braunkohle vorgesehen werden. Im konventionellen Kraftwerksbau wird diese in einem kombinierten Mahl- und Trocknungsprozess in den Kohlemühlen realisiert. Durch die Rückführung von heißem Rauchgas wird dabei die notwendige thermische Energie für die Trocknung auf einem hohem Exergieniveau bereitgestellt. Der ausgetriebene Brüden wird anschließend zusammen mit dem Kohlestaub in die Brennkammer eingebracht, kann im weiteren Prozessverlauf nicht mehr energetisch genutzt werden und stellt dadurch eine erhebliche Verlustquelle dar. Eine effiziente externe Trocknung von Braunkohle, wie sie in einer vorgeschaltenen Dampfwirbelschicht praktisch umgesetzt werden kann, birgt daher ein großes Optimierungspotential, wodurch die Wirkungsgrade auch modernster Braunkohlekraftwerke nochmals signifikant erhöht werden können (Buschsieweke, 2005).

Die Vorteile der Wirbelschichttechnologie hinsichtlich der Trocknung liegen im Wesentlichen in den hohen erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten und der intensiven Durchmischung von Gas und Partikeln. Aufgrund der im Vergleich zu konvektiven Wirbelschichttrocknern, bei denen die zur Verdampfung notwendige Energie über das Fluidisierungsgas in das System eingebracht wird, geringeren spezifischen Größe sowie besserer Kontrollierbarkeit werden für Braunkohle üblicherweise Wirbelschichtkontakttrockner bevorzugt (Klutz, 2008). Diese sind mit dicht gepackten Tauchheizflächen meist in Form von Rohrbündeln ausgestattet, welche mit Sattdampf aus der Turbine versorgt werden. Weitere prozessverbessernde Vorteile werden durch die Trocknung der Braunkohle in einer Dampfatmosphäre erzielt. Nach Klutz (2008) ergeben sich Vorzüge

hinsichtlich der Prozesssicherheit aufgrund der inertisierenden Wirkung des Dampfes. Weiterhin besteht das den Trockner in großen Mengen verlassende Gemisch nahezu vollständig aus Wasserdampf, welcher durch Kondensation als Wärme- und Wasserquelle für den Kraftwerksblock nutzbar gemacht werden kann. Steht eine ausreichende Anzahl von Wärmeabnehmern im Kraftwerk zur Verfügung, so kann mit einer Steigerung des Nettowirkungsgrads um bis zu 5 Prozentpunkte gerechnet werden (Buschsieweke, 2005).

In der aktuellen Entwicklung können hinsichtlich der Prozessführung die atmosphärische und die druckaufgeladene Dampfwirbelschichttrocknung voneinander unterschieden werden. Während bei der unter anderem von Buschsieweke (2005) und Klutz (2008) beschriebenen atmosphärischen Trocknung lediglich ein minimaler Überdruck in der Wirbelschicht vorhanden ist, wird der druckaufgeladene Trockner mit bis zu 5,5 bar Überdruck betrieben (Höhne et al., 2010). Die aufgrund der notwendigen Ausführung als Druckbehälter geringere konstruktive Flexibilität wird durch einen höheren Wärmeübergangskoeffizienten, eine kompaktere Bauweise und eine einfachere Wiedereinkopplung der auf einem höheren Temperaturniveau vorhandenen Brüdenwärme in den Kraftwerksprozess kompensiert. Die angestrebte oder am jeweiligen Standort vorgegebene Art der Brüdenwärmenutzung hat dabei allerdings insbesondere im Hinblick auf den zu wählenden Systemdruck einen maßgeblichen Einfluss auf die Auslegung der Drucktrocknung in der Dampfwirbelschicht (Lechner, 2012).

1.3 Motivation und Zielsetzung

Die in Wirbelschichtanlagen vorhandene, komplexe und gegebenenfalls mit Wärme- und Stoffübertragungsphänomenen sowie chemischen Reaktionen überlagerte Mehrphasenströmung stellt höchste Anforderungen an die Auslegung, Betriebsführung und Optimierung. Im Laufe der jahrzehntelangen Forschungsaktivitäten sind zahlreiche Erfahrungen, empirische Korrelationen und neue Messmethoden gewonnen und entwickelt worden. Dennoch stellen auch heute noch Themenkomplexe wie Scale-up, Prozessoptimierung und Messung von prozessrelevanten Größen wie Partikelverweilzeiten, Anzahl und Größe der aufsteigenden Blasen, Temperaturverteilungen und Fluidisierungszustand große Herausforderungen dar. Die in der Literatur vorhandenen Überblickswerke zur allgemeinen Wirbelschichttechnik wie Kunii und Levenspiel (1991) sowie zur verfügbaren Wirbelschichtmesstechnik wie Werther (1999) zeigen indirekt die hohe Komplexität dieser Aufgaben auf.

Neben Experimenten an kleinskaligen Versuchsmodellen im Labor- oder Technikumsmaßstab hat sich in der Verfahrenstechnik in den letzten beiden Jahrzehnten die numerische Strömungssimulation, auch als Computational Fluid Dynamics (CFD) bezeichnet, als ein weiteres wichtiges Werkzeug für die genannten Problemstellungen etabliert. Sie bietet im Gegensatz zu einfachen globalen Reaktormodellen die Möglichkeit, umfassende Informationen über die räumliche und zeitliche Verteilung wichtiger Prozessgrößen wie Druck, Geschwindigkeit, Konzentration sowie Temperatur in komplexen Mehrphasenströmungen zu erhalten. Weiterhin sind die Auswirkungen der Veränderung von Betriebsparametern oder Anlagengeometrien mithilfe von numerischen Simulationen bedeutend einfacher einschätzbar als in Experimenten realisierbar. Die abbildbare

Größe sowie auch die erzielbare Genauigkeit des zu simulierenden Problems sind dabei im Wesentlichen von der Kapazität der verfügbaren Rechentechnik und dem Detaillierungs- sowie Validierungsgrad der zugrundeliegenden Modelle abhängig. Weitere Informationen hinsichtlich der grundlegenden Anwendung von CFD in der Verfahrenstechnik und damit einhergehenden Herausforderungen werden beispielsweise in dem Buch von Paschedag (2004) oder dem umfangreichen Übersichtsartikel von Kuipers und van Swaaij (1998) beschrieben.

Im Bereich der Simulation von Gas-Feststoff-Wirbelschichten sind, wie in Kapitel 2 dargestellt und diskutiert, bereits zahlreiche Modelle entwickelt und hinsichtlich bestimmter Phänomene oder Eigenschaften erfolgreich validiert worden. Bis auf wenige Ausnahmen beschränken sich diese allerdings auf freie Wirbelschichten, das heißt Wirbelschichten ohne Einbauten oder innere Strömungswiderstände, und vergleichsweise einfach zu handhabende Partikel wie Glaskugeln, die im Gegensatz zu vielen industriell angewendeten Wirbelgütern nahezu „ideale“ Eigenschaften aufweisen. Nach Grace und Taghipour (2004) müssen aufgrund der Tatsache, dass bisher kein vollständig validiertes Gesamtmodell existiert, für die jeweiligen Anwendungsfälle individuelle Forschungsaktivitäten erfolgen.

Für eine weitere Optimierung der Dampfwirbelschichttrockung von Braunkohle sind genaue Kenntnisse der komplexen hydrodynamischen sowie wärme- und stoffübertragungsrelevanten Zustände notwendig, welche allerdings aufgrund der vorhanden Größe und Messtechnik für die unter anderem von Höhne et al. (2010) beschriebene Anlage nicht in ausreichendem Maße zur Verfügung stehen. Zur Unterstützung dieser Bestrebungen ist mittelfristig die Entwicklung eines numerischen Modells vorgesehen, welches die spezifischen Besonderheiten dieses Prozesses wie die Fluidisierung von Braunkohlepartikeln in Wirbelschichten mit dicht gepackten Tauchheizflächen, die Wärmeübertragung an die Partikel sowie die Trocknung derselbigen in einer Dampfatmösphäre adäquat beschreibt.

Mit der vorliegenden Arbeit soll dafür ein Grundstein gelegt werden. In einem ersten Schritt wird zunächst, basierend auf der Promotionsschrift von Asegehegn (2011), welcher den Einfluss von horizontalen Tauchheizflächen auf die Hydrodynamik von Luft-Glaskugel-Wirbelschichten sowohl experimentell als auch numerisch untersucht hat, eine Evaluierung und Erweiterung der bestehenden Modelle vorgenommen. Ziel ist die Entwicklung eines hydrodynamischen Strömungsmodells, welches das Fluidisierungsverhalten einer Braunkohlewirbelschicht zuverlässig abbilden kann. Dazu wird im Rahmen von Parametervariationen modellcharakteristischer Größen und Submodellvergleichen mittels Gegenüberstellung von Ergebnissen aus einer eigens aufgebauten, quasi-2D Wirbelschicht mit inneren Strömungswiderständen ein angepasstes Gesamtmodell abgeleitet. Als Validierungsgrößen dienen dabei Größe und Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen. Zuvor werden wichtige Fragestellungen der Simulationsdurchführung wie die Wahl von numerischen Parametern, die notwendige Auflösung und Dimension des Rechengitters sowie Simulationsdauer diskutiert. Darauf aufbauend wird das hydrodynamische Modell in einem zweiten Schritt mit der Energieerhaltungsgleichung erweitert, um Effekte der Wärmeübertragung simulieren zu können. Dabei werden verschiedene Ansätze zur Modellierung der Wärmeleitfähigkeit in der Gas-Feststoff-Wirbelschicht implementiert. Die aus der Simulation ermittelten Wärme-

übergangskoeffizienten an einem Einzelrohr werden mit experimentellen Ergebnissen aus einem zylindrischen Wirbelschichtkaltmodell verglichen, wobei neben dem Mittelwert auch die lokalen Verläufe über dem Rohrumfang herangezogen werden. Dadurch kann auch die Qualität des Wärmeübertragungsmodells bestimmt werden, so dass letztlich Aussagen über ein kombiniertes Gesamtmodell zur Beschreibung von Hydrodynamik und Wärmeübertragung in Braunkohlewirbelschichten getroffen werden können.

1.4 Gliederung der vorliegenden Arbeit

Im folgenden Kapitel 2 wird der aktuelle Stand der Forschung dargelegt. Die beiden Themenkomplexe Hydrodynamik und Wärmeübertragung werden dabei getrennt behandelt. Aufgrund der grundlegenden Bedeutung der Modellierung der Hydrodynamik für die auf ihr aufbauenden Phänomene erfolgt zunächst eine Diskussion von prinzipiellen Ansätzen. Anschließend werden zahlreiche, verschiedene Aspekte der Simulation von isothermen Gas-Feststoff-Wirbelschichten betreffende Arbeiten vorgestellt. Das Kapitel schließt mit der Abgrenzung relevanter Wärmeübertragungsmechanismen und der Beschreibung experimenteller sowie numerischer Untersuchungen zur Wärmeübertragung in Wirbelschichten.

Das 3. Kapitel gibt einen Überblick über die zur Validierung der Simulationsergebnisse verwendeten Wirbelschichtversuchsanlagen zur Hydrodynamik und Wärmeübertragung. Diese werden ebenso vorgestellt wie die Methodik zur Messung der Blaseneigenschaften und des Wärmeübergangskoeffizienten. Zudem werden die eingesetzten Fluidisierungsgase und Partikel charakterisiert.

In Kapitel 4 folgt eine umfassende Beschreibung des numerischen Modells der Wirbelschicht. Wiederum getrennt für Hydrodynamik und Wärmeübertragung werden die einzelnen Erhaltungsgleichungen, Submodelle und Parameter vorgestellt und diskutiert. Abschließend werden die zur Lösung notwendigen Anfangs- und Randbedingungen sowie die Funktionsweise des verwendeten numerischen Lösers beschrieben.

Kapitel 5 beinhaltet Untersuchungen zur Auswahl wesentlicher Simulationsparameter, der Methodik zur Extraktion der benötigten Ergebnisse aus der Simulationen sowie des Einflusses des eingesetzten Rechengitters. Diese zeigen die Bedeutung der genannten Aspekte für die Qualität der erzielbaren Resultate auf, weisen die korrekte Festlegung der gewählten Parameter nach und geben Einblick in die konkreten Auswirkungen auf die Simulationen und die aus ihnen gewonnenen Daten.

In den Kapiteln 6 und 7 werden schließlich die Ergebnisse der verschiedenen Simulationen zur Hydrodynamik und Wärmeübertragung für zahlreiche Wirbelschichtgeometrien, Partikelgrößen und Gasgeschwindigkeiten miteinander und den experimentell gewonnenen Daten verglichen. Dabei werden die Einflüsse sowohl der variierten Modelle und Modellparameter als auch der genannten Prozessgrößen beleuchtet und die Ursachen für Unterschiede und Abweichungen diskutiert.

Kapitel 8 fügt die erzielten Ergebnisse kompakt zusammen und gibt einen Ausblick auf weiter notwendigen Forschungsbedarf sowie mögliche Erweiterungen und Optimierungen des beschriebenen Modells, bevor die Arbeit mit dem Literaturverzeichnis und Anhang abgeschlossen wird.

2 Stand der Forschung

2.1 Hydrodynamische Beschreibung von Gas-Feststoff-Wirbelschichten

2.1.1 Modellierungsansätze für partikelbeladene Zweiphasenströmungen

In der Verfahrenstechnik werden Strömungen mit unterschiedlichen Komponenten als Mehrphasenströmungen bezeichnet. Die einzelnen Phasen sind dabei entweder aufgrund verschiedener Aggregatzustände oder unterschiedlicher Eigenschaften voneinander getrennt. Ihre Anzahl wie auch ihre Kombination können je nach konkretem Anwendungsfall höchst variabel und vielfältig sein. Bei den in dieser Arbeit diskutierten Gas-Feststoff-Wirbelschichten liegt eine Zweiphasenströmung mit einer kontinuierlichen Gasphase und einer dispersen Feststoffphase vor.

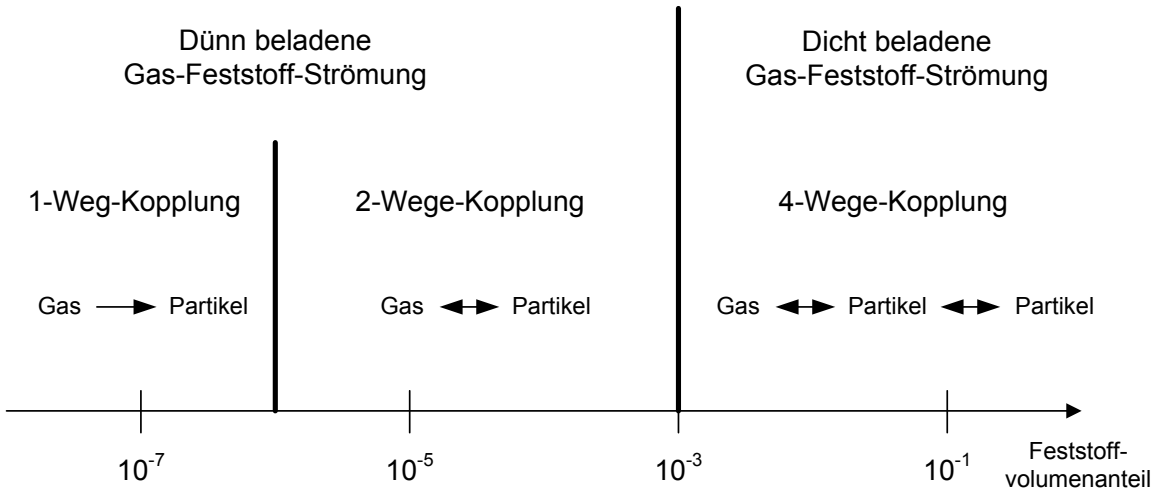

Abbildung 2.1: Regime partikelbeladener Strömungen nach Elghobashi (1991)

Die Intensität der gegenseitigen Beeinflussung der Phasen untereinander wird maßgeblich durch den Volumenanteil der Feststoffphase bestimmt. Abbildung 2.1 zeigt die unterschiedlichen Regime partikelbeladener Strömungen. Bei Volumenanteilen bis Größenordnungen von 10^{-6} haben die Partikel einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Gasströmung. Umgekehrt allerdings ist die Bewegung der Partikel maßgeblich an das strömende Gas gekoppelt. Im Bereich höherer Konzentrationen bis 10^{-3} kommt es bereits zu gegenseitigen Wechselwirkungen zwischen Gas und Partikeln. Bei noch höheren Volumenanteilen der Feststoffphase bestimmen zunehmend Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Kollisionen das Strömungsverhalten des Systems. Diese Form der Zweiphasenströmung ist in der industriellen Anwendung insbesondere auch im Bereich der Wirbelschichttechnik von großer Bedeutung und wird daher intensiv erforscht.

Zur mathematischen Beschreibung der Strömungsmechanik in Gas-Feststoff-Wirbelschichten wurden in den letzten beiden Jahrzehnten zahlreiche Modellansätze entwickelt und verfeinert. Diese unterscheiden sich im Wesentlichen in der Betrachtungsweise der einzelnen Phasen sowie

deren Kopplung untereinander. Eine von van der Hoef et al. (2008) in Abhängigkeit vom jeweiligen technologischen Maßstab aufgestellte Klassifikation dieser Modelle ist in Tabelle 2.1 verzeichnet.

Tabelle 2.1: Klassifikation von Simulationsmodellen nach van der Hoef et al. (2008)

Name	Gasphase	Feststoffphase	Phasenkopplung	Maßstab
Discrete Bubble Model	Lagrange	Euler	Widerstandsfunktionen für Blasen	Industrie (10^1 m)
Two Fluid Model	Euler	Euler	Gas-Feststoff-Widerstandsfunktionen	Technikum (10^0 m)
nicht aufgelöstes Discrete Particle Model	Euler (nicht aufgelöst)	Lagrange	Gas-Partikel-Widerstandsfunktionen	Labor (10^{-1} m)
aufgelöstes Discrete Particle Model	Euler (aufgelöst)	Lagrange	Randbedingung an Partikeloberfläche	Labor (10^{-2} m)
Molecular dynamics	Lagrange	Lagrange	Elastische Kollisionen an Partikeloberfläche	Mesoskopie ($<10^{-3}$ m)

Dabei dienen die kleinskaligeren Modelle aufgrund ihrer physikalisch direkteren und genaueren Auflösung der strömungsrelevanten Phänomene zur Verbesserung und Validierung der jeweils größerskaligen Modelle. Diese Relationen untereinander wurden von van der Hoef et al. (2006) allgemein in einem mehrstufigen Modellierungsansatz beschrieben. Von diesen Modellen haben das nicht aufgelöste Discrete Particle Model sowie das Two Fluid Model die größte praktische Bedeutung bei der Simulation von Wirbelschichten und werden daher im Folgenden beschrieben. Ein detaillierter Vergleich erfolgte beispielsweise durch van Wachem und Almstedt (2003).

2.1.2 Discrete Particle Model

Das Discrete Particle Model (DPM) wird den Euler-Lagrange-Verfahren zugeordnet. Die Gasphase wird gemäß der Euler'schen Betrachtungsweise als Kontinuum in einem ortsfesten Koordinatensystem aufgefasst. Die Bewegungen der einzelnen Partikel werden demgegenüber, der Lagrange'schen Betrachtungsweise folgend, in einem mitbewegten Koordinatensystem beschrieben. Wird der Impulsaustausch zwischen Partikel und Gas durch ein hochaufgelöstes Gitter an der Partikeloberfläche direkt errechnet, spricht man vom aufgelösten Discrete Particle Model. Nutzt man dazu hingegen empirische Widerstandsfunktionen, so wird es als nicht aufgelöstes Discrete Particle Model, in älteren Literaturquellen teilweise auch als Discrete Element Method (DEM), bezeichnet. Bei letzterem können bedeutend gröbere Rechengitter ausgewählt werden, weshalb es in einem größeren, technologisch interessanteren Maßstab angewendet werden kann (van der Hoef et al., 2008). Die folgenden Ausführungen beziehen sich ausschließlich auf dieses.

Das DPM wurde erstmals von Tsuji et al. (1993) für die Modellierung von Gas-Feststoff-Wirbelschichten angewendet. Sie adaptierten dazu eine aus der Bodenmechanik bekannte Methode zur Simulation einer zweidimensionalen Wirbelschicht. Diese beschreibt die Kontaktkräfte, welche bei Partikel-Partikel- oder Partikel-Wand-Kollisionen auftreten und die Partikelbahnen entsprechend der Newton'schen Gesetze beeinflussen, durch die Hilfselemente Sprungfeder, Stoßdämpfer und Gleiter. Zur Ermittlung der Normal- und Tangentialkräfte werden die dazu-

gehörigen Hilfsgrößen Federkonstante, Dämpfungskonstante und Reibungskoeffizient aus den Eigenschaften der Partikel abgeleitet. Die für beide Phasen gleiche, konstante Zeitschrittweite und damit der Zeitaufwand der Simulation wird maßgeblich durch die Größe der Federkonstante bestimmt. Je größer diese ist, desto kleiner sollte nach Tsuji et al. (1993) die Zeitschrittweite gewählt werden, um die Stabilität der Simulation sicherstellen zu können. Bei den Kollisionen wird eine geringfügige Überlappung der Partikeloberflächen zugelassen, weshalb dieser Ansatz auch als Soft-Sphere Modell bezeichnet wird (Deen et al., 2007). Die zweite wesentliche auf die Partikel wirkende Kraft ist die Widerstandskraft infolge Reibung mit der Gasphase. Die zur Ermittlung dazu genutzten empirischen Gleichungen setzen die Kenntnis des Geschwindigkeitsfeldes des Gases voraus. Hierzu werden üblicherweise die Navier-Stokes-Gleichungen für ein mit Partikeln interagierendes Gas numerisch gelöst. Das aufgrund dieser vorhandenen Kopplung entstehende Gesamtmodell wird in der Literatur häufig DPM-CFD-Modell genannt (Xu und Yu, 1997).

Das von Hoomans et al. (1996) entwickelte Hard-Sphere Modell verzichtet dagegen bei der Beschreibung der Kollisionen auf die Federkonstante und fasst die Partikel entsprechend als unelastische Kugeln auf. Weiterhin werden nur paarweise Punktkollisionen angenommen; Mehrfachkollisonen und partielle Überlappungen, wie beim Soft-Sphere Modell möglich, finden nicht statt. Für jedes Partikelpaar wird die bei anhaltender Bewegung bis zur jeweiligen Kollision notwendige Zeit ermittelt. Die Partikelpositionen werden erst dann aktualisiert, wenn entweder das globale Minimum dieses Werts erreicht wird (und daher eine Kollision stattfindet) oder eine Neuberechnung der Gasphase erfolgt (neuer Zeitschritt bei der Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen). Die Entkopplung der Zeitschritte von Partikel- und Gasbewegung führt in Systemen mit geringer Partikelbeladung zu einer Überlegenheit des Hard-Sphere Modells (Deen et al., 2007).

Die zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten des DPM sowie wesentliche Erkenntnisse daraus wurden von Zhu et al. (2008) zusammengetragen. Die umfangreiche Literaturrecherche von Deen et al. (2007) gibt einen umfassenden Überblick über wesentliche Aspekte der Modellierung von Wirbelschichten mittels DPM. Gegenüber kontinuumsbasierten Modellen hat das DPM zahlreiche Vorteile, die beispielsweise von Gera et al. (1998) kompakt zusammengefasst wurden. So ist es prinzipiell möglich, jedem einzelnen Partikel individuelle Eigenschaften wie Dichte, Größe und Form zuzuordnen und so polydisperse Partikelgemische abzubilden. Weiterhin können die einzelnen Partikelbahnen errechnet und damit Partikelvermischung sowie Verweilzeiten direkt ermittelt werden. Aufgrund der Auflösung der Kollisionseffekte ist dieser Ansatz physikalisch genauer und kann auf zahlreiche vorwiegend empirische Korrelationen zur Schließung des Gleichungssystems verzichten. Der größte und entscheidendste Nachteil ist der enorm hohe Rechenaufwand bei einer bereits relativ geringen Partikelanzahl. Neuere von Gui et al. (2008) durchgeführte 3D-Simulationen einer Laborwirbelschicht mit 178200 Partikeln und 2 Strömungswiderständen konnten in einem vertretbaren Zeitrahmen lediglich einen Strömungszeitraum von 1,5 Sekunden reproduzieren. Zur Simulation technologisch interessanter Wirbelschichten mit etwa 10^{12} bis 10^{15} Partikeln werden DPM-basierte Modelle daher auch in naher Zukunft als kaum anwendbar betrachtet (Chiesa et al., 2005).

2.1.3 Two Fluid Model

Im Gegensatz zum DPM werden beim Two Fluid Model (TFM), welches zu den Euler-Euler-Verfahren gezählt wird, auch die Partikel in ihrer Gesamtheit als Kontinuum aufgefasst. Gas- und Partikelphase können sich dabei gegenseitig vollständig durchdringen. Die Herausforderung bei der Modellierung dieses Ansatzes besteht in der Beschreibung der Impulserhaltung der diskreten Partikel in einer Kontinuumsform. Wichtige theoretische Grundlagen dazu wurden von Anderson und Jackson (1967) und Ishii (1975) geschaffen. Basierend auf Volumenmittelungsverfahren konnten sie die Impulserhaltungsgleichungen für dichte Zweiphasenströmungen mathematisch herleiten. Die betrachteten Volumina mussten dabei bedeutend größer als die disperse Phase aber gleichzeitig auch bedeutend kleiner als das zu beschreibende Gesamtsystem sein. Ishii (1975) behandelt beide Phasen identisch und führt die Mittelung in einem festen Volumenelement durch. Eine Phasenindikatorfunktion, die in jedem Punkt das Vorhandensein der dispersen Phase mit dem Wert 1 und die der kontinuierlichen Phase mit dem Wert 0 anzeigt, wird über das Volumen integral gemittelt und so der entsprechende Volumenanteil ermittelt. Die aus der Einphasenströmung bekannten Navier-Stokes-Gleichungen werden mit diesem entsprechend modifiziert, um die Erhaltungsgleichungen für die Zweiphasenströmung zu erhalten. Der von Ishii (1975) entwickelte und von Ishii und Mishima (1984) erweiterte Ansatz ist formal lediglich für Fluid-Fluid-Systeme anwendbar. Enwald et al. (1996) adaptierten diesen für Gas-Feststoff-Wirbelschichten und konnten ihn erfolgreich anwenden. Anderson und Jackson (1967) nutzten demgegenüber ein Mittelungsverfahren, welches auf einer mit zunehmendem Abstand im Raum monoton fallenden aber nicht näher erläuterten Wichtungsfunktion basiert. Wesentlich dabei ist, dass die beiden Phasen unterschiedlich betrachtet werden. So werden die lokal gemittelten Eigenschaften der Feststoffphase bezogen auf die Partikelmittelpunkte abgeleitet. Damit kann der Effekt, dass die Reaktionen der auf den Partikeloberflächen angreifenden Kräfte in den Partikelzentren erfolgen und die Bewegung daher nicht von der Verteilung der Scherspannungen im Partikelinneren abhängig ist, realistisch abgebildet werden. Die daraus ableitbaren und von Jackson (1997) später nochmals detaillierter beschriebenen Erhaltungsgleichungen stellen, wie in einer numerischen Studie von van Wachem et al. (2001) nachgewiesen, einen realistischeren Ausgangspunkt für die numerische Simulation von Wirbelschichten dar.

Diese Gleichungen beinhalten mit Partikeldruck und Partikelschubspannungstensor zwei Größen, die die Rheologie der Feststoffphase beschreiben. Für sie mussten entsprechende Modelle entwickelt werden, um das sich ergebende Gleichungssystem zu schließen und damit lösen zu können. In den Anfangsjahren der Wirbelschichtsimulation mittels CFD wurden dafür relativ einfache Korrelationen verwendet, die als Constant Viscosity Model (CVM) bezeichnet wurden. Unter Annahme einer konstanten Viskosität der Feststoffphase wurde der Partikeldruck unter Zuhilfenahme des Elastizitätsmoduls mit einem Exponentialansatz modelliert, der lediglich vom Gasphasenvolumenanteil abhängig ist. Seine primäre Aufgabe bestand darin, die aufgrund der Partikel-Partikel-Interaktionen auftretenden Normalkräfte abzubilden und eine Verdichtung der Feststoffphase über das maximale Packungslimit hinaus zu verhindern. Dieser Ansatz wurde von Gidaspow und Ettehadieh (1983) zur Simulation einer zweidimensionalen Wirbelschicht genutzt. Zur Kalibrierung der Exponentialfunktion verwendeten sie Ergebnisse von Rietema und

Mutsers (1973). Weitere Arbeiten von Syamlal und Gidaspow (1985), Kuipers et al. (1992) sowie Bouillard et al. (1989) untersuchten Wärmeübergangsphänomene zwischen Wand und Wirbelschicht beziehungsweise den Einfluss eines Strömungswiderstands auf die Porosität in einer Wirbelschicht mittels CVM. Massoudi et al. (1992) verglichen verschiedene Funktionen für den Partikeldruck und stellten fest, dass sich diese teilweise um Größenordnungen voneinander unterscheiden, ihr Einfluss auf die Strömung allerdings dennoch vernachlässigbar ist. Das CVM ist daher nicht geeignet, die Rheologie der Feststoffphase physikalisch adäquat zu beschreiben, und dient faktisch lediglich zur Verbesserung der numerischen Stabilität des Gesamtmodells.

Ein komplexerer und heute nahezu ausschließlich genutzter Ansatz zur Modellierung der Rheologie der Feststoffphase ist die auf der kinetischen Gastheorie basierende Kinetic Theory of Granular Flow (KTGF). Dabei wird angenommen, dass sich die Partikel einer granularen Strömung ähnlich chaotisch bewegen wie die Moleküle eines idealen Gases und daher die entsprechenden Gesetze der statistischen Physik angewendet werden können, wobei hier die elastischen Stöße zwischen Gasmolekülen als leicht unelastische Stöße zwischen den Partikeln beschrieben werden. Ogawa et al. (1980) formulierten erstmals eine Erhaltungsgleichung für die fluktuierende kinetische Energie der Partikel. Savage und Jeffrey (1981) konnten für elastische Partikel in einem starken Scherfeld über eine Analogie zur kinetischen Theorie dichter Gase (Chapman und Cowling, 1970) eine Verbindung zwischen der Fluktuationsgeschwindigkeit und dem Gradienten des Schubspannungstensors der Feststoffphase herstellen und beschreiben. Jenkins und Savage (1983) erweiterten diese mithilfe der Boltzmann'schen Transportgleichung unter Verwendung des Restitutionskoeffizienten auf leicht unelastische Partikel und führten die granulare Temperatur als Maß für die Fluktuationsgeschwindigkeit ein. Lun et al. (1984) konnten schließlich zeigen, dass die Herleitung auch auf reale unelastische Partikel übertragen werden kann und gaben zahlreiche Schließungsgleichungen explizit an. Zudem verallgemeinerten sie diese unter der Voraussetzung leicht unelastischer Partikel auf gewöhnliche Strömungsfelder. Dazu teilten Lun et al. (1984) die Gleichungen in einen Kinetik- und einen Kollisionsanteil auf, die jeweils in Bereichen geringer beziehungsweise hoher Partikelkonzentrationen dominieren. Basierend auf all diesen Vorarbeiten konnten Ding und Gidaspow (1990) ein Gesamtmodell zur numerischen Strömungssimulation von blasenbildenden Wirbelschichten entwickeln und eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit experimentellen Daten erzielen. Gidaspow (1994) legte in der Folge eine umfangreiche und umfassende Beschreibung der KTGF und ihre Anwendung auf Gas-Feststoff-Wirbelschichten vor. Van Wachem et al. (2001) haben verschiedene empirische Schließungskorrelationen zusammengetragen und miteinander verglichen. Später bestätigten die Studien von Patil et al. (2005a,b) und Johansson et al. (2006) die Überlegenheit der Kinetic Theory of Granular Flow gegenüber dem Constant Viscosity Model. Einen Überblick zahlreicher früher Anwendungsbeispiele beider Modelle geben Enwald et al. (1996).

Allgemein besitzt das TFM gegenüber dem DPM den wesentlichen Vorteil, dass mit dessen Hilfe relativ große, technologisch interessante Wirbelschichten mit relativ geringem numerischen Aufwand simuliert werden können. Nachteilig wirkt sich die kaum mögliche Differenzierung der Partikel aus, da ihre Eigenschaften (Dichte, Größe und Form) für die ganze Feststoffphase als einheitlich angenommen werden. Zudem ist der Anteil notwendiger empirischer Korrelationen

größer und das TFM damit physikalisch weniger genau. Effekte wie Rotation der Partikel oder Reibung zwischen Partikeln werden nicht berücksichtigt oder können nur stark vereinfacht betrachtet werden. Dennoch ist es für Anwendungen im Technikums- und Industriemaßstab das zu bevorzugende Modell (van der Hoef et al., 2008).

2.1.4 Wirbelschichtsimulation mittels Kinetic Theory of Granular Flow

Basierend auf den theoretischen Vorarbeiten und praktischen Implementierungen der KTGF von Ding und Gidaspow (1990), Syamlal et al. (1993), Enwald et al. (1996) und Boemer (1996) in bestehende oder eigens entwickelte CFD-Codes konnte das TFM-KTGF-Modell einem weiten Anwenderkreis zugänglich gemacht werden. Zahlreiche Forschungsgruppen wendeten es für verschiedenste Wirbelschichtprozesse an und führten Validierungsuntersuchungen durch. In den folgenden Kapiteln werden diese Arbeiten kompakt vorgestellt, wobei die Betrachtung auf die Anwendung in blasenbildenden Wirbelschichten beschränkt wird.

2.1.4.1 Freie atmosphärische Wirbelschichten mit sphärischen Partikeln

Zur experimentellen Validierung der komplexen hydrodynamischen CFD-Modelle werden häufig relativ einfache, atmosphärisch betriebene und strömungswiderstandsfreie Wirbelschichten mit sphärischen Partikeln eingesetzt und viele, die Validierung zusätzlich erschwerende Effekte und Phänomene wie beispielsweise Wärmeübergang und Stofftransport vernachlässigt. Als dazu herangezogene Messgrößen dienen meist die Eigenschaften der Wirbelschicht (Druckverlust, Expansion, Bettporosität) oder der aufsteigenden Blasen (Größe, Geschwindigkeit, Form). Die daraus folgenden methodischen Schwierigkeiten, aus diesen Ergebnissen allgemeingültige Aussagen ableiten zu können, wurden von Grace und Taghipour (2004) thematisiert.

Boemer (1996) führte als Erster umfangreiche Untersuchungen zur Validierung der KTGF für blasenbildende Wirbelschichten durch. Er verglich und diskutierte zahlreiche in der Literatur vorhandene Modelle zur Beschreibung der Erhaltung der granularen Energie, der Rheologie der Feststoffphase und des Impulsaustauschs zwischen den Phasen. Der Vergleich der Ergebnisse der Simulationen mit Experimenten, die mit Glaskugeln nahe der B/D-Grenze nach Geldart (1973) durchgeführt wurden, zeigte zufriedenstellende Übereinstimmungen für eine entsprechend optimierte Kombination der Submodelle. Als Validierungsgrößen dienten der sichtbare Blasenvolumenstrom, die Größe, Form und Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen, die Verteilung des Druckverlustes in der Wirbelschicht sowie die Partikelverteilung um eine Einzelblase.

Van Wachem et al. (1999) untersuchten das simulierte, dynamische Verhalten einer Laborwirbelschicht. Die Leistungsdichtespektra der Druck- und Porositätsfluktuationen konnten im Vergleich mit experimentellen Daten und Korrelationen erfolgreich validiert werden und zeigten damit, dass auch dynamische Effekte von der KTGF aufgelöst werden können.

Eine weitere intensive Validierungsstudie wurde von van Wachem et al. (2001) durchgeführt. Im Vergleich zur Arbeit von Boemer (1996) wurden zwischenzeitlich neuentwickelte Submodelle

miteinbezogen sowie verschiedene Formen der Erhaltungsgleichungen angewendet. Sie nutzten ebenfalls Glaskugeln, welche aufgrund ihrer geringeren Größe allerdings der Partikelgruppe B zuzuordnen sind. Als Vergleichsgrößen wurden neben der Bettexpansion auch Form, Größe und Geschwindigkeit der aufsteigenden Blasen herangezogen. Van Wachem et al. (2001) hoben die Bedeutung der genauen Modellierung der Widerstandskraft zwischen den Phasen hervor, da diese zusammen mit der Gravitation die Impulserhaltungsgleichung dominiert. Demgegenüber stehen die Schubspannungsterme etwas im Hintergrund, weshalb die konkrete Wahl dieser Submodelle weit weniger Einfluss auf die Simulationsergebnisse hat.

Taghipour et al. (2005) untersuchten den Einfluss zweier oft genutzter Widerstandsfunktionen von Syamlal et al. (1993) und Gidaspow (1994) auf die Expansion und den Druckverlust und verglichen ihre Simulationsergebnisse mit eigenen Experimenten in einer quasi-2D Wirbelschicht. Während sowohl der mittlere als auch der zeitlich aufgelöste Gesamtdruckverlust für beide Funktionen gleichermaßen gut mit den Werten aus dem Experiment übereinstimmten, zeigten sich für die Bettexpansion merkliche Unterschiede. In beiden Fällen konnte sie mit zunehmender Fluidisierungsgeschwindigkeit zwar qualitativ aber nicht quantitativ reproduziert werden. Sämtliche errechneten Werte waren kleiner als die experimentell gemessenen. Mögliche Gründe dafür wurden nicht diskutiert.

Hulme et al. (2005) führten eine numerische Parameterstudie durch und verwendeten dazu experimentell durch Röntgenfluoroskopie in einer zylindrischen Laborwirbelschicht gewonnene Daten der Blaseneigenschaften (vorrangig der Blasengröße) zur Validierung. Sie variierten die Zeitschrittweite der Simulation, ihre räumliche Diskretisierung, den Grenzwert zur Definition einer Blase sowie die Reibungsmodelle, zeigten deren zum Teil relativ hohen Einfluss auf die Ergebnisse auf und gaben entsprechende Empfehlungen ab.

Die Untersuchungen von Johansson et al. (2006) zielten auf zwei selten betrachtete Aspekte der Modellierung von Wirbelschichten ab. Zum einen verglichen sie zwei verschiedene Formen der Einströmrandbedingung am Düsenboden. Neben der nahezu ausschließlich getroffenen Annahme einer entlang des Bodens konstanten Gasgeschwindigkeit wurde ein Einströmmodell vorgestellt, welches die Druckverhältnisse im Beruhigungsraum unterhalb des Düsenbodens miteinbezieht. Letzteres zeigte eine bessere Übereinstimmung mit dem durchgeführten Experiment. Zum anderen konnte festgestellt werden, dass die Simulationsergebnisse einer kalten Wirbelschicht unabhängig davon sind, ob die Gasdichte als konstant oder variabel angenommen wird.

Aufgrund der relativ hohen Vorhersagegenauigkeit der KTGF nutzten van Ommen et al. (2006) diese erfolgreich, um die Aussagekraft verschiedener Kombinationen von dimensionslosen Scale-up Kennzahlen von Wirbelschichten anhand von Druck und Porositätsmessungen zu überprüfen, ohne die sonst dazu notwendigen experimentellen Anlagen aufbauen zu müssen.

Lindborg et al. (2007) untersuchten den Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf verschiedene Eigenschaften einer mit einem Durchmesser von 0,5 m relativ großen, zylindrischen und mit Partikeln der Gruppen A und B betriebenen Technikumswirbelschicht. Es gelang ihnen, Bettexpan-

sion, Partikelbewegung sowie Blasengröße und Blasengeschwindigkeit für Geldart B Partikel anhand von experimentellen Daten aus der Literatur zu validieren und deren Sensitivität dem Restitutionskoeffizienten gegenüber aufzuzeigen. Mithilfe eigener Tracergasmessungen konnte zudem die Bedeutung der Modellierung der Gasturbulenz bei Gasmischungsprozessen in Wirbelschichten mit Geldart A Partikeln unterstrichen werden.

Reuge et al. (2008) führten eine Studie zu unterschiedlichen Dissipationsparametern der KTGF durch. Sie untersuchten dazu Geldart B Partikel in einer zylindrischen Laborwirbelschicht und verglichen die gemessene Bettexpansion sowie deren Fluktuation. Ein zu bevorzugendes Modell zur Berücksichtigung der Reibungseffekte konnte ermittelt werden. Weiterhin konnte mit größer werdendem Restitutionskoeffizienten eine Erhöhung der Bettexpansion festgestellt werden, während zunehmende Reibungswinkel keinen Einfluss darauf zeigten und lediglich deren Fluktuation reduzierten.

Fan und Fox (2008) konnten die Entmischung zweier verschieden großer Geldart D Partikel in einer quasi-2D Wirbelschicht erfolgreich simulieren. Sie kombinierten dazu die KTGF mit der Direct Quadrature Method of Moments, welche die Partikel mit einer Größenverteilung und geeignet gewählten Stützpunkten beschreibt und dann die Impulserhaltungsgleichungen für charakteristische Partikelgrößen separat löst. Für binäre Partikelgemische stimmten die Resultate der Segregationsraten gut mit experimentellen Daten überein, während dies für kontinuierliche Gemische von der zur Partikelcharakterisierung gewählten Größenverteilung abhängig war.

2.1.4.2 Wirbelschichten mit Rohreinbauten

In Wirbelschichten eingebrachte Rohreinbauten dienen je nach Anwendungsfall meist der Zu- oder Abfuhr von thermischer Energie. Ihre Anwesenheit beeinflusst die Hydrodynamik einer Wirbelschicht massiv. Die Größe und Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen wird reduziert, die Partikelbewegung und -verteilung damit verändert und ihre Vermischung intensiviert. Experimentelle Untersuchungen dieser großen Effekte wurden unter anderem von Yates et al. (1990), Olsson et al. (1995), Hull et al. (1999) und Johansson et al. (2004) durchgeführt.

Ding und Gidaspow (1990) haben erstmals den Einfluss eines Strömungswiderstands auf die Hydrodynamik mithilfe der KTGF untersucht. Sie benutzten dazu einen quaderförmigen Körper, der in eine quasi-2D Wirbelschicht mit Geldart B Partikeln eingebracht und von einem Gasjet angeströmt wurde. Als Vergleichsgrößen dienten die Fluktuationsfrequenz der Porosität an ausgewählten Punkten sowie die Porosität in Abhängigkeit von der Wirbelschichthöhe. Beide zeigten eine relativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Messungen und eine höhere Genauigkeit gegenüber den Simulationen mit dem CVM von Bouillard et al. (1989).

Die Arbeit von Pain et al. (2001) konzentrierte sich auf die Partikelbewegung und -verteilung um einen einzelnen zylindrischen Strömungswiderstand herum. Der Vergleich mit experimentellen Daten zeigte, dass ihr Modell diese zufriedenstellend abbilden konnte. Während der sich oberhalb des Körpers ausbildende, schwer fluidisierbare Bereich sichtbar wurde, konnte die im

unteren Bereich vorhandene Partikelzirkulation zwischen Wand und Bettmitte allerdings nicht aufgelöst werden.

Das Sharma und Mohan (2003) simulierten unter Anwendung der KTGF eine Wirbelschicht mit 3 Rohrreihen, welche von Hull et al. (1999) experimentell untersucht wurde. Sie konnten den gemessenen Verlauf der zeitlich gemittelten Blasengröße und -aufstiegsgeschwindigkeit über der Wirbelschichthöhe inklusive der Rohreinflüsse nahezu übereinstimmend reproduzieren und so ihr Modell erfolgreich validieren. Darauf aufbauend wurde der Einfluss der Rohranordnung und der Fluidisierungsgeschwindigkeit auf die Hydrodynamik untersucht.

Inwieweit die Partikelbewegung und -verteilung durch Strömungswiderstände beeinflusst wird, haben auch Yurong et al. (2004) numerisch untersucht. Dabei kamen Wirbelschichten mit bis zu 4 horizontal angeordneten Rohren zum Einsatz, die mit Partikel nahe der B/D-Grenze betrieben wurden. Zur Gittererzeugung nutzten sie ein rohrangepasstes Koordinatensystem.

Asegehegn (2011) nutzte das TFM zu einer umfassenden Untersuchung des Einflusses von horizontalen Rohren auf die Hydrodynamik. Dabei wurden zahlreiche Submodelle der KTGF und deren relevante Parameter variiert und analysiert. Die Validierung der Simulationen erfolgte anhand von Versuchen in einer quasi-2D Wirbelschicht. Weiterhin wurden die Auswirkungen verschiedener, versetzt und fluchtend angeordneter Rohrbündelgeometrien mit variabler Packungsdichte auf die Eigenschaften der aufsteigenden Blasen (Größe, Geschwindigkeit, Form) experimentell und numerisch erforscht. Als Partikel wurden Glaskugeln unterschiedlicher Größen eingesetzt, die nach der Geldart-Klassifikation den Bereich von der A/B-Grenze bis hin zur Gruppe D abdeckten.

In der Literatur sind zahlreiche weitere Arbeiten zur numerischen Strömungssimulation der Hydrodynamik von Wirbelschichten mit Rohreinbauten mittels Two Fluid Model verfügbar. Diese Arbeiten nutzten aber entweder nicht die KTGF, wie beispielsweise Gamwo et al. (1999), Gustavsson und Almstedt (2000) und Lyczkowski et al. (2010), oder richteten ihren Fokus auf Wärmeübertragungseffekte, wie beispielsweise Schmidt (2002), Armstrong et al. (2010b) und Yusuf et al. (2011), und wurden deshalb in diesem Kapitel nicht weitergehend diskutiert.

2.1.4.3 Druckaufgeladene Wirbelschichten

Infolge der erhöhten Gasdichte bei druckaufgeladenen Wirbelschichtprozessen kommt es zu qualitativen Veränderungen der Gas-Partikel- und Partikel-Partikel-Interaktionen sowie der Strömungsstruktur. Mit zunehmendem Druck verringern sich für gewöhnlich die Größen der Blasen, während ihre Aufstiegsgeschwindigkeiten zumeist zunehmen. Blasenteilung und -wiedervereinigung treten häufiger auf, so dass die Wirbelschicht insgesamt homogener ist. Weiterhin erhöhen sich die erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten, weshalb die Wirbelschichtanlagen kleiner und kompakter ausfallen können. Wichtige experimentelle Studien zum Einfluss des Drucks auf die Wirbelschichteigenschaften sind beispielsweise von Olowson und Almstedt (1990), Olsson et al. (1995) und Wiman und Almstedt (1997) durchgeführt worden. Umfangreiche Über-

blicksdarstellungen und weiterführende Literaturangaben zu diesem Thema sind in den Arbeiten von Gogolek und Grace (1995), Yates (1996) sowie Sidorenko und Rhodes (2003) zu finden.

Enwald und Almstedt (1999) verglichen die horizontalen Profile der Blasenfrequenz, -größe und -geschwindigkeit ihrer simulierten, mit bis zu 16 bar druckaufgeladenen Wirbelschichten mit den experimentellen Ergebnissen von Olowson und Almstedt (1990). Qualitativ konnten die Verläufe reproduziert werden, sie zeigten aber vereinzelt auch relativ große Abweichungen. Des Weiteren wurden frühere Ergebnisse bestätigt, die nachgewiesen haben, dass die Turbulenz in der Gasphase bei atmosphärischen Wirbelschichten nahezu unbedeutend ist und daher nicht modelliert werden muss, während dies bei erhöhtem Systemdruck nicht mehr angenommen werden kann.

Gilbertson et al. (2001) untersuchten unterschiedliche Strukturen lokaler Porositäten beim Übergang von Jet- zu Blasenstrukturen mittels Röntgenstrahlmessungen in einer zylindrischen Wirbelschicht bei 1 und 21 bar. Sie konnten zeigen, dass die KTGF im Gegensatz zum CVM in der Lage ist, auch komplexere Strömungsphänomene erfolgreich reproduzieren zu können. Mit steigendem Druck nahmen die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment zu.

Cao et al. (2008) führten experimentelle Untersuchungen mit verschiedenen Drücken bis 11 bar in einer zylindrischen Wirbelschicht mit konischem Düsenboden durch. Für ihre Simulationen nutzten sie die KTGF mit den Standardmodellen für Widerstandskraft und Gasturbulenz. Sie untersuchten den Druckeinfluss auf die Blasengröße sowie die lokale und bettgemittelte Porosität. Im Allgemeinen konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erzielt werden. Allerdings stiegen auch hier die Abweichungen mit zunehmendem Druck relativ stark an. Als Ursache dafür wurden die für höhere Drücke nur unzureichend validierten Widerstandskraftmodelle angesehen.

2.1.4.4 Wirbelschichten mit nicht-sphärischen Partikeln

In den bisher dargestellten Untersuchungen wurden nahezu ausschließlich Glaskugeln als Wirbelgut verwendet. Aufgrund ihrer nahezu „idealen“ Eigenschaften, wie beispielsweise ihre hohe Sphärizität, geringe Bruchneigung und nicht vorhandenen Kapillaren, sowie der in der Literatur zahlreich vorhandenen experimentellen Daten werden sie häufig zur Validierung von Wirbelschichtsimulationen herangezogen. Demgegenüber sind Studien mit „realen“, in industriellen Prozessen angewendeten Partikeln relativ selten zu finden. Zumeist liegen ungenügende Informationen zur Parametrierung der Modelle vor oder deren Anpassung ist erforderlich. Wesentliche Größen dabei sind Sphärizität, Restitutionskoeffizient und Reibungswinkel.

McKeen und Pugsley (2003) nutzten CFD-Simulationen, um den hydrodynamischen Einfluss von unterschiedlichen Leitblecheinbauten in einem FCC-Abscheider zu untersuchen. Beim Fluid Catalytic Cracking (FCC) werden kugelförmige Katalysatoren verwendet, die eine geringe Größe sowie Dichte haben und daher zur den Geldart A Partikeln gehören. Um dies bei der Modellierung der Widerstandskraft zwischen Gas und Partikeln zu berücksichtigen, führten sie einen empirischen Skalierungsfaktor für ein vorhandenes Modell ein, der anhand vorheriger

Vergleichsstudien ermittelt wurde. Die Katalysatoren wurden als sphärisch angenommen und weitere Partikeleigenschaften aus der Literatur entnommen. Bemerkenswert ist, dass diese bis auf die Dichte den Eigenschaften von Glaskugeln sehr ähnlich sind. Ein Vergleich der Frequenz der aufsteigenden Blasen mit experimentellen Daten zeigte eine gute Übereinstimmung. In einer vergleichbaren Studie haben Zimmermann und Taghipour (2005) die Hydrodynamik und Reaktionskinetik in einer freien Wirbelschicht simuliert. Sie nutzten dafür das Widerstandsmodell von Syamlal et al. (1993), welches sie mit experimentellen Daten auf die korrekte Wiedergabe der Betteigenschaften bei Minimalfluidisierung kalibrierten und damit bessere Ergebnisse für die Bettexpansion erhielten. Weiterhin führten sie eine Sensitivitätsanalyse für den Restitutionskoeffizienten durch und fanden heraus, dass dieser nur einen geringen Einfluss auf die Hydrodynamik der FCC-Wirbelschicht hat. Die Simulation konnte die experimentell gemessenen horizontalen Profile des Leervolumens auf verschiedenen Betthöhen und für unterschiedliche Fluidisierungsgeschwindigkeiten zufriedenstellend reproduzieren.

Owoyemi et al. (2005) wendeten die KTGF zur Beschreibung von Wirbelschichten mit natürlichem und synthetischem Rutil, welches zur Gewinnung von reinem Titan genutzt wird, an. Beide Pulver gehören zu den Geldart B Partikeln und besitzen eine ellipsoidische Form, wobei das synthetische Rutil sphärischer als das natürliche ist. Für die Simulationen wurden beide dennoch als kugelförmig angenommen. In Ermangelung experimenteller Werte wurde der in der Literatur am häufigsten zu findende Restitutionskoeffizient verwendet. Ihre Simulationen verglichen sie mit eigenen Experimenten sowie empirischen Korrelationen und erhielten jeweils gute qualitative und quantitative Übereinstimmungen für die Blasenkonturen, Bettexpansionen und Blasengrößen, wobei die Simulationsergebnisse für das synthetische Rutil aufgrund seiner höheren Sphärizität geringere Abweichungen zu den Experimenten aufwies.

Peirano et al. (2001) bezogen bei ihren Simulationen einer Quarzsand-Wirbelschicht die Sphärizität über ein angepasstes Packungslimit sowie einer modifizierten Partikelrelaxationszeit mit ein. Sie verglichen das Leistungsdichtespektrum des Druckes von 2D- und 3D-Simulationen mit eigenen experimentellen Werten und fanden eine gute Übereinstimmung, insbesondere für den 3D-Fall, der die reale Strömung naturgemäß besser repräsentiert. Syamlal und O'Brien (2003) untersuchten den Zerfall von Ozon in einer freien Wirbelschicht. Als Katalysator wurde mit Eisen(III)-oxid beschichteter Sand verwendet. Dieser Prozess hat keine praktische Anwendung in der Industrie, ist jedoch ein interessanter Test- und Studienfall in der Verfahrenstechnik. Die Berücksichtigung der Sphärizität der Partikel erfolgte über eine Rekalibrierung der empirischen Konstanten im Widerstandsmodell von Syamlal et al. (1993), um sicherzustellen, dass die Minimalfluidisierung richtig wiedergegeben wird. Die Simulation konnte experimentelle Daten für die Wirbelschichtexpansion sowie die Austrittskonzentration des Ozons in Abhängigkeit von Gasgeschwindigkeit und Betthöhe aus einer Testanlage reproduzieren und das Gesamtmodell damit erfolgreich validieren. In der bereits erwähnten Arbeit von Johansson et al. (2006) wurden verschiedene TFM-Teilmodelle miteinander und gegenüber einem Wirbelschichtexperiment mit Quarzsand verglichen. Die bekannte Sphärizität des Sandes wurde durch eine entsprechende Reduktion des strömungseffektiven Partikeldurchmessers im verwendeten Widerstandsmodell nach Wen und Yu (1966) berücksichtigt. Die Ergebnisse für die Eigenschaften der aufsteigenden

Blasen (Frequenz, Volumenanteil, Größe und Geschwindigkeit) zeigten zufriedenstellende Übereinstimmungen zwischen Experiment und KTGF-Simulation.

Numerische Untersuchungen mit Kohle als Wirbelgut behandeln hauptsächlich deren Umsetzung zu Synthesegas in einem Wirbelschichtvergaser. In den letzten Jahren wurden zahlreiche, relativ ähnliche Studien zu dieser Anwendung durchgeführt; beispielhaft können hier die Arbeiten von Yu et al. (2007) sowie Cornejo und Farias (2011) genannt werden. Ihnen allen ist gemein, dass sie zur Vereinfachung der Simulationen und Verbesserung deren Konvergenzverhaltens unter anderem von sphärischen Kohlepartikeln ausgehen und zumeist mangels Messwerten Standardwerte für Restitutionskoeffizient und Reibungswinkel benutzen. Als Vergleichsgröße zwischen Experiment und Simulation dienen üblicherweise die zeitlich gemittelten Gaskonzentrationen am Austritt der Wirbelschicht, welche mit den Standardmodellen bereits gut miteinander übereinstimmen. Auf detailliertere hydrodynamische Eigenschaften, die zur Validierung des Gesamtmodells herangezogen werden könnten, wird nicht näher eingegangen.

2.2 Wärmeübertragung in Wirbelschichten

2.2.1 Wärmeübertragungsarten

Bei der Betrachtung von Wirbelschichten muss zunächst die Wärmeübertragung zwischen Gas und Partikeln von der zwischen Wänden oder Einbauten und Wirbelschicht unterschieden werden. Aufgrund der enorm großen Übertragungsfläche und der intensiven Vermischung zwischen Gas und Partikeln kann durch die erstgenannte Form eine große Energiemenge transportiert werden. In der Praxis stellt diese daher einen meist vernachlässigbaren Übertragungswiderstand dar (Botterill, 1986). Bei der numerischen Strömungssimulation von Wirbelschichten führt die Wärmeübertragung zwischen Gas und Partikeln zu einer starken Kopplung der beiden korrespondierenden Energieerhaltungsgleichungen, die entsprechend adäquat modelliert werden muss (siehe auch Kapitel 4.2.1). In einer umfassenden Studie konnte Schmidt (2002) zeigen, dass dafür das Modell von Gunn (1978) am besten geeignet ist. Dieses wird auch mit Ausnahme der frühen Arbeit von Syamlal und Gidaspow (1985) bei allen relevanten und in Kapitel 2.2.3 vorgestellten numerischen Untersuchungen angewendet.

Die Wärmeübertragung zwischen den Wänden oder Einbauten und der Wirbelschicht stellt in der Praxis den begrenzenden Faktor des Ein- oder Austrags von Wärme dar, weshalb die Forschung sich vorrangig auf diesen konzentriert. Hierbei wirken, wie beispielsweise von Botterill (1986) beschrieben, drei verschiedene Übertragungsmechanismen, die allgemein als unabhängig voneinander angenommen und hinsichtlich ihrer Wirkung daher additiv miteinander verknüpft werden: Partikel- und Gaskonvektion sowie Strahlung. Unter Partikelkonvektion wird die Wärmeübertragung aufgrund der Bewegung der Partikel an die Wärmeübertragerfläche heran, die dort erfolgende Aufheizung oder Abkühlung und der anschließende Abtransport verstanden. Einen fundamentalen Ansatz zur Beschreibung dieses Phänomens liefert die Pakettheorie von Mickley und Fairbanks (1955). Sie geht dabei von Partikelpaketen aus, die Aufgrund der Blasenbewegung in der Wirbelschicht in Kontakt mit der Wärmeübertragerfläche kommen und dann in

Abhängigkeit von ihrer dortigen Verweilzeit unterschiedlich stark aufgeheizt oder abgekühlt werden. Die von Mickley und Fairbanks (1955) dafür vorgeschlagene Gleichung ist allerdings nur für relativ lange Verweilzeiten gültig, so dass in der Folge zahlreiche darauf basierende, aber entsprechend verbesserte Modelle entwickelt wurden, die zudem auch teilweise die Effekte der Gaskonvektion miteinbezogen. Diese beschreibt die Wärmeübertragung durch die Gasumströmung der Wände oder Einbauten, die im Gegensatz zur Einphasenströmung aufgrund der Anwesenheit der Partikel allerdings turbulenter und damit intensiver ist. Ein Gesamtüberblick über die entwickelten Konvektionsmodelle ist bei Yusuf et al. (2005) zu finden.

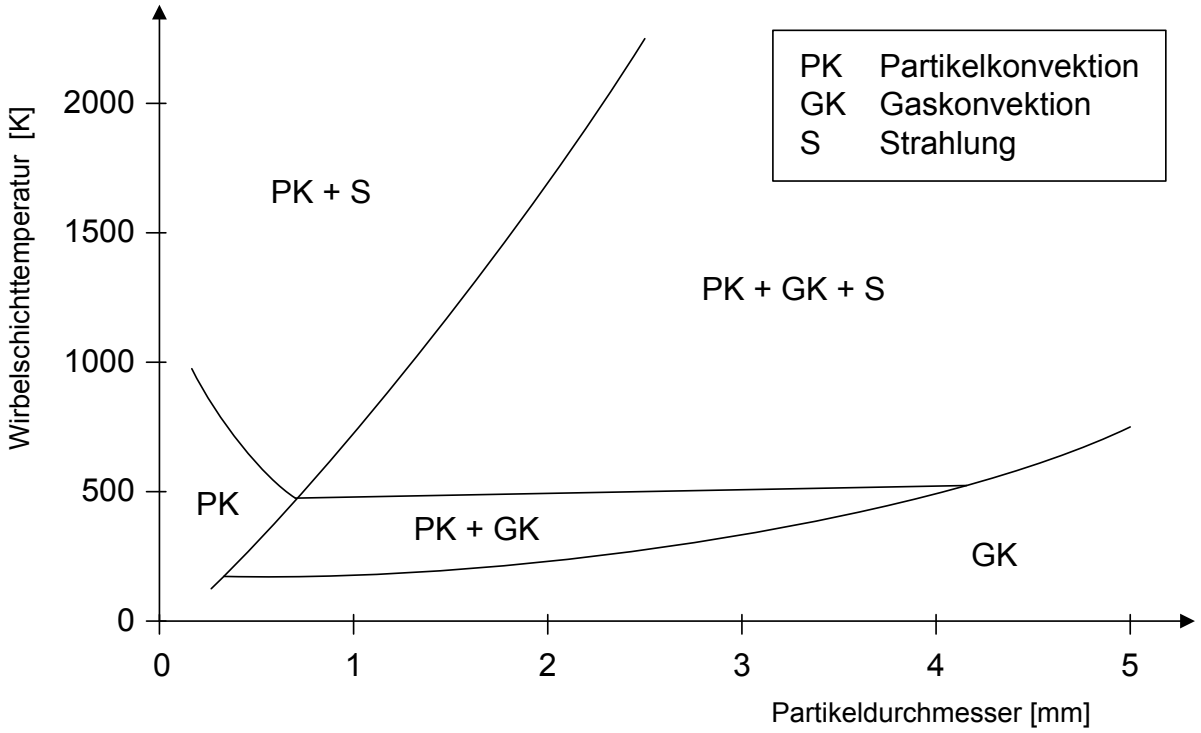

Abbildung 2.2: Relevante Wärmeübertragungsmechanismen nach Flamant et al. (1992)

Allgemein gilt, dass die Partikelkonvektion bei relativ kleinen Partikeln die dominierende Form der Wärmeübertragung darstellt, während die Gaskonvektion insbesondere für größere Partikel relevant ist. Die Wärmeübertragung durch Strahlung gewinnt mit zunehmender Temperatur oder Temperaturdifferenz an Bedeutung (Botterill, 1986). Zur Bestimmung der in einem konkreten Wirbelschichtprozess relevanten Wärmeübertragungsmechanismen haben Flamant et al. (1992) mittels bekannten und allgemein akzeptierten Korrelationen und deren Gültigkeitsbereichen Abgrenzungskriterien basierend auf dimensionslosen Kennziffern abgeleitet und entsprechende Wärmeübertragungsregime definiert. In Abbildung 2.2 ist eine schematische Darstellung der bei der Beschreibung der Wärmeübertragung zwischen Wänden oder Einbauten und Wirbelschichten zu beachtenden Mechanismen in Abhängigkeit von Wirbelschichttemperatur und Partikelgröße dargestellt. Die vorliegende Achsenbeschriftung und damit die Lage der verschiedenen Bereiche ist für Luft-Sand-Wirbelschichten bei Normdruck gültig.

2.2.2 Experimentelle Untersuchungen des Wärmeübergangs

Im Folgenden werden aufgrund der Vielzahl der in der Literatur vorhandenen Quellen lediglich einige ausgewählte experimentelle Arbeiten zur Untersuchung des Wärmeübergangs zwischen eingetauchten Rohren oder zylinderförmigen Einbauten und einer blasenbildenden Wirbelschicht aufgeführt und diskutiert.

Noack (1970) führte systematische Untersuchungen zum Wärmeübergang an horizontalen Rohren durch. Er nutzte dazu ein elektrisch beheiztes Rohr, welches er in eine zylindrische Wirbelschicht mit Glaspartikeln nahe der B/D-Grenze nach Geldart einbaute. Als Fluidisierungsmedium diente Luft. Der Aufbau des Testrohrs ermöglichte die Messung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit des Zentriwinkels. Parallel dazu konnten die Partikelbewegungen am Rohr mithilfe eines Endoskops mit Blitzeinrichtung gefilmt werden. Er untersuchte mehrere Gasgeschwindigkeiten, die sowohl über und als auch unter der Minimalfluidisierung lagen und konnte so den Einfluss der Partikelbewegung und der Ablösungspunkte der Strömung am Rohr auf die Höhe der Wärmeübergangskoeffizienten und deren Verteilung über dem Umfang aufzeigen.

Baskakov et al. (1973) untersuchten den gaskonvektiven Anteil bei der Wärmeübertragung in Wirbelschichten mit unterschiedlichen Gasen, Partikeln und Partikelgrößen sowie Temperaturen. Ein Messstreifen auf einem vertikal eingebauten, wassergekühlten Zylinder ermöglichte die Bestimmung der Verweilzeiten von Partikeln und Blasen an dessen Oberfläche. Für diese Größen wurden aus den zahlreichen Ergebnissen entsprechende empirische Korrelationen abgeleitet. Mittels der Analogie von Wärme- und Stoffübertragung konnte des Weiteren eine Korrelation zur Abschätzung des gaskonvektiven Wärmeübertragungsanteils aufgestellt werden, die auch noch in neueren Veröffentlichungen wie beispielsweise Kim et al. (2003) verwendet wird. Weiterhin wurde der Einfluss der Form des eingetauchten Körpers und der Partikelfeuchte sowie die zunehmende Bedeutung der Wärmeübertragung durch Strahlung bei höheren Wirbelschichttemperaturen untersucht.

Grewal und Saxena (1981) haben in einer umfassenden experimentellen Untersuchung eine Korrelation zur Berechnung des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten zwischen einer Wirbelschicht mit Geldart B Partikeln und einem horizontalen Rohr aufgestellt. Sie führten dazu eigene Experimente mit einer großen Anzahl von Partikeln unterschiedlicher Größen durch und zogen zahlreiche weitere experimentelle Daten aus der Literatur hinzu. Ein Vergleich mit einer Fülle älterer empirischer Gleichungen zeigte die hohe Vorhersagegüte der neuen Korrelation. Sie wurde von Grewal (1982) modifiziert und erfolgreich auf Partikel der Gruppe A erweitert. In einer methodisch analog durchgeführten Untersuchung haben Grewal und Saxena (1983) auf Basis dieser und unter Zuhilfenahme eines Korrekturfaktors eine Korrelation zur Berechnung des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten für versetzt angeordnete, horizontale Rohrbündel basierend auf eigenen Experimenten mit mehreren Teilungsverhältnissen und unterschiedlicher Rohranzahl sowie zahlreichen Daten aus der Literatur aufgestellt. Sie zeigte im Vergleich geringere Abweichungen zu den experimentellen Daten als andere empirische Gleichungen.

Kurosaki et al. (1988) führten Experimente zur Wärmeübertragung von einem horizontalen Zylinder auf eine Glaskugelwirbelschicht durch. Dabei betrachteten sie hauptsächlich den Einfluss der Fluidisierungsregime auf den Wärmeübergangskoeffizienten und dessen jeweils unterschiedliche Verteilung über dem Umfang. In Abhängigkeit von der gewählten Leerrohrgeschwindigkeit konnten mehrere zentriwinkelabhängige Strömungsmuster der Partikel nahe der Zylinderoberfläche identifiziert werden. Über die Messung von Druckfluktuationen an ausgewählten Positionen wurden die lokalen hydrodynamischen Zustände am Zylinder bei veränderten Anströmverhältnissen ermittelt. Mithilfe eingelassener Thermoelemente sind zudem die Umfangsverläufe des Wärmeübergangskoeffizienten sowie deren qualitative und quantitative Profilverschiebungen bei variierender Fluidisierungsgeschwindigkeit bestimmt worden.

Olsson und Almstedt (1995) untersuchten den Druckeinfluss auf den Wärmeübergang innerhalb eines Rohrbündels. Sie verwendeten dazu ein einzelnes, mit Heizpatrone und Sensoren ausgestattetes Rohr, welches in ein Rohrbündel eingebracht wurde, das sich aus fluchtend oder versetzt angeordneten Zylindern zusammensetzte. Die Quarzsandpartikel nahe der B/D-Grenze nach Geldart wurden bei Drücken bis zu 16 bar untersucht. Die Experimente zeigten den Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmendem Druck sowie dessen sich verändernde Größenverteilung über dem Rohrumfang aufgrund der sich dabei verstärkenden Turbulenz. Weiterhin wurden für beide Geometrien ähnliche Wärmeübergangswerte gemessen, so dass hier nur eine geringe Abhängigkeit geschlussfolgert wurde.

Sunderesan und Clark (1995) führten zeitaufgelöste Messungen des Wärmeübergangs über dem Umfang eines Einzelrohrs in einer Wirbelschicht mit Geldart B Partikeln durch. Sie variierten dabei sowohl die Partikelarten als auch die Höhe der Messsonde über dem Düsenboden. In dem stagnierenden Bereich, der sich bei geringen Überschussgeschwindigkeiten oberhalb des Rohrs ausbildet, wurde nur eine geringe Wärmeübertragung gemessen. Dort kommt es aufgrund der fehlenden Partikelbewegung lediglich zu Wärmeleitungseffekten, so dass die Gleichungen, die auf der Pakettheorie von Mickley und Fairbanks (1955) basieren, hier nicht anwendbar sind. Erst bei intensiverer Blasenbewegung durch einen entsprechend höheren Gasüberschuss oder einem größeren Abstand des Rohrs vom Düsenboden verschwindet der stagnierende Bereich.

Kim et al. (2003) haben simultane Wärmeübergangs- sowie Blasenvolumenanteils- und Blasenfrequenzmesssungen an mehreren über dem Umfang verteilten Punkten eines horizontalen Rohrs durchgeführt. Dieses wurde ähnlich wie bei Olsson und Almstedt (1995) in ein Rohrbündel mit versetzt angeordneten Zylindern eingebracht. Die Quarzsand-Wirbelschicht wurde mit unterschiedlichen Gasgeschwindigkeiten betrieben, um deren Einfluss auf die gemessenen Größen zu ermitteln. Allgemein zeigte sich im Gegensatz zu Sunderesan und Clark (1995), dass der Bereich oberhalb des Rohres auch bei höheren Gasgeschwindigkeiten von geringer Wärmeübertragung aufgrund stagnierender Partikel geprägt ist, da nahezu keinerlei Blasenbewegung in diesem Bereich festzustellen ist. Mithilfe eigener experimenteller Resultate sowie aus der Literatur gewonnener Daten wurden empirische Korrelationen für sowohl den lokalen Wärmeübergang am oberen Rohrbereich als auch für den oberflächengemittelten des Gesamtrohrs abgeleitet.

Di Natale et al. (2007) nutzten eine variable Messsonde, um den Einfluss der Form der Wärmeübertragerfläche zu untersuchen und verwendeten dafür unter anderem Kugeln, Zylinder und Konen. Als charakteristische Vergleichsgröße wurden ein auf die Wärmeübertragungsfläche bezogener äquivalenter Kugeldurchmesser sowie eine darauf basierende Nusselt-Zahl definiert. Die Experimente mit zahlreichen Geldart B und D Partikeln zeigten insbesondere bei höheren Gasgeschwindigkeiten große Unterschiede bei den erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten. So konnte mit einer zylindrischen im Vergleich zur einer kugelförmigen Oberfläche nur ein um rund ein Drittel geringerer Wärmeübergangskoeffizient realisiert werden. Ursache dafür sind die sich mit der größeren Oberfläche erhöhende Partikelkontaktzeit und die damit einhergehende Verringerung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten eines Partikelpakets. Aus den gemessenen Werten wurde eine empirische Gleichung zur Abschätzung des Formeinflusses abgeleitet.

In einer weiteren Arbeit untersuchten Di Natale et al. (2010) die gegenseitige Kopplung der Wärmeübertragung an einem horizontalen Rohr mit dem Porositätsprofil an dessen Oberfläche. Basierend auf dem Formelansatz von Baskakov et al. (1973) sowie den experimentellen Daten von Sunderesan und Clark (1995) und Kim et al. (2003) entwickelten sie eine Korrelation, die die Paketerneuerungsfrequenz an der Oberfläche des Rohrs in Abhängigkeit vom Zentriwinkel beschreibt. Diese wurde genutzt, um unter Anwendung des in Di Natale et al. (2008) vorgeschlagenen Modells die lokale Oberflächenporosität am Rohr über Wärmeübergangsmessungen zu ermitteln. Ein Vergleich mit sowohl experimentellen als auch numerischen Resultaten aus der Literatur wies die Anwendbarkeit dieses Ansatzes nach.

Pisters und Prakash (2011) haben unter Verwendung einer zeitlich hochauflösenden Messsonde den Wärmeübergang an verschiedenen radialen und axialen Positionen in einer Geldart B Sand-Wirbelschicht untersucht. Sie stellten dabei fest, dass aufgrund höherer Turbulenz und besserer Durchmischung der Wärmeübergang umso besser wurde, je näher die Sonde dem Zentrum und je größer der Abstand vom Düsenboden war. Weiterhin führten höhere Gasgeschwindigkeiten zu stärkeren Fluktuationen der Messwerte. Wie bereits auch bei Di Natale et al. (2010) wurde auch hier die Möglichkeit betont, aus Wärmeübergangsmessungen Rückschlüsse auf das lokale hydrodynamische Verhalten in einer Wirbelschicht ziehen zu können.

Lechner (2012) führte in einer Technikumsanlage umfangreiche experimentelle Untersuchungen zur Wärmeübertragung in blasenbildenden Braunkohlewirbelschichten durch. Dabei bildete der Einfluss der gewählten Tauchheizflächengeometrie auf den partikelkonvektiven Wärmeübergang einen Schwerpunkt. Er führte Messungen an versetzt, fluchtend sowie über Kreuz angeordneten, horizontalen Rohrbündeln durch, bei denen er zudem die horizontalen und vertikalen Teilungsverhältnisse variierte. Mithilfe einer verschiebbaren und flexibel einsetzbaren Messsonde konnte zudem der Einfluss verschiedener horizontaler und vertikaler Positonen im Rohrbündel auf den erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten sowie dessen axiale Verteilung bestimmt werden. Aus den gewonnen Daten leitete Lechner (2012) schließlich eine unter anderem auf dem prinzipiellen Modellansatz von Dietz (1994) basierende, verbesserte empirische Gleichung zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten an horizontalen Einzelrohren und Rohrbündeln ab.

2.2.3 Numerische Simulation des Wärmeübergangs

Nach der Diskussion wichtiger experimenteller Untersuchungen werden im Folgenden nun Arbeiten zur numerischen Simulation des Wärmeübergangs in Wirbelschichten vorgestellt. Diese begannen aufgrund der anfangs zunächst noch notwendigerweise einfach gehaltenen Geometrien und Gittern mit der Betrachtung von ebenen Wärmeübertragungsflächen bevor später auch runde beziehungsweise zylindrische Flächen untersucht werden konnten. Bei der Beschreibung der Wärmeleitfähigkeiten der Gas- und Feststoffphase wird auf ein allgemein akzeptiertes Modell zurückgegriffen, das von Zehner und Schlünder (1970) für Zufallsschüttungen entwickelt und lediglich in der Anwendung unterschiedlich behandelt wurde (siehe auch Kapitel 4.2.3).

Syamlal und Gidaspow (1985) gehörten zu den Ersten, die den Wärmeübergang in Wirbelschichten numerisch untersuchten. Sie nutzten dafür das von Gidaspow et al. (1983) entwickelte hydrodynamische Modell auf Basis des CVM und erweiterten es um die Energieerhaltungsgleichungen für Zweiphasenströmungen. Für die Wärmeleitfähigkeit der Gasphase wurde die des Gases, für die Feststoffphase die der Schüttung nach Zehner und Schlünder (1970) eingesetzt. Als Rechengebiet diente eine Wirbelschicht mit Geldart B Partikeln aus der Literatur, die zweidimensional ausgeführt wurde und deren eine vertikale Wand eine gegenüber der Wirbelschicht stark erhöhte Temperatur besitzt. Unterhalb dieser wurde die lokale Gaseinströmgeschwindigkeit auf ein Vielfaches der Minimalfluidisierung angehoben, um eine entsprechend hohe Turbulenz an der Wärmeübertragungsfläche zu erzielen. Da die den Wärmeübergang bestimmenden Phänomene in unmittelbarer Wandnähe ablaufen und diese zudem transienten Effekten unterliegen, wurde auch die Notwendigkeit der lokalen Gitterverfeinerung diskutiert und eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt. Die Ergebnisse der Simulation zeigten eine gegenüber empirischen Korrelationen überlegene Genauigkeit im Vergleich mit den experimentellen Werten.

Kuipers et al. (1992) wendeten ebenfalls das CVM an und untersuchten denselben Testfall wie Syamlal und Gidaspow (1985). Im Gegensatz zu diesen wird allerdings die Wärmeleitfähigkeit der Partikelschüttung nach Zehner und Schlünder (1970) hier in die einzelnen Beiträge des Gases und der Partikel aufgeteilt und den jeweiligen Phasen zugeordnet. Weiterhin wurde keine gleichmäßige Gitterverfeinerung vorgenommen, sondern die Zellengrößen in mehreren Schritten mit zunehmender Wandnähe weiter verringert. Dies führte bei gleicher Auflösungsgenauigkeit an der Wand zu einer geringeren Gesamtanzahl an Rechenzellen. Kuipers et al. (1992) untersuchten den sich beim Aufstieg einer Einzelblase des Jets einstellenden Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Wand sowie dessen zeitliche Veränderungen. Sie stellten fest, dass die Pakettheorie für den oberhalb der Blase befindlichen, noch unbeeinflussten Bereich der Wirbelschicht eine gute Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten liefert. Im Blasennachlauf wurden deutlich größere Werte errechnet und mit dem Nachströmen neuer, noch kalter Partikelpakete erklärt. Dieser durch die Bewegung der Blasen ausgelöste Effekt wird nicht in der Pakettheorie berücksichtigt. Die ebenfalls damit einhergehende geringe Verweilzeit an der Wärmeübertragungsfläche macht eine weitere Verbesserung der Genauigkeit durch Einbeziehung weiterer Phänomene wie beispielsweise die größere Porosität in unmittelbarer Wandnähe notwendig.

Schmidt und Renz (1999) erweiterten das von Boemer (1996) analysierte und auf der KTGF basierende hydrodynamische Wirbelschichtmodell, um damit die Wärmeübertragung an einem eingetauchten, horizontalen Rohr zu untersuchen. Sie verglichen dabei auch die unterschiedlichen Wärmeleitungsansätze von Syamlal und Gidaspow (1985), Kuipers et al. (1992) sowie Hunt (1997). Der letztgenannte beschreibt die Wärmeleitung in der Feststoffphase in Analogie zur kinetischen Gastheorie in Abhängigkeit von der granularen Temperatur. Zur Reduktion des Rechenaufwands wurde lediglich eine Betthälfte in Verbindung mit einer Symmetriebedingung simuliert. Die Resultate zeigten die starke Kopplung zwischen lokaler Porosität und Wärmeübergang an der Rohroberfläche. Später vertiefte Schmidt (2002) diese Untersuchungen und verglich die Ergebnisse mit experimentellen Messungen in einer Geldart B Wirbelschicht. Dabei stellte er fest, dass der kinetische Ansatz von Hunt (1997), obwohl den anderen Modellen gegenüber auf grundlegenderen theoretischen Ansätzen beruhend, eine zu hohe Leitfähigkeit der Feststoffphase und damit auch eine insgesamt zu große Wärmeübertragung bewirkt. Ursache dafür waren die überschätzten Momentanwerte des Wärmeübergangskoeffizienten in Bereichen mit hoher Gasgeschwindigkeit und geringer Partikelkonzentration, da dort relativ hohe granulare Temperaturen errechnet wurden. Schmidt und Renz (2005) führten zudem eine Studie zur Wärmeübertragung an ein Rohrbündel durch. Auch hier wurde die große gegenseitige Abhängigkeit zwischen Partikelverteilung und Wärmeübertragung deutlich, so dass die bevorzugten Strömungswege der Blasen durch die Rohrreihen die Größe und die Verteilung der jeweiligen Wärmeübergangskoeffizienten bestimmten.

Patil et al. (2006) nahmen die Arbeit von Kuipers et al. (1992) als Ausgangspunkt für ihre Untersuchungen. Sie simulierten die betrachtete Wirbelschicht sowohl unter Verwendung des CVM als auch der KTGF und verglichen diese schließlich mit experimentellen Werten. Des Weiteren führten sie zur Beachtung der vom TFM nicht auflösbaren Veränderung der Porosität nahe einer Wand ein empirisches Modell ein, welches die effektiven Wärmeleitfähigkeiten in Wandnähe entsprechend korrigiert (Subgrid-Modell). Dieses Modell basiert auf einer von Martin (1978) auf Basis älterer Untersuchungen aufgestellten Korrelation. Sie ist für die thermische Grenzschicht an Wärmeübertragerflächen in Wirbelschichten gültig, welche in etwa die Größenordnung eines Partikeldurchmessers hat (Botterill, 1986). Die Simulationsergebnisse zeigten, dass eine dünne Gasschicht unmittelbar an der Wand einen Großteil der übertragenen Wärme transportiert und Wärmeleitung infolge von direktem Partikelkontakt nur einen geringen Anteil daran hat. Bei größeren Partikeln ist diese Schicht an der Wand dicker und der Wärmeübergangskoeffizient daher kleiner. Der Vergleich mit dem durchgeführten Experiment zeigte, dass eine bessere Übereinstimmung bei der Anwendung des Subgrid-Modells zu erzielen war. Wie auch bereits für die Hydrodynamik von Patil et al. (2005a,b) beschrieben und in Kapitel 2.1.3 diskutiert, liefert die KTGF genauere Werte als das CVM. Zudem konnte die Aussage von Schmidt (2002), die Anwendung des Wärmeleitungsmodells von Hunt (1997) überschätze den Wärmeübergang, bestätigt werden.

Armstrong et al. (2010a) nutzten die numerischen Modelle sowie die experimentellen Ergebnisse von Patil et al. (2006) und untersuchten vorrangig den Einfluss von Widerstandskraftmodellen auf den Wärmeübergang. Sie verglichen dabei die in der Literatur bei hydrodynamischen Unter-

suchungen häufig angewendeten Modelle von Syamlal et al. (1993) und Gidaspow (1994) miteinander. Das Syamlal-Modell erzeugt gegenüber dem Gidaspow-Modell größere Fluktuationen der Porosität an der Wand und daher auch stärker fluktuierende Wärmeübergangskoeffizienten. Es zeigt zudem weiterhin einen leichten zeitlichen Verzug sowie einen stärkeren Abfall der Porosität bei einem Blasendurchgang. Beide Modelle errechneten dennoch vergleichbare Werte für den Wärmeübergangskoeffizienten. Diese stimmten relativ gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Unterschiedliche Restitutionskoeffizienten zeigten keinerlei Einfluss auf den Wärmeübergang, da im Wandnahbereich Partikel-Partikel-Interaktionen im Vergleich zu Randbedingungen und Reibungseffekten keine wesentliche Rolle spielen. Weiterhin wurde die Notwendigkeit betont, Simulationen länger als die bisherigen 1,5 Sekunden laufen zu lassen, da die Strömung erst dann vollständig entwickelt ist und speziell periodische Effekte auflösbar sind.

Später erweiterten Armstrong et al. (2010b) diese Untersuchung im Rahmen einer numerischen Studie und simulierten Wirbelschichten mit bis zu 3 Rohren. Zudem bezogen sie zusätzlich noch die Widerstandskraftmodelle von Di Felice (1994) sowie das auf Hill et al. (2001a,b) basierende und von Benyahia et al. (2006) modifizierte mit ein. Mittels Konturbildern konnte gezeigt werden, dass die von Schmidt und Renz (1999) angenommene Symmetriebedingung nach einer relativ kurzen Einlaufzeit nicht mehr gültig ist und daher nicht verwendet werden sollte. Hinsichtlich des Wärmeübergangskoeffizienten zeigten alle Widerstandskraftmodelle über dem Umfang qualitativ vergleichbare Verläufe. In Bereichen hoher Partikelkonzentrationen traten allerdings unterschiedlich hohe Messwerte auf. Im zeitlichen Verlauf zeigten sich zudem Unterschiede in deren Fluktuationsneigung. Nach einer Einlaufzeit von 2 Sekunden lagen die Werte aber im Allgemeinen auf nahezu gleichem Niveau. Der Untersuchung der verschiedenen Geometrien ergab, dass der durchschnittliche Wärmeübergangskoeffizient für ein Einzelrohr aufgrund der Anströmungsverhältnisse höher ist als für 2 oder 3 Rohre. Bei Verwendung mehrerer Rohre stieg die Partikeltemperatur aufgrund der vergrößerten Wärmeübertragungsfläche und der verbesserten Durchmischung in der Wirbelschicht.

Yusuf et al. (2011) simulierten die von Olsson und Almstedt (1995) experimentell untersuchte Anlage und verwendeten dabei auch unterschiedliche Systemdrücke. Aufgrund der Anwendung eines lediglich kartesische Gitter verarbeitenden CFD-Codes wurden die einzelnen Rohre als Quadrate ausgeführt. Mit einem Verweis auf die Ergebnisse von Gamwo et al. (1999) wurde dies als eine vertretbare Näherung angesehen. Im Gegensatz zu den vorherigen Arbeiten wurde zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit im Wandnahbereich ein Modell basierend auf den Experimenten von Legawiec und Ziólkowski (1994) angewendet. Diese untersuchten den Wandnahbereich in Festbetten mit runden Pellets in Rohren und konnten aufgrund ihrer Ergebnisse eine entsprechende Korrelation für die Wärmeleitfähigkeit der Partikel aufstellen. Deren Gültigkeit erstreckt sich bis zu einem Wandabstand in der Größe eines halben Partikeldurchmessers. Die Anwendung dieses Modells führt wie auch das von Patil et al. (2006) genutzte Subgrid-Modell im Vergleich zum Standardmodell nach Zehner und Schlünder (1970) zu einer geringeren Wärmeleitfähigkeit der Feststoffphase und damit zu einer geringeren, aber realistischeren Wärmeübertragung insgesamt. Bei der Simulation erhöhter Systemdrücke konnte die Erhöhung des gaskonvektiven Anteils sowie die höheren Fluktuationen des Wärmeübergangs-

koeffizienten allgemein erfolgreich reproduziert werden. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Werten nahm allerdings ab, da bereits das turbulente Regime erreicht wurde und darin nach Xie et al. (2008) 2D-Simulationen nicht mehr in der Lage sind, reale 3D-Effekte adäquat zu approximieren.

In einer weiteren Untersuchung haben Yusuf et al. (2012) ihren Ansatz zur Einbeziehung der Besonderheiten nahe einer Wärmeübertragerwand in Yusuf et al. (2011) direkt mit dem Ansatz von Patil et al. (2006) verglichen. Als Testfall diente die von Kuipers et al. (1992) betrachtete und mit einem Jet betriebene Wirbelschicht mit Wärmeübertragung an einer der vertikalen Seitenwände. Die ermittelten Koeffizienten unter Anwendung der Ansätze von Zehner und Schlünder (1970) und Patil et al. (2006) zeigten nur geringe Unterschiede, während der Yusuf et al. (2011) Ansatz deutlich niedrigere, aber auch besser mit dem Experiment übereinstimmende, Werte lieferte. Mit dem CVM, einer Haftrandbedingung für beide Phasen sowie einem räumlichen Diskretisierungsverfahren 1. Ordnung wurden allerdings Simulationsbedingungen gewählt, die in anderen, hier bereits diskutierten Arbeiten als ungenau oder alternativen Möglichkeiten gegenüber unterlegen beschrieben wurden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass im Gegensatz zur Hydrodynamik die Anzahl der Artikel zur numerischen Simulation der Wärmeübertragung in Wirbelschichten mit dem TFM relativ gering ist. Ein Großteil dieser Arbeiten befasst sich mit der Wärmeübertragung an eine vertikale Wand auf Basis einer schon von Syamlal und Gidaspow (1985) genutzten Geometrie. Diese Wirbelschicht wurde zudem mit einem Gasjet betrieben. Von den wenigen Studien an einem eingetauchten, horizontalen Rohr wurde auch bei Armstrong et al. (2010b) ein Jet als maßgebliche Fluidisierung verwendet und die Gas-Feststoff-Wirbelschicht nur bei Schmidt (2002), Schmidt und Renz (2005) sowie Yusuf et al. (2011) im für die vorliegende Arbeit interessanten blasenbildenden Regime betrieben. Daher ist in diesem Bereich ein hoher Forschungsbedarf vorhanden, weshalb dieser Aspekt neben der Hydrodynamik ein Untersuchungsschwerpunkt dieser Promotionsschrift ist.

3 Experimenteller Versuchsaufbau

3.1 Quasi-2D Kaltmodell zur Untersuchung der Hydrodynamik

3.1.1 Aufbau des Kaltmodells

Die experimentellen Untersuchungen zur Hydrodynamik in Gas-Feststoff-Wirbelschichten wurden in einem quasi-2D Kaltmodell durchgeführt. Die Wirbelschichtanlage hat eine Gesamthöhe von 1,2 m, eine Breite von 0,32 m sowie eine Tiefe von 0,02 m. Aufgrund der Anwendung einer optischen Messmethode zur Ermittlung der Eigenschaften der aufsteigenden Blasen (siehe Kapitel 3.1.2) wurden Vorder- und Rückseite transparent ausgeführt. Der schematische Aufbau der Anlage ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

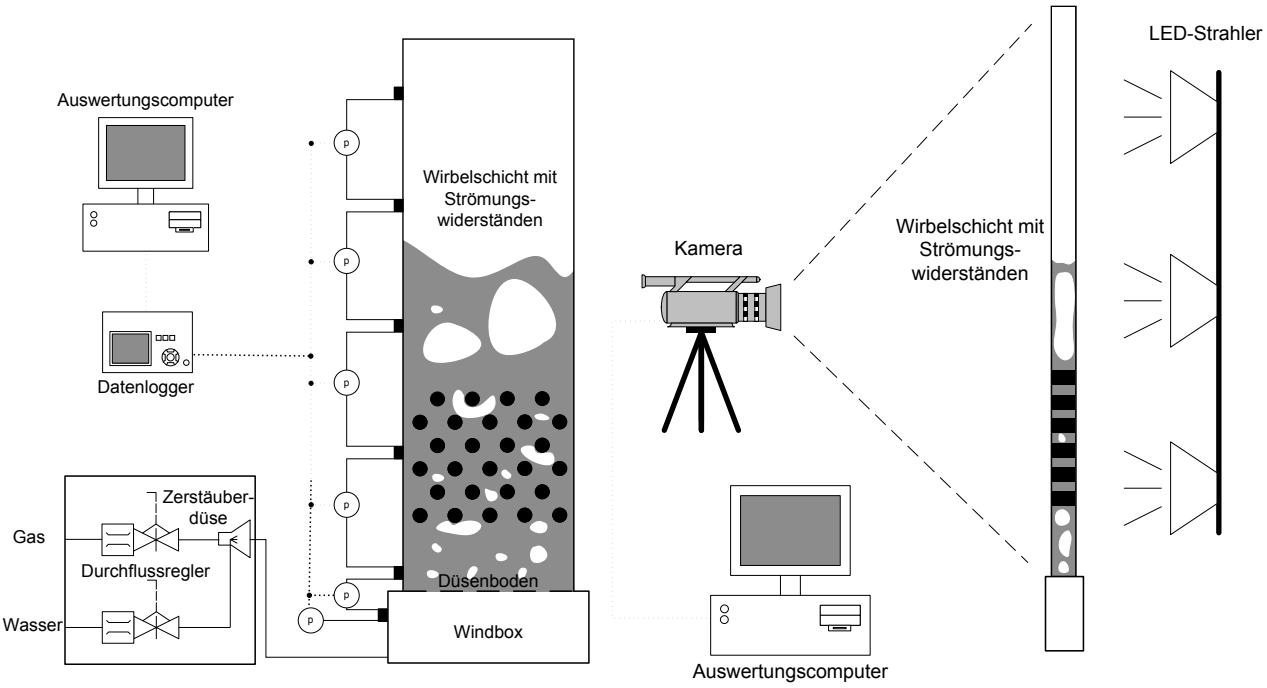

Abbildung 3.1: Schema des Kaltmodells - Frontale (links) und seitliche (rechts) Ansicht

Über einen thermischen Massendurchflussregler kann der gewünschte Gasvolumenstrom und die entsprechende Fluidisierung eingestellt werden. Aufgrund des vorhandenen Ventilstellbereiches können Leerrohrgeschwindigkeiten von ca. 0,045 bis 2,175 m/s realisiert und damit eine große Bandbreite von Partikeln und Fluidisierungszuständen untersucht werden. Um insbesondere bei Glaskugeln eine Verfälschung der Messungen aufgrund der elektrostatischen Aufladung der Partikel und der einhergehenden gegenseitigen Beeinflussung von Hydrodynamik und Elektrostatik (Moughrabiah et al., 2009) zu vermeiden, kann das Fluidisierungsgas über eine Zerstäuberdüse befeuchtet werden. Während der Durchführung der Experimente wurde die relative Feuchtigkeit zwischen 50 und 70 % gehalten. In diesem Wertebereich werden die elektrostatischen Effekte nahezu vollständig eliminiert (Park et al., 2002). Damit sich das Fluidisierungsgas möglichst gleichmäßig über dem Querschnitt verteilt, strömt es zunächst in eine Windbox bevor es in die Wirbelschicht gelangt. In dieser werden Temperatur und relative Feuchtigkeit des Gases ge-

messen. Als Düsenboden dient eine Sinterbronzeplatte mit einer Porengröße von 35 µm und einer Dicke von 6 mm. Die eigentliche Wirbelschicht besteht aus zwei parallelen Platten, die rechts und links jeweils über ein C-Profil aus Aluminium miteinander verbunden sind. An einer Seite wurden auf verschiedenen Höhen mehrere Bohrlöcher zu Messzwecken in das Profil eingebracht. Dadurch ist es möglich, den Druckverlust über Teilabschnitte der Wirbelschicht sowie den Düsenboden zu messen. Die ermittelten Messdaten werden zusammen mit denen der Durchflussregler über einen Datenlogger aufgezeichnet und können anschließend per Computer ausgewertet werden.

Eine Besonderheit der vorgestellten Versuchsanlage ist die austauschbare Rückwand der Wirbelschicht. So ist es möglich, horizontale Strömungswiderstände in die Wirbelschicht einzubringen und damit eingetauchte Wärmeübertragerrohre zu simulieren. Dazu dienen Vollzylinder aus Polyoxymethylen mit einem Durchmesser und einer Länge von je 20 mm, die mit der aus Stabilitätsgründen aus Polycarbonat bestehenden Rückwand verschraubt wurden. Zur Untersuchung ihres Einflusses auf die Hydrodynamik der Wirbelschicht wurden unterschiedlich dicht gepackte und angeordnete Rohrgeometrien hergestellt. Abbildung 3.2 zeigt die in dieser Arbeit angewendeten Anordnungen mit ihren Abmaßen sowie die Füllhöhe der Partikel.

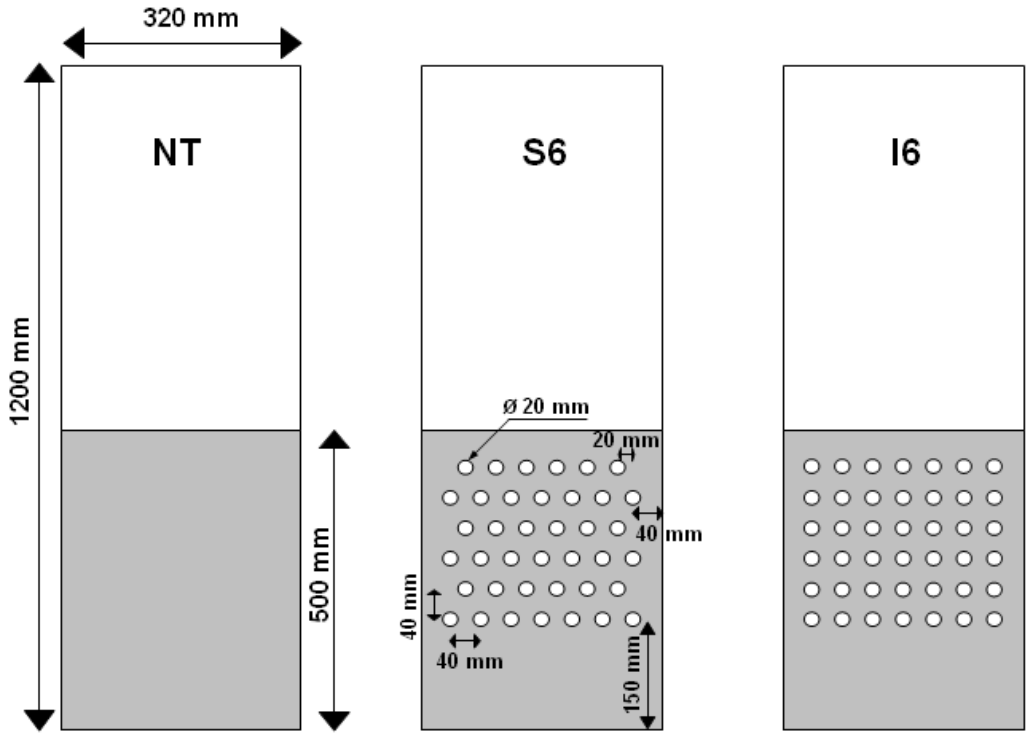

Abbildung 3.2: Layout und Abmaße ausgewählter Anordnungen der Strömungswiderstände

Neben einer freien Wirbelschicht ohne Strömungswiderstände (NT) wurden dicht gepackte Geometrien mit versetzter (S6) und fluchtender (I6) Anordnung ausgewählt. Diese bestehen jeweils aus 6 Rohrreihen und besitzen sowohl ein horizontales als auch ein vertikales Teilungsverhältnis von 2. Sie sind damit, wie beispielsweise bei Höhne et al. (2010) ausgeführt, mit den in der Praxis angewendeten Rohrbündeln qualitativ vergleichbar.

3.1.2 Automatische Bildanalyse

Zur messtechnischen Erfassung verfahrenstechnischer Größen in Wirbelschichten sind viele unterschiedliche Verfahren und Methoden verfügbar. Umfassende Überblicke darüber sind beispielsweise von Cheremisinoff (1986) und Werther (1999) zusammengestellt worden. Um die Hydrodynamik der Blasen in der Wirbelschicht zu untersuchen, wurde in der vorliegenden Arbeit mit der automatischen Bildanalyse ein optisches Verfahren gewählt. Diese auch als Digital Image Analysis Technique (DIAT) bezeichnete, nicht-intrusive Messmethode erlaubt die Beobachtung der gesamten Wirbelschicht ohne Beeinflussung der Strömung. Voraussetzung für die Visualisierung ist eine quasi-2D Ausführung der Versuchsanlagen, die deshalb nur eine geringe Tiefe besitzen dürfen. Die automatische Bildanalyse wurde erstmals von Lim et al. (1990) zur Messung von Blaseneigenschaften in einer Wirbelschicht angewendet. Wesentliche Methoden und Ergebnisse dieser und weiterer darauf aufbauender, früher Arbeiten wurden von Agarwal et al. (1997) zusammengetragen und detailliert beschrieben. In neueren Veröffentlichungen werden die bisher eingesetzten, kommerziellen Bildauswertungsprogramme zunehmend durch selbstentwickelte Codes ersetzt, um jeden einzelnen Analyseschritt vollständig kontrollieren und damit die Zuverlässigkeit der Messergebnisse erhöhen und verbessern zu können (Busciglio et al., 2008).

Bei nahezu allen bisherigen Anwendungen der DIAT wurden freie Wirbelschichten ohne innere Strömungswiderstände untersucht. Eine direkte Übertragung dieser dabei zugrundegelegten Algorithmen auf Wirbelschichten mit Einbauten erscheint zumindest fragwürdig, da die hierbei auftretende Beeinflussung der Blasen durch die Rohre, insbesondere im Hinblick auf die massiv erhöhte Blasenteilungsrate, ein verbessertes Tracking erfordert. Hierzu wurde in Zusammenarbeit mit Asegehegn (2011) eine entsprechend angepasste und erfolgreich validierte Methodik entwickelt, die in Asegehegn et al. (2011b) veröffentlicht wurde. Ein wesentlicher Bestandteil dabei ist ein Auswertungscode auf Basis von MATLAB®/Simulink® unter Anwendung der Image Processing Toolbox™. Dieser erlaubt die automatisierte Analyse sowohl von experimentell aufgenommenen Filmsequenzen als auch durch, in Simulationen erzeugten Animationen und gibt die zeitlich gemittelten Ergebnisse für Größe, Geschwindigkeit und Form der aufsteigenden Blasen in Abhängigkeit von der Höhe in der Wirbelschicht sowie die Bettexpansion aus. Im Folgenden werden die dabei abgearbeiteten Analyseschritte kompakt dargestellt. Für eine detailliertere Beschreibung sei auf den Artikel von Asegehegn et al. (2011b) verwiesen.

Zunächst sind die zur Analyse der Experimente und Simulationen notwendigen Bilder zu generieren. Mittels dreier übereinander angeordneter und hinter der Versuchsanlage positionierter LED-Strahler (siehe auch Abbildung 3.1 rechts) wurde die gesamte Wirbelschicht gleichmäßig beleuchtet. Dadurch konnte die Gas-Feststoff-Strömung mit einem hohen Kontrast im Experiment sichtbar gemacht werden. Der Versuchsraum wurde zur Vermeidung von Messfehlern durch externe Lichtquellen komplett verdunkelt. Da die aufsteigenden Blasen lichtdurchlässig sind, erscheinen sie als helle, weiße Flächen. Die Partikel-Gas-Suspension ist aufgrund der hohen Konzentration an Partikeln hingegen als dunkelblaue bis schwarze Region erkennbar. Eine in geringem Abstand vor der Versuchsanlage aufgestellte digitale Videokamera nimmt die Blasenbewegung mit einer Auflösung von 1280 x 720 Pixeln bei einer Bildfrequenz von 50 Hz auf. Für

jeden untersuchten Messpunkt wurde eine Bildfolge mit einer Länge von insgesamt 5 Minuten aufgenommen. Vorab durchgeführte Untersuchungen zeigten, dass dieser Zeitraum ausreichend lang ist. Zur Analyse der Simulationsergebnisse wurden mithilfe des in dem verwendeten CFD-Paket ANSYS® FLUENT® integrierten Postprozessors Konturbilder mit einer Rate von 50 Bildern pro Simulationssekunde generiert. Auf diesen wurde der Bereich als Blase definiert und entsprechend farblich hervorgehoben, in welchem der Volumenanteil der Feststoffphase kleiner als ein bestimmter Grenzwert ist. Dieser wird in der Literatur nahezu ausschließlich basierend auf entweder Kuipers et al. (1991) mit 0,15 oder Gidaspow et al. (1983) mit 0,2 angenommen. In einer Studie mit diesen und weiteren Werten haben Hulme et al. (2005) zeigen können, dass der letztgenannte die beste Übereinstimmung mit experimentellen Daten liefert. Diese Aussage konnte von Asegehegn et al. (2011a) für freie Wirbelschichten bestätigt und auf Wirbelschichten mit inneren Strömungswiderständen erweitert werden.

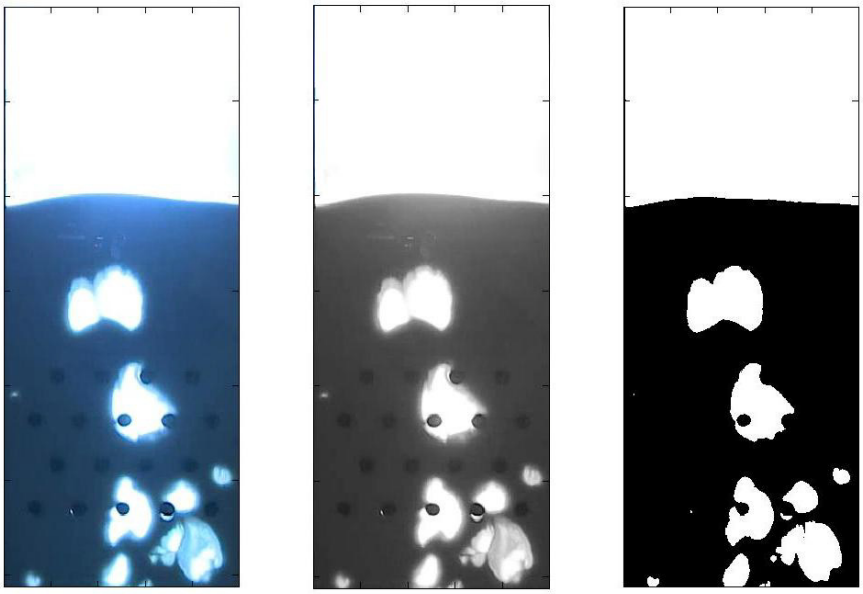

Abbildung 3.3: Originalbild (links), Graustufenbild (mittig) und Binärbild (rechts)

Im nächsten Schritt folgt die Bildaufbereitung. Dies beinhaltet zunächst ein Zuschneiden der aufgenommenen beziehungsweise generierten Bilder, um die Umgebung sowie die Seitenwände der Wirbelschicht zu entfernen und so nur den relevanten Bereich weiter zu verarbeiten. Damit der Auswertungscode die Blasen detektieren und tracken kann, müssen diese von der Suspension unterscheidbar sein. Für die Konturbilder der Simulationen kann dies mittels des Postprozessors explizit vorgegeben werden. Die experimentellen Sequenzen müssen hingegen vorab in Binärbilder umgewandelt werden (siehe Abbildung 3.3). Dazu wird das Schwellwertverfahren angewendet, bei dem zunächst die Originalbilder in Graustufenbilder überführt werden. Um den zur Erzeugung der Binärbilder notwendigen Schwellwert zu ermitteln, der die Grenze zwischen Blase und Suspension repräsentiert, wird eine Histogrammanalyse durchgeführt, in welcher die Grauwertintensitäten aller Graustufenbilder zusammengetragen werden. In Abbildung 3.4 ist ein beispielhaftes Grauwerthistogramm dargestellt. Dieses zeigt sowohl ein Maximum am unteren Ende der Grauwertskala, welches die schwarzen Bereiche und damit die Suspension kennzeich-

net, als auch eins am oberen Ende, welches die weißen Blasen repräsentiert. Dazwischen liegt ein ausgeprägtes Tal, in welchem ein Minimum den gesuchten Schwellwert anzeigt. Dieser wird nun zur Generierung der Binärbilder angewendet.

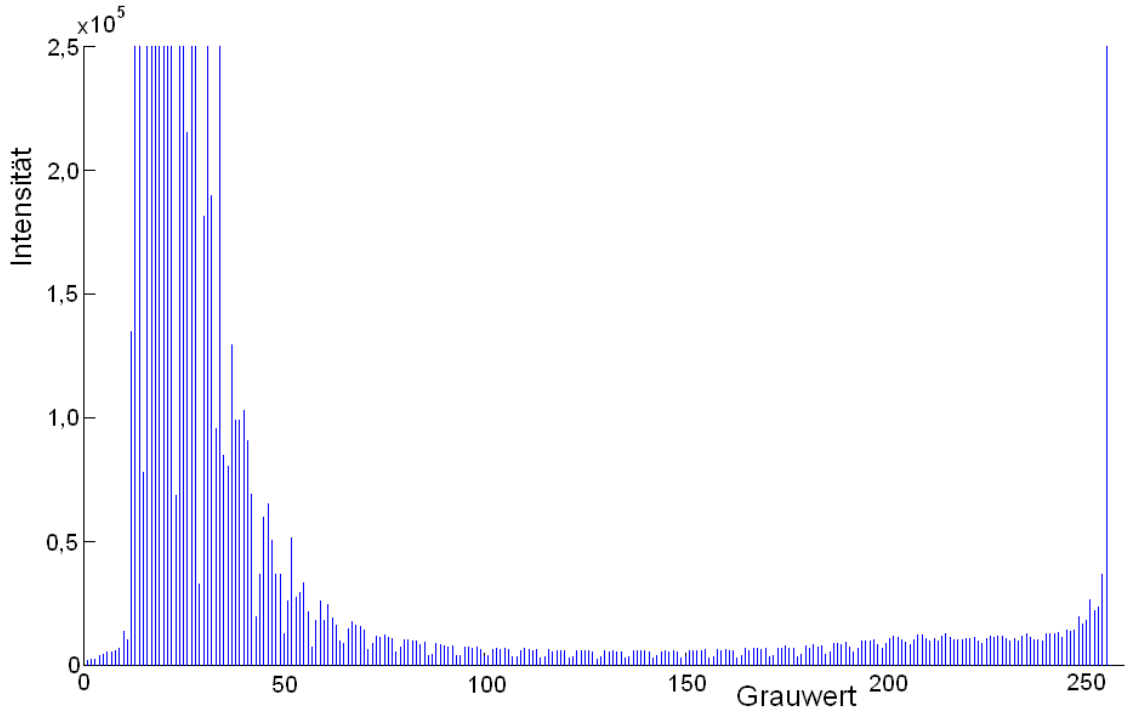

Abbildung 3.4: Beispielhaftes Grauwerthistogramm

Der Auswertungscode kann die Blasen in den erzeugten Binärbildern anschließend automatisch detektieren und analysieren. Zunächst werden der Flächeninhalt und Umfang, die Position des Schwerpunktes sowie die größte vertikale und horizontale Ausdehnung jeder Blase bestimmt. Eine schematische Darstellung dieser Größen ist in Abbildung 3.5 gegeben.

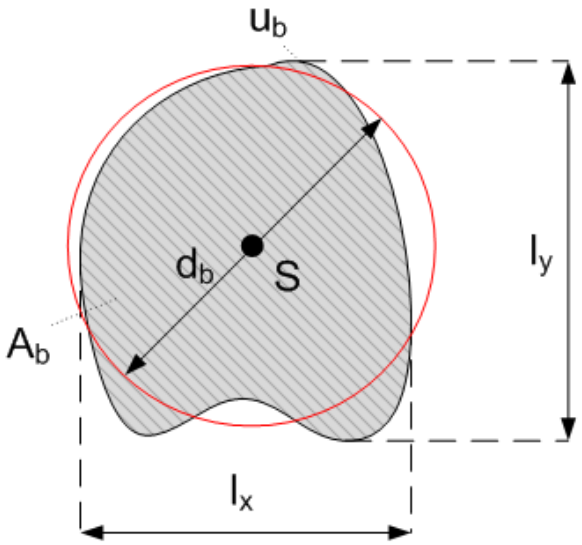

Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Abmaße einer Blase

Anschließend werden daraus Größe, Aufstiegsgeschwindigkeit, Formfaktor und Aspektverhältnis errechnet. Um diese Eigenschaften in Abhängigkeit von der Höhe in der Wirbelschicht ausgeben zu können, wird diese in 1 cm hohe und über die gesamte Breite verlaufende Bereiche unterteilt. Die Blaseneigenschaften Größe, Formfaktor und Aspektverhältnis werden dann dem Bereich zugeordnet, in dem sich der Schwerpunkt der entsprechenden Blase befindet.

Die Größe der Blasen wird als äquivalenter Durchmesser d_b eines Kreises mit dem ermittelten Flächeninhalt A_b definiert:

$$d_b = \sqrt{\frac{4A_b}{\pi}} \tag{3.1}$$

Der Formfaktor FF errechnet sich mittels des Blasenumfangs u_b zu:

$$FF = \frac{d_b \pi}{u_b} \tag{3.2}$$

Das Aspektverhältnis AV stellt den Quotienten aus größter vertikaler und größter horizontaler Ausdehnung der Blase l_y beziehungsweise l_x dar:

$$AV = \frac{l_y}{l_x} \tag{3.3}$$

Die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen u_b ergibt sich aus der vertikalen Bewegung des Schwerpunktes y_s zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern mit der Zeitdifferenz Δt zu:

$$u_b = \frac{y_s(t + \Delta t) - y_s(t)}{\Delta t} \tag{3.4}$$

Sie wird dem Bereich zugeordnet, in welchem sich die mittlere vertikale Position h_b des Schwerpunktes der sich bewegenden Blase befindet:

$$h_b = \frac{y_s(t + \Delta t) + y_s(t)}{2} \tag{3.5}$$

Um die detektierten Schwerpunkte in aufeinander folgenden Bildern einander korrekt zuordnen und damit die richtige Aufstiegsgeschwindigkeit ermitteln zu können, wurde ein entsprechender Trackingalgorithmus entwickelt und erfolgreich validiert. Dieser ist in Asegehegn et al. (2011b) umfassend beschrieben und enthält zahlreiche Trackingkriterien, um das in Wirbelschichten mit Rohreinbauten im Gegensatz zu freien Wirbelschichten bedeutend häufigere Auftreten von Blasenteilung und -vereinigung sowie die komplexe Blasenströmung im Bereich der Rohrbündel richtig erfassen zu können. Eine weitere und wesentliche Neuerung im Vergleich zu vorherigen Arbeiten wie der von Busciglio et al. (2008) ist die Berücksichtigung der sich unterhalb der Rohre bildenden Gasblasen. Asegehegn et al. (2011a) konnten zeigen, dass diese zunächst in

ihrer Größe anwachsen und sich dann entweder ablösen oder von anderen, aufsteigenden Blasen mitgerissen werden und somit einen Einfluss auf die Hydrodynamik der Wirbelschicht haben.

Nachdem sämtliche Bilder analysiert und die Eigenschaften aller Blasen errechnet wurden, werden diese für jeden 1 cm hohen Teilbereich gemittelt. Dazu wird der Durchschnitt der jeweiligen Eigenschaft der einzelnen Blasen δ_i (Größe, Geschwindigkeit, Form oder Aspektverhältnis) über alle detektierten Blasen n_b eines Bereiches errechnet:

$$\delta = \frac{\sum_{i=1}^{n_b} \delta_i}{n_b} \tag{3.6}$$

Damit stehen nun zeitgemittelte Werte der Blaseneigenschaften über der Wirbelschichthöhe zur weiteren Auswertung zur Verfügung.

3.2 Zylindrische Wirbelschichtanlage zur Untersuchung des Wärmeübergangs

3.2.1 Aufbau der Wirbelschichtanlage

Die Experimente zur Untersuchung des Wärmeübergangs in Wirbelschichten wurden in einer von Merzsch (2009) auf Basis eines bestehenden Kaltmodells aufgebauten und für den hier beschrieben Zweck geringfügig erweiterten, zylindrischen Technikumsanlage mit einer Gesamthöhe von 2 m und einem Innendurchmesser von 0,127 m durchgeführt. Die über Durchgangsbohrungen horizontal in die Wirbelschicht eingebrachte und mittig angeordnete Messsonde wird in Kapitel 3.2.2 genauer vorgestellt. Das Schema der Anlage ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

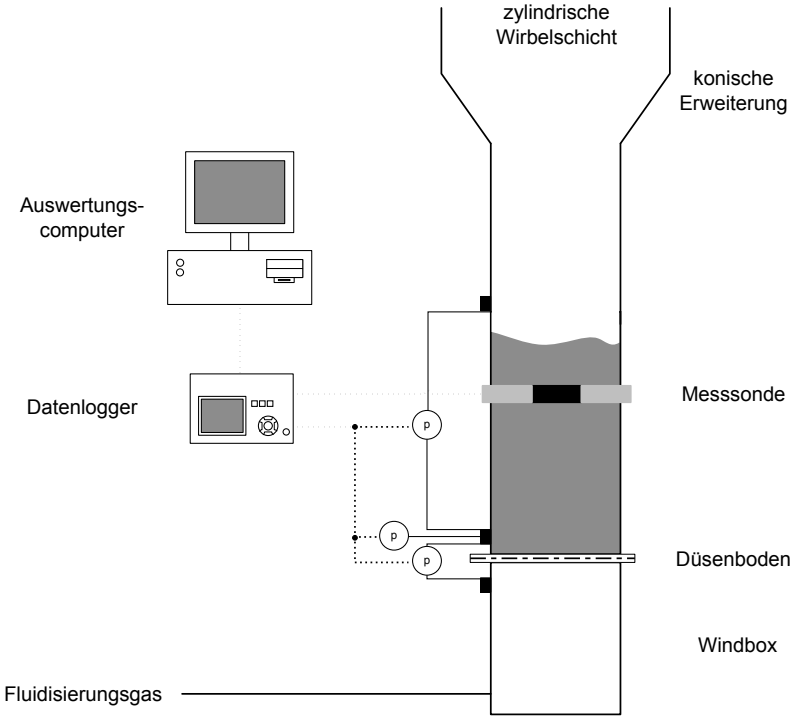

Abbildung 3.6: Schema der zylindrischen Wirbelschichtanlage nach Merzsch (2009)

Der Fluidisierungsgasvolumenstrom wird bei dieser Anlage ebenfalls über einen thermischen Massendurchflussregler vorgegeben. Mit diesem können in der Wirbelschicht Leerrohrgeschwindigkeiten von 0,026 bis 1,316 m/s eingestellt werden. Zur Vergleichmäßigung der Strömung wird das Gas zunächst in eine Windbox geleitet, die über einen Flansch mit der Wirbelschicht verbunden ist. Zwischen diesen befindet sich der Düsenboden. Wie auch in Abbildung 3.7 ersichtlich wird die Messsonde mithilfe von Gummitüllen in den Durchgangsbohrungen befestigt und die Anlage zusätzlich abgedichtet. Mittels weiterer kleiner Bohrungen kann der Druckerlust über dem Düsenboden sowie der Wirbelschicht gemessen werden. Zusammen mit denen der Sonde werden die aufgenommenen Messsignale per Datenlogger aufgezeichnet und über einen Computer ausgewertet. Da die Technikumsanlage im Gegensatz zum quasi-2D Kaltmodell keinen zusätzlichen Filter am Gasaustritt besitzt, wurde am oberen Ende der Wirbelschicht eine konische Querschnitterweiterung vorgesehen, um den Austrag von feinen Partikeln zu minimieren.

Abbildung 3.7: Messsonde mit Gummitüllen (Merzsch, 2009)

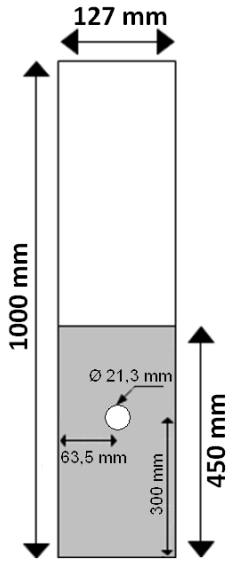

Abbildung 3.8: Abmaße für Simulationsgeometrie

Zur Verringerung des numerischen Aufwands wurde die Höhe der Anlage bei der Gittergenerierung verkleinert. Dies ist zulässig, da im oberen Bereich eine vollständig entwickelte Strömung angenommen werden kann und keine diese hinsichtlich der Wärmeübertragung beeinflussenden Phänomene auftreten. Die gewählten Abmaße der Simulationsgeometrie sowie die Füllhöhe der Partikel sind in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt.

3.2.2 Wärmeübergangsmessungen

Die Messung des zur Validierung der numerischen Simulationen notwendigen Wärmeübergangskoeffizienten von eingetauchten Rohren in die Wirbelschicht wird mithilfe einer entsprechend ausgestatteten Messsonde durchgeführt. Diese ermöglicht die Bestimmung der lokalen Werte in Abhängigkeit des Zentriwinkels und ähnelt in ihrem Aufbau den zum Beispiel von Noack (1970) und Schmidt (2002) verwendeten Sonden. Die Abbildung 3.9 zeigt den schematischen Quer- und Längsschnitt der für die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit genutzten Messsonde.

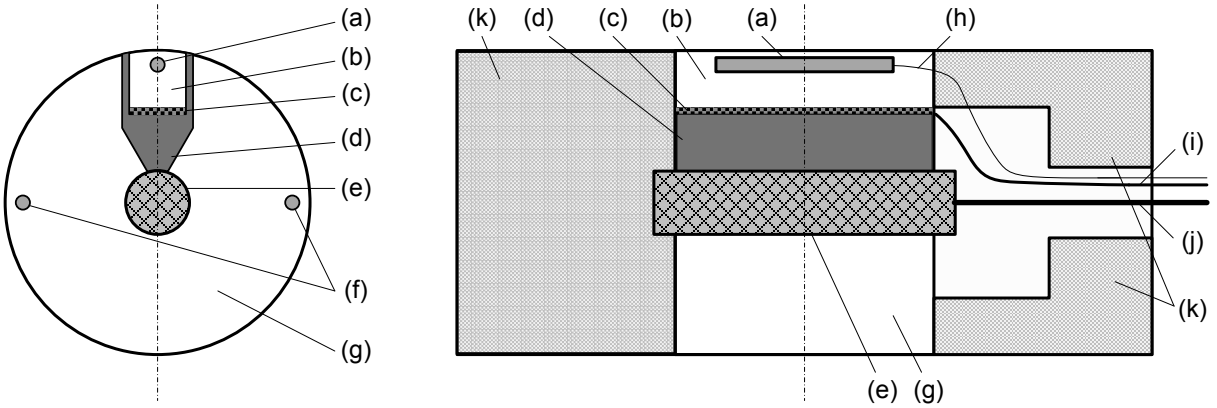

Abbildung 3.9: Aufbau der Messsonde - Quer- (links) und Längsschnitt (rechts)

Die Sonde besteht aus einem 50 mm langen Kupferrohrstück (g) mit einem Außendurchmesser von 21,3 mm, welches zu beiden Seiten mittels Klebstoff mit Kunststoffzylindern (k) aus Polytetrafluorethylen (PTFE) verbunden ist und von diesen in den Durchgangsbohrungen der Wirbelschichtanlage getragen wird (siehe auch prinzipiell Abbildung 3.7). In das Rohrstück wurde ein ebenfalls 50 mm langes Segment (b) aus Kupfer eingelassen, das einen Anteil am Rohrumfang von einem Zwölftel besitzt und damit einen Zentriwinkel von 30° repräsentiert. Das Segment ist durch eine Isolierung (d) aus PTFE vom restlichen Rohrstück getrennt und wird über eine dünne Heizfolie (c) beheizt, welche über einen elektrischen Anschluss (i) mit einem Labornetzteil verbunden ist. Die Beheizung des Rohres wird durch eine Heizpatrone (e) mit einem Durchmesser von 4 mm realisiert, deren beheizbare Oberfläche deckungsgleich zum Kupferrohrstück montiert wurde. Sie ist auch über ein Anschlusskabel (j) an ein Labornetzteil angeschlossen. Zur Bestimmung der Oberflächentemperatur wurde im Segment ein Pt100-Widerstandsthermometer (a) in einer Tiefe von 2 mm eingebracht. Analog dazu wurden im Rohrumfang zwei gegenseitig um 180° versetzte Thermometer (f) realisiert. Über Datenleitungen (h) sind diese mit einem Logger verbunden, der die Messwerte aufzeichnet. Hinzu kommen dabei auch die Leistungsaufnahme der Labornetzteile sowie die Wirbelschichttemperatur, die aus dem Mittelwert dreier in der Nähe der Messsonde befindlicher Widerstandsthermometer ermittelt wird.

Bei der Durchführung einer Messung in einer ausgebildeten Wirbelschicht wird zunächst durch Drehung der Messsonde das Kupfersegment in die gewünschte Winkelposition gebracht. Anschließend werden sowohl die Heizfolie als auch die Heizpatrone mit der Leistung beaufschlagt, die notwendig ist, um die Zieltemperatur an den Widerstandsthermometern zu erhalten. Dabei werden diese so geregelt, dass alle drei denselben Wert anzeigen und so von einer gleichmäßigen Aufheizung des gesamten Umfangs ausgegangen werden kann. Dadurch kann zum einen der Bilanzierungsfehler aufgrund der sonst auftretenden Wärmeleitung zwischen Rohr und Segment und zum anderen eine von Dietz (1994) diskutierte mögliche Verfälschung der Ergebnisse aufgrund unbeheizter Oberflächen an der Sonde, die zu erhöhten Partikelaustauschraten und damit einer Überschätzung der Wärmeübergangskoeffizienten führen, vermieden werden. Zudem stellt dies im Vergleich zu industriellen Anwendungen auch eine realistischere Randbedingung dar und ist des Weiteren in numerischen Simulationen einfacher umzusetzen.

Mit der Kenntnis des durch die Heizfolie erzeugten Wärmestroms $\dot{Q}_{Seg}$, der Temperaturen von Rohroberfläche T_R und Wirbelschicht T_{WS} sowie der bekannten Segmentoberfläche A_{Seg} kann schließlich der Wärmeübergangskoeffizient vom Rohrsegment auf die Wirbelschicht $\alpha_{R\text{-}WS,Seg}$ gemäß Gleichung (3.7) ermittelt werden:

$$\alpha_{R\text{-}WS,Seg} = \frac{\dot{Q}_{Seg}}{(T_R - T_{WS})\, A_{Seg}} \tag{3.7}$$

Bei der gewählten Messvorrichtung müssen dabei allerdings mehrere bereits von Merzsch (2009) diskutierte Fehlerquellen berücksichtigt werden. So messen die Widerstandsthermometer nicht die für Gleichung (3.7) notwendige Oberflächentemperatur sondern einen, aufgrund des vorhandenen Wärmeleitwiderstands zwischen Sensor und Oberfläche bedingten, geringeren Wert. Ein weiterer zu beachtender Fehler ergibt sich durch den infolge axialer Wärmeleitung auftretenden und in die PTFE-Zylinder gerichteten Verlustwärmestrom, der die über die Kupferoberfläche abgegebene effektive Leistung reduziert. Mittels des Fourier'schen Gesetzes der Wärmeleitung und dessen für die genannten Anwendungsfälle beispielsweise bei Baehr und Stephan (2010) ausformulierten Gleichungen zur radialen und axialen Wärmeleitung in einem Zylinder können die entsprechenden Messgrößen korrigiert und damit der wahre Wärmeübergangskoeffizient berechnet werden. Dieser wird für jeden lokalen Messpunkt anschließend über die gesamte Versuchsdauer zeitlich gemittelt. Vorab durchgeführte Untersuchungen zeigten, dass eine Aufnahmelänge von 2 Minuten ausreichend ist, um repräsentative Mittelwerte zu erhalten. Merzsch (2009) kam bei seinen Messungen zu einem identischen Ergebnis.

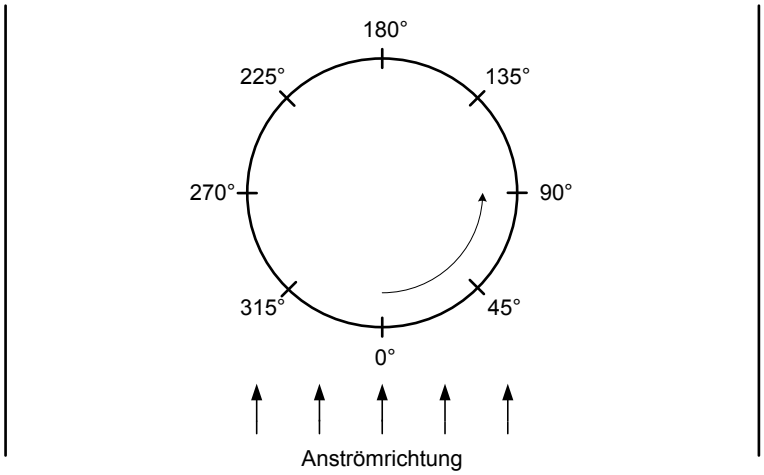

Abbildung 3.10: Festlegung der Zentriwinkel am Umfang des Rohrs

Um eine hohe räumliche Auflösung zu erzielen und die bereits auf der Segmentoberfläche erfolgende Mittelung über einen Winkel von 30° mit einzubeziehen, ist der Zentriwinkelabstand zwischen zwei Messpunkten zu 15° und damit der halben Breite des Segments gewählt worden. Der Staupunkt der ungestörten Gasströmung auf der Rohrunterseite wird hierbei als Winkelposition 0° definiert; das Gradmaß steigt entgegen dem Uhrzeigersinn an. Die schematische Darstellung in Abbildung 3.10 verdeutlicht diese Festlegung.

3.3 Eigenschaften der Gase und Partikel

Im Folgenden werden die zur Untersuchung von Hydrodynamik und Wärmeübertragung in einer blasenbildenden Gas-Feststoff-Wirbelschicht verwendeten Gase und Partikel charakterisiert. Für die Durchführung der in Kapitel 5 vorgestellten Voruntersuchungen wurde aufgrund der bereits zahlreich in der Literatur vorhandenen Kenntnisse und Erfahrungen sowie der erfolgreichen Validierung eines großen Teils der zur Anwendung kommenden numerischen Modelle die Materialkombination Luft-Glaskugeln ausgewählt. Die in den Kapiteln 6 und 7 diskutierten Hauptuntersuchungen zur Validierung der Modelle für Braunkohle-Wirbelschichten wurden aufgrund von sicherheitsrelevanten Aspekten mit Stickstoff als Fluidisierungsgas durchgeführt.

3.3.1 Gaseigenschaften

Ein Überblick über die in den Berechnungen und Simulationen angesetzten Stoffwerte für Luft und Stickstoff wird in Tabelle 3.1 gegeben. Die Werte gelten für die am Düsenboden der Wirbelschicht durchschnittlich vorherrschenden Bedingungen von 20 °C, 1,05 bar sowie einer relativen Feuchte der Luft von 50 % und wurden aus der Stoffdatensammlung in VDI (2006) entnommen. In den Simulationen zur Wärmeübertragung wurde die Gasdichte aus der Zustandsgleichung für ideale Gase errechnet.

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Gase

Gas	Dichte ρ_g [kg/m^3]	Dyn. Viskosität μ_g [Pa·s]	Wärmeleitfähigkeit λ_g [W/m/K]	Spez. Wärmekapazität $c_{p,g}$ [J/kg/K]
Luft	1,238	$1{,}81 \cdot 10^{-5}$	0,0257	1000
Stickstoff	1,187	$1{,}76 \cdot 10^{-5}$	0,0256	1040

3.3.2 Partikeleigenschaften

In Tabelle 3.2 sind die Eigenschaften der als Wirbelgüter eingesetzten Glaskugeln und Braunkohlepartikel zusammengefasst. Während die Werte für Dichte und Sphärizität durch Herstellerangaben und eigene Messungen gewonnen wurden, sind für Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärmekapazität Angaben aus der Literatur übernommen worden. Für Glaskugeln stammten sie von Kuipers et al. (1992) und Yusuf et al. (2011), für Braunkohle von Klose et al. (1986 ff.). Bei letzterer handelt es sich um Lausitzer Trockenbraunkohle mit einem Restwassergehalt von 10 %.

Tabelle 3.2: Eigenschaften der verwendeten Partikel

Partikel	Rohdichte ρ_f [kg/m^3]	Sphärizität ϕ [-]	Wärmeleitfähigkeit λ_f [W/m/K]	Spez. Wärmekapazität $c_{p,f}$ [J/kg/K]
Glaskugeln	2500	1,00	1,000	800
Braunkohle	1000	0,78	0,175	1300

Die Glaskugeln wurden auf eine Größenklasse von 300 µm bis 400 µm abgesiebt, besitzen einen mittleren Durchmesser von 350 µm und entsprechen denen, die von Asegehegn (2011) zur Validierung eingesetzt wurden.

Eine weitere charakteristische Größe zur Beschreibung von Gas-Feststoff-Wirbelschichten stellt die zur Minimalfluidisierung der Partikel notwendige Leerrohrgeschwindkeit U_{mf} dar. In diesem Punkt entspricht das Gesamtgewicht der Partikel dem Druckverlust über die Schüttung. Unter Verwendung der bekannten, von Ergun (1952) aufgestellten Korrelation für letzteren kann U_{mf} rechnerisch abgeschätzt werden. Es ergibt sich nach Kunii und Levenspiel (1991) entsprechend:

$$\left(\rho_f - \rho_g\right)\left(1 - \varepsilon_{g,mf}\right)g = 150\frac{\left(1-\varepsilon_{g,mf}\right)^2}{\varepsilon_{g,mf}^3}\frac{\mu_g U_{mf}}{\phi^2 d_p^2} + 1{,}75\frac{1-\varepsilon_{g,mf}}{\varepsilon_{g,mf}^3}\frac{\rho_g U_{mf}^2}{\phi d_p} \tag{3.8}$$

Durch Umstellen und Vereinfachen erhält man:

$$Ar = \frac{150\left(1-\varepsilon_{g,mf}\right)}{\varepsilon_{g,mf}^3\phi^2}Re_{mf} + \frac{1{,}75}{\varepsilon_{g,mf}^3\phi}Re_{mf}^2 \tag{3.9}$$

Die Reynolds-Zahl bei Minimalfluidisierung Re_{mf} und die Archimedes-Zahl Ar sind dabei wie folgt definiert:

$$Re_{mf} = \frac{\rho_g d_p U_{mf}}{\mu_g} \tag{3.10}$$

$$Ar = \frac{\left(\rho_f - \rho_g\right)\rho_g d_p^3 g}{\mu_g^2} \tag{3.11}$$

Von Lucas et al. (1986) wurde eine weitere empirische Gleichung vorgeschlagen. Unter Berücksichtigung zahlreicher in der Literatur vorhandener experimenteller Messwerte haben sie auf Basis des ursprünglichen Ausdrucks von Wen und Yu (1966) mehrere neue Korrelationen für unterschiedliche Wertebereiche der Partikelsphärizität abgeleitet. Für die Sphärizität der hier genutzten Braunkohlepartikel empfiehlt Lucas et al. (1986) folgende Gleichung:

$$Re_{mf} = \left(32{,}1^2 + 0{,}0571Ar\right)^{0{,}5} - 32{,}1 \tag{3.12}$$

Die Übersicht in Tabelle 3.3 zeigt die verschiedenen, in dieser Arbeit verwendeten Größenklassen von Braunkohlepartikeln. Sie wurden jeweils auf den in der ersten Spalte angegebenen Bereich ausgesiebt, um quasi-monodisperse Partikelklassen zu erhalten und polydisperse Effekte in den Experimenten weitgehend auszuschließen. Der Vergleich der experimentell ermittelten Minimalfluidisierungsgeschwindigkeiten mit den aus den empirischen Gleichungen von Ergun (1952) und Lucas et al. (1986) errechneten zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Eine Beeinflussung der experimentellen Werte durch Wandeffekte aufgrund der geringen Tiefe der quasi-2D Wirbelschicht ist nach Sánchez-Delgado et al. (2011) für die hier zum Einsatz kommenden Parti-

kelgrößen nicht vorhanden. Daher können die genannten, aus Experimenten mit zylindrischen Wirbelschichten abgeleiteten Korrelationen herangezogen werden. Die Lockerungsporosität bei Minimalfluidisierung $\varepsilon_{g,mf}$ wurde für alle Partikelklassen zu 0,48 bestimmt.

Tabelle 3.3: Größenklassen der verwendeten Braunkohlepartikel

Klasse	mittl. Durchmesser d_p, [µm]	U_{mf} Experiment, [m/s]	U_{mf} nach Ergun (1952), Gleichung (3.9), [m/s]	U_{mf} nach Lucas et al. (1986), Gleichung (3.12), [m/s]
BK300-400	370	0,075	0,064	0,066
BK400-600	490	0,130	0,109	0,112
BK710-1000	850	0,270	0,273	0,285
BK1000-1250	1110	0,420	0,392	0,412

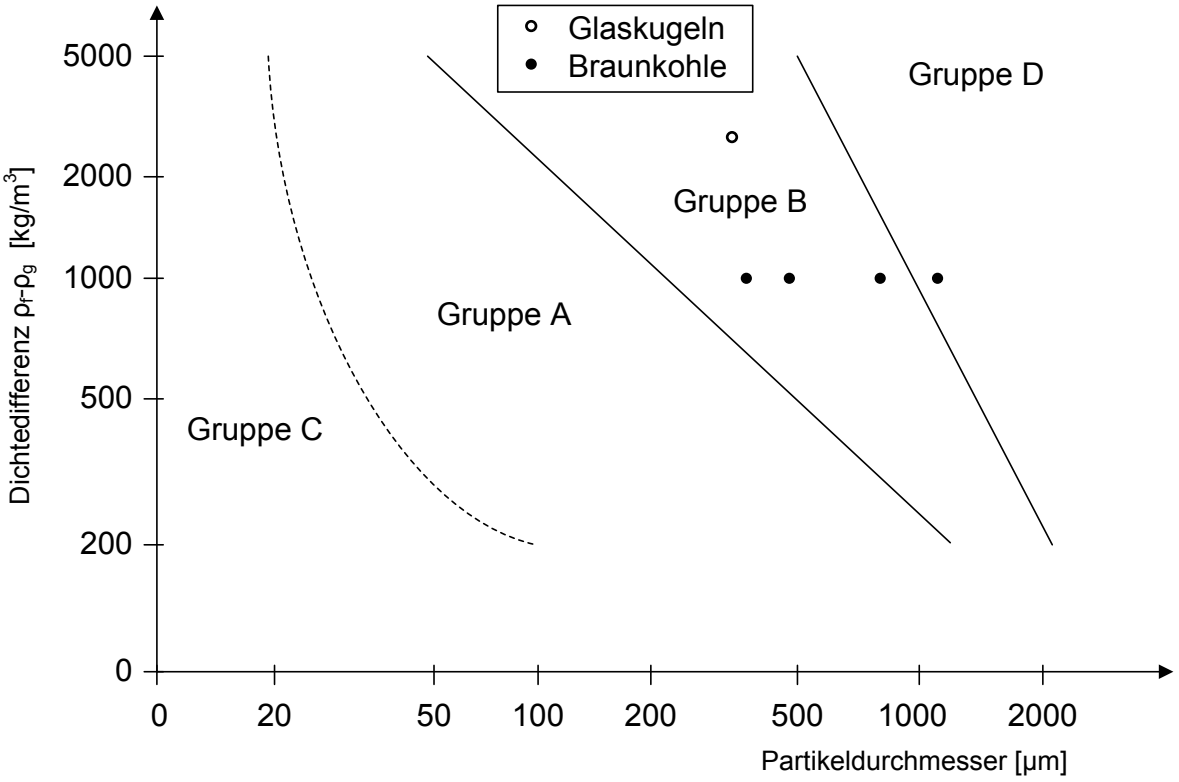

Abbildung 3.11: Einordnung der Partikel in die Klassifikation von Geldart (1973)

Die sich aufgrund der mittleren Durchmesser der einzelnen Klassen ergebende Einordnung der verwendeten Partikel in die Klassifikation nach Geldart (1973) ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Mit Ausnahme der größten Klasse der Braunkohlepartikel können alle weiteren der Gruppe B zugeordnet werden und daher ein ausgeprägtes blasenbildendes Verhalten erwarten lassen. Die größte Braunkohleklasse repräsentiert die Partikelgruppe D, welche tendenziell zu stoßendem Verhalten neigt und hier zu Vergleichszwecken herangezogen wird.

4 Wirbelschichtmodell

4.1 Hydrodynamik

4.1.1 Massen- und Impulserhaltung

Bei der Modellierung von Mehrphasenströmungen nach der Euler'schen Betrachtungsweise werden die einzelnen Phasen als sich gegenseitig durchdringbare Kontinua aufgefasst. Mithilfe von Volumenmittelungsverfahren können dann entsprechende Erhaltungsgleichungen aufgestellt werden. Eine dabei auftauchende, wesentliche Größe ist der Volumenanteil ε_k jeder einzelnen Phase k, bei einer Gesamtanzahl aller Phasen von n_k. Bei Gas-Feststoff-Wirbelschichten wird üblicherweise von einer einzelnen Gasphase mit dem Volumenanteil ε_g ausgegangen. Liegt ein Gemisch von n_f unterschiedlichen, nach Größe, Dichte oder anderen Eigenschaften differenzierbaren Partikeln vor, so kann für jede Gruppe i ein einzelnes Kontinuum mit $\varepsilon_{f,i}$ definiert werden. Für diesen als Multi Fluid Model bezeichneten Ansatz gilt dann:

$$\sum_{i=1}^{n_k} \varepsilon_{k,i} = \varepsilon_g + \sum_{i=1}^{n_f} \varepsilon_{f,i} = 1 \tag{4.1}$$

Aufgrund der Schwierigkeit, die jeweils notwendigen Phaseninteraktionsterme aufzustellen, sowie dem stark erhöhten rechnerischem Aufwand wurden bisher zumeist nur Wirbelschichten mit binären Partikelgemischen simuliert. Neuere Entwicklungen auf diesem Gebiet sind beispielsweise bei Chao et al. (2011) zu finden. Da in der vorliegenden Arbeit lediglich einzelne, quasi-monodisperse Partikelklassen unabhängig voneinander untersucht wurden, kam das bereits in Kapitel 2.1.3 beschriebene Two Fluid Model zum Einsatz. Mit der Existenz von nur einer Feststoffphase kann Gleichung (4.1) daher vereinfacht werden:

$$\varepsilon_g + \varepsilon_f = 1 \tag{4.2}$$

In Analogie zu einphasigen Systemen kann die Massenerhaltung jeder Phase k mittels ihrer zeitlichen Änderung und konvektiven Transports sowie n_s verschiedenen Quell- oder Sinktermen $S_{k,i}$ formuliert werden:

$$\frac{\partial(\varepsilon_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_k \rho_k \vec{\boldsymbol{u}}_k) = \sum_{i=1}^{n_S} S_{k,i} \tag{4.3}$$

Die Quell- oder Sinkterme beschreiben Phänomene des Phasenübergangs infolge von physikalischen Effekten oder chemischen Reaktionen wie Trocknung oder Verbrennung. Im vorliegenden Fall finden solche nicht statt, so dass diese Terme verschwinden. Des Weiteren kann im Allgemeinen von einer inkompressiblen Feststoffphase ausgegangen werden. Diese Annahme ist bei isothermen Strömungen zudem auch für die Gasphase gültig. Johansson et al. (2006) konnten zeigen, dass die in blasenbildenden Wirbelschichten auftretenden lokalen Druckfluktuationen

keinen Einfluss auf die Blaseneigenschaften haben und die Gasphase mit einer konstanten Dichte modelliert werden kann. Damit gilt vereinfachend für beide Phasen:

$$\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\varepsilon_g \vec{\boldsymbol{u}}_g\right) = 0 \tag{4.4}$$

$$\frac{\partial \varepsilon_f}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\varepsilon_f \vec{\boldsymbol{u}}_f\right) = 0 \tag{4.5}$$

Bei zusätzlicher Betrachtung der Wärmeübertragung in Wirbelschichten (siehe auch Kapitel 4.2) ist die Temperaturabhängigkeit der Dichte des Gases mit zu berücksichtigen. Im vorliegenden und untersuchten Druck- und Temperaturbereich kann hierzu für die Fluidisierungsgase Luft und Stickstoff die thermische Zustandsgleichung idealer Gase herangezogen werden.

Die Impulserhaltung jeder Phase k beschreibt die zeitliche Änderung und den konvektiven Transport des Impulses als Resultierende der Summe aller n_F verschiedenen, inneren und äußeren Kräfte $\vec{\boldsymbol{F}}_{k,i}$:

$$\frac{\partial(\varepsilon_k \rho_k \vec{\boldsymbol{u}}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_k \rho_k \vec{\boldsymbol{u}}_k \vec{\boldsymbol{u}}_k) = \sum_{i=1}^{n_F} \vec{\boldsymbol{F}}_{k,i} \tag{4.6}$$

Zu diesen gehören die Druckkraft $\varepsilon_k \nabla P$, die Zähigkeitskraft $\nabla \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_k$, die Gravitationskraft $\varepsilon_k \rho_k \vec{\boldsymbol{g}}$ sowie die Widerstandskraft $\beta\left(\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f\right)$. Die letztgenannte führt zu einer starken Kopplung der beiden Phasen und stellt eine wesentliche Modellierungsgröße dar. Detaillierte Ausführungen zu ihr sind in Kapitel 4.1.3 zu finden. Eine Besonderheit in der Kräftebilanz stellt die nur in der Feststoffphase wirkende Kraft ∇P_f infolge des vorhandenen Partikeldrucks dar. Diese interpartikuläre Normalkraft beschreibt die Wechselwirkung der Partikel durch Stöße untereinander. Für Gas-Feststoff-Wirbelschichten ohne Phasenübergänge ergeben sich damit schließlich folgende Erhaltungsgleichungen:

$$\frac{\partial\left(\varepsilon_g \rho_g \vec{\boldsymbol{u}}_g\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\varepsilon_g \rho_g \vec{\boldsymbol{u}}_g \vec{\boldsymbol{u}}_g\right) = -\varepsilon_g \nabla P + \nabla \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_g + \varepsilon_g \rho_g \vec{\boldsymbol{g}} - \beta\left(\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f\right) \tag{4.7}$$

$$\frac{\partial\left(\varepsilon_f \rho_f \vec{\boldsymbol{u}}_f\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\varepsilon_f \rho_f \vec{\boldsymbol{u}}_f \vec{\boldsymbol{u}}_f\right) = -\varepsilon_f \nabla P + \nabla \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f + \varepsilon_f \rho_f \vec{\boldsymbol{g}} + \beta\left(\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f\right) - \nabla P_f \tag{4.8}$$

Von Boemer (1996), van Wachem und Almstedt (2003) sowie Owoyemi et al. (2007) wurden weitere in Gas-Feststoff-Wirbelschichten vorkommende Kräfte diskutiert, die zumeist allerdings von geringerer Bedeutung sind. Dazu gehören beispielsweise Kräfte infolge von turbulenten Fluktuationen. Während diese für die Feststoffphase mittels des Drucks P_f und dem Scherspannungstensor $\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f$ berücksichtigt werden, geht man in der Gasphase von einer laminaren Strömung aus. Dies konnte unter anderem von Enwald und Almstedt (1999) sowie Lindborg et al. (2007) nachgewiesen werden. Aufgrund des gewählten experimentellen Versuchsaufbaus ist es ebenfalls

zulässig, elektromagnetische Kräfte nicht mit in die Modellierung einzubeziehen. Weitere Kräfte entstehen infolge der relativen Beschleunigung zwischen Gas und Partikel (virtuelle Massenkraft und Basset-Kraft) oder der Rotation der Partikel (Saffman- und Magnus-Kraft). In dicht beladenen Gas-Feststoff-Wirbelschichten besitzen diese Kräfte nur einen sehr geringen Einfluss und können daher vernachlässigt werden (Boemer, 1996).

Der in der Impulserhaltungsgleichung der Phase k auftauchende Scherspannungstensor $\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_k$ wird im Allgemeinen in der Form eines Newton'schen Fluids beschrieben:

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_k = -\varepsilon_k \left[\left(\xi_k - \frac{2}{3}\mu_k \right) (\nabla \cdot \vec{\boldsymbol{u}}_k) \bar{\bar{\boldsymbol{I}}} + \mu_k \left((\nabla \vec{\boldsymbol{u}}_k) + (\nabla \vec{\boldsymbol{u}}_k)^T \right) \right] \tag{4.9}$$

Die Kompressionsviskosität ξ wird für die Gasphase üblicherweise vernachlässigt, während dies für die Feststoffphase nicht zulässig ist (Boemer, 1996). Es ergeben sich daher folgende beiden Ausdrücke:

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_g = -\varepsilon_g \left[-\frac{2}{3}\mu_g (\nabla \cdot \vec{\boldsymbol{u}}_g) \bar{\bar{\boldsymbol{I}}} + \mu_g \left((\nabla \vec{\boldsymbol{u}}_g) + (\nabla \vec{\boldsymbol{u}}_g)^T \right) \right] \tag{4.10}$$

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f = -\varepsilon_f \left[\left(\xi_f - \frac{2}{3}\mu_f \right) (\nabla \cdot \vec{\boldsymbol{u}}_f) \bar{\bar{\boldsymbol{I}}} + \mu_f \left((\nabla \vec{\boldsymbol{u}}_f) + (\nabla \vec{\boldsymbol{u}}_f)^T \right) \right] \tag{4.11}$$

4.1.2 Modellierung der Feststoffphase

Um das Gleichungssystem zur Beschreibung der Hydrodynamik lösen zu können, müssen entsprechende Schließungsgleichungen formuliert werden. Die Eigenschaften der Feststoffphase wurden dazu unter Anwendung der Kinetic Theory of Granular Flow modelliert. Diese stellt, wie in Kapitel 2.1.3 ausgeführt, eine Erweiterung der kinetischen Gastheorie dar. Sie gilt nach den Erweiterungen von Lun et al. (1984) formal nur für sphärische, leicht unelastische, gleichartige und monodisperse Partikel.

4.1.2.1 Erhaltung der granularen Energie

Die KTGF liefert die notwendigen Gleichungen zur Beschreibung der Rheologie der Feststoffphase unter Einführung einer neuen Größe, der sogenannten granularen Temperatur. Sie ist ein Maß für die Fluktuationen der Partikel und charakterisiert die vorherrschende Turbulenz in der Feststoffphase (Schmidt, 2002). Jenkins und Savage (1983) unterstellten eine Isotropie der turbulenten Bewegungen und definierten die granulare Temperatur Θ als Drittel des Quadrats des Fluktuationsgeschwindigkeitsvektors $\vec{\boldsymbol{u}}'_f$:

$$\Theta = \frac{1}{3}\vec{\boldsymbol{u}}'^2_f \tag{4.12}$$

Die granulare Temperatur ist zeitlich und räumlich veränderlich und die durch sie bestimmte Fluktuationsenergie stellt eine Erhaltungsgröße dar. Damit muss neben den Erhaltungsglei-

chungen für Masse und Impuls eine weitere für die Fluktuationsenergie gelöst werden. Diese ist ausführlich in Gidaspow (1994) und Boemer (1996) beschrieben und lautet:

$$\frac{3}{2}\left(\frac{\partial\left(\varepsilon_f \rho_f \Theta\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\varepsilon_f \rho_f \vec{\boldsymbol{u}}_{\mathrm{f}} \Theta\right)\right) = \left(-P_f \bar{\bar{\boldsymbol{I}}} + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f\right) : \nabla \vec{\boldsymbol{u}}_f - \nabla \cdot \vec{\boldsymbol{q}} - \gamma - J \tag{4.13}$$

Die zeitliche Änderung und der konvektive Transport der Fluktuationsenergie stehen im Gleichgewicht mit deren Zu- und Abnahme. Der erste Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung $\left(-P_f \bar{\bar{\boldsymbol{I}}} + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f\right) : \nabla \vec{\boldsymbol{u}}_f$ repräsentiert die Produktion durch lokale Partikelbeschleunigung infolge von Druck und Scherung, während die anderen unterschiedliche Reduktionmechanismen darstellen. So beschreibt der Ausdruck $\nabla \cdot \vec{\boldsymbol{q}}$ die Diffusion der Fluktuationsenergie aufgrund von Gradienten der granularen Temperatur, γ die Dissipation durch unelastische Partikel-Partikel-Kollisionen und J den Austausch von Fluktuationsenergie zwischen den Phasen.

Um den numerischen Berechnungsaufwand zu verringern, vereinfachten Syamlal et al. (1993) diese Erhaltungsgleichung. Unter der Annahme von lediglich lokaler Produktion und Dissipation der Fluktuationsenergie und der Vernachlässigung von Konvektion und Diffusion sowie Phaseninteraktion überführten sie die Differentialgleichung in eine algebraische Form:

$$0 = \left(-P_f \bar{\bar{\boldsymbol{I}}} + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f\right) : \nabla \vec{\boldsymbol{u}}_f - \gamma \tag{4.14}$$

Boemer (1996) führte den Nachweis, dass die Anwendung dieser Gleichung die Verteilung der granularen Temperatur kaum beeinflusst und sie daher hinreichend genau für blasenbildende Wirbelschichten mit hohen Partikelbeladungen ist. Goldschmidt et al. (2001) bestätigten die Annahme eines Gleichgewichts zwischen Produktion und Dissipation von Syamlal et al. (1993) in einer Vergleichsstudie. Die Untersuchung von van Wachem et al. (2001) zeigte zusätzlich eine Verbesserung des Konvergenzverhaltens und eine signifikante Beschleunigung der Simulation gegenüber der Verwendung von Gleichung (4.13).

Die Dissipation der Fluktuationsenergie durch unelastische Partikel-Partikel-Kollisionen wird nach Lun et al. (1984) wie folgt beschrieben:

$$\gamma = \frac{12(1-e^2) g_o}{d_p \sqrt{\pi}} \varepsilon_f^2 \rho_f \Theta^{3/2} \tag{4.15}$$

Der hier auftauchende Parameter e wird als Restitutionskoeffizient bezeichnet, entspricht dem Verhältnis der Relativgeschwindigkeiten zweier Partikel nach und vor der Kollision und charakterisiert den stattfindenden Stoß. Bei einem vollständig elastischen Stoß ($e = 1$) bleibt die komplette kinetische Energie beider Stoßpartner erhalten und der Dissipationsterm verschwindet. Vollständig unelastische Stöße ($e = 0$) führen hingegen zu dessen Maximierung. Die in der Praxis vorkommenden Partikel-Partikel-Kollisionen stellen in der Regel eine Mischform dieser beiden Grenzfälle dar. Weiterführende Informationen werden im Kapitel 4.1.2.4 gegeben.

Die in Gleichung (4.15) enthaltene radiale Verteilungsfunktion g_o beschreibt den Effekt der örtlichen Partikelkonzentration auf die durch Partikel-Partikel-Kollisionen bestimmte Eigenschaften der Feststoffphase. In der Literatur sind für diese Funktion zahlreiche Modelle vorhanden. Ein Vergleich von van Wachem et al. (2001) zeigte, dass die konkrete Wahl der Verteilungsfunktion kaum Einfluss auf die von ihr abhängigen Größen des Scherspannungstensors hat. In dieser Arbeit wird daher auf einen Ausdruck zurückgegriffen, der erstmals von Ogawa et al. (1980) angewendet und später von zahlreichen weiteren Autoren übernommen wurde:

$$g_o = \left[1 - \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_{f,max}}\right)^{1/3}\right]^{-1} \tag{4.16}$$

Darin steht $\varepsilon_{f,max}$ für den maximalen Volumenanteil der Feststoffphase, in dessen Nähe g_o gegen positiv unendlich tendiert und so unphysikalisch hohe Partikelbeladungen in der Simulation verhindert werden.

4.1.2.2 Druck und Scherspannung

Mittels der KTGF können in Analogie zur kinetischen Gastheorie die rheologischen Eigenschaften der Feststoffphase modelliert werden. Dazu werden die notwendigen Größen üblicherweise als Summe eines Kinetik- und eines Kollisionsterms dargestellt, die jeweils in Bereichen geringer beziehungsweise hoher Volumenanteile der Feststoffphase dominieren.

Der Partikeldruck $P_{f,KTGF}$ beschreibt die Normalkräfte in der Feststoffphase infolge von Partikel-Partikel-Kollisionen. In der Literatur wird hierfür allgemein der Ausdruck von Lun et al. (1984) angewendet:

$$P_{f,KTGF} = \varepsilon_f \rho_f \Theta + 2 g_o \varepsilon_f^2 \rho_f \Theta (1 + e) \tag{4.17}$$

Die Kompressionsviskosität ξ_f stellt ein Maß für den Widerstand der Feststoffphase gegen Kompression dar. Sie wird nach Lun et al. (1984) wie folgt berechnet:

$$\xi_f = \frac{4}{3} \varepsilon_f \rho_f d_p g_o (1 + e) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \tag{4.18}$$

Für die Scherviskosität $\mu_{f,KTGF}$ existiert hingegen keine allgemein angewendete Formulierung. So sind in der Literatur mehrere Modelle für den Kinetikterm $\mu_{f,kin}$ verfügbar, die unter anderem von Boemer (1996) und van Wachem et al. (2001) miteinander verglichen wurden. Ihre effektive Wirkung in blasenbildenden Wirbelschichten ist allerdings relativ gering (Asegehegn, 2011). In der vorliegenden Arbeit wurde primär das von Gidaspow (1994) entwickelte und oft genutzte Modell angewendet:

$$\mu_{f,kin} = \frac{10}{96}\sqrt{\Theta\pi}\,\frac{\rho_f d_p}{(1+e)\varepsilon_f g_o}\left[1+\frac{4}{5}g_o\varepsilon_f(1+e)\right]^2 \tag{4.19a}$$

Eine Ausnahme gilt bei der Verwendung des Widerstandskraftmodells von Syamlal et al. (1993). Hierbei ist der Kinetikterm auch aus dieser Literaturquelle zu wählen (Armstrong et al., 2010b):

$$\mu_{f,kin} = \frac{\varepsilon_f d_p \rho_f \sqrt{\Theta\pi}}{6(3-e)}\left[1+\frac{2}{5}(1+e)(3e-1)g_o\varepsilon_f\right] \tag{4.19b}$$

Für den Kollisionsterm $\mu_{f,koll}$ gibt es demgegenüber einen Konsens. Hier wird wiederum ein auf Lun et al. (1984) zurückgehender Ausdruck angewendet:

$$\mu_{f,koll} = \frac{4}{5}\varepsilon_f \rho_f d_p g_o (1+e)\sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \tag{4.20}$$

Beide Anteile werden, wie bereits erwähnt, schließlich additiv miteinander verknüpft:

$$\mu_{f,KTGF} = \mu_{f,kin} + \mu_{f,koll} \tag{4.21}$$

4.1.2.3 Reibungseffekte bei hohen Partikelbeladungen

Bei hohen Volumenanteilen der Feststoffphase sind die Partikel-Partikel-Kollisionen nicht mehr nur binär und kurz, wie von Jenkins und Savage (1983) bei der Ableitung der KGTF für unelastische Partikel gefordert, sondern multipel und relativ langwierig. Um diese zusätzlichen Reibungseffekte bei der Berechnung der rheologischen Größen ausreichend berücksichtigen zu können, wurden vorrangig Modelle der Schüttgutmechanik zu Hilfe genommen, die ihrerseits allerdings stark empirisch sind. Der durch die zusätzliche Reibung wirkende Spannungstensor wird ebenfalls in der Newton'schen Form beschrieben, so dass der Reibungspartikeldruck $P_{f,r}$ und die Reibungsscherviskosität $\mu_{f,r}$ additiv mit ihren jeweiligen Pendants aus der KTGF verbunden werden können (van Wachem et al., 2001):

$$P_f = P_{f,KTGF} + P_{f,r} \tag{4.22}$$

$$\mu_f = \mu_{f,KTGF} + \mu_{f,r} \tag{4.23}$$

Für diese Annahme existiert keine physikalische Basis. Allerdings konnte nachgewiesen werden, dass dieser Ansatz das Strömungsverhalten bei hohen Partikelbeladungen, wie in Gas-Feststoff-Wirbelschichten vorkommend, dennoch adäquat abbilden kann (Curtis und van Wachem, 2004). Die zusätzlichen Reibungsterme werden erst ab der lokalen Überschreitung eines festzulegenden Minimalwerts des Feststoffvolumenanteils $\varepsilon_{f,r,min}$ in der Strömungsberechnung berücksichtigt.

Zur Beschreibung des Reibungspartikeldrucks $P_{f,r}$ wird in der Literatur häufig das empirische Modell von Johnson et al. (1990) angewendet:

$$P_{f,r} = \begin{cases} 0 & \varepsilon_f \leq \varepsilon_{f,r,min} \\ Fr \dfrac{\left(\varepsilon_f - \varepsilon_{f,r,min}\right)^n}{\left(\varepsilon_{f,max} - \varepsilon_f\right)^p} & \varepsilon_f > \varepsilon_{f,r,min} \end{cases} \tag{4.24}$$

Die Konstanten sind mit den Werten $Fr = 0{,}05\ N/m^2$, $n = 2$ und $p = 5$ gegeben. Der Schwellwert $\varepsilon_{f,r,min}$, ab welchem die Reibungseffekte wirksam werden, wurde von Johnson et al. (1990) mit 0,5 angesetzt. Asegehegn (2011) untersuchte dessen Einfluss auf die Hydrodynamik in Gas-Feststoff-Wirbelschichten und variierte ihn im Wertebereich zwischen 0,5 und 0,63. Bis auf den reibungslosen Grenzfall $\varepsilon_{f,r,min} = \varepsilon_{f,max}$ unterschieden sich die ermittelten Blaseneigenschaften nur geringfügig voneinander. Es kann davon ausgegangen werden, dass die konkrete Wahl der Größe $\varepsilon_{f,r,min}$, sofern $\varepsilon_{f,r,min} < \varepsilon_{f,max}$ gilt, im untersuchten Intervall im Vergleich zu weiteren Modellparametern keinen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse der numerischen Simulationen hat.

Die Reibungsscherviskosität $\mu_{f,r}$ wird nach dem Modell von Schaeffer (1987) ermittelt:

$$\mu_{f,r} = \frac{P_{f,r} \sin\varphi}{2\sqrt{I_{2D}}} \tag{4.25}$$

Der darin enthaltene Reibungswinkel φ stellt eine Materialkonstante dar und gibt den maximalen Winkel an, mit dem eine granulare Schüttung noch Kräfte aufnehmen kann, ohne zu verrutschen. Chandrasekaran et al. (2005) haben festgestellt, dass bei einer Erhöhung des Reibungswinkels die Größe der simulierten Blasen ansteigt. Weiterhin bleibt die mittlere Bettexpansion zwar nahezu konstant, ihre Fluktuationsspanne nimmt aber spürbar zu (Reuge et al., 2008). Eine detaillierte Sensitivitätsanalyse der Hydrodynamik hinsichtlich des Reibungswinkels φ wird in Kapitel 6.2.1 durchgeführt. Die in Gleichung (4.25) auftauchende zweite Invariante des Deviators des Schergeschwindigkeitstensors I_{2D} wird im allgemeinen 3D-Fall wie folgt ermittelt:

$$\begin{aligned} I_{2D} = \frac{1}{6}\left[\left(\frac{\partial u_{x,f}}{\partial x} - \frac{\partial u_{y,f}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_{y,f}}{\partial y} - \frac{\partial u_{z,f}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_{z,f}}{\partial z} - \frac{\partial u_{x,f}}{\partial x}\right)^2\right] \\ + \frac{1}{4}\left[\left(\frac{\partial u_{x,f}}{\partial y} + \frac{\partial u_{y,f}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_{y,f}}{\partial z} + \frac{\partial u_{z,f}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_{z,f}}{\partial x} + \frac{\partial u_{x,f}}{\partial z}\right)^2\right] \end{aligned} \tag{4.26}$$

4.1.2.4 Restitutionskoeffizient

Der Restitutionskoeffizient e ist ein Maß für die bei einer Partikel-Partikel-Kollision auftretende Dissipation von kinetischer Energie. Er ist vorrangig von den Partikeleigenschaften und der Aufprallgeschwindigkeit abhängig. Experimentell ermittelte Werte für häufig eingesetzte Materialien

wie Glas, Aluminium, Edelstahl und Polystyrol sind unter anderem bei Goldsmith (1960) und Lorenz et al. (1997) zu finden.

Bei der numerischen Simulation von Wirbelschichten mit dem TFM-KTGF-Modell wird der Restitutionskoeffizient basierend auf den Ableitungen und Erkenntnissen von Lun et al. (1984) üblicherweise als Materialkonstante aufgefasst und entsprechend verwendet. Eine Erweiterung dieses Ansatzes um die Aufprallgeschwindigkeitsabhängigkeit durch Lun und Savage (1986) ist für Simulationen mit dem TFM nicht anwendbar, da hier modellbedingt keine Informationen zu den dafür benötigten Geschwindigkeiten der einzelnen Partikel vorliegen.

Aufgrund ihrer vorteilhaften Eigenschaften werden häufig Glaspartikel in experimentellen und numerischen Untersuchungen zum Einfluss des Restitutionskoeffizienten angewendet und daher entsprechend oft in der Literatur diskutiert. Goldschmidt et al. (2001) führten als eine der Ersten numerische TFM-Studien hinsichtlich der Beeinflussung der Hydrodynamik von Gas-Feststoff-Wirbelschichten durch und variierten dazu e in einem Wertebereich von 0,73 bis 1. Sie analysierten die jeweiligen Veränderungen der Quell- und Sinkterme der Erhaltungsgleichung der Fluktuationsenergie (4.13) und konnten zeigen, dass mit abnehmendem Restitutionskoeffizienten die Dissipation im System zunimmt, die Blasenaktivität ansteigt und der Druckverlust stärker fluktuiert. Weiterhin erzielte die Simulation mit experimentell bestimmtem e nicht die beste Übereinstimmung mit den vorhandenen Resultaten, sondern die mit einem Wert von 0,9. Die Verwendung von Restitutionskoeffizienten kleiner 0,9 wird zudem im Hinblick auf die von Lun et al. (1984) bei der Ableitung der KTGF gestellten Prämissen als zweifelhaft angesehen. Auch Halvorsen (2005) untersuchte die Wirkung unterschiedlicher Restitutionskoeffizienten und erhielt in Simulationen mit kleineren Werten höhere Partikelpackungsdichten. Dieser Effekt wird indirekt durch die Arbeit von Taghipour et al. (2005) bestätigt, welche in diesem Fall eine zunehmende Expansion der Wirbelschicht feststellten. Im blasenbildenden Regime konnten sie des Weiteren die besten Simulationsergebnisse mit einem Wert von 0,99 erzielen, während für Festbetten 0,9 vorgeschlagen wurde. Lindborg et al. (2007) erreichten hingegen mit einem Restitutionskoeffizienten von 0,9 die beste Übereinstimmung mit experimentellen Daten einer blasenbildenden Wirbelschicht mit Glaspartikeln. Auch hier konnte eine zunehmende Expansion bei abnehmenden Werten festgestellt werden. Zudem zeigten sie, dass eine Variation von e die Eigenschaften der aufsteigenden Blasen kaum, die Bewegungen der Partikel allerdings deutlich beeinflusst. Reuge et al. (2008) beobachteten demgegenüber insbesondere für kleinere Partikel ein regimeabhängiges Expansionsverhalten der Wirbelschicht. Das von Taghipour et al. (2005) sowie Lindborg et al. (2007) beschriebene Verhalten haben sie nur in stoßenden Wirbelschichten nachweisen können, während im blasenbildenden Regime ein größeres e zu einer Zunahme der Expansion führte. Einen weiteren Aspekt bei der Auswahl des Restitutionskoeffizienten haben Wang et al. (2010) identifiziert. Sie untersuchten dessen Einfluss auf die Partikelzirkulation. Bei zunehmenden Fluidisierungsgeschwindigkeiten musste e erhöht werden, um die experimentell ermittelten Zirkulationsmuster reproduzieren zu können. Daher wurde eine von der Gasgeschwindigkeit abhängige Modellierungsgleichung für den Restitutionskoeffizienten vorgeschlagen. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die teils widersprüchlichen Ergebnisse in der vorgestellten Literatur bereits für nahezu ideale Partikel wie Glaskugeln eine auf den konkret

vorhandenen Fall bezogene, individuelle Untersuchung der Modellierung von e notwendig machen. Dies gilt entsprechend auch für die in dieser Arbeit behandelten Braunkohlewirbelschichten.

Die genannten Resultate lassen die prinzipielle Schlussfolgerung zu, die Wahl des konkreten Restitutionskoeffizienten im Falle von TFM-KTGF-Simulationen weniger von den gegebenenfalls vorhandenen experimentellen Daten als vielmehr von dem mit ihm realisierbaren Übereinstimmungsgrad gegenüber entsprechenden Experimenten abhängig zu machen. So fassten zum Beispiel Wang und Ge (2006) den Restitutionskoeffizienten als sämtliche dissipativen Partikel-Partikel-Interaktionen beschreibenden Parameter auf und justierten ihn anhand experimenteller Daten für die granulare Temperatur. Esmaili und Mahinpey (2011) bestimmten mit einem Vergleich der Blasenform und -größe sowie der Wirbelschichtexpansion mit eigenen experimentellen Ergebnissen den für ihre Simulationen passenden Wert für e.

Für Gas-Feststoff-Wirbelschichten mit in der industriellen Praxis häufig angewendeten Partikeln finden sich in der Literatur vergleichsweise wenige Untersuchungen. Für Polyethylenpartikel ist nach Chandrasekaran et al. (2005) ein großer Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die in den Simulationen vorhergesagten Blasengrößen festgestellt worden. In den numerischen Simulationen von Owoyemi et al. (2005) und Yu et al. (2007) wurde in Ermangelung anderer Anhaltspunkte für die verwendeten Partikel Rutil beziehungsweise Steinkohle der für Glaspartikel häufig genutzte Wert von 0,9 angewendet. In der vorliegenden Arbeit wird in Kapitel 6.2.3 der Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Hydrodynamik in einer Braunkohlewirbelschicht untersucht und im Vergleich mit Ergebnissen aus experimentellen Untersuchungen eine Empfehlung für dessen Wert gegeben.

4.1.3 Widerstandskraftmodelle

Die zwischen den Phasen wirkende Widerstandskraft ist neben der Gravitationskraft die dominierende Größe in der Impulsbilanz (van Wachem et al., 2001). Sie wird als Produkt aus der Differenzgeschwindigkeit beider Phasen und der Impulsaustauschfunktion β beschrieben. Für diese komplexe Funktion sind in der Literatur zahlreiche, zumeist stark empirische Modelle abgeleitet und angewendet worden. Umfangreiche Vergleichsstudien von Vejahati et al. (2009), Wang et al. (2010), Armstrong et al. (2010b) sowie Esmaili und Mahinpey (2011) behandelten deren Einfluss auf das Verhalten von Glaskugelwirbelschichten. Hier werden im Folgenden die bedeutendsten Modelle in Hinblick auf die Anwendbarkeit bei nicht-sphärischen Braunkohlepartikeln vorgestellt und in Kapitel 6.2.4 ihr Einfluss auf die Hydrodynamik diskutiert.

Da diese Modelle in ihrer Originalbeschreibung teilweise mit unterschiedlich definierten Kennzahlen dargestellt wurden, basieren die folgenden Korrelationen auf der Partikel-Reynolds-Zahl Re_p gemäß Gleichung (4.27):

$$Re_p = \epsilon_g \frac{\rho_g |\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f| d_p}{\mu_g} \tag{4.27}$$

Als charakteristische Länge dient dabei der Partikeldurchmesser d_p. Zudem ist eine Multiplikation mit dem Gasvolumenanteil ε_g notwendig, da die in der Literatur vorhandenen empirischen Korrelationen meist auf der Leerrohr- oder Sedimentationsgeschwindigkeit basieren und daher eine entsprechende Adaption des Betrages der lokalen Differenzgeschwindigkeit $\left|\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f\right|$ zwischen den beiden Phasen notwendig ist.

4.1.3.1 Gidaspow

Das von Gidaspow (1994) formulierte Modell zur Beschreibung der Impulsaustauschfunktion β ist das am häufigsten genutzte zur Simulation von Gas-Feststoff-Wirbelschichten und kombiniert zwei bekannte Korrelationen. In Bereichen mit relativ hoher Partikelbeladung kommt das empirische Modell von Ergun (1952) zur Anwendung, mit welchem üblicherweise der Druckverlust in Festbetten oder die notwendige Minimalfluidisierung von Schüttungen errechnet wird. In den anderen Bereichen wird eine von Wen und Yu (1966) erweiterte Korrelation basierend auf der Arbeit von Richardson und Zaki (1954), die Experimente zur Sedimentationsgeschwindigkeit durchgeführt und deren Abhängigkeit von der Partikelkonzentration beschrieben haben, genutzt. Unter Einbeziehung der Sphärizität ϕ zur Beachtung der Partikelform ergibt sich schließlich:

$$\beta = \begin{cases} 150\dfrac{\left(1-\varepsilon_g\right)^2}{\varepsilon_g}\dfrac{\mu_g}{\phi^2 d_p^2} + 1{,}75\left(1-\varepsilon_g\right)\dfrac{\rho_g}{\phi d_p}\left|\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\mathbf{u}}_f\right| & \epsilon_g < 0{,}8 \\ \dfrac{3}{4}C_D\dfrac{\varepsilon_g\left(1-\varepsilon_g\right)}{\phi d_p}\rho_g\left|\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f\right|\varepsilon_g^{-2{,}65} & \epsilon_g \geq 0{,}8 \end{cases} \tag{4.28}$$

Der abrupte Wechsel zwischen den beiden Ausdrücken kann in Bereichen nahe dem Grenzwert zu numerischer Instabilität führen (van Wachem et al., 2001). Um dies zu umgehen, wurden Überleitungsfunktionen entwickelt, die einen kontinuierlichen Übergang sicherstellen können. Leboreiro et al. (2008) geben einen Überblick über diese und stellten fest, dass deren konkrete Wahl in blasenbildenden Wirbelschichten zu keiner signifikanten Beeinflussung der hydrodynamischen Eigenschaften führt.

Der Widerstandskoeffizient C_D wird bei Gidaspow (1994) mit dem Ausdruck von Rowe (1961) beschrieben:

$$C_D = \begin{cases} \dfrac{24}{Re_p}\left[1 + 0{,}15{Re_p}^{0{,}687}\right] & Re_p < 1000 \\ 0{,}44 & Re_p \geq 1000 \end{cases} \tag{4.29}$$

Allerdings gilt dieser formal nur für sphärische Partikel und sollte daher bei der Simulation von Braunkohlewirbelschichten durch ein physikalisch besser begründetes Modell ersetzt werden. In einer umfangreichen Studie haben Chhabra et al. (1999) zahlreiche Ansätze von Widerstandskoeffizienten für nicht-sphärische Partikel mit experimentellen Daten aus unterschiedlichen Quellen verglichen. Dabei zeigte der Ausdruck von Ganser (1993), welcher eine Vereinfachung

des komplexen Modells von Haider und Levenspiel (1989) darstellt, die geringste mittlere Abweichung. Dieser lautet umgestellt nach C_D:

$$C_D = \frac{24}{Re_p K_1}\left[1 + 0{,}1118\left(Re_p K_1 K_2\right)^{0{,}6567}\right] + \frac{0{,}4305 K_2}{1 + \frac{3305}{Re_p K_1 K_2}} \tag{4.30}$$

Die in Gleichung (4.30) auftauchenden Parameter K_1 und K_2 sind für Partikel mit isometrischer Form und einer im Vergleich zum Wirbelschichtdurchmesser bedeutend geringeren Größe wie folgt definiert:

$$K_1 = \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\phi^{-1/2}\right)^{-1} \tag{4.31}$$

$$K_2 = 10^{1{,}8148(-\log_{10}\phi)^{0{,}5743}} \tag{4.32}$$

Um die Sensitivität der Wirbelschichteigenschaften hinsichtlich der konkreten Formulierung des Widerstandskraftansatzes nach Gidaspow (1994) untersuchen zu können, werden sowohl das klassische Modell mit und ohne Beachtung der Sphärizität (Gleichung (4.28) mit $\phi = 0{,}78$ beziehungsweise $\phi = 1$) als auch das Modell nach Gleichung (4.28) mit $\phi = 0{,}78$ und dem Widerstandskoeffizienten nach Ganser (1993) überprüft.

4.1.3.2 Syamlal

Ein weiteres in der praktischen Anwendung populäres Modell wurde von Syamlal et al. (1993) entwickelt. Es beschreibt die Impulsaustauschfunktion β in Abhängigkeit von der Endgeschwindigkeit der Partikel $u_{e,p}$:

$$\beta = \frac{3}{4}\frac{C_D}{u_{e,p}^2}\frac{\varepsilon_g\left(1-\varepsilon_g\right)}{d_p}\rho_g\left|\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f\right| \tag{4.33}$$

Der Widerstandskoeffizient C_D wird in Analogie zu Dalla Valle (1948) beschrieben:

$$C_D = \left(0{,}63 + 4{,}8\sqrt{\frac{u_{e,p}}{Re_p}}\right)^2 \tag{4.34}$$

Aufbauend auf Richardson und Zaki (1954) haben Garside und Al-Dibouni (1977) folgenden Ausdruck für die Partikelendgeschwindigkeit $u_{e,p}$ formuliert:

$$u_{e,p} = 0{,}5\left(A - 0{,}06Re_p + \sqrt{\left(0{,}06Re_p\right)^2 + 0{,}12Re_p(2B - A) + A^2}\right) \tag{4.35}$$

Die Parameter A und B sind wie folgt definiert:

$$A = \varepsilon_g^{4,14} \tag{4.36}$$

$$B = \begin{cases} \varepsilon_g^{C_1} & \varepsilon_g \geq 0{,}85 \\ C_2 \varepsilon_g^{1,28} & \varepsilon_g < 0{,}85 \end{cases} \tag{4.37}$$

Die Konstanten in Gleichung (4.37) wurden zu $C_1 = 2{,}65$ und $C_2 = 0{,}8$ bestimmt.

Um die je nach Anwendungsfall unterschiedlich großen Ungenauigkeiten bei diesem Modell zu verringern, haben Syamlal und O'Brien (2003) eine Justierung vorgeschlagen. Mit Kenntnis der Partikelmasse und des Zustands bei Minimalfluidisierung können unter Verwendung des Gleichgewichts zwischen Gewichts- und Widerstandskraft die Konstanten C_1 und C_2 entsprechend angepasst und das Modell damit auf die konkreten Partikel eingestellt werden. In den Arbeiten von Vejahati et al. (2009) sowie Esmaili und Mahinpey (2011) konnte nachgewiesen werden, dass das justierte Modell im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen bessere Vorhersagen als das ursprüngliche liefert.

4.1.3.3 Di Felice

Ein weiteres Modell wurde von Di Felice (1994) aufgestellt. Es beschreibt die Impulsaustauschfunktion β im Gegensatz zu Wen und Yu (1966) mithilfe der Widerstandskraft auf ein ungestörtes Partikel in Kombination mit einer veränderlichen Porositätsfunktion:

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{\left(1 - \varepsilon_g\right)}{d_p} \rho_g \left|\vec{\boldsymbol{u}}_g - \vec{\boldsymbol{u}}_f\right| \varepsilon_g^{-X} \tag{4.38}$$

Für den Widerstandskoeffizienten C_D wird der originale Ausdruck von Dalla Valle (1948) angewendet:

$$C_D = \left(0{,}63 + \frac{4{,}8}{\sqrt{Re_p}}\right)^2 \tag{4.39}$$

Der Exponent X der Porositätsfunktion ist nur von der Partikel-Reynolds-Zahl Re_p abhängig und wird wie folgt bestimmt:

$$X = 3{,}7 - 0{,}65 e^{-0{,}5\left(1{,}5 - \log_{10} Re_p\right)^2} \tag{4.40}$$

4.1.3.4 Benyahia

Ein neuerer Ansatz zur Modellierung der Widerstandskraft in Wirbelschichten basiert auf der Anwendung der Lattice-Boltzmann-Methode. Dabei werden mittels eines mesoskopischen Ansatzes basierend auf den Gesetzmäßigkeiten der kinetischen Gastheorie kontinuumsmechanische Eigen-

schaften durch statistische Mittelung der Bewegungen und Wechselwirkungen einzelner repräsentativer Moleküle berechnet (Paschedag, 2004). Diese Methode wurde von Hill et al. (2001a,b) intensiv genutzt, um die Fluidströmung zwischen zufällig angeordneten Kugeln für einen weiten Wertebereich der Partikel-Reynolds-Zahl und des Feststoffvolumenanteils zu simulieren, aus den entstehenden Kräften an den Kugeloberflächen die wirkende Widerstandskraft zu errechnen und daraus ein allgemeines Modell abzuleiten. Benyahia et al. (2006) erweiterten dieses auf alle in Wirbelschichten auftretenden Wertebereiche und eliminierten die gegebenenfalls zu numerischen Problemen führenden Unstetigkeitsstellen. Damit liegt nun ein auf grundlegenden physikalischen Prinzipien beruhendes, ohne Verwendung von experimentellen Messdaten abgeleitetes und damit nicht-empirisches Modell vor. Die folgende Darstellung der Berechnungsgleichungen wurde aus der Arbeit von Benyahia et al. (2006) entnommen, allerdings an die hier verwendete Definition der Partikel-Reynolds-Zahl angepasst.

Die Impulsaustauschfunktion β ist gegeben durch:

$$\beta = 18\mu_g \varepsilon_g^2 \varepsilon_f \frac{F}{d_p^2} \tag{4.41}$$

Für die dimensionslose Widerstandskraft F gilt folgender Ausdruck:

$$F = \begin{cases} 1 + \dfrac{3}{16} Re_p & \varepsilon_f \leq 0{,}01 \;\; und \;\; Re_p \leq \dfrac{2F_2 - 2}{\frac{3}{8} - F_3} \\ F_0 + \dfrac{1}{4} F_1 Re_p^2 & \varepsilon_f > 0{,}01 \;\; und \;\; Re_p \leq \dfrac{F_3 + \sqrt{F_3^2 - 4F_1(F_0 - F_2)}}{F_1} \\ F_2 + \dfrac{1}{2} F_3 Re_p & \begin{cases} \varepsilon_f \leq 0{,}01 \;\; und \;\; Re_p > \dfrac{2F_2 - 2}{\frac{3}{8} - F_3} \\ \varepsilon_f > 0{,}01 \;\; und \;\; Re_p > \dfrac{F_3 + \sqrt{F_3^2 - 4F_1(F_0 - F_2)}}{F_1} \end{cases} \end{cases} \tag{4.42}$$

Die einzelnen Beiträge zur dimensionslosen Widerstandskraft können wie folgt ermittelt werden:

$$F_0 = \begin{cases} (1 - w)\left[\dfrac{1 + 3\sqrt{\frac{\varepsilon_f}{2}} + \frac{135}{64}\varepsilon_f \ln \varepsilon_f + 17{,}14\varepsilon_f}{1 + 0{,}681\varepsilon_f - 8{,}48\varepsilon_f^2 + 8{,}16\varepsilon_f^3}\right] + w\left[10\dfrac{\varepsilon_f}{\varepsilon_g^3}\right] & 0{,}01 < \varepsilon_f < 0{,}4 \\ 10\dfrac{\varepsilon_f}{\varepsilon_g^3} & \varepsilon_f \geq 0{,}4 \end{cases} \tag{4.43}$$

$$F_1 = \begin{cases} \dfrac{1}{\sqrt{800\varepsilon_f}} & 0{,}01 < \varepsilon_f \leq 0{,}1 \\ 0{,}11 + 0{,}00051 e^{11{,}6\varepsilon_f} & \varepsilon_f > 0{,}1 \end{cases} \tag{4.44}$$

$$F_2 = \begin{cases} (1-w)\left[\dfrac{1+3\sqrt{\dfrac{\varepsilon_f}{2}}+\dfrac{135}{64}\varepsilon_f \ln\varepsilon_f + 17{,}89\varepsilon_f}{1+0{,}681\varepsilon_f - 11{,}03\varepsilon_f^2 + 15{,}41\varepsilon_f^3}\right] + w\left[10\dfrac{\varepsilon_f}{\varepsilon_g^3}\right] & \varepsilon_f < 0{,}4 \\ 10\dfrac{\varepsilon_f}{\varepsilon_g^3} & \varepsilon_f \geq 0{,}4 \end{cases} \tag{4.45}$$

$$F_3 = \begin{cases} 0{,}9351\varepsilon_f + 0{,}03667 & \varepsilon_f < 0{,}0953 \\ 0{,}0673 + 0{,}212\varepsilon_f + \dfrac{0{,}0232}{\varepsilon_g^5} & \varepsilon_f \geq 0{,}0953 \end{cases} \tag{4.46}$$

Die Konstante w in den Gleichungen (4.43) und (4.45) ergibt sich zu:

$$w = e^{\frac{-4+10\varepsilon_f}{\varepsilon_f}} \tag{4.47}$$

Obwohl dieses Modell aufgrund des enormen Aufwands und der Schwierigkeit einer Verallgemeinerung nur für runde und nicht für unrunde Partikel abgeleitet werden konnte, wird es im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich der Anwendbarkeit auf Braunkohlewirbelschichten mit untersucht, da es im Gegensatz zu den anderen hier vorgestellten Modellen nicht-empirisch ist.

4.2 Wärmeübertragung

4.2.1 Energieerhaltung

Die Erhaltungsgleichungen für die Energie jeder Phase k, welche sich jeweils aus innerer und kinetischer Energie zusammensetzt, können nach Schmidt (2002) in Enthalpieform gemäß den Gleichungen (4.48) und (4.49) formuliert werden. Von den darin auftauchenden Ausdrücken beschreibt $\nabla \cdot \left(\varepsilon_k \lambda_{k,eff} \nabla T_k\right)$ die Wärmeleitung innerhalb einer Phase, $\alpha_V\left(T_g - T_f\right)$ die Wärmeübertragung zwischen den Phasen, $\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_k \cdot \nabla \cdot \vec{\boldsymbol{u}}_k$ die durch viskose Kräfte erzeugte Dissipationswärme, $\varepsilon_k \frac{\partial P}{\partial t}$ die Leistung infolge von Expansion oder Kompression der Phase und $\varepsilon_k \vec{\boldsymbol{u}}_k \cdot \nabla P$ die Leistung des hydrostatischen Drucks:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\left(\varepsilon_g \rho_g h_g\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\varepsilon_g \rho_g h_g \vec{\boldsymbol{u}}_g\right) \\ &\qquad = \nabla \cdot \left(\varepsilon_g \lambda_{g,eff} \nabla T_g\right) - \alpha_V\left(T_g - T_f\right) + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_g \cdot \nabla \cdot \vec{\boldsymbol{u}}_g + \varepsilon_g \left[\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{\boldsymbol{u}}_g \cdot \nabla P\right] \end{aligned} \tag{4.48}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\left(\varepsilon_f \rho_f h_f\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\varepsilon_f \rho_f h_f \vec{\boldsymbol{u}}_f\right) \\ &\qquad = \nabla \cdot \left(\varepsilon_f \lambda_{f,eff} \nabla T_f\right) + \alpha_V\left(T_g - T_f\right) + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f \cdot \nabla \cdot \vec{\boldsymbol{u}}_f + \varepsilon_f \left[\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{\boldsymbol{u}}_f \cdot \nabla P\right] \end{aligned} \tag{4.49}$$

In blasenbildenden Gas-Feststoff-Wirbelschichten dominieren Wärmeleitung und Wärmeübertragung (Patil et al., 2006), so dass in einer Vielzahl der Veröffentlichungen ausschließlich diese ersten beiden Anteile betrachtet werden. Beispielhaft dafür sei auf die numerischen Arbeiten von Syamlal et al. (1993), Patil et al. (2006), Armstrong et al. (2010a) sowie Yusuf et al. (2011) verwiesen. Die Dissipationswärme wird zumeist vernachlässigt, da sie lediglich in Geschwindigkeitsbereichen nahe der Schallgeschwindigkeit relevant ist (Syamlal et al., 1993). In transienten, kompressiblen Strömungen müssen ebenfalls nach Syamlal et al. (1993) die Anteile infolge von Expansion oder Kompression berücksichtigt werden, was allerdings lediglich von Syamlal und Gidaspow (1985), Kuipers et al. (1992) und Schmidt (2002) getan wurde. Diese beachteten außerdem als Einzige die Leistung des hydrostatischen Drucks. Wie bereits in Kapitel 2.2.1 dargestellt, spielt Wärmestrahlung in den betrachteten Temperaturbereichen eine untergeordnete Rolle, weshalb deren Beträge zur Energieerhaltung hier vernachlässigt wurden.

Für die spezifische Enthalpie h_k jeder Phase k gilt:

$$h_k = \int_{T_{ref}}^{T} c_{p,k} dT_k \tag{4.50}$$

Im untersuchten Temperatur- und Druckbereich verhalten sich Luft und Stickstoff wie perfekte Gase, so dass eine konstante spezifische Wärmekapazität $c_{p,k}$ angenommen werden kann.

4.2.2 Beschreibung der Wärmeübertragung zwischen den Phasen

Der in den Energieerhaltungsgleichungen auftauchende Wärmeübergangskoeffizient α_V zur Charakterisierung der Wärmeübertragung zwischen den Phasen wird in der Simulation auf ein Kontrollvolumen bezogen und stellt daher eine volumetrische Größe dar. Er kann über folgende Gleichung aus dem auf die Phasengrenzfläche bezogenen Wärmeübergangskoeffizienten α_p ermittelt werden (Schmidt, 2002):

$$\alpha_V = \frac{6\epsilon_f}{d_p}\alpha_p \tag{4.51}$$

In der Literatur sind zahlreiche Korrelationen zur Beschreibung der Wärmeübertragung zwischen den Phasen einer Wirbelschicht vorhanden. Diese wurden unter anderem von Schmidt (2002) und Yusuf et al. (2005) miteinander verglichen. Aufgrund des großen Gültigkeitsbereiches und der von Schmidt (2002) nachgewiesenen hohen Übereinstimmung mit experimentellen Werten wird nahezu ausschließlich das Modell von Gunn (1978) verwendet:

$$Nu = \left(7 - 10\varepsilon_g + 5\varepsilon_g^2\right)\left(1 + 0{,}7Re_p^{0,2}Pr^{1/3}\right) + \left(1{,}33 - 2{,}4\varepsilon_g + 1{,}2\varepsilon_g^2\right)Re_p^{0,7}Pr^{1/3} \tag{4.52}$$

Die Definition der Partikel-Reynolds-Zahl Re_p wird in Gleichung (4.27) wiedergegeben.

Für die dimensionslosen Kennzahlen Nusselt-Zahl Nu und Prandl-Zahl Pr gilt:

$$Nu = \frac{\alpha_p d_p}{\lambda_{g,eff}} \tag{4.53}$$

$$Pr = \frac{\mu_g c_{p,g}}{\lambda_{g,eff}} \tag{4.54}$$

4.2.3 Modellierung der Wärmeleitung

Die Wärmeleitung in einer Phase k wird maßgeblich durch die effektive Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{k,eff}$ beeinflusst. Diese Größe ist in Gas-Feststoff-Wirbelschichten von den beteiligten Materialien sowie deren lokalen Volumenanteilen abhängig. Dabei sind besonders für eingetauchte Wärmeübertragerrohre die Porositätseffekte in der Nähe von Oberflächen zu beachten.

4.2.3.1 Wärmeleitung innerhalb der Wirbelschicht

Einen Ansatz zur Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit in der Wirbelschicht liefert das Zellenmodell von Zehner und Schlünder (1970), welches auf der Betrachtung einer repräsentativen Einheitszelle mit fluider und fester Phase unter Berücksichtigung der möglichen Berührungsvarianten der Feststoffe basiert. Formal ist dieses nur für nicht-durchströmte und zufällige Festbettschüttungen gültig. Es konnte allerdings gezeigt werden, dass eine Übertragung auf blasenbildende Wirbelschichten zulässig ist (Schmidt, 2002). Aufgrund dieser Eigenschaft und seiner hohen Genauigkeit wird dieses Modell allgemein akzeptiert und zur numerischen Simulation von Wärmeübertragungsprozessen in Wirbelschichten intensiv angewendet. Ein weiterer, auf dem Konzept der KTGF beruhender, physikalisch fundierter Ansatz wurde von Hunt (1997) vorgeschlagen. Dieser zeigte allerdings in den detaillierten Untersuchungen von Schmidt (2002), Patil et al. (2006) und Armstrong et al. (2010b) einen bedeutend zu großen Wärmeübergangskoeffizienten und wird hier daher nicht weiter diskutiert.

Die Wärmeleitfähigkeit des Festbetts λ_{FB} besteht nach Zehner und Schlünder (1970) aus Anteilen der Gas- und der Feststoffphase und kann gemäß Gleichung (4.55) berechnet werden. Das Kontaktflächenverhältnis wurde zu $\omega = 0{,}00726$ bestimmt:

$$\lambda_{FB} = \lambda_{FB,g} + \lambda_{FB,f} = \left(1 - \sqrt{1-\varepsilon_g}\right)\lambda_g + \sqrt{1-\varepsilon_g}(\omega M + (1-\omega)\Gamma)\lambda_g \tag{4.55}$$

Der Ausdruck Γ besitzt folgende Form:

$$\Gamma = \frac{2}{1-\frac{N}{M}}\left(\frac{M-1}{\left(1-\frac{N}{M}\right)^2}\frac{N}{M}\ln\frac{M}{N} - \frac{N-1}{1-\frac{N}{M}} - \frac{1}{2}(N+1)\right) \tag{4.56}$$

Die Größe M beschreibt dabei das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten von Partikel und Gas:

$$M = \frac{\lambda_p}{\lambda_g} \tag{4.57}$$

Der Verformungsfaktor N ist abhängig von der Gestalt der Partikel:

$$N = \begin{cases} 1{,}25\left(\dfrac{1-\varepsilon_g}{\varepsilon_g}\right)^{10/9} & f\ddot{u}r\ Kugeln \\ 1{,}4\left(\dfrac{1-\varepsilon_g}{\varepsilon_g}\right)^{10/9} & f\ddot{u}r\ gebrochene\ Partikel \end{cases} \tag{4.58}$$

Für die verwendeten Glaskugeln wurde in den Simulationen entsprechend der obere Ausdruck angewendet, während für Braunkohle der untere zum Einsatz kam.

Die in den Gleichungen (4.48) und (4.49) erscheinenden Wärmeleitfähigkeiten $\lambda_{k,eff}$ sind auf ihre jeweilige Phase k bezogen, so dass die nach dem Modell von Zehner und Schlünder (1970) ermittelten globalen Werte noch umgerechnet werden müssen.

In der frühen Arbeit von Syamlal und Gidaspow (1985) wurde dazu die effektive Wärmeleitfähigkeit der Gasphase mit der des Gases gleichgesetzt, während der Feststoffphase der Wert der gesamten Festbettschüttung zugeordnet wurde:

$$\lambda_{g,eff} = \lambda_g \tag{4.59}$$

$$\lambda_{f,eff} = \lambda_{FB} \tag{4.60}$$

Demgegenüber ordneten Kuipers et al. (1992) jeder Phase den entsprechenden Anteil aus dem Modell von Zehner und Schlünder (1970) korrigiert um den jeweiligen Volumenanteil zu:

$$\lambda_{g,eff} = \frac{\lambda_{FB,g}}{\varepsilon_g} \tag{4.61}$$

$$\lambda_{f,eff} = \frac{\lambda_{FB,f}}{\varepsilon_f} \tag{4.62}$$

Dieser Ansatz wurde in allen genannten, zeitlich folgenden Untersuchungen verwendet und auch in der vorliegenden Arbeit gewählt.

4.2.3.2 Wärmeleitung nahe Oberflächen

Die für die Wärmeübertragung wesentlichen Phänomene finden in der thermischen Grenzschicht statt, die in Gas-Feststoff-Wirbelschichten die Größenordnung von circa einem Partikeldurch-

messer besitzt (Botterill, 1986). In solchen oberflächennahen Bereichen ist die Porosität größer als in der ungestörten Wirbelschicht und steigt zudem mit abnehmendem Abstand zur Wärmeübertragerfläche an. Bereits Kuipers et al. (1992) erkannten darin ein Problem, da die bestehenden Modelle diese Effekte in einer Simulation nicht berücksichtigen und die ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten daher bedeutend zu hoch sind.

Patil et al. (2006) entwickelten ein Subgrid-Modell, um genau diese Effekte zu berücksichtigen. Dazu nutzten sie eine von Martin (1978) basierend auf vorhandenen experimentellen Daten angepasste Korrelation für den Gasvolumenanteil ε_g in Abhängigkeit des Wandabstandes a. Die Konstante ist mit $c = 0{,}816$ gegeben:

$$\varepsilon_g = \begin{cases} 1{,}26\varepsilon_{FB,g} - 0{,}26 + 1{,}26\left(1-\varepsilon_{FB,g}\right)\left(\dfrac{2a}{d_p}-1\right)^2 & \dfrac{a}{d_p} \le \dfrac{1}{2} \\ \varepsilon_{FB,g} + 0{,}26\left(\varepsilon_{FB,g}-1\right)e^{\frac{1}{4}-\frac{a}{2d_p}}\cos\left(\dfrac{2\pi a}{d_p c}-\dfrac{\pi}{c}\right) & \dfrac{a}{d_p} > \dfrac{1}{2} \end{cases} \tag{4.63}$$

Mit steigendem Abstand zur Wand erhält man wiederum den Gasvolumenanteil der unbeeinflussten Wirbelschicht $\varepsilon_{FB,g}$. Patil et al. (2006) wendeten Gleichung (4.63) im wandnahen Bereich an und korrigierten dann die Volumenanteile im Modell von Zehner und Schlünder (1970). Damit erhielten sie realistischere Werte für die effektiven Wärmeleitfähigkeiten und im Vergleich zu experimentellen Daten eine bessere Übereinstimmung für den Wärmeübergangskoeffizienten.

Yusuf et al. (2011) wählten ein anderes Subgrid-Modell, um die Wärmeleitfähigkeiten in unmittelbarer Nähe der Wärmeübertrageroberfläche zu ermitteln. Mithilfe von Experimenten in Festbetten bestehend aus runden Pellets konnten Legawiec und Ziólkowski (1994) eine Korrelation zur direkten Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit der Feststoffphase aufstellen. Diese nutzten Yusuf et al. (2011) bis zu einem Wandabstand von einem halben Partikeldurchmesser und setzten hier die effektive Wärmeleitfähigkeit der Gasphase mit der des Gases gleich:

$$\lambda_{g,eff} = \lambda_g \qquad \frac{a}{d_p} \le \frac{1}{2} \tag{4.64}$$

$$\lambda_{f,eff} = \left(3 - 0{,}6\frac{d_p}{d_R}\right)\lambda_g \frac{2a}{d_p}\Lambda \qquad \frac{a}{d_p} \le \frac{1}{2} \tag{4.65}$$

Außerhalb dieses Gültigkeitsbereiches wendeten sie das unkorrigierte Wärmeleitungsmodell von Zehner und Schlünder (1970) an. Der Ausdruck Λ, der das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten von Partikel und Gas M gemäß Gleichung (4.57) beinhaltet, ist wie folgt gegeben:

$$\Lambda = \left(\frac{M}{M-1}\right)^2 \left[\left(1 - \frac{1-\dfrac{2a}{d_p}}{M}\right)\ln M - \frac{M-1}{M}\frac{2a}{d_p}\right] \tag{4.66}$$

4.2.3.3 Vergleich der Modelle

In Abbildung 4.1 ist ein Vergleich zwischen dem von Kuipers et al. (1992) angewendeten, originalen Modell von Zehner und Schlünder (1970), dessen Modifikation durch Patil et al. (2006) unter Verwendung der Korrelation von Martin (1978) und des Ansatzes von Yusuf et al. (2011) basierend auf dem Modell von Legawiec und Ziólkowski (1994) in Abhängigkeit des relativen Wandabstands dargestellt. Betrachtet wurde eine Stickstoff-Braunkohle-Wirbelschicht bei einer Porosität von 0,48.

Das Modell von Kuipers et al. (1992) zeigt erwartungsgemäß konstante Wärmeleitfähigkeiten im gesamten Wandnahbereich, da eine unveränderte Porosität unterstellt wird. Wird diese mittels der vorgestellten und von Patil et al. (2006) angewendeten Korrelation modifiziert, zeigt sich eine Abhängigkeit von dem relativen Wandabstand. Die resultierenden Werte oszillieren, gemäß der Form des zugrundegelegten Modells von Martin (1978), um die Wärmeleitfähigkeiten des unmo-

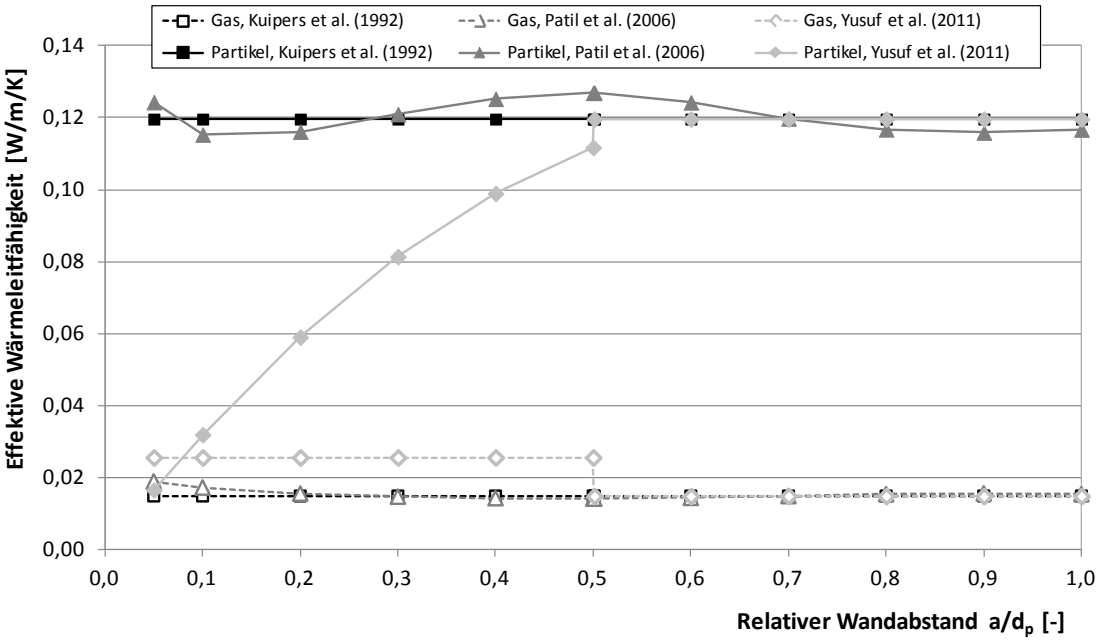

Abbildung 4.1: Vergleich der verschiedenen Wärmeleitfähigkeitsmodelle für $\varepsilon_g = 0{,}48$

difizierten Modells von Zehner und Schlünder (1970), zeigen dabei aber nur relativ geringe Unterschiede. Diese treten allerdings bei dem von Yusuf et al. (2011) gewählten Ansatz deutlich hervor. Dieser zeigt, nachdem er zunächst gleiche Werte wie das Kuipers et al. (1992) Modell liefert, innerhalb des Bereiches von einem halben Partikeldurchmesser mit kleiner werdendem Abstand zur Wärmeübertragerwand einen stark abnehmenden Verlauf der effektiven Wärmeleitfähigkeit der Feststoffphase, während die Werte der Gasphase nur geringfügig zunehmen. Da die Partikelkonvektion im untersuchten Partikeldurchmesserbereich die Wärmeübertragung maßgeblich bestimmt, ist daher in Simulationen, die dem Ansatz von Yusuf et al. (2011) folgen, im Vergleich zu den anderen Modellen mit geringeren Wärmeübergangskoeffizienten zu rechnen.

4.3 Numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen

4.3.1 Anfangs- und Randbedingungen

Um die in den Kapiteln 4.1 und 4.2 diskutierten Erhaltungs- und die dazugehörigen Schließungsgleichungen numerisch lösen zu können, müssen entsprechende physikalisch begründete Anfangs- und Randbedingungen für die Größen Volumenanteil, Druck und Geschwindigkeit sowie granulare und thermodynamische Temperatur formuliert werden. In dem in Abbildung 4.2 gezeigten Wirbelschichtschema für einen 2D-Fall sind die dafür notwendigen Berandungen und Bereiche beschriftet. In den folgenden Abschnitten werden die Bedingungen für Hydrodynamik und Wärmeübertragung dargestellt. Diese sind generell auf alle in dieser Arbeit diskutierten Wirbelschichtgeometrien übertragbar.

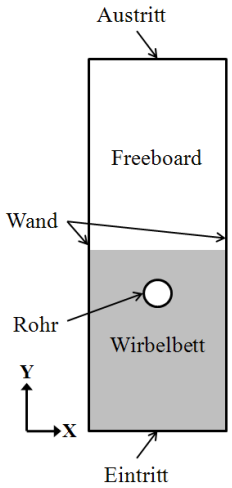

Abbildung 4.2: Wirbelschichtschema

4.3.1.1 Hydrodynamik

Als Anfangsbedingung einer Simulation von Gas-Feststoff-Wirbelschichten wird üblicherweise der Zustand der Minimalfluidisierung herangezogen (Ding und Gidaspow, 1990), da an diesem Punkt viele notwendige Größen entweder relativ einfach messbar oder aus theoretischen Überlegungen ableitbar sind. So ist die Füllhöhe der Partikel h_{mf}, die Lockerungsporosität $\varepsilon_{g,mf}$ des Wirbelbetts und der Druckverlust ΔP_{mf} durch entsprechende Messungen bekannt. Bei letzterem wird ein linearer Verlauf über der Höhe des Betts angenommen. Im Freeboard befinden sich nur Gas und keinerlei Partikel. Im Wirbelbett werden diese als vollständig ruhend betrachtet, während das Gas in der gesamten Wirbelschicht eine vertikale Geschwindigkeitskomponente erhält. Sie entspricht der Leerrohrgeschwindigkeit bei Minimalfluidisierung U_{mf} im Freeboard und der aufgrund der Partikelpräsenz entsprechend höheren Geschwindigkeit $U_{mf}/\varepsilon_{g,mf}$ im Wirbelbett. Die granulare Temperatur Θ wird, basierend auf den Erkenntnissen von Boemer (1996), zur Erhöhung der numerischen Stabilität der Simulation in der gesamten Geometrie anfänglich auf einen Wert von 10^{-4} m^2/s^2 gesetzt.

Am Eintritt des Gases in die Wirbelschicht wird eine Randbedingung gewählt, die eine konstante vorgegebene Leerrohrgeschwindigkeit U sicherstellt. Für die Partikel wird der Düsenboden über die Bedingung eines Nullgeschwindigkeitsvektors unpassierbar gemacht. Am Austritt wird eine vollständig entwickelte Strömung und daher ein vertikaler Geschwindigkeitsgradient von Null angenommen. Die genaue Angabe des Referenzdrucks am Austritt ist lediglich für kompressible Strömungen relevant und wird bei diesen mit dem Umgebungsdruck gleichgesetzt. Hinsichtlich der hydrodynamischen Randbedingungen werden Wände und Rohre gleichermaßen behandelt. Für die Gasphase gilt die Haftrandbedingung, während die Feststoffphase mit einer Teilschlupfrandbedingung beschrieben wird.

Diese stellt eine Mischform aus Haft- und Gleitrandbedingung dar und wird nach Johnson und Jackson (1987) wie folgt formuliert:

$$\vec{\tau}_f = -\frac{\pi}{6}\sqrt{3}\phi' \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_{f,max}} \rho_f g_o \sqrt{\Theta}\, \vec{u}_{f,sl,||} \tag{4.67}$$

Für die Scherkraft der Feststoffphase an der Wand $\vec{\tau}_f$ gilt mit dem Wandnormalenvektor $\vec{n}$:

$$\vec{\tau}_f = \vec{n}\, \mu_f \nabla\, \vec{u}_{f,sl,||} \tag{4.68}$$

Der in Gleichung (4.67) auftauchende Spekularitätskoeffizient ϕ' charakterisiert die Teilschlupfrandbedingung (partial slip) zwischen den beiden Grenzfällen Gleitrandbedingung (free slip) für $\phi' = 0$ und Haftrandbedingung (no-slip) für $\phi' = 1$. Diese Größe ist messtechnisch nicht erfassbar und wird daher vorrangig in numerischen Studien untersucht (Asegehegn, 2011). Beispiel dafür ist die Arbeit von Li et al. (2010), welche den Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Partikelgeschwindigkeit und Porositätsverteilung in einer Glaskugelwirbelschicht aufzeigt. In Kapitel 6.2.2 der vorliegenden Arbeit werden diese Untersuchungen im Hinblick auf die Eigenschaften der Wirbelschicht und aufsteigenden Blasen erweitert und zudem für Braunkohlepartikel durchgeführt.

4.3.1.2 Wärmeübertragung

Zu Beginn der Simulation werden die Temperaturen von Gas und Partikel in der Wirbelschicht mit identischen Werten initialisiert. Im vorliegenden Fall handelt es sich dabei um die Umgebungstemperatur des experimentellen Versuchsstandes, welche mit 293 K angegeben werden kann. Das in die Wirbelschicht einströmende Gas besitzt dieselbe Temperatur. Die Wände sind in der Praxis wärmeisoliert und werden daher adiabat, das heißt mit einem wandnormalen Temperaturgradienten von Null, modelliert. Die Energiezufuhr erfolgt zudem über die von Sattdampf durchströmten, in die Wirbelschicht eingetauchten Wärmeübertragerrohre, weshalb deren Oberflächentemperatur als konstant angenommen werden kann. Im Experiment und den Simulationen wird daher ein gleichbleibender Wert von 328 K gewählt. Die dadurch entstehende treibende Temperaturdifferenz von 35 K ist nach Höhne et al. (2010) für die industrielle Anwendung der druckaufgeladenen Dampfwirbelschichttrocknung repräsentativ.

4.3.2 Numerischer Löser

Zur numerischen Lösung der Erhaltungs- und Schließungsgleichungen wird das kommerzielle Programm ANSYS® FLUENT® 12.1 (ANSYS, 2009) angewendet. Dabei handelt es sich um einen auf der Finite-Volumen-Methode (FVM) basierenden CFD-Code, der mit der Verarbeitung unstrukturierter Gitter Strömungs -und Wärmeübertragungsprobleme in komplexen Geometrien lösen kann. Das zur numerischen Simulation von Gas-Feststoff-Wirbelschichten benötigte TFM-KTGF-Modell ist bereits vorhanden. Zusätzlich ist es möglich, über eine Programmierschnittstelle sogenannte User-Defined Functions (UDF) hinzuzufügen und so den vorhandenen Code um notwendige Submodelle zu erweitern. Im vorliegenden Fall wurden die in den Kapiteln 4.1.3

und 4.2.3 beschriebenen Widerstandskraft- und Wärmeleitungsmodelle mangels verfügbarer Optionen per UDF in den FLUENT®-Code implementiert.

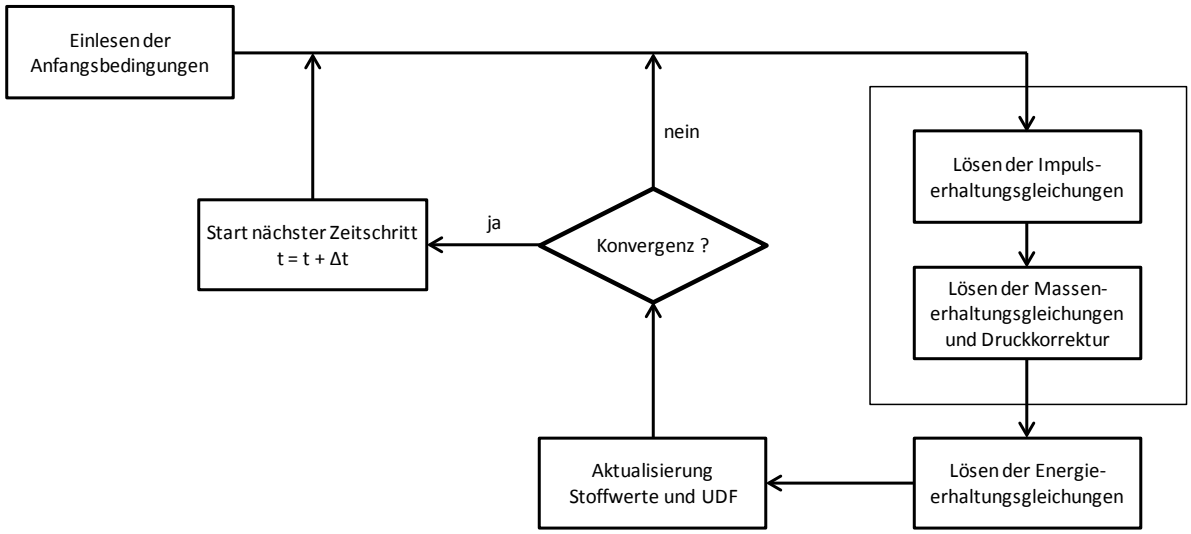

Abbildung 4.3: Vereinfachtes Schema des numerischen Lösers nach ANSYS (2009)

Das vom numerischen Löser durchgeführte Rechenverfahren ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Die Erhaltungsgleichungen von Masse und Impuls werden getrennt voneinander gelöst, so dass eine Druck-Geschwindigkeits-Kopplung, die in der Abbildung mit einem Rahmen symbolisiert wird, mit anschließender Korrektur der Felder erfolgen muss. Um diese zu realisieren, wurde die von Vasquez und Ivanov (2000) entwickelte Phase-Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations (PC-SIMPLE) angewendet. Nach dem Lösen der Energieerhaltungsgleichungen sowie der Aktualisierung der Stoffwertdaten und UDF wird geprüft, ob die vorgegebenen Konvergenzkriterien erfüllt sind. Ist dies nicht der Fall, wird eine weitere Interationsschleife durchlaufen. Sobald die Lösung des Gleichungssystems konvergiert ist, startet die Berechnung des nächsten Zeitschrittes. Die Behandlung der transienten Teile der Gleichungen erfolgt dabei implizit, um eine höhere numerische Stabilität zu erzielen. Weitergehende Details zu den Lösungsalgorithmen sind in ANSYS (2009) umfassend dokumentiert.

5 Untersuchungen zu Simulationsparametern und -gittern

Neben den zu wählenden physikalischen Modellen haben auch die festzulegenden numerischen Parameter und Einstellungen sowie das erzeugte Rechengitter einen Einfluss auf die Ergebnisse einer Simulation. Um diesen abschätzen und daraus entsprechende Schlussfolgerungen treffen zu können, werden im vorliegenden Kapitel diesbezügliche Voruntersuchungen durchgeführt. Diese basieren auf der Simulation von Luft-Glaskugel-Wirbelschichten, da hierfür auf umfassende Erfahrungen aus der Literatur und bereits validierte Gesamtmodelle zurückgegriffen werden kann.

Sofern nicht anders angegeben, wurden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Einstellungen verwendet. Die stofflichen Eigenschaften von Luft und Glaskugeln sind in Kapitel 3.3 verzeichnet. Die gewählten Wirbelschichtgeometrien entsprechen den in Abbildung 3.2 dargestellten für die Simulation der Hydrodynamik und der in Abbildung 3.8 für die Simulation der Wärmeübertragung. Die Ausgangsgröße der zweidimensionalen Rechengitter beträgt 5 mm. An den Rohren wurde diese auf 2,5 mm und 120 µm verfeinert, um die dort vorhandenen Gradienten der Geschwindigkeit und Temperatur für die Untersuchung der Hydrodynamik beziehungsweise Wärmeübertragung auflösen zu können. Eine Sensitivitätsanalyse zur Bestimmung des Einflusses der Gittergrößen auf die Ergebnisse der Simulationen wird in Kapitel 5.2.1 durchgeführt.

Tabelle 5.1: Gewählte Einstellungen für die Simulation der Luft-Glaskugel-Wirbelschichten

Größe	Modell / Wert	Hinweis
Impulsaustauschfunktion, β	Gidaspow (1994)	Kapitel 4.1.3.1
Erhaltung der Fluktuationsenergie	algebraische Form	Gleichung (4.14)
Dissipation der Fluktuationsenergie, γ	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.15)
Restitutionskoeffizient, e	0,9	Kapitel 4.1.2.4
radiale Verteilungsfunktion, g_0	Ogawa et al. (1980)	Gleichung (4.16)
Packungslimit, $\varepsilon_{f,max}$	0,63	ANSYS (2009)
Partikeldruck, $P_{f,KTGF}$	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.17)
Kompressionsviskosität, ξ_f	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.18)
Kinetikterm der Scherviskosität, $\mu_{f,kin}$	Gidaspow (1994)	Gleichung (4.19a)
Kollisionsterm der Scherviskosität, $\mu_{f,koll}$	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.20)
Reibungspartikeldruck, $P_{f,r}$	Johnson et al. (1990)	Gleichung (4.24)
Reibungsschwellwert, $\varepsilon_{f,r,min}$	0,5	Johnson et al. (1990)
Reibungsscherviskosität, $\mu_{f,r}$	Schaeffer (1987)	Gleichung (4.25)
Reibungswinkel, φ	28,5°	Johnson et al. (1990)
Wärmeübertragung zwischen den Phasen	Gunn (1978)	Gleichung (4.52)
Wärmeleitfähigkeit der Partikelschüttung	Zehner und Schlünder (1970)	Gleichung (4.55)
effektive Wärmeleitfähigkeit der Phasen	Kuipers et al. (1992)	Gleichungen (4.61) + (4.62)
räumliche und zeitliche Diskretisierung	2. Ordnung	-
Konvergenzkriterium	10^{-3}	ANSYS (2009)
Zeitschrittweite	$5 \cdot 10^{-5}$ s / $1 \cdot 10^{-5}$ s	Hydrodynamik/Wärmeübertragung

Tabelle 5.2: Anfangs- und Betriebsbedingungen für die Luft-Glaskugel-Wirbelschichten

Größe	Wert
Temperatur der Luft, T_g	293 K
Temperatur der Glaskugeln, T_f	293 K
Leerrohrgeschwindigkeit, U, mit $U = 2U_{mf}$	0,26 m/s
Umgebungsdruck, p	101325 Pa
Lockerungsporosität bei Minimalfluidisierung, $\varepsilon_{g,mf}$	0,39
Füllhöhe bei Minimalfluidisierung, h_{mf}	0,5 m / 0,45 m

Die Anfangs- und Randbedingungen wurden entsprechend den Ausführungen in Kapitel 4.3.1 ausgewählt, die notwendigen Angaben dafür in der Tabelle 5.2 verzeichnet. Die Luft strömt mit einer Temperatur von 293 K über den Düsenboden in die Wirbelschicht ein. Das Einzelrohr in den Simulationen zur Wärmeübertragung besitzt eine Oberflächentemperatur von 313 K. An jeder festen Wand sowie an jedem Rohr gilt für die Feststoffphase die Teilschlupfrandbedingung nach Johnson und Jackson (1987). Der dazu gehörige Spekularitätskoeffizient ist zu $\phi' = 0{,}25$ angenommen worden. Zur Untersuchung der Hydrodynamik in den in Abbildung 3.2 dargestellten Wirbelschichtgeometrien wurde eine Simulationsdauer von 20 s gewählt, wobei zur Bestimmung der zeitlich gemittelten Größen die ersten 5 s vernachlässigt wurden, um den verzerrenden Effekt infolge der Strömungsausbildung aus dem Zustand der Minimalfluidisierung heraus zu vermeiden. Asegehegn (2011) konnte nachweisen, dass für solche Geometrien ein Zeitraum von 15 s ausreichend ist, um hinreichend genaue Mittelwerte zu erzielen. Die Dauer der Wärmeübertragungssimulationen wurde aufgrund des höheren Rechen- und damit Zeitaufwands auf maximal 10 s begrenzt. Die Wärmeübergangskoeffizienten am Rohr zeigten bereits nach 2 s eine vollständig entwickelte, lokale Strömung an, so dass danach mit der Mittelung begonnen wurde.

5.1 Diskretisierung, numerische Parameter und Analysemethodik

5.1.1 Diskretisierung

Die in Kapitel 4 vorgestellten Erhaltungsgleichungen können nur für eine kleine Anzahl von Sonderfällen oder stark vereinfachte Problemstellungen analytisch gelöst werden. Zumeist müssen die partiellen Differentialgleichungen durch algebraische Gleichungen ersetzt werden, die an diskreten Punkten der zu untersuchenden Geometrie eine Näherungslösung für die zu berechnenden Strömungsfelder liefern und mithilfe von Computern numerisch gelöst werden können. Zur Ermittlung dieser Gleichungen gibt es verschiedene Diskretisierungsansätze, wobei in der CFD häufig die Finite-Volumen-Methode (FVM) angewendet wird, welche einen konservativen Formalismus nutzt und daher im Bereich der numerischen Strömungssimulation weit verbreitet ist (Paschedag, 2004). Zahlreiche kommerziell angebotene CFD-Software, wie auch das in dieser Arbeit genutzte Paket ANSYS® FLUENT® 12.1 (ANSYS, 2009), verwenden diese Methode.

In der praktischen Anwendung stellt insbesondere die Diskretisierung der konvektiven Terme der Erhaltungsgleichungen eine Herausforderung dar. In der Literatur können zu dieser Problematik vielfältige Beispiele und Lösungsansätze gefunden werden. Hier soll im Folgenden lediglich ein

kompakter Überblick in Anlehnung an die Ausführungen von Paschedag (2004) gegeben sowie konkrete Auswirkungen und Schlussfolgerungen für die Simulation von Gas-Feststoff-Wirbelschichten diskutiert werden.

Zur Beschreibung der konvektiven Terme ist eine Approximation der Transportgrößen an der Grenze zweier Kontrollvolumina notwendig. Wird dazu eine lineare Interpolation zwischen den Werten in den Stützstellen der benachbarten Volumia durchgeführt, spricht man vom zentralen Differenzenverfahren. Dieses besitzt einen Fehler 2. Ordnung und neigt bei zu groben Gittern, konvektionsdominierten Problemen sowie an Stellen mit großen Gradienten zu Oszillation und Instabilität. Die genannten Nachteile treten bei der Verwendung des Upwind-Verfahrens nicht auf. Hierbei wird die gesuchte Größe dem nächsten stromaufwärts gelegenen Wert in einer Stützstelle gleichgesetzt. Das Verfahren ist formal 1. Ordnung und stabil, führt aber bei nicht exakter Parallelität der Strömung zu den Gitterlinien, was auf den hier verwendeten unstrukturierten Gittern sowie für die sich ausbildende Mehrphasenströmung in der Wirbelschicht die Regel ist, zu numerischer Diffusion, die zur Abflachung von Gradienten und damit weniger genau aufgelösten oder gar verfälschten Strömungsfeldern führt. Dieser Effekt kann reduziert werden, wenn man die Ordnung des Verfahrens auf 2 erhöht, indem der Wert durch Interpolation der nächsten beiden stromaufwärts gelegenen Stützstellen ermittelt wird. Wie auch bei allen anderen Verfahren höherer Ordnung können dabei insbesondere in Bereichen großer Gradienten Oszillationen auftreten. Mithilfe sogenannter Flux Limiter sind diese allerdings vermeidbar. Flux Limiter begrenzen die Variation der Transportgrößen im gesamten Rechengebiet und verhindern so, dass sich vorhandene lokale Extrema weiter ausprägen oder neue entstehen.

Der Wahl des anzuwendenden Verfahrens kommt im Hinblick auf die erzielbare Genauigkeit und Stabilität sowie den numerischen Aufwand eine große Bedeutung zu. Daher hat Jakobsen (2003) einen umfassenden Benchmark zahlreicher Verfahren zur Diskretisierung konvektiver Terme in Euler'schen CFD-Modellen durchgeführt. Er nutzte dazu einen Testfall, in welchem ein Skalarfeld in Form eines Konus und eines Quaders in einer 2D-Rotationsströmung transportiert wird und der zum Vergleich der Genauigkeit eine analytische Lösung bereitstellen kann. Das Upwind-Verfahren 1. Ordnung und dessen Variationen zeigten den erwarteten, stark diffusiven Charakter und sollten vermieden werden. Verfahren 2. Ordnung mit Flux Limitern erzielten weit genauere Ergebnisse sowie stabile Lösungen, weshalb sie von Jakobsen (2003) empfohlen werden. Der Genauigkeitsgewinn durch Anwendung von Verfahren noch höherer Ordnungen stehe in keinem guten Verhältnis zum numerischen Mehraufwand. In der Studie von Zhao et al. (2005) wurde ein ähnlicher Vergleich, allerdings mit direkter Verwendung des TFM-KTGF-Modells, durchgeführt. Die entsprechenden Gleichungen wurden auf einem 1D-Gitter gelöst und die sich ergebenden zeitlichen Verläufe des Volumenanteils und der Geschwindigkeit der Feststoffphase für die erste Strömungssekunde analysiert. Ihre Schlussfolgerungen gleichen denen von Jakobsen (2003). Von den untersuchten, vielfach angewendeten Flux Limitern Minmod, van Leer und Superbee zeigte letzterer die beste Leistung. Welchen Einfluss die Auswahl nun auf die Simulation realer Wirbelschichtprobleme hat, ist in der Untersuchung von Guenther und Syamlal (2001) sowie in der verwandten Studie von Pereira de Souza Braun et al. (2010) zu erkennen. Diese haben jeweils eine 2D-Wirbelschichtgeometrie simuliert und die Form und Konturschärfe einer aufsteigenden Ein-

zelblase beziehunsgweise die horizontalen Geschwindigkeitsprofile für das Upwind-Verfahren 1. Ordnung und ein höheres Verfahren mit dem Flux Limiter Superbee analysiert. Die Ergebnisse zeigten, dass die numerische Diffusion, die bei der Verwendung von Upwind vorhanden ist, zu einer unscharfen Grenze zwischen Blase und Suspension sowie einer unphysikalischen, spitz zulaufenden Blasenform führt. Demgegenüber konnte mit Superbee eine realistische Blasenform ohne die Gefahr von numerischen Oszillationen erzeugt werden. Vergleichbare Resultate wären mit dem Upwind-Verfahren nur auf einem stark verfeinerten Gitter möglich, was aber zu einem bedeutend höheren zeitlichen Aufwand führend würde.

Um die Auswirkungen der verschiedenen Verfahren auf die in dieser Arbeit verwendeten Validierungsgrößen zu untersuchen, wurden eigene Testsimulationen zur Hydrodynamik mit den Geometrien NT und S6 durchgeführt. Zum Vergleich wurde dabei das Upwind-Verfahren 1. Ordnung und das limitierte Upwind-Verfahren 2. Ordnung herangezogen. Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft die sich unter Verwendung dieser beiden ergebenden Konturbilder des Volumenanteils der Feststoffphase für die Simulation von S6.

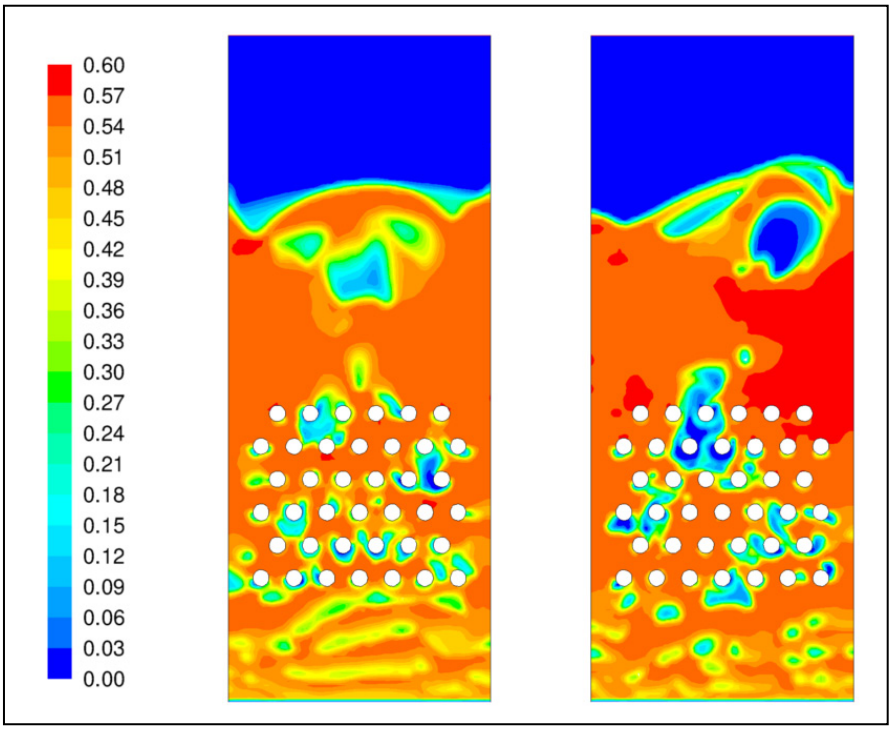

Abbildung 5.1: Vergleich der Konturbilder für S6 - 1. (links) und 2. Ordnung (rechts)

Analog zu den Ergebnissen von Guenther und Syamlal (2001) für eine Einzelblase kann auch für ausgebildete blasenbildende Wirbelschichten festgestellt werden, dass das Upwind-Verfahren 1. Ordnung aufgrund von numerischer Diffusion nur unrealistische Blasen mit verschwommener Grenzfläche erzeugt. Zudem wird die in experimentellen Versuchen beobachtete Entstehung und Entwicklung der Blasen in der Nähe des Düsenbodens nur unzureichend wiedergegeben. Das limitierte Upwind-Verfahren 2. Ordnung kann demgegenüber die grundlegenden physikalischen Phänomene realitätsnah aufzulösen und ist mit lediglich 20 % längerer Rechenzeit in Relation zum Gewinn an Genauigkeit bei identischer Gittergröße insgesamt klar überlegen.

Die diskutierten Unterschiede werden auch bei einer detaillierteren Analyse der Hydrodynamik deutlich. Für die NT als auch die S6 Geometrie zeigt ein Vergleich der Blasendurchmesser in Abbildung 5.2 beziehungsweise Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten in Abbildung 5.3 signifikante Differenzen zwischen den beiden Verfahren.

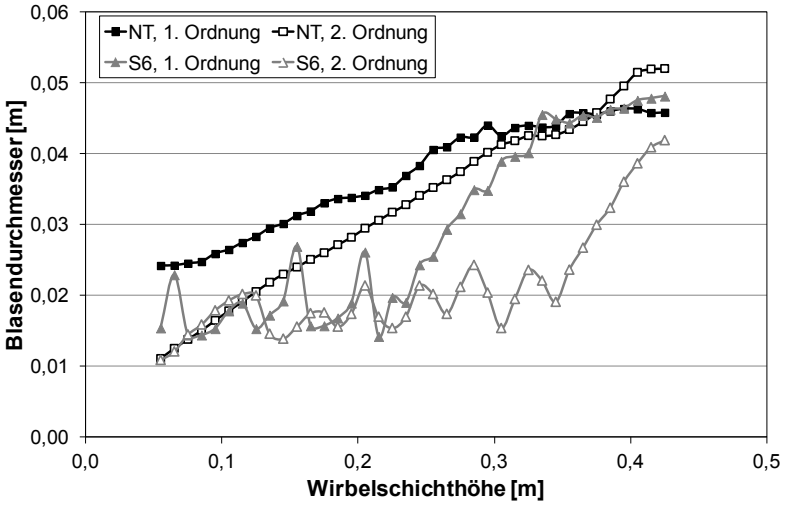

Abbildung 5.2: Durchmesser für verschiedene Diskretisierungsordnungen

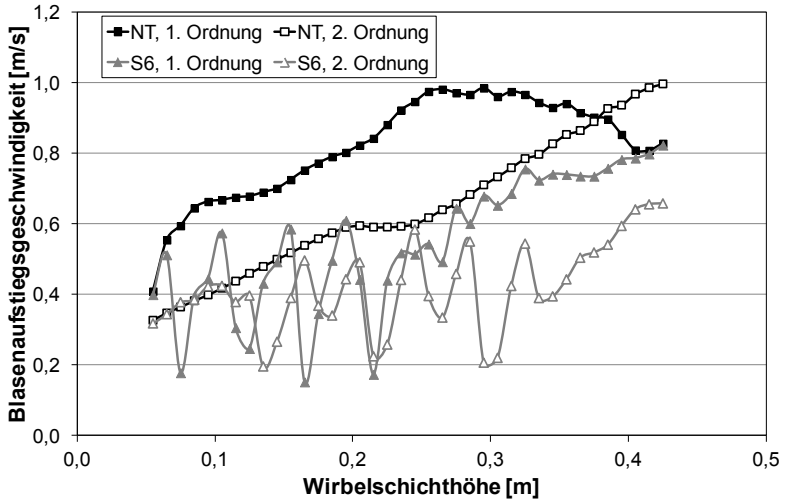

Abbildung 5.3: Aufstiegsgeschwindigkeiten für verschiedene Diskretisierungsordnungen

In der freien Wirbelschicht (NT) zeigt die Zunahme des Blasendurchmessers für beide Verfahren zwar eine vergleichbare Tendenz, aber insbesondere in der unteren Hälfte sind die Werte bei der Verwendung des Upwind-Verfahren 1. Ordnung bedeutend größer. Als Ursache dafür kann unter Zuhilfenahme der Konturdarstellung in Abbildung 5.1 links die Grenzflächenunschärfe zwischen Blase und Suspension ausgemacht werden. Die Aufstiegsgeschwindigkeit verhält sich ähnlich, sinkt im oberen Bereich sogar ab und zeigt dort einen im Vergleich zu experimentellen Erfahrungen fehlerhaften Trend. Bei der Betrachtung von Wirbelschichten mit dicht gepackten Tauchheizflächen (S6) wird deutlich, dass deren Präsenz aufgrund der numerischen Diffusion bei dem Verfahren 1. Ordnung nicht ausreichend genau aufgelöst werden kann. Sowohl der Durchmesser

als auch die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen weisen im Vergleich zu den entsprechenden Abmaßen in Abbildung 3.2 an den falschen Stellen und in zu geringer Anzahl die dafür charakteristischen Abwärts- und Aufwärtsbewegung aus. Das limitierte Upwind-Verfahren 2. Ordnung besitzt diesen Nachteil nicht und wird daher in allen hier diskutierten Simulationen angewendet.

5.1.2 Numerische Parameter

5.1.2.1 Konvergenzkriterien

Mit dem Konvergenzkriterium wird festgelegt, auf welchen Wert das Residuum einer iterativ gelösten Erhaltungsgleichung sinken muss, bevor die Berechnung des nächsten Zeitschritts begonnen wird. Es ist damit ein Maß für den maximal noch tolerierten Fehler zwischen der exakten und der durch numerische Berechnung angenäherten Lösung des diskretisierten, algebraischen Gleichungssystems für einen Zeitschritt. Das hier verwendete CFD-Paket empfiehlt für alle Erhaltungsgleichungen ein Kriterium in Höhe von 10^{-3} (ANSYS, 2009). In der Praxis zeigte sich, dass dieses bei der Simulation von Gas-Feststoff-Wirbelschichten als Letztes von den Massenerhaltungsgleichungen erreicht wird, während für die Impuls- und Energieerhaltung dann bereits schon Werte in der Größenordnung von 10^{-6} beziehungsweise 10^{-10} vorliegen. Um den Einfluss der Höhe des Konvergenzkriteriums auf die Resultate der Blaseneigenschaften zu untersuchen, wurden Vergleichsimulationen mit einem Kriterium von 10^{-5} durchgeführt.

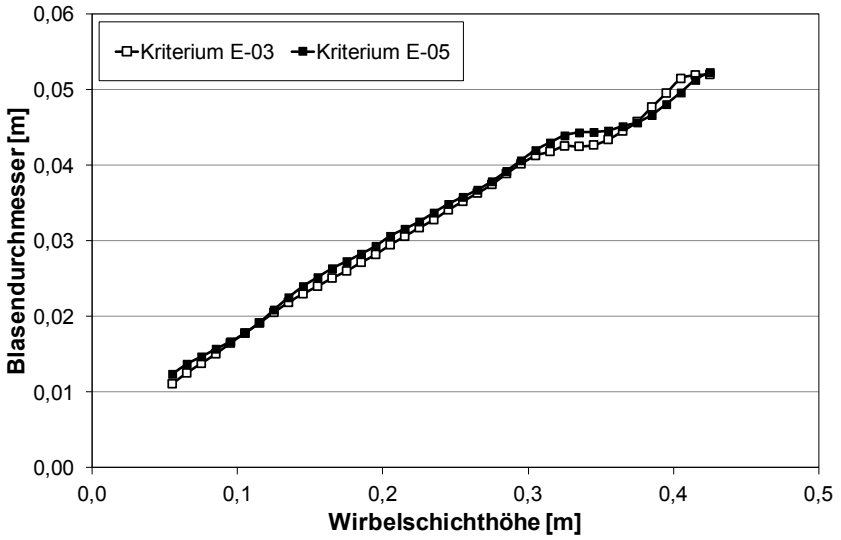

Abbildung 5.4: Vergleich von Konvergenzkriterien für NT Geometrie

Aufgrund des reduzierten Werts benötigte die Simulation für jeden Zeitschritt die in etwa vierfache Zeit. Die Genauigkeit der Ergebnisse erhöhte sich trotz strengerer numerischer Vorgaben nicht. In Abbildung 5.4 ist beispielhaft dafür ein Vergleich der Blasendurchmesser für beide Kriterien bei der Simulation der NT Geometrie dargestellt. Diese stimmen im Rahmen der üblichen Simulationsschwankungen miteinander überein und zeigen, dass insbesondere auch im Hinblick auf den zeitlichen Aufwand ein Konvergenzkriterium in Höhe von 10^{-3} ausreichend genau ist.

5.1.2.2 Zeitschrittweite

Die konkrete Wahl der Zeitschrittweite bestimmt in hohem Maße die numerische Stabilität, die physikalische Genauigkeit und den benötigten Zeitaufwand bei der Simulation von transienten Problemen. Um die zumeist schon recht langwierigen Simulationen kurz zu halten, ist man bestrebt, eine möglichst große, aber dennoch Stabilität und Genauigkeit sicherstellende Zeitschrittweite zu verwenden. Als Orientierungsgröße wird dafür bei konvektionsdominierten Strömungen häufig die dimensionslose Courant-Zahl Co herangezogen. Diese auch als Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl bezeichnete Größe wird wie folgt aus der Fluidgeschwindigkeit u, der Zeitschrittweite Δt und der Gittergröße Δx ermittelt (Paschedag, 2004):

$$Co = u\frac{\Delta t}{\Delta x} \tag{5.1}$$

Sie beschreibt, wie weit sich die betrachtete Strömung bezogen auf die Größe einer Gitterzelle je Zeitschritt fortbewegt. Für explizite Lösungsverfahren muss der Wert von Co zur Sicherstellung der numerischen Stabilität in jeder Gitterzelle kleiner 1 sein. Bei impliziten Verfahren, wie auch dem in dieser Arbeit angewendeten, muss diese Forderung nicht zwangsläufig erfüllt werden. Für Gas-Feststoff-Wirbelschichten wird nach Hulme et al. (2005) aufgrund der komplexen Mehrphasenströmung auch bei impliziten Verfahren ein maximaler Wert von $Co_{max} = 0{,}3$ empfohlen, wobei hier die Fluidgeschwindigkeit u in Gleichung (5.1) mit der Leerrohrgeschwindigkeit U gleichgesetzt wird. Deren größter Wert in den hier durchgeführten numerischen Untersuchungen beträgt $U = 1{,}05\ m/s$ und entspricht dem 2,5-fachen der Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit der Partikelklasse BK1000-1250. Die kleinsten Gittergrößen betragen 1 mm für die Hydrodynamik und 50 µm für die Wärmeübertragung; die entsprechenden Zeitschrittweiten können aus Tabelle 5.1 entnommen werden. Die sich damit ergebenden maximalen Courant-Zahlen Co_{max} werden in den Gleichungen (5.2) und (5.3) berechnet.

Hydrodynamik: $$Co_{max} = 1{,}05\frac{m}{s}\cdot\frac{5\cdot10^{-5}s}{1\cdot10^{-3}m} = 0{,}0525 \tag{5.2}$$

Wärmeübertragung: $$Co_{max} = 1{,}05\frac{m}{s}\cdot\frac{1\cdot10^{-5}s}{50\cdot10^{-6}m} = 0{,}21 \tag{5.3}$$

Die Ergebnisse zeigen, dass mit den gewählten Zeitschrittweiten die Einhaltung des Stabilitätskriteriums nach Hulme et al. (2005) für alle Simulationsfälle sichergestellt ist.

5.1.3 Analysemethodik

5.1.3.1 Datenextraktion

Um die untersuchten numerischen Modelle mit experimentellen Daten validieren zu können, müssen aussagefähige Messgrößen aus den Simulationen extrahiert werden. Für die Hydrodynamik der Gas-Feststoff-Wirbelschichten dienen dazu die Blaseneigenschaften Durchmesser und Aufstiegsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Höhe in der Wirbelschicht. Diese Werte kön-

nen mithilfe der automatischen Bildanalyse, die auch als Digital Image Analysis Technique bezeichnet wird, gewonnen werden. Zur Sicherstellung der Vergleichbarkeit mit den Kameraaufnahmen wird die Bildfrequenz der von ANSYS® FLUENT® erzeugten Konturbilder ebenfalls zu 50 Hz gewählt. Weiterführende Details dazu sind in Kapitel 3.1.2 beschriebenen.

Zur Validierung der angewandten Wärmeübertragungsmodelle wird die Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten über dem Umfang eines in die Wirbelschicht eingetauchten Einzelrohrs herangezogen. Dabei kann bei der Simulation im Gegensatz zum Experiment der jeweilige Anteil beider Phasen an dem Gesamtwert separat ermittelt werden. Die dazu notwendige Berechnungsgleichung lautet (Yusuf et al., 2011):

$$\alpha_{R\text{-}WS} = \alpha_{R\text{-}WS,f} + \alpha_{R\text{-}WS,g} = \frac{\varepsilon_f \, \lambda_{f,eff} \left|\nabla T_f\right|_R}{T_R - T_{WS}} + \frac{\varepsilon_g \, \lambda_{g,eff} \left|\nabla T_g\right|_R}{T_R - T_{WS}} \tag{5.4}$$

Die Beträge der radialen Temperaturgradienten an der Rohroberfläche $\left|\nabla T_f\right|_R$ und $\left|\nabla T_g\right|_R$ sind abhängig von der lokalen Gittergröße. Dieser Aspekt wird in Kapitel 5.2.1.2 diskutiert.

Mithilfe von Datenmonitoren können die Zeitreihen für die in Gleichung (5.4) definierten Teilkoeffizienten an diskreten Punkten der Geometrie aufgenommen werden. Zweckmäßigerweise wurden diese jeweils in der ersten Zellenreihe an der Rohroberfläche angelegt. Ihre Gesamtzahl beträgt 24, so dass zwischen zwei benachbarten Monitoren ein Zentriwinkelabstand von 15° vorhanden ist. Da die in Kapitel 3.2.2 beschriebene Messsonde den Wärmeübergangskoeffizienten im Experiment nicht an einem diskreten Punkt sondern über ein Segment mit einer Winkelspanne von 30° misst, werden bei der Auswertung der Simulationsdaten auch die beiden benachbarten Datenmonitore berücksichtigt. Das Ergebnis wird in Form eines gewichteten Mittelwerts nach der folgenden Gleichung berechnet:

$$\alpha_{R\text{-}WS}(\theta) = \frac{\alpha_{R\text{-}WS}(\theta - 15°) + 2 \cdot \alpha_{R\text{-}WS}(\theta) + \alpha_{R\text{-}WS}(\theta + 15°)}{4} \tag{5.5}$$

5.1.3.2 Simulationsdauer

Aufgrund des zeitlich veränderlichen Verhaltens von blasenbildenden Wirbelschichten werden deren Eigenschaften in der Praxis zu Analyse- oder Vergleichszwecken üblicherweise über einen längeren Zeitraum gemessen und anschließend entsprechend gemittelt. Während dies für experimentelle Datenreihen zumeist kein Problem darstellt, muss selbst bei Verwendung moderner Hardware und optimierter numerischer Modelle die Simulation einer komplexen Mehrphasenströmung in einer Technikumsanlage häufig auf eine Strömungszeit von weniger als einer Minute begrenzt werden, um noch einen vertretbaren Gesamtaufwand zu betreiben. Insbesondere zur Durchführung von Parameterstudien ist es daher erforderlich, die Simulationsdauer und damit auch den Mittelungszeitraum kurz zu halten, aber gleichzeitig auch die Genauigkeit der Ergebnisse sicherzustellen. In der Literatur ist hierzu nur eine geringe Anzahl an Veröffentlichungen vorhanden. Zur Hydrodynamik in Gas-Feststoff-Wirbelschichten haben Patil et al. (2005b) und

Li et al. (2010) diesbezüglich erste Untersuchungen durchgeführt. Asegehegn (2011) konnte in einer umfangreichen Studie zeigen, dass für die in Abbildung 3.2 dargestellten Geometrien eine Gesamtsimulationsdauer von 20 s sowie eine Mittelung der zu analysierenden Eigenschaften in den letzten 15 s ausreichend genaue Ergebnisse liefert und durch eine darüber hinausgehende Erhöhung der Simulationsdauer keine signifikante Verbesserung der Genauigkeit der Resultate erzielt werden kann.

Da der numerische Aufwand bei der zusätzlichen Lösung der Energieerhaltungsgleichung deutlich zunimmt und die Zeitschrittweite wie in Kapitel 5.1.2.2 diskutiert aus Stabilitätsgründen weiter reduziert werden muss, konnten die Simulationen zur Wärmeübertragung in Wirbelschichten wie bei Schmidt (2002) und Patil et al. (2006) zunächst nur für 2 bis 3 s durchgeführt werden. In neueren Arbeiten wurden von Armstrong et al. (2010a) und Yusuf et al. (2011) bereits Strömungszeiten von 8 beziehungsweise 15 s simuliert. Um den notwendigen Mittelungszeitraum für die zu betrachtende Geometrie zu ermitteln, wurde eine Wärmeübertragungssimulation mit einer Dauer von insgesamt 25 s durchgeführt. Dabei kam ein 5 mm Gitter zur Anwendung, das an der Rohroberfläche bis auf eine Größe von 500 µm verfeinert wurde. In Abbildung 5.5 ist der zeitliche Verlauf des über den gesamten Rohrumfang gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten für die ersten 5 s dargestellt.

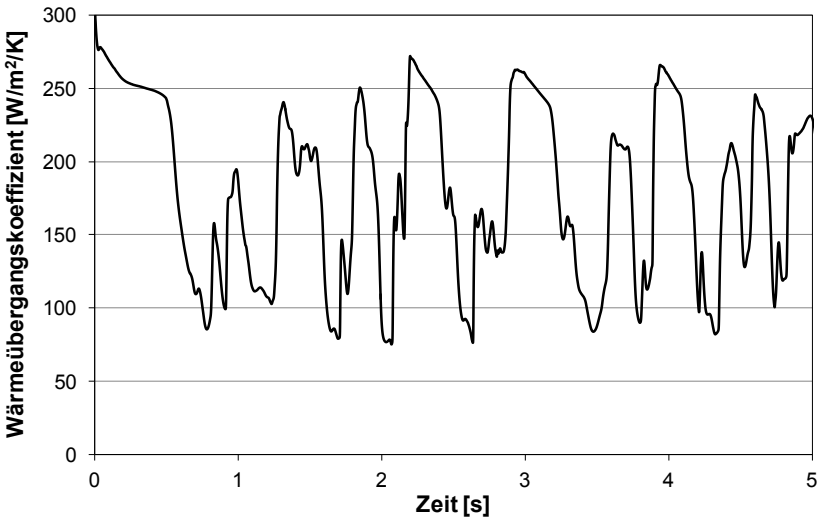

Abbildung 5.5: Zeitlicher Verlauf des umfangsgemittelten Wärmeübergangskoeffizienten

In den ersten Sekundenbruchteilen wird, wie bereits von Schmidt (2002) berichtet, aufgrund der sprunghaften Verteilung der Temperatur an der Rohroberfläche ein stark erhöhter Wärmeübergangskoeffizient simuliert, der mit zunehmender Dauer absinkt und anschließend realistischere Größenordnungen annimmt. Mit Beginn der Ausbildung von Blasen unmittelbar unterhalb des Rohrs nach etwa 0,5 s führt deren isolierende Wirkung zu einer weiteren Reduktion des erzielbaren Wärmeübergangs. Erst nachdem sich die Blasen abgelöst haben und frische, kalte Partikel in deren Nachlauf zur Rohroberfläche transportiert wurden, steigt dieser wieder an. Sobald die sich am Düsenboden bildenden Blasen nach circa 2 s erstmals das Rohr passieren, stellt sich ein steter Wechsel zwischen hohen und niedrigen Werten des Wärmeübergangskoeffizienten auf je-

weils vergleichbaren Niveaus ein. Ab diesem Zeitpunkt kann daher von einer ausreichend ausgebildeten Strömung ausgegangen werden. Diese Schlussfolgerung deckt sich mit den Angaben von Armstrong et al. (2010a).

Um zu ermitteln, wie groß die notwendige Simulationsdauer zum Erzielen zuverlässiger Daten für den Wärmeübergangskoeffizienten gewählt werden muss, wurde dessen Mittelwert über verschiedene Zeiträume gebildet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 ersichtlich. Im linken Teil sind die Werte für mehrere ausgewählte Zeiträume beginnend mit 2 s verzeichnet. Diese weisen bezogen auf die größte Simulationsdauer von 2 s bis 25 s eine maximale relative Abweichung von weniger als 2 % auf und besitzen nur eine geringe Schwankungsbreite. Auch der Einfluss des Startzeitpunkts ist, wie im rechten Teil der Tabelle am Beispiel einer Mittelung über 8 s dargestellt, für die Höhe des umfangsgemittelten Wärmeübergangskoeffizienten vernachlässigbar.

Tabelle 5.3: Globale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Mittelungszeiträume

Zeitraum	2 s bis 3 s	2 s bis 4 s	2 s bis 5 s	2 s bis 10 s	2 s bis 25 s	6 s bis 14 s	17 s bis 25 s
Wert [W/m²/K]	180,3	178,6	179,1	177,7	176,9	176,5	177,6

Im Gegensatz dazu sind die lokalen Werte bedeutend volatiler. Zwar zeigen sie zu Simulationsbeginn einen ähnlichen Verlauf wie in Abbildung 5.5 und können ebenfalls ab einer Strömungszeit von 2 s als ausgebildet charakterisiert werden, besitzen aber je nach Position und den dort vorhandenen, jeweils unterschiedlichen, lokalen Strömungsbedingungen ungleiche Fluktuationshöhen und -frequenzen. Diese führen schließlich zu großen Differenzen zwischen den einzelnen Mittelungszeiträumen, wie in Tabelle 5.4, für vier beispielhaft ausgesuchte und entsprechend der Definition in Abbildung 3.10 bezeichnete Winkelpositionen, ersichtlich ist.

Tabelle 5.4: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Mittelungszeiträume

Position	**2 s bis 3 s**	**2 s bis 4 s**	**2 s bis 5 s**	**2 s bis 10 s**	**2 s bis 25 s**	**6 s bis 14 s**	**17 s bis 25 s**
0°	144,7	143,9	145,8	135,9	124,1	113,8	120,5
90°	207,1	163,5	171,1	182,9	173,9	199,9	161,3
180°	214,4	206,1	212,6	224,4	223,1	222,5	230,4
270°	162,9	193,6	173,5	189,7	201,1	190,2	224,1

Auffällig ist, dass für die auf derselben Höhe liegenden Positionen 90° und 270° teils deutlich unterschiedliche Werte ermittelt wurden. Wie bereits in den Untersuchungen von Schmidt (2002) und Armstrong et al. (2010b) beschrieben und am Beispiel der Darstellung in Abbildung 7.5 erkennbar, bildet sich aufgrund der im Vergleich zum Experiment relativ kurzen Simulationszeit kein symmetrisches Profil der Strömung und damit auch der Wärmeübergangskoeffizienten über dem Rohrumfang aus. Da eine ausreichende Vergrößerung der Simulationsdauer insbesondere für die hier vorgesehenen Parameterstudien zu einem nicht mehr vertretbarem Zeitbedarf führen

würde, muss ein Kompromiss zwischen dem zeitlichem Aufwand und der erzielbaren Genauigkeit gefunden werden. Daher wird für die Simulation des Wärmeübergangs ein Mittelungszeitraum von 2 s bis 10 s festgelegt. Bei dem Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten mit den experimentellen Daten werden die beiden jeweils auf derselben Höhe liegenden Werte gemittelt, um analog zu diesen eine Verteilung über dem halben Rohrumfang bereitzustellen.

5.2 Größe und Dimension des Rechengitters

5.2.1 Gittergröße

5.2.1.1 Hydrodynamik

Ein wesentlicher, die Genauigkeit numerischer Simulationen bestimmender Faktor ist die Festlegung der Größe des Rechengitters. Sie ist sowohl für die Qualität der Auflösung physikalischer Effekte als auch den numerischen Aufwand entscheidend. Im Rahmen des hier angewendeten und bereits in Kapitel 2.1.3 diskutierten Two Fluid Model werden Volumenmittelungsverfahren eingesetzt, die eine Bilanzraumgröße fordern, welche zwischen den charakteristischen Größen der dispersen Phase (Partikeldurchmesser) und des technischen Systems (Wirbelschichtabmaße) liegt und sich jeweils deutlich von diesen unterscheidet (Enwald et al., 1996).

Eine der ersten Studien zur Fragestellung, welche Gittergröße für die Simulation der Hydrodynamik einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht notwendig ist, um eine gitterunabhängige Lösung zu erhalten, ist von Guenther und Syamlal (2001) durchgeführt worden. Diese haben Formvergleiche einer aufsteigenden Einzelblase in unterschiedlich stark aufgelösten Rechengittern durchgeführt und bei einer Gittergröße in Höhe des 10-fachen des Partikeldurchmessers gegenüber feineren Gittern keine Formveränderungen mehr festgestellt. Dieser Empfehlung folgten später zahlreiche Forscher und führten für ihre jeweilige Anlagengeometrie eigene Sensitivitätsanalysen mit unterschiedlichen Größen durch. Sie verglichen dazu den Durchmesser der Blasen, die Wirbelschichtexpansion, den Druckverlust, die Geschwindigkeiten der Feststoffphase oder die Porosität und ihre Verteilung in freien Wirbelschichten. Dabei konnten Patil et al. (2005b), Reuge et al. (2008), Xie et al. (2008) und Li et al. (2010) den Wert von Guenther und Syamlal (2001) bestätigen. Bei Vejahati et al. (2009) und Wang et al. (2010) war der 20-fache Partikeldurchmesser bereits ausreichend, während Chalermsinsuwan et al. (2011) für Geldart A Partikel feststellen konnten, dass das 100-fache des Durchmessers ausreichend ist, um zumindest die Expansion der Wirbelschicht hinreichend genau auflösen zu können.

Bei der Simulation von Wirbelschichten mit inneren Strömungswiderständen wie beispielsweise eingetauchten Rohren ist ein zusätzlicher Aspekt zu beachten. Da an den Rohroberflächen und in deren Nähe im Vergleich zur ungestörten Strömung größere Geschwindigkeitsgradienten zu erwarten sind, wird zumeist eine lokale Verfeinerung des Gitters vorgenommen. In den Arbeiten von Gustavsson und Almstedt (2000), Das Sharma und Mohan (2003) sowie Yurong et al. (2004) wurde die Gittergröße am Rohr um 25 % bis 35 % kleiner gewählt als im übrigen Rechengebiet. Aufgrund der einhergehenden Erhöhung der Zellenanzahl und des Rechenaufwands konnte mit der vorhandenen Computerhardware keine weitere Sensitivitätsanalyse durchgeführt werden.

Asegehegn (2011) hat später eine Studie zum Einfluss der Gittergröße auf die Eigenschaften der aufsteigenden Blasen in dicht gepackten Tauchheizflächen vorgelegt und dabei auch die in dieser Arbeit zur Validierung der Hydrodynamik verwendeten Geometrien NT und S6 untersucht. Er stellte fest, dass für die entsprechenden Wirbelschichtabmaße Rechenzellen mit einer Größe von 5 mm, und damit dem 15-fachen des Durchmessers der verwendeten Partikel, eine hinreichende Genauigkeit liefern können. An den Rohren wurde eine pauschale Verfeinerung des Gitters auf die Hälfte des regulären Werts vorgenommen.

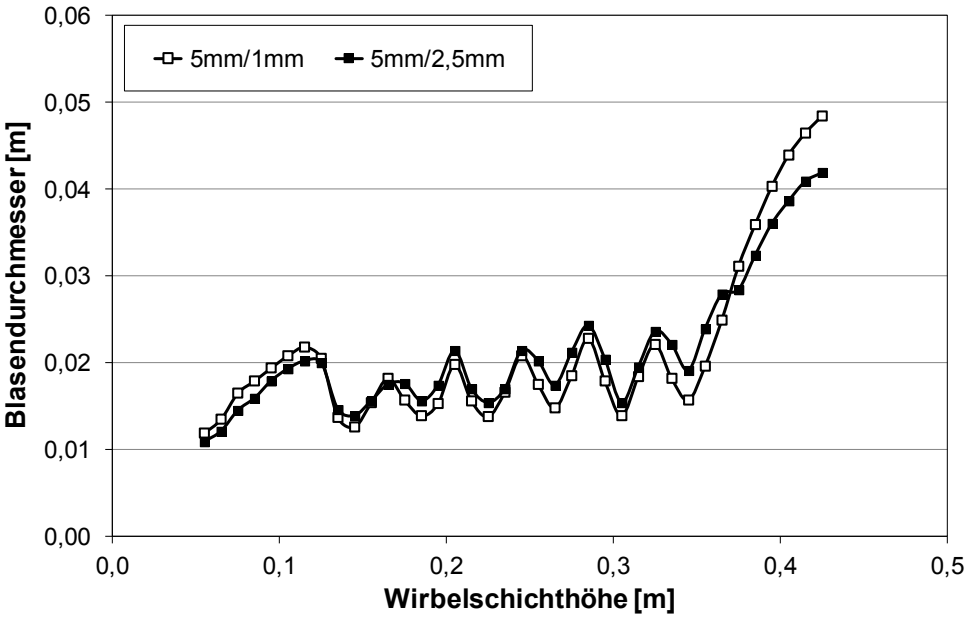

Abbildung 5.6: Vergleich unterschiedlicher Gitterverfeinerungen am Rohr für S6 Geometrie

Mithilfe eines Vergleichs anhand der simulierten Blasendurchmesser in der S6 Geometrie ist geprüft worden, ob eine weitere, stärkere Verfeinerung des rohrnahen Gitters von 5 mm auf 1 mm einen Einfluss auf die Hydrodynamik besitzt. Die Anzahl der notwendigen Gitterzellen und der Zeitaufwand für die Simulation verdoppelten sich jeweils. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.6 ersichtlich. Es konnten weder hinsichtlich des qualitativen Verlauf noch der quantitativen Werte signifikante Unterschiede zwischen den beiden Gittern festgestellt werden. Für die Untersuchung und Validierung der Hydrodynamik mittels des quasi-2D Kaltmodells kann daher das bereits von Asegehegn (2011) benutzte und an der Rohroberfläche von 5 mm auf 2,5 mm verfeinerte Gitter angewendet werden.

Demgegenüber liegen für die zur Untersuchung der Wärmeübertragung vorgesehene zylindrische Wirbelschicht keine Erfahrungen bezüglich der Gittersensitivität vor. Diese muss gesondert überprüft werden, da die zu simulierende Wirbelschicht nur über ein eingetauchtes Rohr verfügt und dieses zudem aufgrund der schmalen Geometrie des Wirbelschichtreaktors einen relativ großen Teil des Strömungsquerschnitts ausfüllt. Als Vergleichsgröße wurde stellvertretend wiederum der Durchmesser der Blasen herangezogen. Dessen Veränderung mit zunehmender Wirbelschichthöhe in der ist in Abbildung 5.7 erkennbar. Der Vergleich wurde mit 2 mm, 5 mm und 10 mm Gittern durchgeführt, die am Rohr jeweils auf 50 % der ursprünglichen Größe verfeinert wurden.

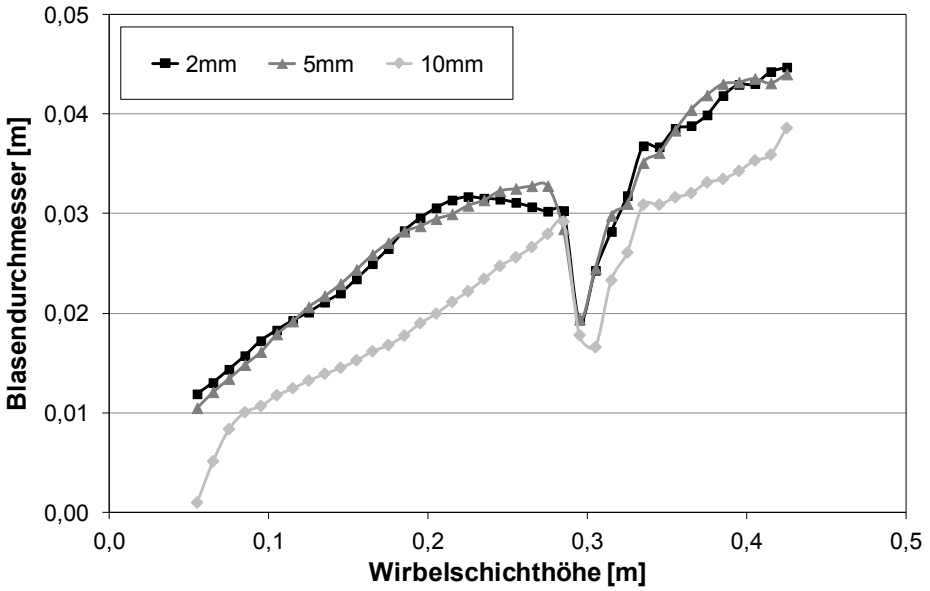

Abbildung 5.7: Vergleich unterschiedlicher Gittergrößen für zylindrische Wirbelschicht

Während die Unterschiede der Ergebnisse zwischen dem 2 mm und dem 5 mm Gitter nur gering sind, zeigt das 10 mm Gitter signifikante Abweichungen. Diese fallen im Vergleich zu den Resultaten von Asegehegn (2011) für das quasi-2D Kaltmodell bedeutend deutlicher aus. Die Ursache dafür ist in der aufgrund der Wirbelschichtabmaße relativ geringen Anzahl von resultierenden Rechenzellen, insbesondere in horizontaler Richtung, zu finden. Aus den Daten lässt sich weiterhin schlussfolgern, dass auch für die zylindrische Wirbelschicht eine allgemeine Gittergröße von 5 mm ausreichend ist und mit einer globalen Verkleinerung des Gitters kein zusätzlicher Genauigkeitsgewinn erzielt werden kann.

Im Hinblick auf die spätere Betrachtung der Wärmeübertragung ist es allerdings notwendig, den Einfluss der Gitterverfeinerungen am Rohr zu untersuchen. Dies ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

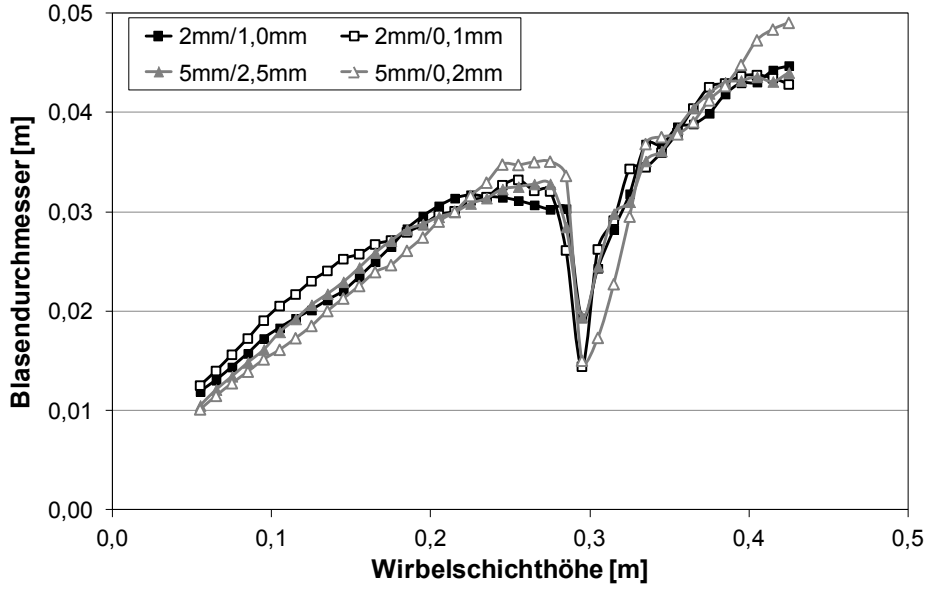

Abbildung 5.8: Vergleich von Gitterverfeinerungen am Rohr für zylindrische Wirbelschicht

Für das 2 mm sowie das 5 mm Gitter wurden jeweils zwei verschieden starke Verfeinerungen am Rohr betrachtet. Bemerkenswert ist, dass das Minimum des Blasendurchmessers auf Höhe des eingetauchten Rohrs bei beiden Gittern mit höherer lokaler Auflösung einen kleineren Wert annimmt. In diesem Bereich kommt es, wie unter anderem von Schmidt (2002) experimentell gezeigt, durch die Präsenz des Rohrs zur Bildung zahlreicher kleiner Blasen, die sich mit relativ hoher Frequenz ablösen. Dieser Effekt wird bei dem an der Oberfläche stärker verfeinerten Gitter deutlicher hervorgehoben und kann in Abbildung 5.9 nachvollzogen werden.

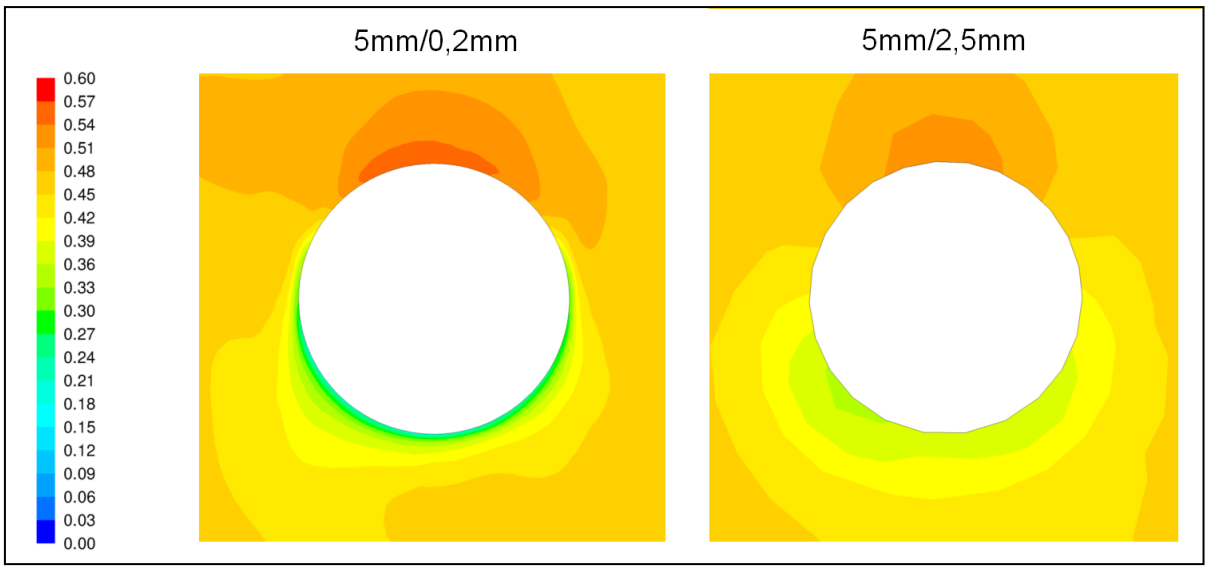

Abbildung 5.9: Mittlerer Volumenanteil der Feststoffphase am Rohr für verschiedene Gitter

In der rohrnahen Darstellung des zeitlich gemitteltenVolumenanteils der Feststoffphase wird die detailliertere Auflösung der Strömungsgrenzschicht sichtbar. An der Unterseite des Rohrs ist dadurch über einen größeren Teil des Umfangs eine höhere Porosität als auf dem gröberen Gitter festzustellen. Während dieser Umstand für die globale Hydrodynamik lediglich von geringerer Bedeutung ist, besitzt er einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Wärmeübertragung, da diese von den Strömungszuständen unmittelbar an der Oberfläche des eingetauchten Rohrs bestimmt wird. Im folgenden Kapitel 5.2.1.2 wird dies weiterführend diskutiert.

Tabelle 5.5: Vergleich von Zellenanzahl und Zeitaufwand für die verschiedenen Gitter

allgemeine Gittergröße, [mm]	Verfeinerung am Rohr, [mm]	Anzahl Rechenzellen, [-]	normierter Zeitaufwand, [%]
2	1,0	31940	509
5	2,5	5110	100
10	5,0	1270	31
2	0,1	36510	792
5	0,2	8350	133

Der Vergleich der benötigten Anzahl an Rechenzellen und der entsprechende zeitliche Aufwand für die verschiedenen Gitter in Tabelle 5.5 zeigt, dass eine Verringerung der allgemeinen Gittergröße gegenüber einer stärkeren lokalen Verfeinerung zu bedeutend längeren Rechenzeiten führt. Aufgrund der in Abbildung 5.8 erkennbaren, relativ kleinen Unterschiede zwischen dem 2 mm und dem 5 mm Gitter wird daher das letztgenannte als Ausgangspunkt für die Diskussion der Wärmeübertragung verwendet.

5.2.1.2 Wärmeübertragung

Für die Extraktion der Wärmeübergangskoeffizienten aus den Simulationen wird Gleichung (5.4) herangezogen. Die darin auftauchenden Temperaturgradienten sind abhängig von der Verfeinerung des Gitters an der Rohroberfläche (Schmidt, 2002). Wie Syamlal und Gidaspow (1985) zeigten, nimmt der Wert des Wärmeübergangskoeffizienten durch die zunehmend bessere Auflösung mit geringer werdender Gittergröße zu. In der Literatur sind zu diesem Aspekt keine weiteren Untersuchungen zu finden. Zumeist nennen die Autoren lediglich die von ihnen nach einer eigenen Sensitivitätsanalyse gewählte Verfeinerung des Gitters in der Wirbelschicht. So reduzierten Kuipers et al. (1992), Patil et al. (2006) sowie Gomes et al. (2007) die Gittergröße an einer vertikalen Wärmeübertragerwand auf 58 µm, 50 µm und 900 µm. Yusuf et al. (2011) modellierte die eingetauchten Rohre als Quadrate und nutzte eine Größe von 39 µm. In den Rechengittern von Schmidt (2002) und Armstrong et al. (2010b) wurden die horizontalen Rohre mit ihrer runden Geometrie abgebildet und lokal auf 50 µm beziehungsweise 62,5 µm verkleinert.

Tabelle 5.6: Sensitivitätsanalyse der lokalen Gitterverfeinerung an der Rohroberfläche

Verfeinerung am Rohr, [µm]	Wärmeübergangs-koeffizient, [W/m^2/K]	Anzahl Rechen-zellen, [-]	normierter Zeit-aufwand, [%]
500	176	6930	24
165	258	12380	78
120	295	15530	100
100	294	18520	127
50	301	19910	171

Zur Bestimmung und Festlegung der notwendigen Gitterverfeinerung an der Rohroberfläche für die Simulation der Wärmeübertragung wurde eine Studie durchgeführt, deren Ergebnisse in der Tabelle 5.6 aufgelistet sind. Ausgehend von dem 5 mm Gitter wurden mehrere, unterschiedlich hohe lokale Auflösungen am Rohr getestet und der sich jeweils ergebende Wärmeübergangskoeffizient sowie der dazu erforderliche numerische Aufwand ermittelt. Aus der Tabelle ist ablesbar, dass für die vorhandene Geometrie eine Verfeinerung auf 120 µm ausreichend genau ist, da eine weitere Reduktion der Gittergröße keine signifikante Veränderung des Wärmeübergangskoeffizienten bewirkt. Zudem sind mit diesem Gitter auf einem Computerknoten mit 8 Kernen und einer Taktfrequenz von je 3 GHz in Abhängigkeit der gewählten Gasgeschwindigkeit und Partikel-

größe für die Simulation eines Strömungszeitraums von einer Sekunde bereits 45 bis 60 Stunden Rechenzeit vonnöten, so dass ein entsprechend deutlicher, zeitlicher Mehraufwand betrieben werden müsste. Diesen Resultaten folgend, kann die thermische Grenzschicht an Wärmeübertragerflächen in Wirbelschichten, welche nach Botterill (1986) in etwa der Größe eines Partikeldurchmessers entspricht, mit drei Rechenzellen hinreichend aufgelöst werden. Da die in hierfür herangezogenen Glaskugeln kleiner sind als die zu untersuchenden Braunkohlepartikel, wird die genannte Verfeinerung für alle Simulationen zur Wärmeübertragung eingesetzt.

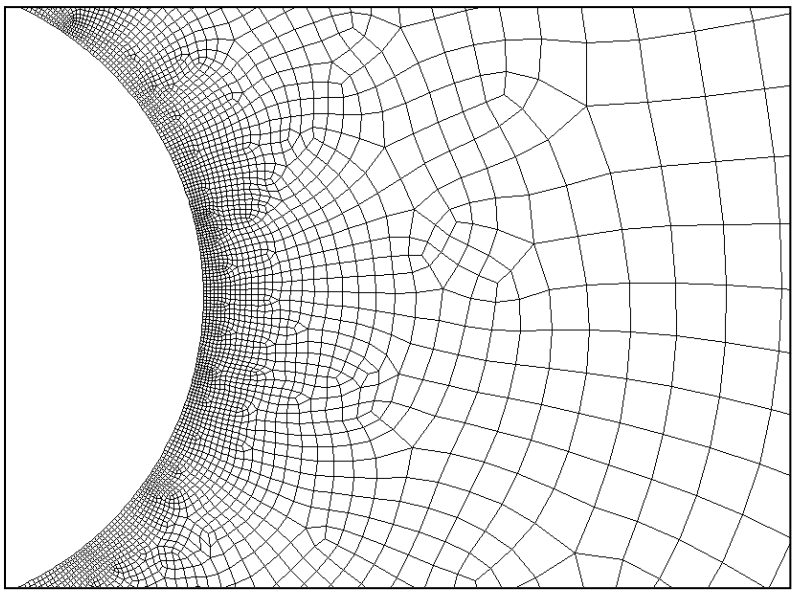

Abbildung 5.10: Nahaufnahme des Gitters mit Verfeinerung auf 120 µm

In Abbildung 5.10 sind in einem Detailausschnitt nahe der Rohroberfläche die Dimensionen des gewählten Gitters erkennbar. Mit diesen Abmaßen befindet man sich in unmittelbarer Nähe des Rohrs, wie auch bei den meisten im vorliegenden Abschnitt genannten Literaturquellen, formal außerhalb der Gültigkeit des Two Fluid Model für Wirbelschichten (siehe auch Kapitel 2.1.3). Wang et al. (2009) stellten jedoch fest, dass eine solche strenge Abgrenzung zwischen den Größenordnungen der unterschiedlichen charakteristischen Größen hinsichtlich der Anwendbarkeit des Modells nicht zwangsläufig erforderlich ist.

5.2.2 Vergleich von 2D- und 3D-Simulationen

5.2.2.1 Quaderförmige Wirbelschichten

Für die numerische Simulation von blasenbildenden Gas-Feststoff-Wirbelschichten werden aufgrund des bedeutend geringeren rechnerischen Aufwands häufig zweidimensionale Rechengitter genutzt. Um festzustellen, inwieweit die zu untersuchende und in der Realität dreidimensionale Strömung damit adäquat abgebildet werden kann, müssen entsprechende Vergleichssimulationen durchgeführt werden. Die in dieser Arbeit beschriebene quasi-2D Wirbelschicht wird aufbauend auf den Untersuchungen von Asegehegn (2011) dafür mit den NT, S6 und I6 Geometrien herangezogen und die bereits bestehenden 5 mm 2D-Gitter analog in die dritte Dimension erweitert.

Die zur Analyse benötigten Konturbilder wurden auf einer mittig in der halben Tiefe der Wirbelschicht befindlichen Schnittfläche erzeugt. Eine Überprüfung weiterer möglicher Flächen ergab keine Abhängigkeit der extrahierten Blaseneigenschaften von der gewählten Tiefe.

Esmaili und Mahinpey (2011) konnten hinsichtlich des Druckverlustes in einer quasi-2D Wirbelschicht zeigen, dass mit 3D-Simulationen ein geringerer und besser mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmender Wert erzielt werden kann. Asegehegn (2011) bestätigte dieses Resultat und wies es auch für Wirbelschichten mit dicht gepackten Tauchheizflächen nach. Die Fluktuationen des Drucks innerhalb der Wirbelschicht, welche als Indikator für die Hydrodynamik der Blasen dienen, können nach Peirano et al. (2001) auf einem 3D-Gitter deutlich besser reproduziert werden. Auch die Expansion einer Wirbelschicht ist im 3D-Fall geringer als im 2D-Fall, wie die Studien von Enwald und Almstedt (1999) sowie Cammarata et al. (2003) für quaderförmige und Peirano et al. (2001) sowie Asegehegn (2011) für quasi-2D Wirbelschichten zeigten.

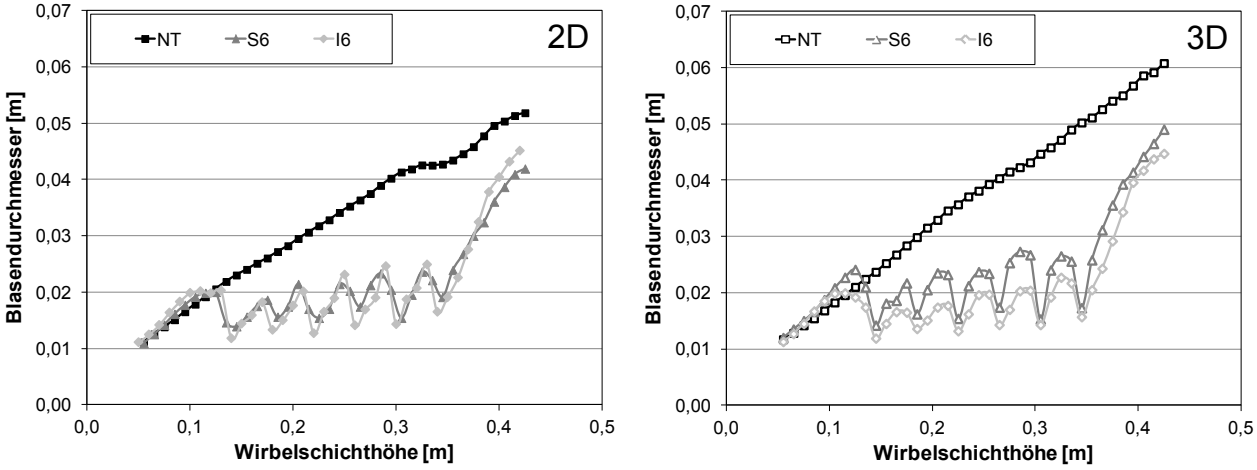

Abbildung 5.11: Blasendurchmesser für verschiedene Geometrien und Gitter

Ein Vergleich des Einflusses von 2D- und 3D-Gittern auf die Größe der aufsteigenden Blasen ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Unter Verwendung von Daten aus Asegehegn (2011) wurden die zeitlich gemittelten Blasendurchmesser über der Höhe der Wirbelschicht in den Geometrien NT, S6 und I6 für sowohl den 2D- als auch den 3D-Fall berechnet. In der freien Wirbelschicht (NT) zeigen die Blasen in beiden Fällen ein nahezu konstantes Wachstum mit zunehmender Höhe, wobei in der 3D-Simulation ein stärkerer Anstieg festgestellt wurde und insbesondere im oberen Bereich daher größere Blasendurchmesser als im 2D-Fall aufgetreten sind. Während in der Studie von Enwald und Almstedt (1999) keine Unterschiede feststellbar waren, was mit der Anwendung des nach Patil et al. (2005a,b) und Johansson et al. (2006) ungenaueren Constant Viscosity Model (CVM) sowie einer aufgrund der hohen Hardwareanforderungen zur damaligen Zeit eher grob aufgelösten 3D-Simulation erklärt werden kann, bestätigen die mit der Kinetic Theory of Granular Flow erzielten Resultate von Cammarata et al. (2003) diese Ergebnisse. Demgegenüber ist für die Geometrien S6 und I6 keine eindeutige Tendenz erkennbar. Asegehegn (2011) leitete daraus unter Zuhilfenahme experimenteller Daten die Schlussfolgerung ab, dass im Bereich dicht gepackter Tauchheizflächen die Unterschiede zwischen 2D- und 3D-Simulationen verschwinden, da die Präsenz der zahlreichen Rohre die Dreidimensionalität der Strömung unterdrückt.

Dieser Effekt wird bei einem Vergleich der simulierten Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten in 2D- und 3D-Gittern bedeutend auffälliger. In Abbildung 5.12 sind die entsprechenden Verläufe für die unterschiedlichen Geometrien dargestellt.

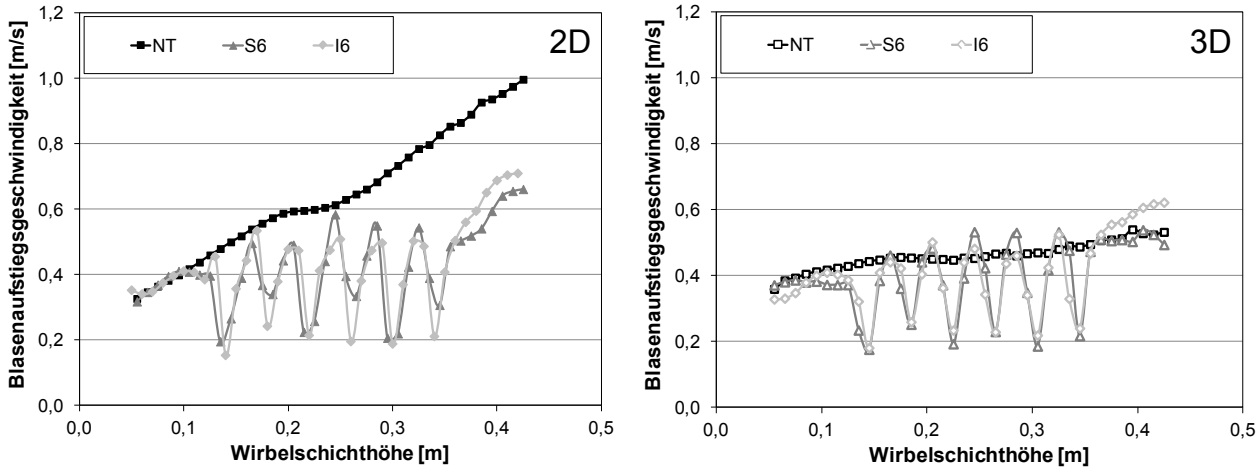

Abbildung 5.12: Blasengeschwindigkeiten für verschiedene Geometrien und Gitter

Die Blasenaufstiegsgeschwindigkeit in der freien Wirbelschicht wächst in der 2D-Simulation mit zunehmender Höhe viel stärker an als in der 3D-Simulation. Am oberen Ende der Wirbelschicht ist sie nahezu doppelt so groß. Die Ursache hierfür liegt in der Wirkung der Vorder- und Rückwand. An deren Oberflächen bilden sich Grenzflächen aus, welche infolge der entstehenden Reibung die oberflächennahe Strömung verlangsamen und daher auch die aufsteigenden Blasen in ihrer Bewegung beeinträchtigen. Krishna et al. (2000) untersuchten diese Auswirkung numerisch und experimentell in Abhängigkeit des Verhältnisses von Blasen- zu Wirbelschichtdurchmesser und sahen ab einem Wert von über 0,07 eine zunehmende Beeinflussung und damit Reduktion der Blasenaufstiegsgeschwindigkeit. In einer 2D-Simulation werden Vorder- und Rückwand der Wirbelschicht nicht berücksichtigt und die beschriebenen Effekte entfallen. Dadurch können die Blasen nahezu ungestört beschleunigen (Asegehegn, 2011). In der von den Tauchheizflächen beeinflussten Region können wiederum keine signifikanten Unterschiede zwischen den Werten von 2D- und 3D-Simulationen festgestellt werden. Dies lässt sich auf die relativ geringen Abstände der Rohre untereinander zurückführen, welche der Tiefe der Wirbelschicht entsprechen und deshalb eine ebenso hohe Reibung bewirken.

Neben den Eigenschaften der Blasen wird auch die Bewegung und Verteilung der Partikel in der Wirbelschicht von der Dimensionalität des Rechengitters beeinflusst. Die Partikel werden von den aufsteigenden Blasen mitgerissen und in deren Nachlauf nach oben beschleunigt. Nach der Eruption der Blase an der Wirbelschichtoberfläche bewegen sie sich aufgrund der Verdrängungswirkung der folgenden Blasen in Richtung der Außenwände, wo sie langsam wieder nach unten absinken (Kunii und Levenspiel, 1991). Damit ist die Bewegung der Partikel maßgeblich von der simulierten Aufwärtsbewegung der Blasen abhängig. In der folgenden Abbildung 5.13 ist sowohl für die NT als auch die S6 Geometrie die Verteilung der mittleren vertikalen Partikelgeschwindigkeit über der Wirbelschichtbreite für den 2D- und 3D-Fall dargestellt. Von den betrachteten Höhenlinien liegt die untere zwischen der 2. und 3., die obere zwischen der 4. und 5. Rohrreihe.

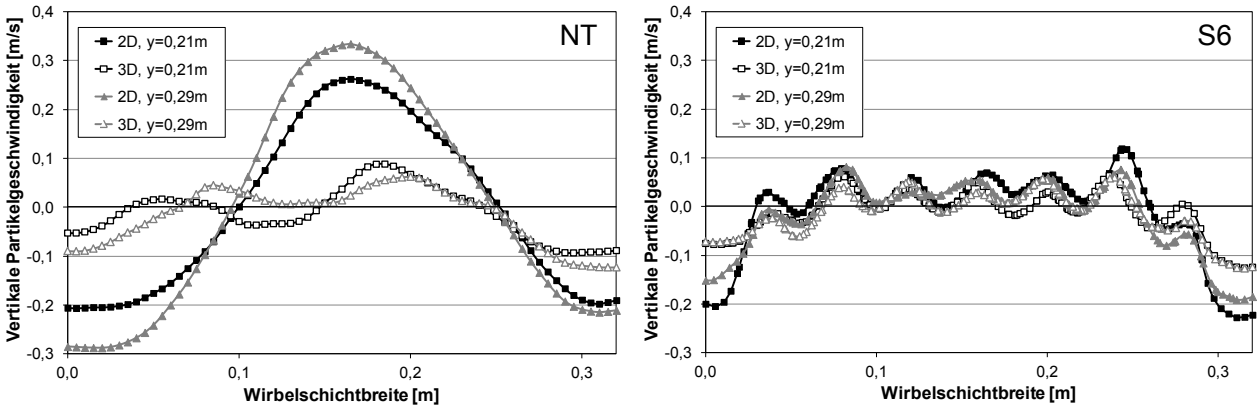

Abbildung 5.13: Mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit für NT und S6 Geometrie

Die Geschwindigkeitsprofile zeigen für das 2D-Gitter in der freien Wirbelschicht (NT) ausgebildete, parabelförmige Verläufe. Analog zu den Blasen bewegen sich auch die Partikel im Zentrum der Wirbelschicht am schnellsten nach oben. Mit geringer werdendem Abstand zu den Wänden reduziert sich die Geschwindigkeit bis der Bereich der Abwärtsbewegung erreicht ist und sie negative Werte annimmt. Unmittelbar an den Wänden liegen keine ruhenden Partikel vor, da hier, wie bereits in Kapitel 4.3.1.1 diskutiert, eine Teilschlupfrandbedingung für die Feststoffphase gewählt wurde. Der Vergleich der Profile zeigt jeweils höhere absolute Werte für die Auf- und Abwärtsbewegung im Zentrum beziehungsweise am Rand für die obere Höhenlinie. Dies kann mit der dort höheren Blasenaufstiegsgeschwindigkeit erklärt werden und wurde auch in den numerischen Studien von Xie et al. (2008) und Li et al. (2010) beobachtet. In den 3D-Simulationen ist die Geschwindigkeit geringer und die Verteilung über der Wirbelschichtbreite bedeutend unregelmäßiger. Die Wirkung der Vorder- und Rückwand behindert die Partikelbewegung und führt zu einer geringeren Sinkgeschwindigkeit an den äußeren Rändern (Li et al., 2010). Zudem steht den Partikeln im Gegensatz zum 2D-Gitter eine dritte Bewegungsrichtung zur Verfügung, in welche ein Teil der induzierten Beschleunigung wirken kann.

Die Verteilung der vertikalen Partikelgeschwindigkeit in der Wirbelschicht mit versetzt angeordneten Rohrreihen (S6) wird sehr stark durch deren Anwesenheit beeinflusst. Während die Werte außerhalb des Wirkungsbereiches der Rohre in der Nähe der Wand für beide Gitterarten mit den jeweiligen der NT Geometrie vergleichbar sind, zeigen sie innerhalb dessen ein anderes Verhalten. Aufgrund der Präsenz der Rohrbündel sind die Geschwindigkeiten der Partikel wellenförmig über dem Querschnitt verteilt. Über den Rohren der jeweils darunter befindlichen Reihe besitzen sie nur eine geringe oder gar negative Aufstiegsgeschwindigkeit. Oberhalb der freien Strömungswege der Rohrreihe bilden sich demgegenüber lokale Maxima aus, die über der gesamten Breite ähnlich hohe Werte annehmen. Dies korrespondiert mit den von Li et al. (2011) erzielten, numerischen Ergebnissen in einer quaderförmigen Wirbelschicht mit vergleichbarer Rohrgeometrie. Die auf den unterschiedlichen Höhen vorhandenen Geschwindigkeitsverläufe zeigen keine signifikanten Unterschiede, so dass in Analogie zur Blasenbewegung auch auf eine relativ homogene Verteilung und Bewegung der Partikel innerhalb der Tauchheizflächen geschlossen werden kann. Des Weiteren ist die von Asegehegn (2011) getroffene Aussage hinsichtlich der Vernachlässigbarkeit von 3D-Effekten in dicht gepackten Rohrbündeln auf die Partikelbewegung übertragbar.

Der Wandeinfluss wird in Abbildung 5.14 ebenfalls deutlich sichtbar. Für verschiedene horizontale Positionen von der Wirbelschichtmitte bis zum rechten Seitenrand ist hier der zeitgemittelte Verlauf des Volumenanteils der Feststoffphase in Abhängigkeit von der Wirbelschichttiefe für die NT Geometrie und der Höhe $y = 0{,}21\ m$ dargestellt. Die Werte sind über die gesamte Tiefe nahezu konstant. Der Abstand zwischen Vorder- und Rückwand ist damit so gering, dass sich kein grenzschichtartiges Profil ausbilden kann. In den numerischen Simulationen von Li et al. (2011) und Chalermsinsuwan et al. (2011) war für Wirbelschichten mit beziehungsweise ohne Rohrbündeln ab einem Abstand von 1 bis 2 cm kein Wandeinfluss mehr erkennbar. Die hohen Volumenanteile der Feststoffphase in der Nähe zum rechten Seitenrand weisen auf den Bereich der Abwärtsbewegung der Partikel hin.

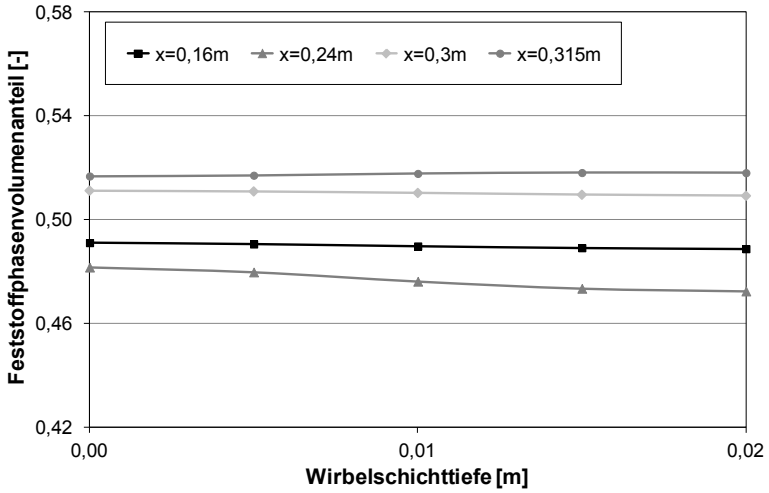

Abbildung 5.14: Mittlerer Volumenanteil der Feststoffphase über der Wirbelschichttiefe

Zum Vergleich des zur Durchführung von 3D-Simulationen zu betreibenden Aufwands, wurde in Tabelle 5.7 die Anzahl der Rechenzellen und der normierte Zeitaufwand für die betrachteten Wirbelschichtgeometrien aufgelistet. Auf dem Computerknoten mit 8 Kernen zu je 3 GHz wurde für den Referenzfall pro Strömungssekunde eine Rechenzeit von rund 3 Stunden benötigt.

Tabelle 5.7: Vergleich des numerischen Aufwands für 2D- und 3D-Simulationen

Dimension	Geometrie	Anzahl Rechenzellen, [-]	normierter Zeitaufwand, [%]
2D	NT	15360	100
	S6	18470	169
	I6	18510	172
3D	NT	61440	642
	S6	72920	853
	I6	73570	877

Ausgehend von den diskutierten Resultaten ist offensichtlich, dass zur Erzielung realitätsnaher Simulationsergebnisse selbst für die hier verwendete quasi-2D Wirbelschicht vorzugsweise ein 3D-Gitter verwendet werden sollte. Der damit einhergehende numerische Mehraufwand ist allerdings zu hoch, um umfassende Parameterstudien in einem vertretbaren Zeitraum durchführen zu können. Daher werden hierzu, wie auch von Xie et al. (2008) und Asegehegn (2011) geschlussfolgert und empfohlen, 2D-Simulationen durchgeführt.

5.2.2.2 Zylindrische Wirbelschichten

Zur numerischen Betrachtung von freien zylindrischen Wirbelschichten kann neben dem bisher eingesetzten kartesischen Koordinatensystem zweckmäßigerweise auch ein zylindrisches herangezogen werden, um unter Annahme einer axialsymmetrischen Randbedingung einen Großteil der Rechenzeit einer 3D-Simulation einzusparen. Xie et al. (2008) zeigten in einer umfassenden Untersuchung, dass dieser Ansatz zu unphysikalischen Ergebnissen führt, da die Blasen von der Mittelachse der Wirbelschicht abgedrängt werden und sich damit eine unrealistische Porositätsverteilung einstellt. Reuge et al. (2008) konnten denselben Effekt nachweisen und sahen eine im Vergleich zu einem kartesischen 2D-Gitter noch stärker von experimentellen Daten abweichende Expansion der Wirbelschicht. Für die folgenden Ausführungen wird daher weiterhin auf Gitter in kartesischen Koordinaten zurückgegriffen.

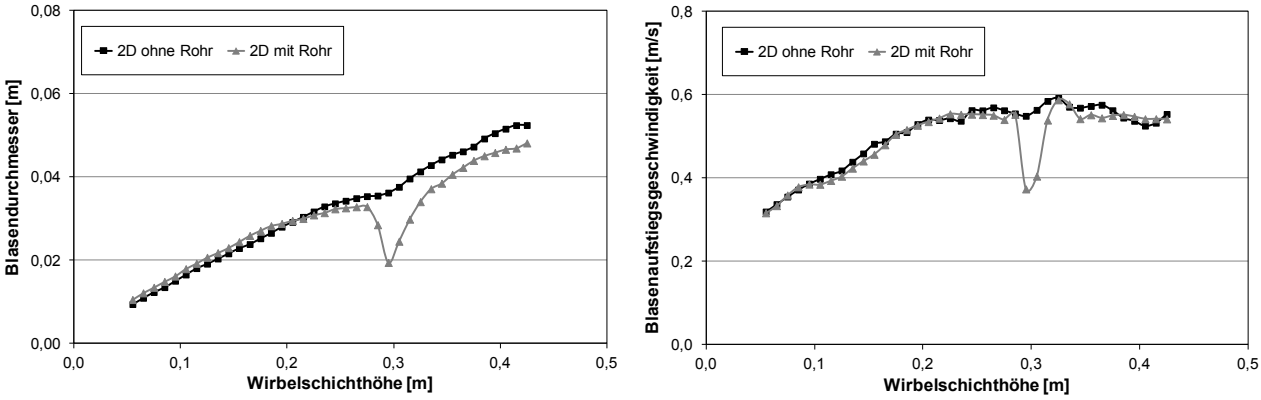

Abbildung 5.15: Blaseneigenschaften in zylindrischer Wirbelschicht ohne und mit Rohr

Bei den Simulationen der in Kapitel 3.2.1 beschriebenen zylindrischen Wirbelschichtanlage für diesen Abschnitt wurde aus Gründen der Vereinfachung und Zeitersparnis sowie der Vermeidung extrem häufig aufgetretener Konvergenzprobleme des CFD-Codes im 3D-Fall das einzelne horizontale Rohr vernachlässigt und eine freie Wirbelschicht zugrundegelegt. Abbildung 5.15 zeigt die Eigenschaften der aufsteigenden Blasen für beide 2D-Geometrien im Vergleich. Die Wirkung des Strömungswiderstands ist lokal stark begrenzt. Kleinere Unterschiede sind aufgrund der kurzen Störung des ansonsten konstanten Blasenwachstums lediglich beim Verlauf des Blasendurchmessers oberhalb des Rohrs feststellbar.

Die Gegenüberstellung der ermittelten Blaseneigenschaften für die 2D-Simulation und zweier azimutal um 90° versetzter Schnittflächen in der 3D-Simulation ist in Abbildung 5.16 ersichtlich. Die Ergebnisse hinsichtlich der Auswirkung der Wahl der Dimension sind mit denen der quader-

förmigen Wirbelschichten im vorigen Abschnitt identisch. Die Blasen zeigen im 3D-Rechengitter ein größeres Wachstum und steigen langsamer auf als im 2D-Fall. Des Weiteren sind keine signifikanten Differenzen zwischen den beiden azimutalen Positionen erkennbar.

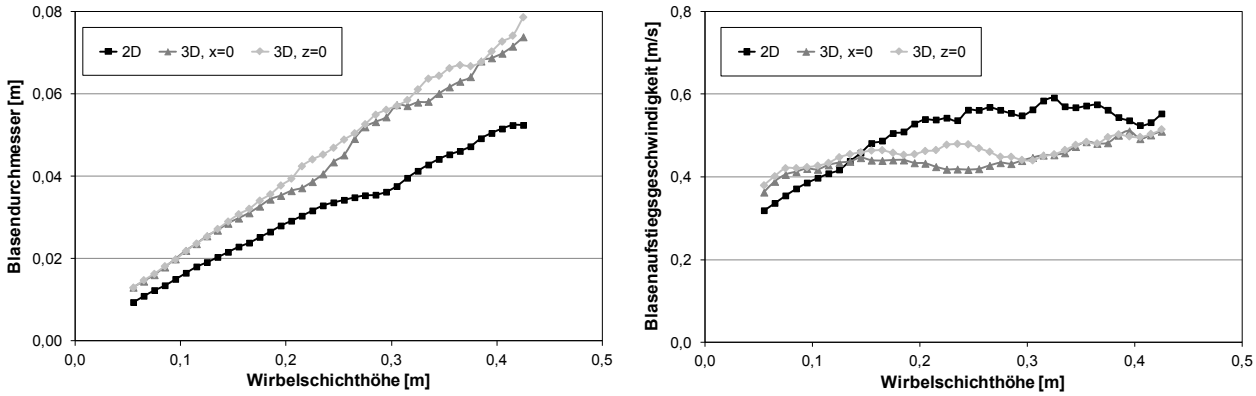

Abbildung 5.16: Vergleich der Blaseneigenschaften für verschiedene Gitter

Wie in Abbildung 5.17 für die Höhe $y = 0{,}3\,m$ dargestellt, können auch für die Verteilung der zeitlich gemittelten vertikalen Partikelgeschwindigkeit in zylindrischen Wirbelschichten analoge Schlussfolgerungen wie in Kapitel 5.2.2.1 gezogen werden.

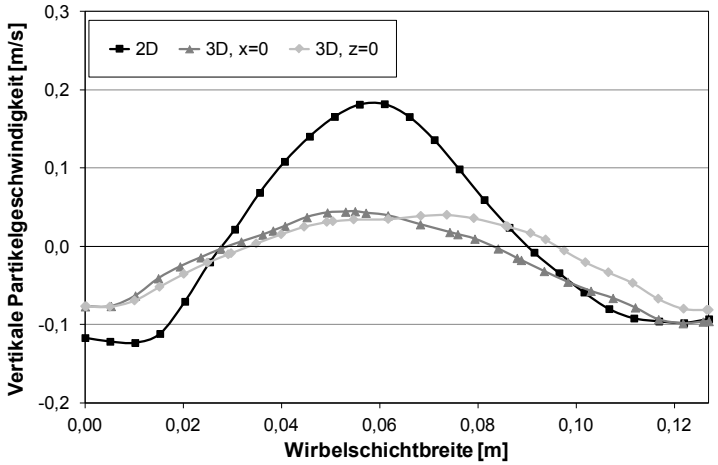

Abbildung 5.17: Mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit für verschiedene Gitter

Der numerische Mehraufwand für die 3D-Simulation der zylindrischen Wirbelschicht ist in Bezug zu dem der quasi-2D Wirbelschicht aufgrund der stärker ansteigenden Zellenanzahl deutlich höher. Im vorliegenden Fall ist die notwendige Simulationsdauer im Vergleich zum 2D-Fall um mehr als das 10-fache angestiegen. Damit ist der Sprung von 2D auf 3D für die zylindrische Wirbelschicht im Gegensatz zur quaderförmigen sogar doppelt so zeitintensiv. Für die beabsichtigten Simulationen des Wärmeübergangs ist daher die Verwendung von 2D-Gittern aus praktischer Sicht ebenfalls unabdingbar.

6 Numerische Untersuchungen zur Hydrodynamik

Im vorliegenden Kapitel werden umfangreiche numerische Untersuchungen der Hydrodynamik von Stickstoff-Braunkohle-Wirbelschichten und Studien zu wesentlichen Modellparametern und Submodellen durchgeführt. In Tabelle 6.1 sind die für die entsprechenden Simulationen verwendeten Grundeinstellungen aufgelistet.

Tabelle 6.1: Grundeinstellungen für Simulation der Stickstoff-Braunkohle-Wirbelschichten

Größe	Modell / Wert	Hinweis
Impulsaustauschfunktion, β	variiert	Kapitel 6.2.4
Erhaltung der Fluktuationsenergie	algebraische Form	Gleichung (4.14)
Dissipation der Fluktuationsenergie, γ	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.15)
Restitutionskoeffizient, e	variiert	Kapitel 6.2.3
radiale Verteilungsfunktion, g_0	Ogawa et al. (1980)	Gleichung (4.16)
Packungslimit, $\varepsilon_{f,max}$	0,63	ANSYS (2009)
Partikeldruck, $P_{f,KTGF}$	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.17)
Kompressionsviskosität, ξ_f	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.18)
Kinetikterm der Scherviskosität, $\mu_{f,kin}$	Gidaspow (1994) / Syamlal et al. (1993)	Gleichung (4.19a) / (4.19b)
Kollisionsterm der Scherviskosität, $\mu_{f,koll}$	Lun et al. (1984)	Gleichung (4.20)
Reibungspartikeldruck, $P_{f,r}$	Johnson et al. (1990)	Gleichung (4.24)
Reibungsschwellwert, $\varepsilon_{f,r,min}$	0,5	Johnson et al. (1990)
Reibungsscherviskosität, $\mu_{f,r}$	Schaeffer (1987)	Gleichung (4.25)
Reibungswinkel, φ	variiert	Kapitel 6.2.1
räumliche und zeitliche Diskretisierung	2. Ordnung	Kapitel 5.1.1
Konvergenzkriterium	10^{-3}	Kapitel 5.1.2.1
Zeitschrittweite	$5 \cdot 10^{-5}$ s	Kapitel 5.1.2.2

Wie bereits in Kapitel 5.2.1.1 diskutiert, kommt für die Simulation der quasi-2D Wirbelschicht das 5 mm Gitter mit einer gegebenfalls notwendigen Verfeinerung auf 2,5 mm zum Einsatz. Die Eigenschaften des Gases und der Partikel sind in den Tabellen 3.1 bis 3.3 verzeichnet. Mit Ausnahme des Kapitels 6.4.1 wird die Partikelgruppe BK400-600 mit den in Tabelle 6.2 angegebenen Anfangs- und Betriebsbedingungen herangezogen.

Tabelle 6.2: Anfangs- und Betriebsbedingungen für Stickstoff-Braunkohle-Wirbelschichten

Größe	Wert
Partikeldurchmesser, d_p	490 µm
Partikeldichte, ρ_f	1000 kg/m^3
Leerrohrgeschwindigkeit, U, mit $U = 2U_{mf}$	0,26 m/s
Umgebungsdruck, p	101325 Pa
Lockerungsporosität bei Minimalfluidisierung, $\varepsilon_{g,mf}$	0,48
Füllhöhe bei Minimalfluidisierung, h_{mf}	0,5 m

6.1 Experimentelle Voruntersuchungen

Die numerischen Ergebnisse aus Kapitel 5.2.2.1 sowie die Resultate von Asegehegn (2011) für Luft-Glaskugel-Wirbelschichten lassen die Vermutung zu, dass die hydrodynamische Wirkung der versetzt und fluchtend angeordneten, dicht gepackten Tauchheizflächen vergleichbar ist. Dies soll im Folgenden kurz diskutiert werden. Abbildung 6.1 zeigt hierzu einen Vergleich der durch experimentelle Messungen ermittelten Blaseneigenschaften von Stickstoff-Braunkohle-Wirbelschichten für die NT, S6 und I6 Geometrie.

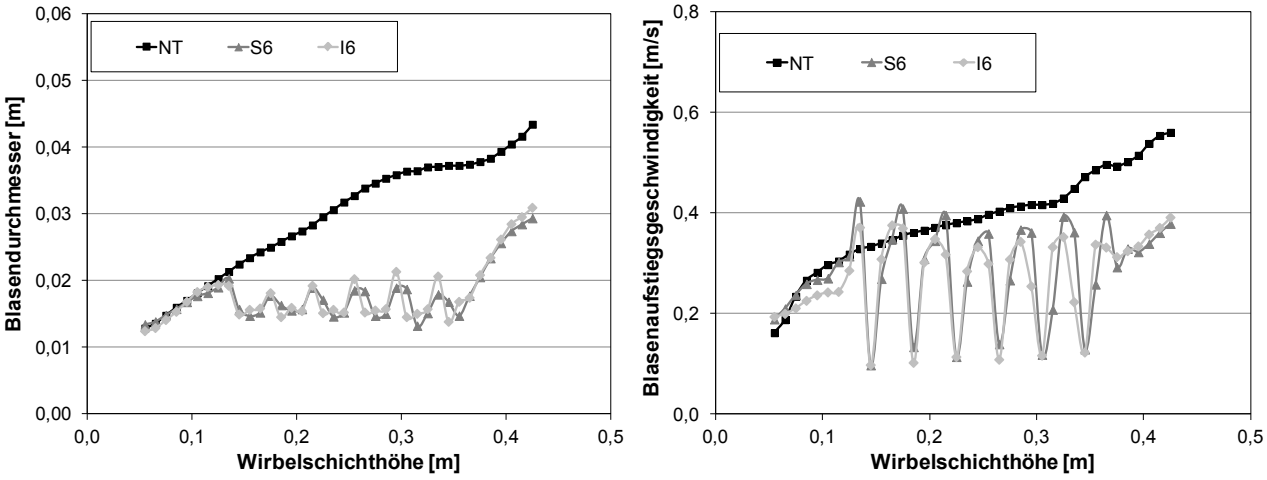

Abbildung 6.1: Blaseneigenschaften im Experiment mit NT, S6 und I6 Geometrie

Der Durchmesser und die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen besitzen gegenüber den Ergebnissen für Luft-Glaskugel-Wirbelschichten einen identischen qualitativen Verlauf. Während in der NT Geometrie ein stetes Wachsen und Beschleunigen der Blasen zu beobachten ist, kommt es in den S6 und I6 Wirbelschichten im Bereich der versetzt beziehungsweise fluchtend angeordneten Tauchheizflächen zu wiederholter Blasenteilung und anschließender Wiedervereinigung an den einzelnen Rohrreihen, was sich entsprechend auch auf die Aufstiegsgeschwindigkeit auswirkt. Zwischen den beiden Rohranordnungen sind dabei für Durchmesser und Aufstiegsgeschwindigkeit keine signifikanten Unterschiede erkennbar. Da diese beiden Eigenschaften der Blasen zur Validierung des hydrodynamischen Modells verwendet werden, ist der Aufwand zur Untersuchung von Wirbelschichten mit dicht gepackten Rohrbündeln daher auf eine der Anordnungen reduzierbar. Wie für den praktischen Anwendungsfall der Trocknung von Braunkohle in einer Wirbelschicht bereits von Klutz (2008) und Lechner (2012) ausgeführt, werden aufgrund vermuteter vorteilhafter Effekte für die Wärmeübertragung bevorzugt versetzte Anordnungen gewählt. Die S6 Geometrie wird deshalb in den folgenden Untersuchungen vorrangig betrachtet.

6.2 Validierung des hydrodynamischen Modells

In Kapitel 4.1 wurden mehrere Modellparameter und Submodelle in den bestehenden, häufig für Glaskugelwirbelschichten entwickelten hydrodynamischen Modellen identifiziert, die bei einem Wechsel der Partikelart einen wesentlichen Einfluss auf die Qualität des Gesamtmodells vermuten lassen. Diese wurden im Rahmen einer Parameterstudie variiert, um ihre individuelle Wir-

kung auf die Simulationsergebnisse sowie die Übereinstimmung mit experimentellen Werten zu überprüfen. In Tabelle 6.3 sind die untersuchten Modellparameter und Submodelle mit ihren unterschiedlichen Größen aufgelistet. Die unterstrichenen Angaben stellen dabei die jeweiligen Basiseinstellungen dar, welche bei der Variation anderer Werte vorgegeben werden.

Tabelle 6.3: Variationsmatrix für Validierungssimulationen

Reibungswinkel, φ	**Spekularitätskoeffizient, ϕ'**	**Restitutionskoeffizient, e**	**Impulsaustauschfunktion, β**
25°	0	0,8	Gidaspow ($\phi = 0{,}78$)
30°	0,25	0,85	Gidaspow ($\phi = 1$)
35°	0,5	0,9	Gidaspow/Ganser ($\phi = 0{,}78$)
40°	0,75	0,95	Syamlal
45°	1	1	Di Felice
50°			Benyahia

6.2.1 Einfluss des Reibungswinkels

Die Wahl des Reibungswinkels φ hat, wie in Gleichung (4.25) ersichtlich, unmittelbare Auswirkung auf den Reibungsanteil der Scherviskosität $\mu_{f,r}$ der Feststoffphase und damit auf das rheologische Verhalten bei hohen Partikelkonzentrationen, die für blasenbildende Gas-Feststoff-Wirbelschichten typisch sind. Diese von Schaeffer (1987) für sein Modell herangezogene Größe wird aus der Schüttgutmechanik abgeleitet und dort üblicherweise als Schüttwinkel bezeichnet. Sie stellt einen wichtigen Parameter für die numerischen Reibungsmodelle dar, welche für eine hohe Qualität der Simulationen notwendig sind, aber einen starken empirischen Charakter besitzen (van Wachem et al., 2001). Für Glaskugeln sind zahlreiche experimentelle Werte für den Reibungswinkel vorhanden. Wie beispielsweise in den Werken von Kunii und Levenspiel (1991) und Hirschberg (1999) aufgeführt, liegen diese im Bereich von 25° bis 30°. In zahlreichen numerischen Simulationen wurde der obere Wert erfolgreich angewendet, so dass dieser als Standard für Glaskugelwirbelschichten angesehen werden kann (Hulme et al., 2005). Demgegenüber sind in der Literatur kaum Angaben hinsichtlich des Reibungswinkels in Wirbelschichtsimulationen mit Braunkohle zu finden. Experimentelle Werte liegen für trockenen bis mäßig feuchten Braunkohlestaub nach Hirschberg (1999) bei 30° bis 40° oder mit 42° und 47° nach Lu et al. (2011) sogar darüber hinaus. Die Untersuchung der hier verwendeten Braunkohlepartikel ergab einen experimentellen Reibungswinkel von 30° bis 35°. In den durchgeführten Simulationen wurden daher 35° als Referenzgröße gewählt und die Werte im Bereich von 25° bis 50° variiert.

Der konkete Einfluss des Reibungswinkels auf die simulierte Hydrodynamik einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht ist bisher kaum Gegenstand einer entsprechenden Studie geworden. Dem Autor sind lediglich zwei Veröffentlichungen zu dieser Thematik bekannt. Chandrasekaran et al. (2005)

gaben in ihrer Untersuchung für Polyethylen-Wirbelschichten ohne detailliertere Informationen an, dass eine Erhöhung des Reibungswinkels zu größeren Blasendurchmessern führt. Für die Simulationen einer Aluminiumoxid-Wirbelschicht haben Reuge et al. (2008) die Unabhängigkeit der berechneten Expansionen vom gewählten Reibungswinkel festgestellt. Deren Fluktuationen stiegen allerdings mit zunehmendem φ spürbar an. Als Ursache vermuteten sie die, aufgrund der dadurch größeren Reibung zwischen den Partikeln, begünstigte Ausbildung heterogener Strukturen in der Wirbelschicht.

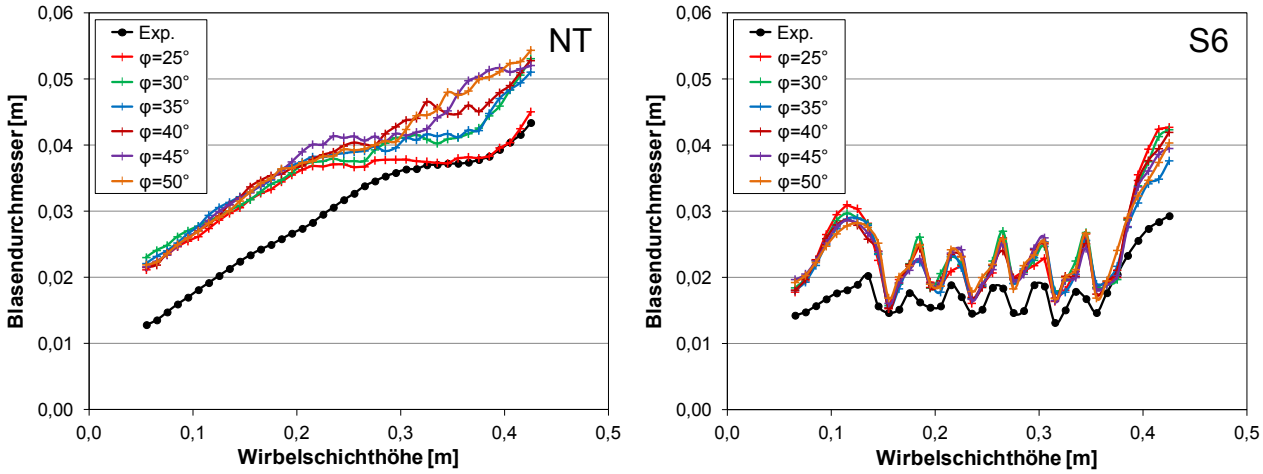

Abbildung 6.2: Einfluss des Reibungswinkels auf die Blasendurchmesser

Abbildung 6.2 zeigt den Einfluss des Reibungswinkels auf den Verlauf des zeitlich gemittelten Blasendurchmessers über der Wirbelschichthöhe für die NT und S6 Geometrie. In der freien Wirbelschicht sind im unteren Bereich nahezu identische Verläufe für alle untersuchten Reibungswinkel erkennbar. Mit zunehmender Höhe flachen einige der Kurven merklich ab, um schließlich wieder anzusteigen. Dieser Effekt ist speziell für die kleineren Werte bis einschließlich $\varphi = 35°$ deutlich sichtbar. Die übrigen behalten ihren überwiegend geradlinigen Verlauf. Im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen werden die Blasendurchmesser in allen Simulationen überschätzt. Die Ursachen dieser Abweichungen liegen in der vorhandenen Kopplung des dynamischen Verhaltens in Wirbelschicht und Windbox und werden in Kapitel 6.3.1 diskutiert. Qualitativ zeigen die Kurven der höheren Reibungswinkel eine gute Übereinstimmung hinsichtlich Anstieg und Verlauf. In der Wirbelschicht mit Tauchheizflächen dominiert die Wirkung der Rohre die Verteilung der Blasendurchmesser über der Wirbelschichthöhe. Die bereits in Kapitel 6.1 beschriebene, sich an den einzelnen Rohrreihen wiederholende Teilung und Vereinigung der Blasen führt zu einer charakteristischen Auf- und Abwärtsbewegung. In den Simulationen sind keine wesentlichen Unterschiede zwischen den verschiedenen Winkelgrößen feststellbar. Wiederum werden die Größen der Blasen gegenüber den experimentellen Werten quantitativ zu hoch und ihr qualitativer Verlauf korrekt vorhergesagt.

Die Simulationen beider Geometrien unterscheiden sich zudem in der Anzahl der im jeweils gleichen Zeitraum detektierten Blasen. In der freien Wirbelschicht sind sie vom gewählten Winkel abhängig. So stieg dort ihre Anzahl ausgehend von der Simulation mit $\varphi = 45°$ beispielsweise bei $\varphi = 35°$ um 8 % sowie bei $\varphi = 25°$ um 17 % an. Bei der S6 Geometrie sind hingegen für

alle Reibungswinkel eine vergleichbare Zahl von aufsteigenden Blasen gemessen worden. Diese ist im Vergleich zu NT mit $\varphi = 45°$ in etwa doppelt so hoch und verdeutlicht die erhöhte Blasenteilungsrate in Wirbelschichten mit dicht gepackten Tauchheizflächen (Asegehegn, 2011).

Nach Patil et al. (2005a) wirkt der durch den Winkel φ unmittelbar bestimmte Reibungsanteil der Scherviskosität an der Gesamtviskosität der Feststoffphase im Wesentlichen an der Grenze von einzelner Blase und Suspension. Dies hat zwar keine direkten Auswirkungen auf die Größe der Blasen allgemein, beeinflusst allerdings deren Stabilität. Wie Clift et al. (1974) experimentell nachwiesen, steigt die hydrodynamische Stabilität der Blasen in einer freien Wirbelschicht mit zunehmender Viskosität der dispersen Phase an, so dass diese erst bei höheren Durchmessern instabil werden. Daher ist bei den Simulationen mit kleineren Winkeln eine verstärkte Teilungstendenz zu erwarten. Um dies zu überprüfen, wurde die Anzahl der detektierten Blasen bezogen auf ihre jeweilige Gesamtanzahl normiert und über der Wirbelschichthöhe aufgetragen. Für beispielhaft ausgewählte Reibungswinkel sind die entsprechenden Darstellungen für beide Geometrien in Abbildung 6.3 ersichtlich.

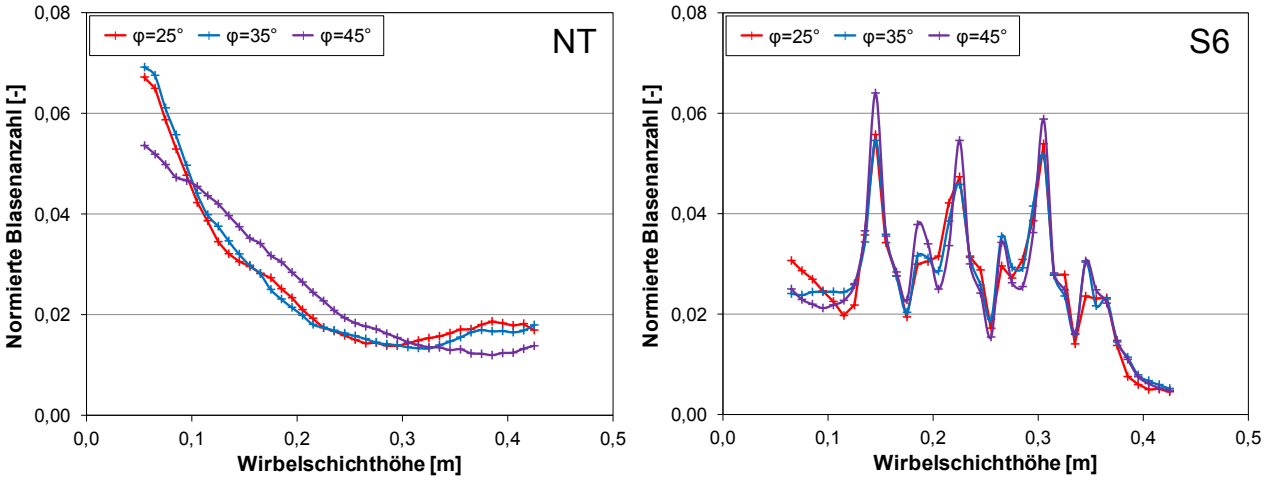

Abbildung 6.3: Normierte Blasenanzahl für ausgewählte Reibungswinkel

In der NT Geometrie fällt im unteren Bereich der Wirbelschicht auf, dass hier für kleine Winkel ein relativ großer Teil der gesamten Blasenmenge zu finden ist. Da zudem auch deren absolute Anzahl höher ist, begünstigen kleinere Reibungswinkel offenbar die Bildung zahlreicher Blasen am Düsenboden der simulierten Wirbelschicht. Mit zunehmender Höhe verringert sich die Zahl der Blasen aufgrund fortwährender Vereinigungen. Je kleiner der Wert von φ vorgegeben wurde, desto früher wird in den Kurvenverläufen der Scheitelpunkt erreicht, nach dem wieder ein Anstieg der Blasenanzahl festgestellt werden kann. Die Positionen dieser Punkte stimmen mit dem Beginn der abgeflachten Verläufe in Abbildung 6.2 überein und zeigen dort eine mit den Ausführungen von Clift et al. (1974) übereinstimmende, erhöhte Blasenteilungsrate an, welche das weitere Wachstum der Blasen behindert.

Die Verteilung der normierten Blasenanzahl in der S6 Wirbelschicht unterstreicht die Wirkung der Rohre. Im Bereich der Tauchheizflächen sind mit Abstand die meisten Blasen detektiert worden, während oberhalb dieser nur sehr wenige vorhanden sind. Weiterhin wird die Präsenz der

von unten gezählten, ungeraden Rohrreihen gegenüber den geraden in allen Simulationen mit einem stärkeren Anstieg beziehungsweise Abfall der Blasenanzahl betont. Dies ist mit der entsprechend unterschiedlichen Anzahl der Rohre pro Reihe zu erklären. Die ungeraden Reihen mit jeweils 7 Rohren beeinflussen den Wirbelschichtquerschnitt auf seiner gesamten Breite; die geraden mit je 6 Rohren lassen an den seitlichen Rändern hingegen Freiräume, die zu verringertem Teilungszwang und kleineren Ausschlägen führen. Bemerkenswert ist außerdem, dass bei kleinen Reibungswinkeln und insbesondere $\varphi = 25°$ die geraden Rohrreihen in den Simulationen hinsichtlich einer Veränderung der Blasenanzahl nahezu keine Wirkung entfalten. Dieses Verhalten widerspricht, wie später in Kapitel 6.4.2 dargestellt wird, den experimentell gewonnenen Daten und deutet auf eine physikalisch ungenaue Modellierung der Viskosität der Feststoffphase für Braunkohlewirbelschichten bei der Anwendung zu kleiner Reibungswinkel hin.

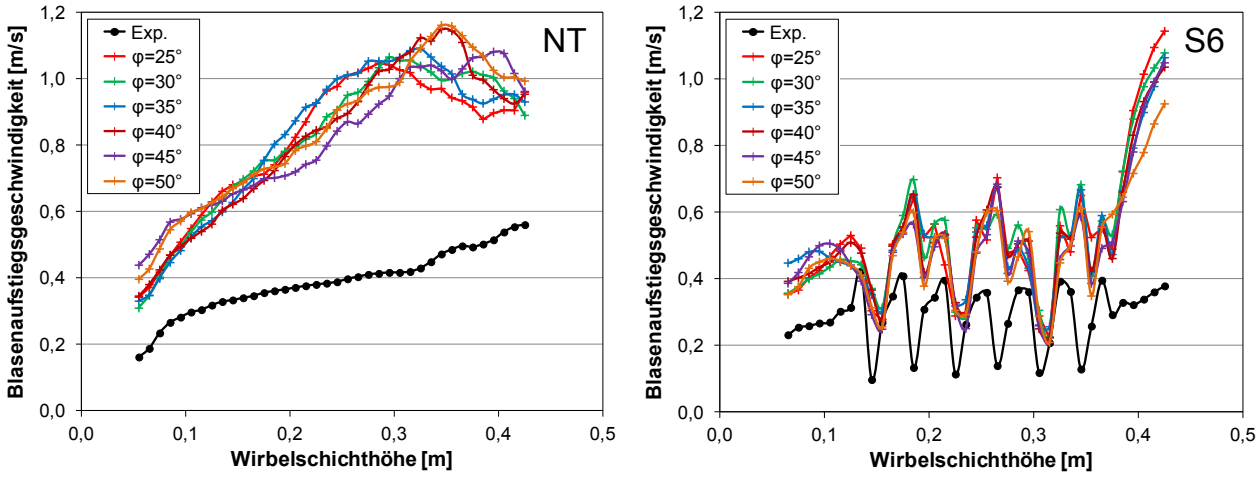

Abbildung 6.4: Einfluss des Reibungswinkels auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten

Auch auf die gemittelten Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten hat der vorzugebende Winkel einen Einfluss. Dieser wird in Abbildung 6.4 für die beiden untersuchten Geometrien aufgezeigt. Mit zunehmendem Reibungswinkel verringert sich der Anstieg der Geschwindigkeiten in der freien Wirbelschicht aufgrund der dann höheren Viskosität geringfügig. Patil et al. (2005b) haben ähnliche Ergebnisse erzielt. Im Vergleich zu den Resultaten des Experiments weichen sowohl die Anstiege als auch die Absolutwerte stark von denen in den Simulationen ab. Ursachen dafür sind die in Kapitel 5.2.2 diskutierten Effekte der nicht berücksichtigten Wandreibung bei der Simulation realer Wirbelschichtströmungen auf einem 2D- anstelle einem 3D-Gitter sowie die prinzipiell höhere Geschwindigkeit größerer Blasen (Kunii und Levenspiel, 1991). Die Verläufe in der S6 Geometrie zeigen für höhere Reibungswinkel besonders in der Rohrbündelregion eine bessere qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Wie bereits bei der normierten Blasenanzahl wird nur bei diesen die Wirkung der geraden Rohrreihen deutlich aufgelöst. Der starke Geschwindigkeitsanstieg oberhalb der Rohre ist wiederum mit den 2D-3D-Effekten erklärbar.

Zusammenfassend kann schließlich festgehalten werden, dass die Einbeziehung von Reibungseffekten zur Beschreibung des rheologischen Verhaltens der Feststoffphase bei hohen Partikelkonzentrationen, die hier in Form des Einflusses des Reibungswinkels untersucht wurden, spürbare Auswirkungen auf die simulierte Blasenhydrodynamik einer Braunkohlewirbelschicht hat. Dies

stimmt mit den Resultaten anderer Studien wie van Wachem et al. (2001) und Patil et al. (2005b) überein. Bezüglich der konkreten Wahl des Reibungswinkels konnte gezeigt werden, dass Werte um $\varphi = 45°$ speziell in qualitativer Hinsicht bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erzielen und daher für die hier durchgeführten Simulationen von Braunkohlewirbelschichten anzuwenden sind. Diese sind damit höher als die experimentell gemessenen Reibungswinkel und verdeutlichen den empirischen Charakter des Modells von Schaeffer (1987).

6.2.2 Einfluss des Spekularitätskoeffizienten

Für die Simulation von blasenbildenden Wirbelschichten nach dem Euler-Euler Two Fluid Model müssen passende Randbedingungen für beide Phasen vorgegeben werden. Während eine Haftrandbedingung für die Gasphase physikalisch nachvollziehbar und allgemein akzeptiert ist, existieren in der Literatur mehrere Ansätze für die Feststoffphase, die von einer Gleitrandbedingung bis zu einer Haftrandbedingung reichen. Letztere ist trotz des Kontinuumansatzes teilweise fraglich, da die Größenordnung der verwendeten Partikel meist höher ist als die Oberflächenrauheit der Wände und sie daher teilweise an diesen entlang gleiten (Ding und Gidaspow, 1990). Dieser Effekt kann mit einer Teilschlupfrandbedingung berücksichtigt werden. Als Standardansatz hat sich hierfür das Modell von Johnson und Jackson (1987) etabliert, welches in Gleichung (4.67) beschrieben wird und auch die oben genannten Grenzfälle beinhaltet. Dessen wesentliche Größe ist der vorzugebende Spekularitätskoeffizient ϕ', der ein Maß für den bei einer Partikel-Wand-Kollision übertragenen Anteil des Tangentialimpulses darstellt. Für vollständig glatte Wände gilt die Gleitrandbedingung und $\phi' = 0$. Mit zunehmender Rauheit steigt auch der Spekularitätskoeffizient an, bis mit $\phi' = 1$ die Haftrandbedingung erreicht ist. Eine direkte Messung von ϕ' ist nach Li et al. (2010) nicht durchführbar, weshalb häufig eine Parametrierung mittels numerischer Simulationen erfolgt (Li und Benyahia, 2011).

Patil et al. (2006) stellten in ihren Simulationen fest, dass hinsichtlich des allgemeinen Blasenverhaltens keine großen Unterschiede zwischen der Haft- und der Teilschlupfrandbedingung erkennbar sind. Reuge et al. (2008) haben den Einfluss auf das Expansionsverhalten untersucht und in einer blasenbildenden Wirbelschicht gleich große Werte für sowohl die Gleit- als auch die Teilschlupfannahme erhalten. In einer umfangreichen Studie haben Li et al. (2010) die Verteilungen und Geschwindigkeiten der Partikel sowie die Blaseneigenschaften in Abhängigkeit von unterschiedlichen Spekularitätskoeffizienten im Bereich von $\phi' = 0$ bis $\phi' = 0{,}5$ betrachtet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Eine Reduzierung von ϕ' führte zu einer Erhöhung des Feststoffphasenvolumenanteils und der Partikelsinkgeschwindigkeiten in Wandnähe. Dabei zeigten die Verläufe für den Grenzfall $\phi' = 0$ große Abweichungen zu den restlichen relativ ähnlichen Kurven. Auch für die Blaseneigenschaften konnte, bis auf die genannte Ausnahme, kein signifikanter Einfluss des Spekularitätskoeffizienten nachgewiesen werden. Asegehegn (2011) bestätigte dieses Ergebnis und übertrug es zudem auf Wirbelschichten mit dicht gepackten Rohrbündeln, welche aufgrund ihrer dominierenden Wirkung den Einfluss von ϕ' weiter in den Hintergrund drängen. Chen et al. (2011) verglichen verschiedene Randbedingungen anhand von Konturbildern des Volumenanteils der Feststoffphase für die Einlaufphase der Simulation und beobachteten einen schnelleren Blasenaufstieg an der Wand im Falle der Gleitrandbedingung.

In den hier durchgeführten numerischen Simulationen wurde der Spekularitätskoeffizient zwischen $\phi' = 0$ und $\phi' = 1$ in mehreren Schritten variiert, um dessen Einfluss über den gesamten Wertebereich inklusive der Grenzfälle Gleit- und Haftrandbedingung untersuchen zu können. In Abbildung 6.5 ist dies für den zeitlich gemittelten Blasendurchmesser dargestellt.

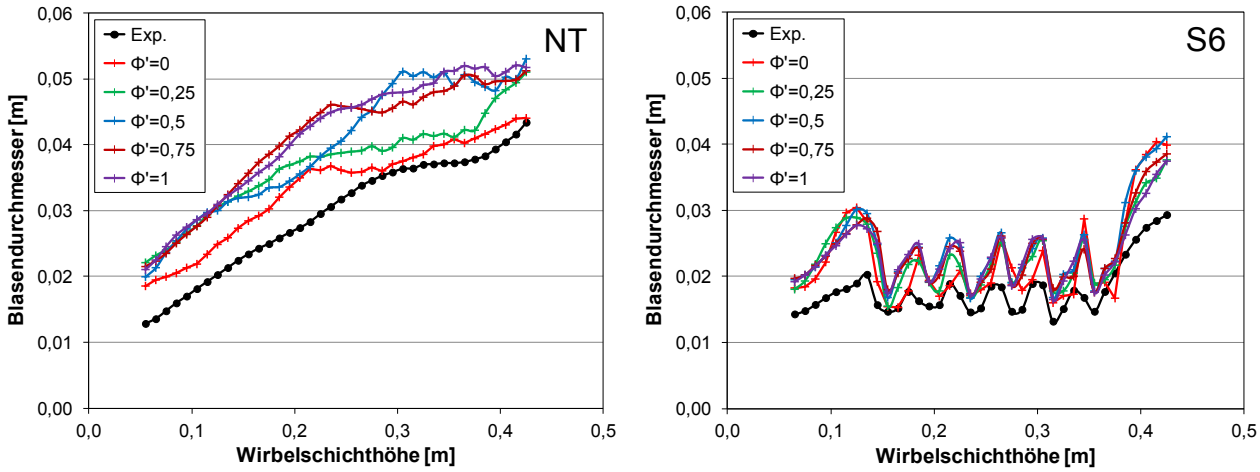

Abbildung 6.5: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Blasendurchmesser

In der Wirbelschicht ohne Strömungswiderstände wachsen die Blasen für alle Spekularitätskoeffizienten mit Ausnahme von $\phi' = 0$ gleichermaßen an, bevor deren Verläufe mit zunehmender Höhe abflachen. Dieses Verhalten wurde für kleinere ϕ' früher beobachtet und führt tendenziell zu kleineren Blasendurchmessern. Die Ursache dafür liegt in der geringeren Verdichtung der Partikel um die Blasen, da diese sich bei kleinen Spekularitätskoeffizienten nach der Verdrängung durch die aufsteigenden Blasen einfacher und schneller an die Wände und an ihnen entlang nach unten bewegen können und damit der Gasstrom von der Blase in die sie umgebende Suspension erhöht wird, was schließlich eine geringere Blasengröße bewirkt (Asegehegn, 2011). Dies kann für die Gleitrandbedingung besonders deutlich festgestellt werden. Die Präsenz dicht gepackter Rohrbündel führt zu einer starken Reduktion der Unterschiede, da die zahlreich vorhandenen Rohre die Bewegungen der Partikel behindern.

Der Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die mittleren Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten in beiden Geometrien ist in Abbildung 6.6 ersichtlich. Die Anstiege der Kurven sind im unteren Bereich der freien Wirbelschicht für die Gleitrandbedingung sowie die Teilschlupfrandbedingung mit $\phi' = 0{,}25$ höher als die übrigen. Aufgrund der bei diesen Werten verringerten Einflüsse der Wände kann sich die Feststoffphase freier bewegen. Die damit einhergehende Reduktion der zwischen den Blasen und der Suspension wirkenden Widerstandskräfte ermöglicht eine größere Aufstiegsgeschwindigkeit. In der S6 Geometrie zeigen die Simulationen der beiden genannten Fälle mit den kleinsten Spekularitätskoeffizienten ein vom Rest und dem Experiment abweichendes Verhalten. Insbesondere für $\phi' = 0$ wird die Wirkung der verschiedenen Rohrreihen auf die Geschwindigkeit unpassend wiedergegeben, da weder die Position noch der Reduktionseinfluss der Rohre korrekt abgebildet werden. Die hier zu gering modellierte Reibung an den Rohren infolge von zu kleinen ϕ' führt demnach hinsichtlich der Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen zu einem unphysikalischen Verhalten in den Simulationen. Für die anderen Spekularitätskoeffi-

zienten ist eine gute qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erkennbar. In diesem Wertebereich hat die konkrete Wahl von ϕ' keinen sichtbaren Einfluss auf die Eigenschaften der Blasen.

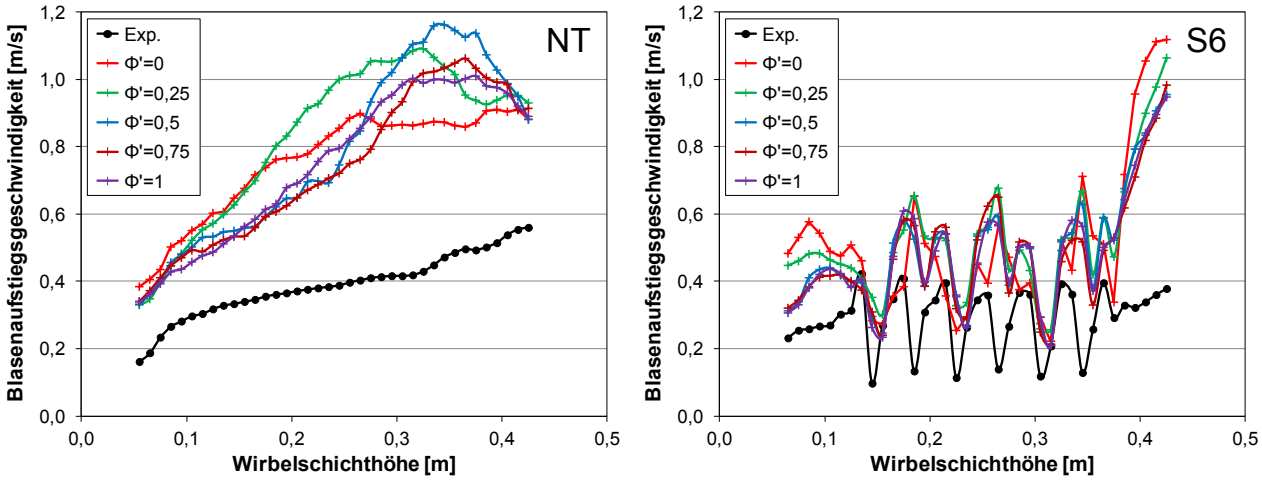

Abbildung 6.6: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten

Eine vergleichbare Schlussfolgerung kann auch für die gemittelten vertikalen Partikelgeschwindigkeiten gezogen werden. Deren Kurvenverläufe über die gesamte Wirbelschichtbreite sind in Abbildung 6.7 für die Höhe $y = 0{,}29\ m$ aufgetragen, welche sich im Falle der S6 Geometrie genau mittig zwischen der 4. und 5. Rohrreihe befindet. Die unterschiedliche Wirkung der verschiedenen Randbedingungen wird erwartungsgemäß besonders an den seitlichen Begrenzungen deutlich.

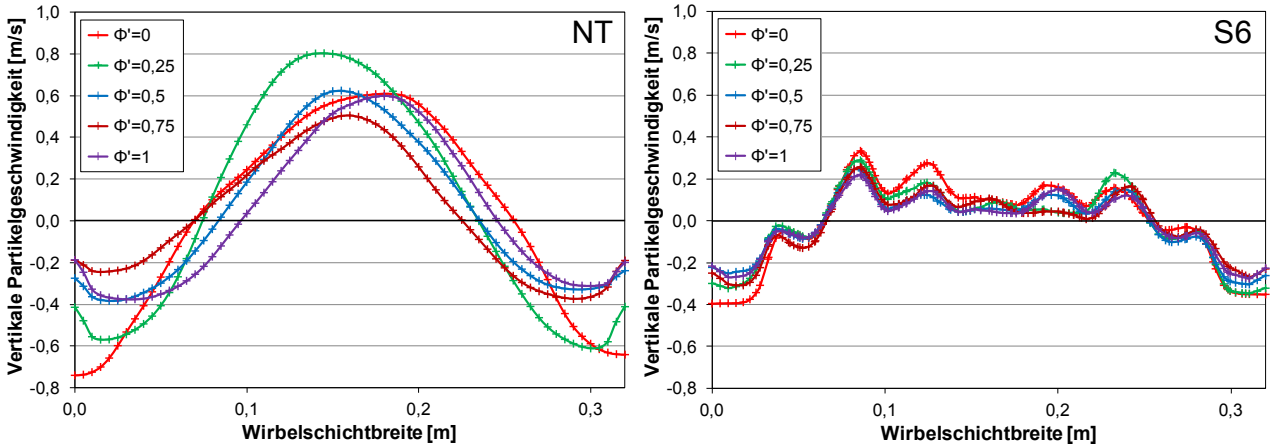

Abbildung 6.7: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Partikelgeschwindigkeiten

Bei der Randbedingung $\phi' = 0$ gleiten die Partikel ohne Impulsverlust an den Wänden nach unten und die Feststoffphase bildet keine hydrodynamische Grenzschicht aus. Die Sinkgeschwindigkeit ist daher in diesem Fall in unmittelbarer Wandnähe am größten. Sobald ein höherer Spekularitätskoeffizient gewählt wird, entsteht eine Grenzschicht und der Betrag der Geschwindigkeit sinkt. Gleichzeitig kommt es zur Ausbildung eines lokalen Minimums zwischen den an der Wand in ihrer Abwärtsbewegung entsprechend abgebremsten und den durch die aufsteigenden

Blasen wieder nach oben beschleunigten Partikeln. Mit zunehmendem ϕ' verbreitert sich tendenziell der Bereich, in dem die Partikel absinken. In der Wirbelschicht mit Tauchheizflächen ist deren Einfluss klar sichtbar. Innerhalb der Region mit den Rohrbündeln kommt es zu einer Vergleichmäßigung der Geschwindigkeitsverteilung, während außerhalb die Partikel stärker an die seitlichen Wände gedrückt werden. Sowohl die Auf- als auch die Abwärtsbewegung der Partikel wird zudem bedeutend verlangsamt. Dieser Effekt ist bei höheren Spekularitätskoeffizienten aufgrund der dann größeren Grenzschichtreibung stärker ausgeprägt.

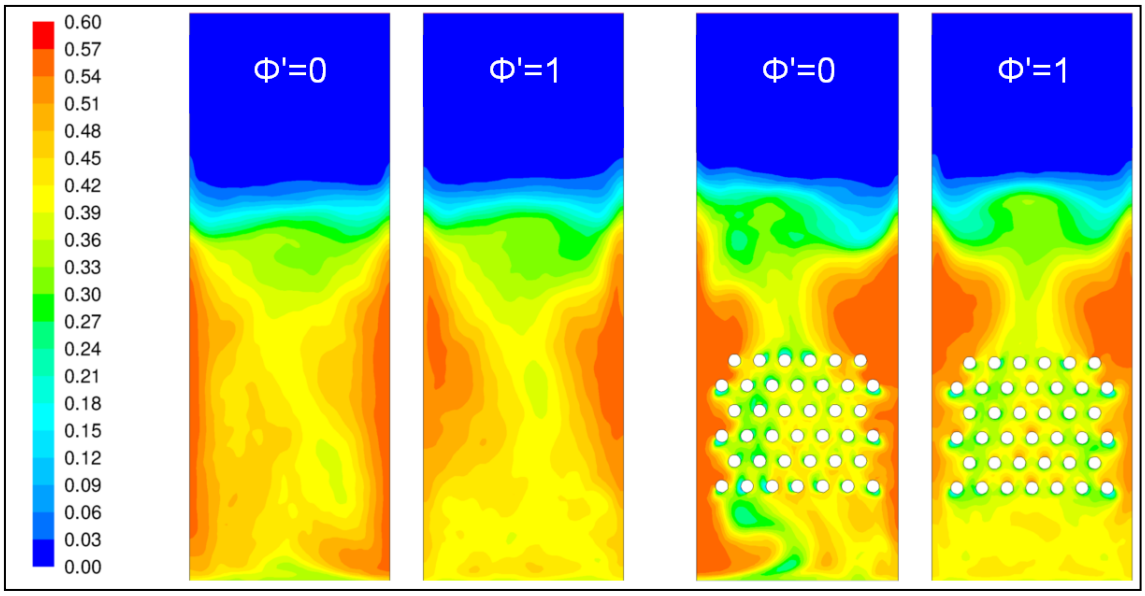

Abbildung 6.8: Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf die Partikelverteilung

Die Partikelverteilung in der Wirbelschicht wird ebenfalls von diesem Parameter beeinflusst. In Abbildung 6.8 sind die Konturbilder des zeitlich gemittelten Volumenanteils der Feststoffphase beider Grenzfälle für die NT und S6 Geometrie dargestellt. Bei der Anwendung der Gleitrandbedingung $\phi' = 0$ können sich die Partikel an den Wänden ungehindert nach unten bewegen. Dies führt dort in der freien Wirbelschicht zur Ausbildung eines annähernd konstant breiten Bereiches hoher Partikelkonzentrationen über der gesamten Höhe. Mit $\phi' = 1$ kommt es durch die nun wirkende Wandreibung zur Akkumulation von Partikeln in der oberen Wirbelschichthälfte, da hier die von oben absinkenden Partikel unmittelbar abgebremst werden. In der S6 Geometrie ist diese Wirkung des Spekularitätskoeffizienten ebenfalls erkennbar, wobei allerdings bereits aufgrund der vorhandenen Rohrbündel und der daher behinderten Abwärtsbewegung prinzipiell eine Partikelansammlung oberhalb dieser festzustellen ist. Weiterhin kann bei der Haftrandbedingung insbesondere im Zentrum eine erhöhte Konzentration von Partikeln oberhalb der Rohre beobachtet werden, da in dieser Region der Einfluss des hohen Spekularitätskoeffizienten am größten ist.

Insgesamt kann anhand der aus den numerischen Simulationen gewonnen Daten und den in der Literatur enthaltenen Informationen geschlussfolgert werden, dass für die Beschreibung der Feststoffphase einer blasenbildenden Wirbelschicht weder eine Gleit- noch eine Haftrandbedingung angemessen erscheint. Der qualitative Vergleich der Blaseneigenschaften mit denen aus dem Experiment zeigt für den Spekularitätskoeffizienten $\phi' = 0{,}5$ die zufriedenstellenste Übereinstim-

mung und wird deshalb für die späteren Untersuchungen angewendet. Damit kann auch in Bezug auf Braunkohle der für die Simulation von Gas-Feststoff-Wirbelschichten nach Li et al. (2010) am häufigsten gewählte Wert für die Teilschlupfrandbedingung bestätigt werden.

6.2.3 Einfluss des Restitutionskoeffizienten

Der Restitutionskoeffizient e ist ein wesentlicher Parameter für die numerische Simulation von Wirbelschichten unter Verwendung des TFM-KTGF-Modells. Er beschreibt die Partikelelastizität bei gegenseitigem Stoß und ist ein Maß für die Dissipation im Gesamtsystem. Die auf Grundlage der Arbeit von Lun et al. (1984) abgeleitete Kinetic Theory of Granular Flow gilt nur für leicht unelastische Partikel. Daher werden hier mit Restitutionskoeffizienten von $e = 0{,}8$ bis $e = 1$ lediglich Werte untersucht, die relativ nah an dem theoretischen Idealfall der vollständigen Elastizität ($e = 1$) liegen und in der Literatur am häufigsten angewendet werden. Ein Überblick über die bisher auf diesem Gebiet geleisteten Vorarbeiten wurde bereits in Kapitel 4.1.2.4 gegeben.

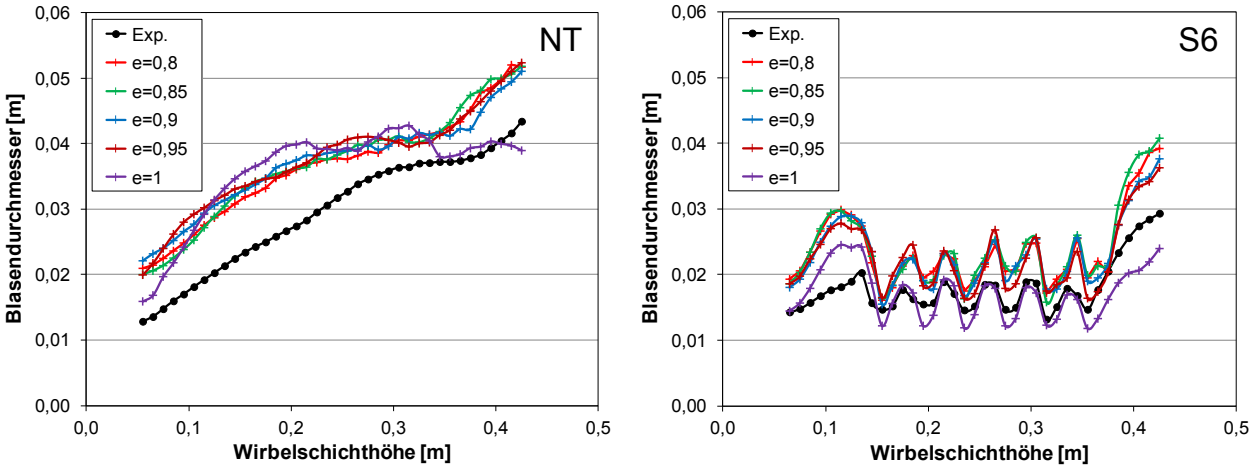

Abbildung 6.9: Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Blasendurchmesser

Der Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf den zeitlich gemittelten Blasendurchmesser ist in Abbildung 6.9 dargestellt. In beiden Geometrien sind für alle Werte außer $e = 1$ vergleichbare Verläufe über der Wirbelschichthöhe zu erkennen. Im untersuchten Bereich zeigt die durch den Restitutionskoeffizienten e beschriebene Intensität der dissipativen Effekte damit keine signifikanten Unterschiede bei der Größe der Blasen und bestätigt die Resultate von Halvorsen (2005), Zimmermann und Taghipour (2005) sowie Lindborg et al. (2007). Gegenüber den experimentellen Daten werden die Ergebnisse der Simulationen wiederum qualitativ übereinstimmend und quantitativ zu hoch vorhergesagt. Im theoretischen Fall völlig elastischer Partikel-Partikel-Stöße wurde ein stark abweichendes Verhalten beobachtet. In der freien Wirbelschicht verbleibt der Blasendurchmesser nach einem zunächst hohen Anstieg auch bei weiter zunehmender Höhe auf einem nahezu konstanten Niveau. Dies widerspricht den bekannten experimentellen Erfahrungen (Kunii und Levenspiel, 1991). Die in der S6 Geometrie festgestellte überwiegende Deckungsgleichheit der Werte mit dem Experiment muss deshalb als zufällig angesehen werden.

Für die mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen konnten deutlichere Abhängigkeiten vom Restitutionskoeffizienten festgestellt werden. Die entsprechenden Resultate sind für beide Wirbelschichten in Abbildung 6.10 ersichtlich.

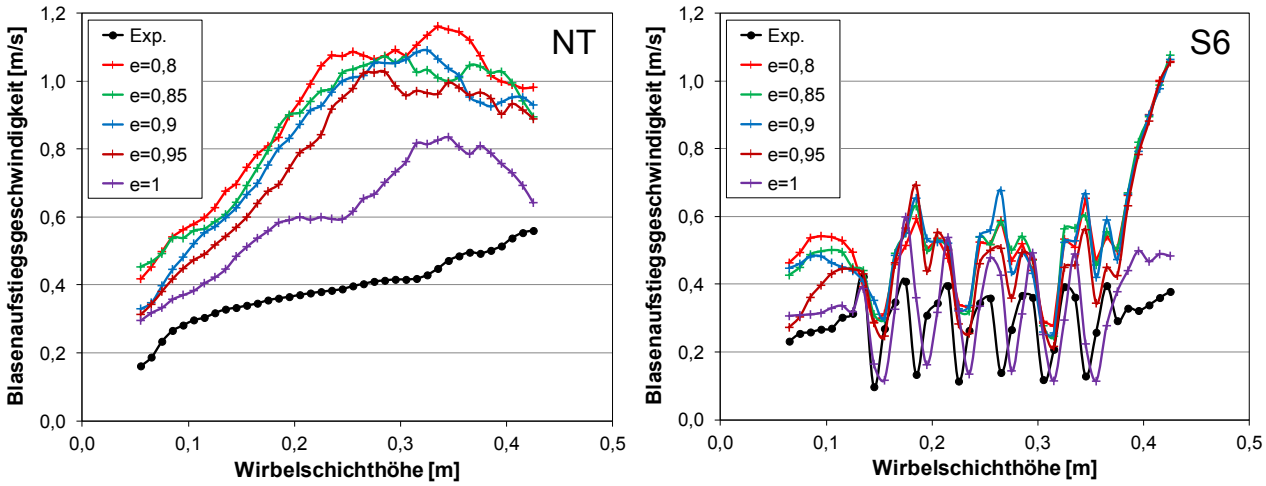

Abbildung 6.10: Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten

In der Wirbelschicht ohne innere Strömungswiderstände sind die Geschwindigkeitsverläufe für $e \neq 1$ qualitativ ähnlich zueinander. Hinsichtlich der einzelnen quantitativen Werte ist eine Tendenz erkennbar. Mit zunehmendem Restitutionskoeffizienten verlangsamen sich die Blasen. Dieser Effekt kann mit der unterschiedlich starken Dissipation erklärt werden. Bei höherem e und damit geringerer Dissipation ist die Partikelkonzentration um die Blasen herum etwas geringer, so dass einströmendes Gas einfacher wieder entweichen und weniger zu deren Beschleunigung beitragen kann. Im Grenzfall $e = 1$ wurde zudem in weiten Bereichen der Wirbelschicht ein auffallend geringerer Volumenanteil der Feststoffphase beobachtet. Auch in der S6 Geometrie tritt dies auf. Für die restlichen Restitutionskoeffizienten ist der beschriebene Trend hier auch innerhalb der Tauchheizflächen feststellbar, wobei der qualitative Verlauf für höhere Werte von e besser mit dem experimentellen übereinstimmt, da bei niedrigeren Restitutionskoeffizienten die Wirkung der geraden Rohrreihen lediglich schwach aufgelöst wird.

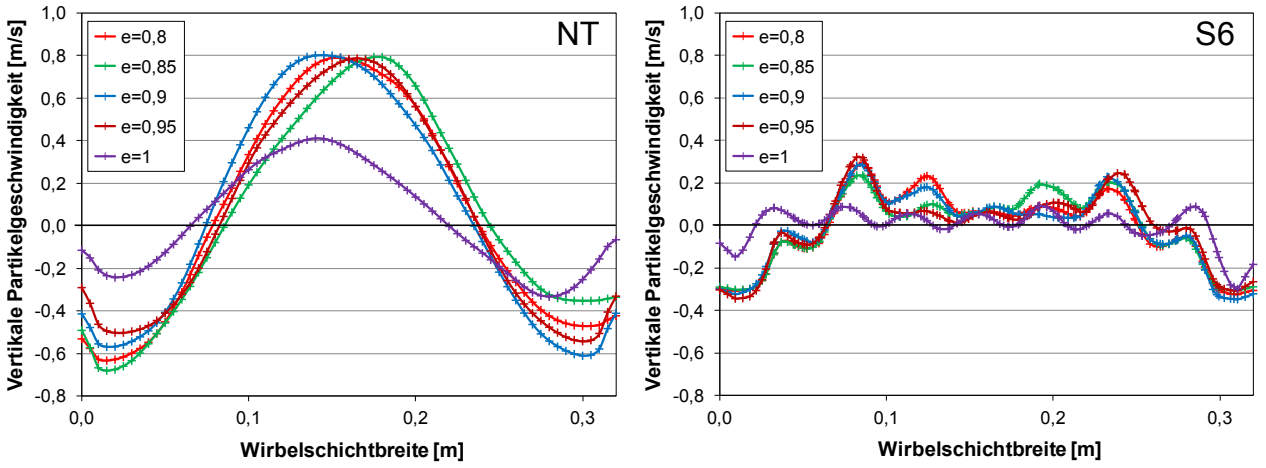

Abbildung 6.11: Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Partikelgeschwindigkeiten

Der Einfluss des Restitutionskoeffizienten zeigt sich analog ebenfalls für die Bewegung der Partikel. In Abbildung 6.11 werden die zeitlich gemittelten, vertikalen Partikelgeschwindigkeiten über der Breite der Wirbelschicht auf einer Höhe von $y = 0{,}29\ m$ miteinander verglichen. Die bereits diskutierten, relativ geringen Unterschiede zwischen den Verläufen für $e \neq 1$ können für beide Geometrien bestätigt werden und folgen damit denen der Blaseneigenschaften. Dadurch ist auch das niedrige Geschwindigkeitsniveau bei der Vorgabe von vollständig elastischen Partikel-Partikel-Kollisionen zu erklären. Da die aufsteigenden Blasen im Falle von $e = 1$ merklich langsamer sind, werden die Partikel entsprechend weniger stark nach oben mitgerissen.

Allgemein kann festgehalten werden, dass die konkrete Wahl des Restitutionskoeffizienten für die Partikel, sofern der physikalisch unrealistische Idealfall der vollständigen Elastizität ($e = 1$) davon ausgeschlossen wird, in der Simulation von blasenbildenden Wirbelschichten mit dem TFM-KTGF-Modell im untersuchten Wertebereich keinen signifikanten Einfluss auf die Blaseneigenschaften besitzt und damit die Ergebnisse von Halvorsen (2005) und Lindborg et al. (2007) bestätigt werden konnten. Aufgrund der von Lun et al. (1984) bei der Herleitung der KTGF getroffenen Annahme lediglich geringfügig unelastischer Partikel ist die Verwendung von Restitutionskoeffizienten $e < 0{,}9$ zweifelhaft (Goldschmidt et al., 2001). Für die Simulation der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Braunkohlewirbelschichten wird insbesondere wegen den qualitativ besseren Verläufen in der S6 Geometrie ein Wert von $e = 0{,}95$ ausgewählt.

6.2.4 Einfluss der Impulsaustauschfunktion

Die Impulsaustauschfunktion beschreibt zusammen mit der Relativgeschwindigkeit die zwischen der Gas- und der Feststoffphase wirkende Widerstandskraft. Sie führt zu einer starken Kopplung beider Phasen und stellt neben der Gravitation den wichtigsten Term in der Kräftebilanz der Impulserhaltungsgleichungen dar (van Wachem et al., 2001). In der Literatur sind zahlreiche empirische Modelle zur Formulierung der Impulsaustauschfunktion vorhanden. Die bisher größte vergleichende Studie für blasenbildende Wirbelschichten wurde von Esmaili und Mahinpey (2011) durchgeführt. Diese haben aufbauend auf Taghipour et al. (2005) und Vejahati et al. (2009) insgesamt 10 verschiedene Ansätze untersucht und mit experimentellen Daten für die Expansion und den Druckverlust in einer quasi-2D Wirbelschichtanlage verglichen. Bezüglich des Einflusses der Modelle auf die Eigenschaften der aufsteigenden Blasen kann, wenn auch in geringerem Umfang, auf die Studien von van Wachem et al. (2001) und Asegehegn (2011) verwiesen werden. Die Resultate der genannten Arbeiten sind uneinheitlich und teilweise widersprüchlich. Dies legt die Bestätigung einer von Wang et al. (2010) gezogenen Schlussfolgerung nahe, welche mit Verweis auf eine frühe Vergleichsuntersuchung von Sanyal und Cesmebasi (1994) feststellten, dass die Wahl eines geeigneten Widerstandskraftmodells unter anderem von den konkreten Betriebsbedingungen, der Größe und Form der Partikel und dem Wirbelschichtregime abhängig ist.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten und miteinander verglichenen Modelle zur Beschreibung der Impulsaustauschfunktion sind in Kapitel 4.1.3 aufgeführt und dargestellt. Das dort auch diskutierte Syamlal et al. (1993) Modell kann mittels der in Gleichung (4.37) vorhandenen Konstanten justiert werden, um den Zustand der Minimalfluidisierung für die zu untersuchenden Par-

tikel korrekt auflösen zu können (Syamlal und O'Brien, 2003). Das dazu notwendige Vorgehen wurde von Zimmermann und Taghipour (2005) umfassend dargelegt. Zudem haben sie, ebenfalls wie Vejahati et al. (2009) und Esmaili und Mahinpey (2011), zeigen können, dass das so angepasste Modell bessere Resultate als das originale erzielt. In Tabelle 6.4 sind die nach dieser Methode ermittelten Konstanten für die hier untersuchten Partikelklassen aufgelistet.

Tabelle 6.4: Justierte Konstanten im Syamlal et al. (1993) Widerstandskraftmodell

Klasse	C_1	C_2
BK300-400	7,504	0,364
BK400-600	6,378	0,437
BK710-1000	5,562	0,499
BK1000-1250	4,300	0,612

Der Einfluss der Impulsaustauschfunktionen auf die simulierten, mittleren Blasendurchmesser in beiden untersuchten Geometrien wird in Abbildung 6.12 deutlich.

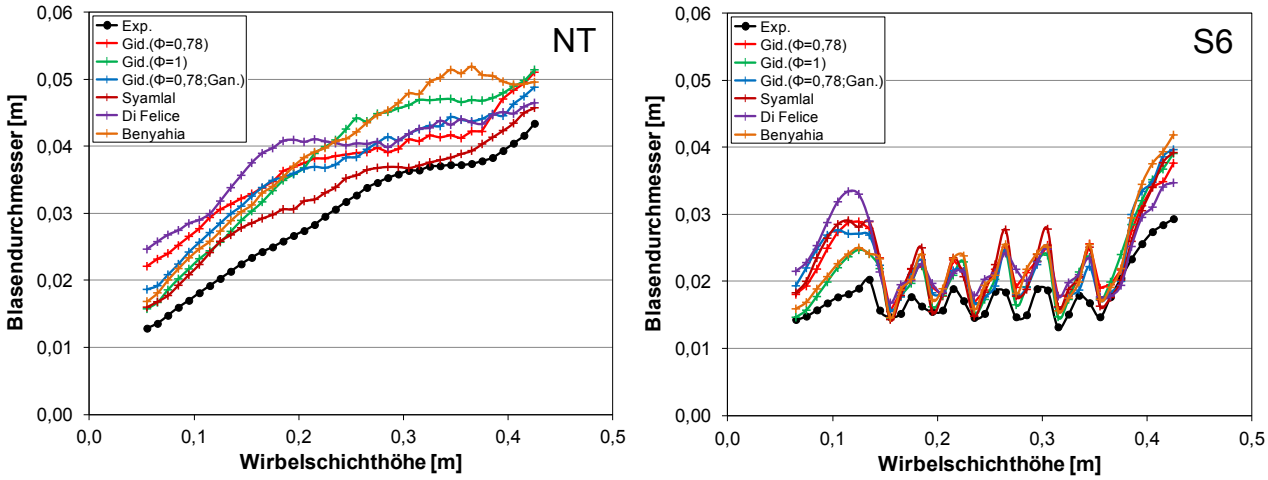

Abbildung 6.12: Einfluss der Impulsaustauschfunktion auf die Blasendurchmesser

Beim Vergleich der unterschiedlichen Ansätze in der freien Wirbelschicht zeigen sich teils große Unterschiede. Bereits im unteren Bereich betragen die Differenzen zwischen den Werten der einzelnen Modelle bis zu 50 %. Dies unterstreicht deren uneinheitliche Wirkung und die Notwendigkeit, einen für die konkrete Anwendung passenden Ansatz zu identifizieren. Auch die Größe der Anstiege sowie die weiteren Verläufe unterscheiden sich merklich. Insgesamt lassen sich vier Gruppen von Modellen voneinander abgrenzen.

Die Kurve mit der Impulsaustauschfunktion von Di Felice (1994) startet mit dem größten Wert für den Blasendurchmesser und steigt zunächst stark an. Nach kurzem Wachstum verharrt der Wert allerdings auf gleichbleibendem Niveau und wächst später nur noch geringfügig. Dieses Verhalten deckt sich weder qualitativ noch quantitativ mit dem Experiment oder früheren Erfah-

rungswerten (Kunii und Levenspiel, 1991). Dieser Ansatz scheint für das vorliegende Wirbelschichtsystem daher ungeeignet zu sein.

Die Modelle von Gidaspow (1994) mit $\phi = 1$ sowie Benyahia et al. (2006) bilden die nächste Gruppe. Beide besitzen nahezu identische Verläufe und zeichnen sich durch ein relativ geradliniges Wachstum aus. Im Vergleich mit den experimentellen Daten werden aber zu hohe Anstiege und generell zu große Durchmesser simuliert. Durch die Anwendung der Lattice-Boltzmann-Methode besitzt der gewählte Ansatz von Benyahia et al. (2006) eine physikalisch fundamentalere Basis zur Beschreibung der Widerstandskraft in Wirbelschichten mit runden Partikeln. Das sehr ähnliche Verhalten des empirischen Modells von Gidaspow (1994) für $\phi = 1$ zeigt dessen hohe Qualität und erklärt seine große Popularität. Bei den hier verwendeten unrunden Braunkohlepartikeln sind die Abweichungen in der NT Geometrie allerdings etwas zu hoch.

An dieser Stelle verspricht die Berücksichtigung der Sphärizität $\phi = 0{,}78$ der Partikel im Ansatz von Gidaspow (1994) bessere Übereinstimmungen. Wie in Abbildung 6.12 erkennbar, ist dies der Fall. Der Anstieg der Kurven ist flacher und qualitativ mit dem des Experiments vergleichbar und auch die quantitative Differenz ist geringer. Dabei scheint es unerheblich, ob der im originalen Modell benutzte Widerstandskoeffizient von Rowe (1961) für sphärische Partikel oder der von Ganser (1993) für nicht-sphärische Partikel angewendet wird, da beide Ansätze vergleichbare Verläufe zeigen. Die den effektiven Durchmesser der Partikel reduzierende Wirkung der Sphärizität ϕ ist demnach offenbar relevanter als die exakte Beschreibung des Widerstandskoeffizienten.

Letztlich haben aber die Ergebnisse der Simulation mit dem justierten Syamlal et al. (1993) Modell die mit Abstand geringsten Abweichungen zu den experimentellen Daten. Durch die Möglichkeit der Modifikation der Impulsaustauschfunktion kann der Minimalfluidisierungszustand korrekt wiedergegeben werden, was für die genauere Berechnung der in der Wirbelschicht wirkenden Widerstandskraft, und damit der Hydrodynamik allgemein, essenziell ist und die entsprechende Schlussfolgerung von Syamlal und O'Brien (2003) bestätigt. Zudem kann damit, wie bereits schon von Peirano et al. (2001) diskutiert, gezeigt werden, dass die Berücksichtigung der Sphärizität in den Modellen der Impulsaustauschfunktionen nicht der wichtigste zu beachtende Aspekt ist.

In der S6 Geometrie unterdrückt die Präsenz der dicht gepackten Rohrreihen wiederum die entsprechenden Unterschiede zwischen den einzelnen Modellen. Hier dominiert deren Wirkung und führt zu vergleichbaren Auf- und Abwärtsbewegungen in den Kurvenverläufen. Lediglich im unteren Bereich der Wirbelschicht sind die beschriebenen Differenzen sichtbar.

Der Einfluss der verschiedenen Ansätze der Impulsaustauschfunktion auf die zeitlich gemittelten Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen ist in Abbildung 6.13 ersichtlich. Die bereits diskutierten vier Modellgruppen können auch für diese Größe wieder herangezogen werden. In der Wirbelschicht ohne Tauchheizflächen sind für den Di Felice (1994) Ansatz in Analogie zu den Blasendurchmessern deutlich überhöhte Geschwindigkeiten und ein fluktuierender Verlauf erkennbar.

Die Modelle mit Berücksichtigung der unrunden Partikelform zeigen gegenüber dem ursprünglichen von Gidaspow (1994) sowie dem fundamentalen von Benyahia et al. (2006) höhere Werte. Ursache dafür ist die bei der Verwendung der korrekten Sphärizität auftretende Reduktion des effektiven, hydrodynamisch relevanten Partikeldurchmessers, was zu einer Verringerung der wirkenden Widerstandskraft und damit zu schneller aufsteigenden Blasen führt. Der modifizierte Ansatz von Syamlal et al. (1993) sagt im Vergleich zu den anderen Modellen im oberen Wirbelschichtbereich die niedrigsten Geschwindigkeiten der Blasen voraus. Über die gesamte Höhe der Wirbelschicht zeigt es zudem auch hier die niedrigsten Differenzen zu den experimentellen Werten. In der S6 Geometrie treten die Unterschiede der einzelnen Modelle aufgrund der vorhandenen Tauchheizflächen weniger stark hervor. Hinsichtlich der qualitativen Verläufe zeigen die Simulationen mit den Ansätzen von Syamlal et al. (1993), Gidaspow (1994) mit $\phi = 1$ sowie Benyahia et al. (2006) sowie eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment als die restlichen, die unregelmäßig starke Schwankungen der Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten in der von den Rohren beeinflussten Region erzeugen.

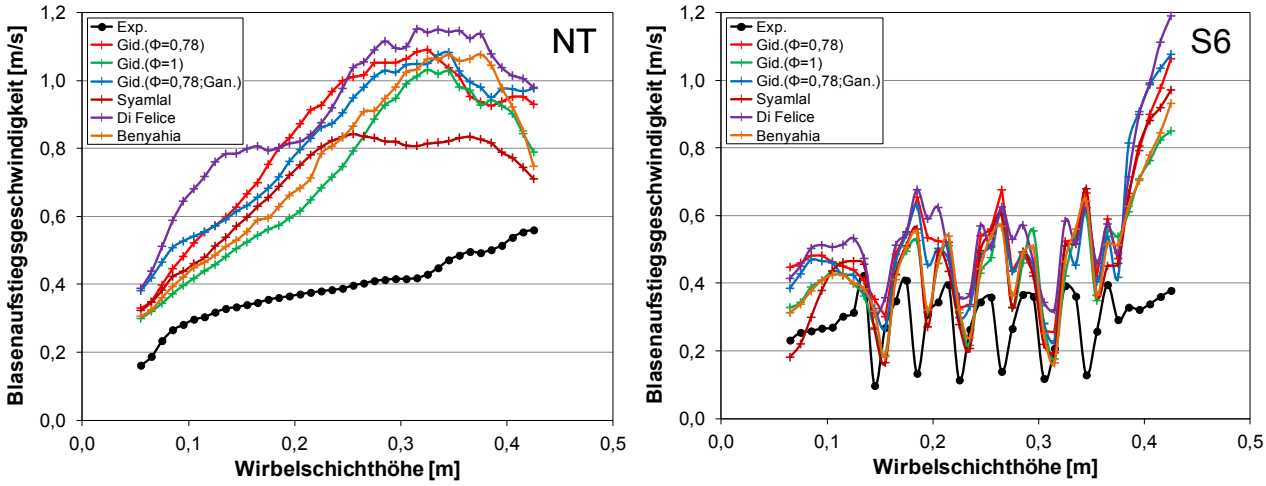

Abbildung 6.13: Einfluss der Impulsaustauschfunktion auf die Aufstiegsgeschwindigkeiten

Aus den dargestellten Ergebnissen und Vergleichen wird deutlich, dass von den untersuchten Ansätzen zur Beschreibung der Impulsaustauschfunktion und damit der zwischen den Phasen wirkenden Widerstandskraft das Modell von Syamlal et al. (1993) die geringsten Abweichungen zu den experimentellen Resultaten liefert. Zudem kann es über eine Justierung konkret an das zu untersuchende Wirbelschichtsystem angepasst werden, was sich gegenüber der Berücksichtigung der realen Form der Partikel als bedeutender herausgestellt hat.

6.3 Ergebnisse der Modellvalidierung

6.3.1 Diskussion der Abweichungen zwischen Modell und Experiment

In den durchgeführten Validierungssimulationen zeigen sich bei allen untersuchten Modellparametern und Submodellen vergleichbare Abweichungen zwischen den numerischen Ergebnissen und den experimentellen Daten. So werden sowohl die Durchmesser als auch die Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen in den Simulationen insbesondere für die Wirbelschicht ohne innere

Strömungswiderstände etwas zu hoch vorhergesagt. Wie im Folgenden anhand entsprechender Studien und Experimenten aus der Literatur diskutiert wird, ist dafür im Wesentlichen die Kopplung des dynamischen Verhaltens der Wirbelschicht mit dem in der darunter befindlichen und über den Düsenboden verbundenen Windbox verantwortlich. Diese Effekte können nur unzureichend oder mit erheblichem Mehraufwand in den Simulationen berücksichtigt werden.

Svensson et al. (1996) untersuchten den Einfluss des Druckverlustes über dem Düsenboden auf das Blasenverhalten in einer zirkulierenden Wirbelschicht. Dabei führten sie auch umfassende Messungen im blasenbildenden Regime aus. Der Wechsel von Düsenböden mit unterschiedlicher Anzahl an Löchern ermöglichte die Variation des Druckverlustes. Mittels Drucksensoren in Wirbelschicht und Windbox konnten die jeweiligen Frequenzspektra gemessen werden. Für hohe Druckverluste, welche sich in der Größenordnung des Druckverlustes über der Wirbelschicht befanden, haben Svensson et al. (1996) in der Wirbelschicht zahlreiche Ausschläge über einen weiten Frequenzbereich ermittelt, während in der Windbox nur eine einzelne dominierende und kleinere Frequenz vorherrschte. In diesem durch die Bildung zahlreicher Blasen über dem gesamten Düsenboden gekennzeichneten Zustand ist keine Wechselwirkung zwischen der Wirbelschicht und der Windbox vorhanden. Mit abnehmendem Druckverlust nimmt diese allerdings zu bis bei Werten unterhalb von 20 % des Wirbelschichtdruckverlustes beide Spektra nahezu identisch sind und ein enges Frequenzband mit einer relativ kleinen, dominierenden Frequenz entsteht. Am Düsenboden bilden sich in diesem stark gekoppelten Zustand lediglich Einzelblasen. Während der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente in einer blasenbildenden Braunkohle-Stickstoff-Wirbelschicht war der Druckverlust über dem Düsenboden stets größer als 35 % des Wirbelschichtdruckverlustes und damit im oberen von Kunii und Levenspiel (1991) für einen stabilen Betrieb und eine gleichförmige Gasverteilung angegebenen Bereich von 20 % bis 40 %.

Aufbauend auf den Ergebnissen von Svensson et al. (1996) haben Johnsson et al. (2002) dieselbe Anlage bewusst im Zustand der starken Kopplung betrieben, um den Einfluss der Druck- und Strömungsfluktuationen in dem Gasversorgungssystem auf das Verhalten der Wirbelschicht zu untersuchen. Dazu wurden zwei unterschiedliche Positionen für die Regelventile gewählt: Zum einen in unmittelbarer Nähe zur Windbox und zum anderen hinter einem längeren Rohrsystem und dem Gebläse. Im ersten Fall, welcher mit dem hier verwendeten Versuchsaufbau vergleichbar ist, erzeugte das Ventil einen hohen Druckverlust und entkoppelte so bis auf eine kurze Rohrverbindung den überwiegenden Teil des Versorgungssystems von der Windbox und der Wirbelschicht. Die Eigenfrequenz dieses Rohrs war um eine Größenordnung höher als die von den Blasen verursachten Fluktuationen in der Wirbelschicht, so dass der Volumenstrom in die Windbox nur sehr geringen Schwankungen unterlag. Demgegenüber verstärkten sich diese beim Übergang des Gases von der Windbox in die Wirbelschicht aufgrund der Blasenbildung am Düsenboden. Damit wird nach Johnsson et al. (2002) deutlich, dass die Windbox als einzige Komponente mit der Wirbelschicht interagiert und sämtliche Druckschwankungen aufnehmen muss. Ihrem konkreten Volumen kommt daher eine große Bedeutung hinsichtlich des Einflusses auf die Wirbelschicht insgesamt zu. Im zweiten Fall wurde eine starke Kopplung zwischen Gasversorgungssystem und Wirbelschicht festgestellt. Durch die bedeutend größere Rohrlänge besaß die Eigenfrequenz eine mit den Blasenfluktuationen vergleichbare Größenordnung und führte zur

Bildung von kleineren und weniger gleichförmigen Blasen. Die Druckschwankungen wurden in diesem Fall von dem gesamten System aufgenommen und gedämpft. Für die beiden betrachteten Fälle muss der von der Art und der Intensität der Kopplung jeweils abhängige Einfluss des Gasversorgungssystems berücksichtigt werden, um eine adäquate Beschreibung des Verhaltens der Wirbelschicht erzielen zu können.

Neben dieser, aus Sicht des Düsenbodens als globaler oder transienter Effekt bezeichneten, Wirkung tritt nach Johnsson et al. (2002) auch eine lokale oder räumliche, welche in einer numerischen Studie von Peirano et al. (2002) basierend auf den experimentellen Voruntersuchungen von Peirano et al. (2001) betrachtet wurde. Durch die Einbeziehung der Windbox in das Rechengitter der Simulation und die Berücksichtigung des lokalen, sich an der entsprechenden Position in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit ergebenden Druckverlustes über dem Düsenboden mittels einer empirischen Kennlinie konnte mit dem TFM-KTGF-Ansatz eine solche Beschreibung realisiert werden. Die Randbedingung für den Eintritt des Gases in die Windbox entsprach einem zeitlich konstanten und vollständig ausgebildeten parabolischen Profil einer Rohrströmung. Als Referenzanlage diente wiederum das Kaltmodell von Svensson et al. (1996). Bei der Simulation eines Düsenbodens mit hohem Druckverlust stimmte die Leistungsdichtefunktion der Druckschwankungen gut mit denen des Experiments überein. Das resultierende mittlere Geschwindigkeitsprofil am Düsenboden zeigte nahezu konstante Werte über der gesamten Breite. Dennoch waren die zeitlichen Fluktuationen mit einer Standardabweichung von etwa 10 % bezogen auf den Absolutwert relativ hoch, was verdeutlicht, dass selbst in diesem günstigen Fall die häufig und auch hier getroffene Annahme einer konstanten Geschwindigkeit am Düsenboden ungenau ist. Die Verwendung eines Düsenbodens mit geringerem Druckverlust führte hingegen zu großen Abweichungen der Leistungsdichtefunktion gegenüber den experimentellen Resultaten. Ursache dafür waren die nicht berücksichtigten, transienten Effekte insbesondere des Rohrsystems. Die simulierte, zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsverteilung am Düsenboden besaß ein eher parabolisches Profil mit höheren Werten im Zentrum und niedrigeren an den Rändern. Damit konnten Peirano et al. (2002) die zuvor diskutierten Ergebnisse auch mithilfe numerischer Simulationen bestätigen und ihre Bedeutung hervorheben.

Auf Basis dieser Erkenntnisse führten Johansson et al. (2006) in ihren Simulationen der bereits von Olowson und Almstedt (1990) betrachteten Wirbelschichtanlage einen Vergleich zwischen zwei verschiedenen Einströmrandbedingungen durch. Neben dem klassischen Ansatz einer zeitlich und räumlich konstanten Geschwindigkeit am Düsenboden wurde ein Modell entwickelt, welches durch separate Lösung der Massen- und Energieerhaltung die Wirkung eines Gasversorgungssystems bestehend aus einem Gebläse und einer Düse sowie der Windbox und dem Düsenboden abstrahiert. Mit diesem Modell konnte eine bessere Übereinstimmung der Eigenschaften der Blasen mit den Daten aus dem Experiment erzielt und die Relevanz von Einströmrandbedingungen für die Simulation von Wirbelschichten aufgezeigt werden.

Sasic et al. (2006) wollten ein möglichst umfangreiches Modell zur Simulation von industriellen Wirbelschichtanlagen erstellen. Aufgrund des in der Praxis aus Wirtschaftlichkeitsgründen möglichst niedrig zu haltenden Druckverlusts und einer meist umfangreichen Gasversorgungsanlage

musste daher deren starke Kopplung mit der Wirbelschicht berücksichtigt werden. Sie wählten deshalb nicht den Ansatz von Johansson et al. (2006), sondern bezogen analog zu der Arbeit von Peirano et al. (2002) die Windbox mit in ihr Rechengitter ein. Als Randbedingung für den Gaseintritt in die Windbox wurde das von Johnsson et al. (2002) abgeleitete 1D-Fluktationsmodell benutzt. Die numerischen Ergebnisse zeigten lediglich relativ geringe Abweichungen zu den experimentellen Resultaten. Dennoch betonen Sasic et al. (2006) den extrem hohen Simulationsaufwand. Durch die Kombination der Berechnung der komplexen Mehrphasenströmung in der Wirbelschicht, des zeitlich und räumlich variierenden Druckverlustes über dem Düsenboden, der Einphasenströmung in der Windbox und der transienten Eintrittsrandbedingungen in einem einzelnen Löser mussten sowohl die Zeitschrittweite als auch die Unterrelaxationsfaktoren deutlich verringert werden, um die Konvergenz und die Stabilität der Simulation gewährleisten zu können. Die damit einhergehende, stark ansteigende Rechenzeit macht eine umfassende Validierung dieses Gesamtmodells in Form von Parameterstudien nahezu unmöglich.

Wie aus den bisher diskutierten Untersuchungen hervor geht, ist bei der in dieser Arbeit zur Validierung der Simulationen verwendeten Versuchsanlage aufgrund eines zu geringen Druckverlustes mit einer Kopplung des dynamischen Verhaltens der Wirbelschicht mit dem der Anlage zur Gasversorgung zu rechnen (Svensson et al., 1996). Dies führt in den Experimenten zu einer zeitlich und räumlich veränderlichen Strömung durch den Düsenboden, so dass die hier in den Simulationen getroffene Annahme einer konstanten Eintrittsgeschwindigkeit des Fluidisierungsgases in die Wirbelschicht nicht realistisch ist (Peirano et al., 2002). Zwar kann die Betrachtung der Wirkung der Gasversorgung durch die Regelung des Volumenstroms in unmittelbarer Nähe der Windbox nach Johnsson et al. (2002) auf diese reduziert werden, trotzdem ist eine direkte Auflösung der entsprechenden Effekte in den numerischen Simulationen mit einem zu hohen Aufwand verbunden (Sasic et al., 2006). Im Folgenden wird daher vorrangig der Einfluss der Windbox auf die Druckfluktuationen in der Wirbelschicht dargestellt, welche bedeutende Auswirkungen auf die Eigenschaften der aufsteigenden Blasen haben, wie unter anderem in dem Überblicksartikel von Bi (2007) aufgezeigt wird.

In der von Bonniol et al. (2010) verwendeten Wirbelschichtanlage wurde am Eintritt des Gases in die Windbox ein engmaschiges Isolationsgitter eingesetzt, das einen sehr hohen Druckverlust erzeugt und so die Wirkung des Rohrsystems eliminiert. Zudem konnte das Volumen der Windbox über einen veränderlichen Wasserspiegel variiert werden. Die Experimente ergaben, dass die Intensität der Kopplung zwischen der Wirbelschicht und der Windbox im Wesentlichen vom Volumen des letzteren abhängig ist und ein bestimmtes Maximum besitzt. Dieses Phänomen war für die untersuchten Partikel der Geldart-Gruppen A, B sowie D nachweisbar und für die beiden erstgenannten besonders deutlich. Das Volumen hat daher einen direkten Einfluss auf die in der Wirbelschicht dominierende Frequenz der Druckschwankungen, welche gleichzeitig durch die Windbox verstärkt wurden. Zur Verringerung der dynamischen Kopplung und der damit verbundenen negativen Auswirkung auf das Verhalten der in der Wirbelschicht aufsteigenden Blasen empfehlen Bonniol et al. (2010) die Abmaße der Windbox so klein wie möglich zu wählen. Größere Volumina führen zwar auch zur Entkopplung, begünstigen aber zusätzlich durch die Windbox aufgeprägte Kippschwingungen, die einen störenden Effekt auf die Blasenbildung haben.

Vakhshouri und Grace (2010) nutzten zur Untersuchung des Einflusses des Windboxvolumens einen vergleichbaren Versuchsaufbau wie Bonniol et al. (2010). Sie konnten ebenfalls aufzeigen, dass die Bildung der Blasen am Düsenboden bei kleinen Volumina stimmiger ist. Des Weiteren wurde für Wirbelschichten mit einem höheren Füllstand und damit einer größeren Betthöhe eine stärkere Volumensensitivität beobachtet. Ursache dafür ist die Fähigkeit des Systems, das Gas in der Windbox in diesem Fall stärker komprimieren zu können. In derselben Anlage wurde zudem von Vakhshouri (2008) der unmittelbare Einfluss des Windboxvolumens auf die Größe der entstehenden Blasen gemessen. Für kleiner werdende Volumina wuchs der Blasendurchmesser an. Diese Wirkung zeigte sich auch für unterschiedliche Füllstände sowie verschiedene Partikel.

Mit diesem Resultat können die eingangs erwähnten Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Blaseneigenschaften in den Validierungssimulationen und den Experimenten erklärt werden. Allerdings muss noch abgeschätzt werden, wie groß dieser Einfluss in der hier konkret verwendeten Wirbelschichtanlage ist. Dazu können etablierte empirische Korrelationen zur Abschätzung der Größe und Aufstiegsgeschwindigkeit von Blasen herangezogen werden. Ein umfangreicher Überblick bestehender Berechnungsansätze ist von Karimipour und Pugsley (2011) erstellt worden. Diese konzentrierten sich aber lediglich auf Gleichungen für praxisnahe und daher zumeist zylindrische Wirbelschichten. Ein passenderen Ansatz liefert das Modell von Lim et al. (1993). Es wurde speziell für die Berechnung der genannten Blaseneigenschaften in einer quasi-2D Wirbelschicht ohne Rohre entwickelt. Der dabei zugrundegelegte Versuchsaufbau ist mit der in der vorliegenden Arbeit diskutierten Anlage vergleichbar. Außerdem wurde die Windbox im Experiment von Lim et al. (1993) relativ klein und kompakt ausgeführt, so dass das entsprechende Kriterium von Bonniol et al. (2010) als erfüllt betrachtet werden kann.

Lim et al. (1993) adaptierten das zur Abschätzung des Blasendurchmessers in zylindrischen Wirbelschichten häufig genutzte Modell von Darton et al. (1977) und erhielten einen Ansatz, der die Blasengröße im Wesentlichen in Abhängigkeit von der Überschussgeschwindigkeit $\left(U - U_{mf}\right)$ und der Höhe in der Wirbelschicht h beschreibt:

$$d_b = \left[\frac{8\left(U - U_{mf}\right)\left(2^{3/4} - 1\right)}{\pi\lambda \mathrm{g}^{1/2}} h + d_{anf}^{3/2}\right]^{2/3} \tag{6.1}$$

Der Durchmesser d_{anf} der sich unmittelbar oberhalb des Düsenbodens bildenden Anfangsblase ist gegeben durch:

$$d_{anf} = \left[\frac{8\left(U - U_{mf}\right)A_0}{\pi\lambda \mathrm{g}^{1/2}}\right]^{2/3} \tag{6.2}$$

Das sogenannte Einzugsgebiet der Anfangsblase A_0 ist abhängig von der praktischen Ausführung des Düsenbodens. Für die hier verwendete poröse (Sinterbronze-)Platte gilt nach den Angaben von Darton et al. (1977) $A_0 = 5{,}6 * 10^{-5} m^2$. Der Vereinigungsparameter λ wurde für quasi-2D Wirbelschichten zu $\lambda = 2$ bestimmt (Lim et al., 1993).

Die Blasenaufstiegsgeschwindigkeit u_b kann nach der folgenden, ebenfalls von Lim et al. (1993) herangezogenen Gleichung berechnet werden. Die darin enthaltene Konstante K ergibt sich nach Lim und Agarwal (1992) für quasi-2D Wirbelschichten zu $K = 0{,}5$.

$$u_b = U - U_{mf} + K\sqrt{g d_b} \tag{6.3}$$

In Abbildung 6.14 werden diese Korrelationen mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

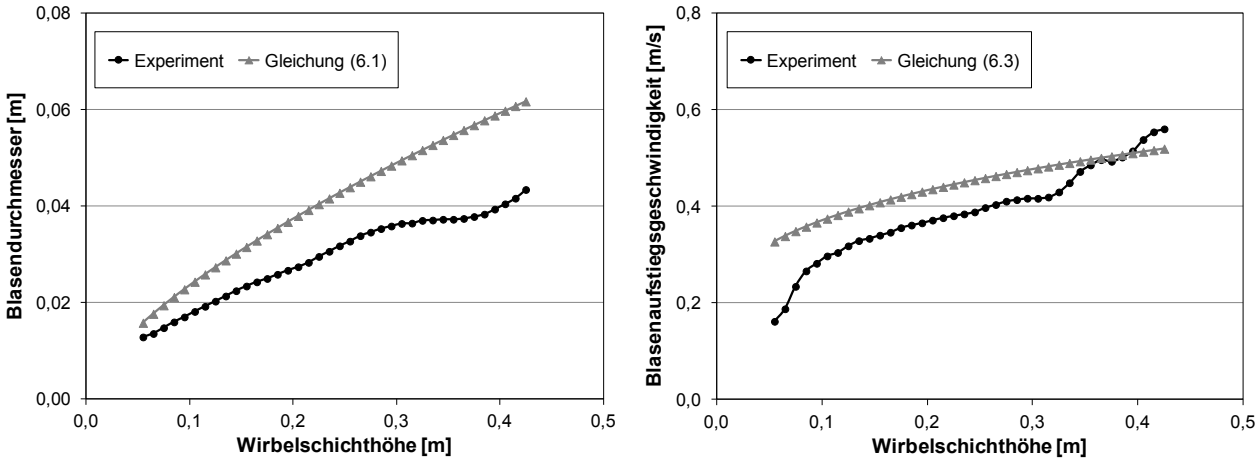

Abbildung 6.14: Vergleich zwischen Experiment und Korrelationen von Lim et al. (1993)

Sowohl für die Blasendurchmesser als auch die Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten zeigen die Korrelationen höhere Werte als das Experiment und damit dieselbe Tendenz wie in den durchgeführten Validierungssimulationen. Deshalb ist in der in dieser Arbeit experimentell untersuchten Wirbelschichtanlage mit Verwendung von Braunkohlepartikeln von einer Beeinflussung der Blaseneigenschaften durch die Windbox auszugehen, die in den Simulationen nicht aufgelöst werden konnte und so einen Teil der beobachteten Abweichungen verursacht.

6.3.2 Wahl der Modellparameter und Submodelle

Die in Kapitel 6.2 diskutierten Ergebnisse der entlang der in Tabelle 6.3 dargestellten Variationsmatrix durchgeführten Validierungssimulationen für Wirbelschichten mit Braunkohle zeigen für die in Tabelle 6.5 nochmals zusammengefassten Modellparameter und Submodelle die beste Übereinstimmung mit den Daten aus den durchgeführten Experimenten.

Tabelle 6.5: Modellparameter und Submodelle für Braunkohlewirbelschichten

Größe	Modell / Wert
Reibungswinkel, φ	45°
Spekularitätskoeffizient, ϕ'	0,5
Restitutionskoeffizient, e	0,95
Impulsaustauschfunktion, β	Syamlal et al. (1993)

Diese bilden zusammen mit den bereits in Tabelle 6.1 aufgelisteten Angaben die Grundlage für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zur Hydrodynamik.

6.3.3 Vergleich von Simulation und Experiment

Abschließend soll in diesem Abschnitt nachgewiesen werden, dass auch die Kombination der in Tabelle 6.5 aufgelisteten Modellparameter und Submodelle in der Lage ist, die experimentellen Daten mittels numerischer Simulation adäquat nachbilden zu können. Dazu wurden neben 2D- auch 3D-Simulationen herangezogen.

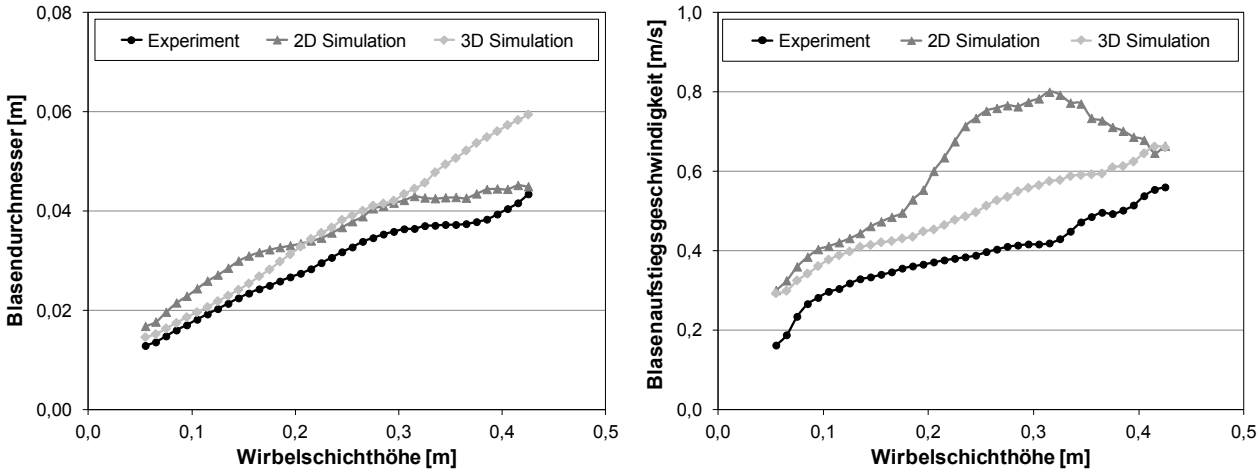

Abbildung 6.15: Vergleich von 2D- und 3D-Simulation mit Experiment für NT Geometrie

In Abbildung 6.15 ist der entsprechende Vergleich der mittleren Blaseneigenschaften für die freie Wirbelschicht dargestellt. Der Verlauf des Blasendurchmessers über der Wirbelschichthöhe in der 2D-Simulation zeigt unter Berücksichtigung der Diskussion in Kapitel 6.3.1 eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Im 3D-Fall besitzt die Kurve analog zu den Voruntersuchungen in Kapitel 5.2.2 einen leicht höheren Anstieg, so dass die Abweichungen mit steigender Höhe anwachsen. Die wesentliche Ursache dafür liegt in den aufgrund der bedeutend geringeren Simulationsdauer auf einem 2D-Gitter durchgeführten Sensitivitätsanalysen. Die anschließende Auswahl der passenden Parametern und Modelle basierte auf deren Ergebnissen und ist damit für die 2D-Simulationen stimmiger. Im Falle der Blasenaufstiegsgeschwindigkeit ist wiederum die 3D-Simulation näher an den experimentellen Resultaten und erzielt hinsichtlich des qualitativen Verhaltens des Anstiegs und Verlaufs eine gute Übereinstimmung, da sie in der Lage ist, den signifikanten Reibungseinfluss der Vorder- und Rückwand der Wirbelschicht aufzulösen. Die Werte auf dem 2D-Gitter steigen in der Mitte stark an und verflachen danach mit zunehmender Höhe. Ihre Abweichungen zum Experiment sind in diesem Bereich am größten.

Der Vergleich der Ergebnisse zwischen Simulation und Experiment für die Wirbelschicht mit den dicht gepackten und versetzt angeordneten Rohrbündeln ist in Abbildung 6.16 ersichtlich. Die zeitlich gemittelten Blasendurchmesser sind sowohl qualitativ als auch quantitativ sehr nah an den experimentell gemessenen und bilden die charakteristische Blasenteilung und -vereinigung zufriedenstellend ab. Mit Ausnahme des sich unterhalb der Rohre befindlichen Teils der Wirbelschicht können zudem keine maßgeblichen Differenzen zwischen der 2D- und 3D-Simulation festgestellt werden, wobei letztgenannte allerdings leicht bessere Resultate in der von den Tauchheizflächen beeinflussten Region zeigt.

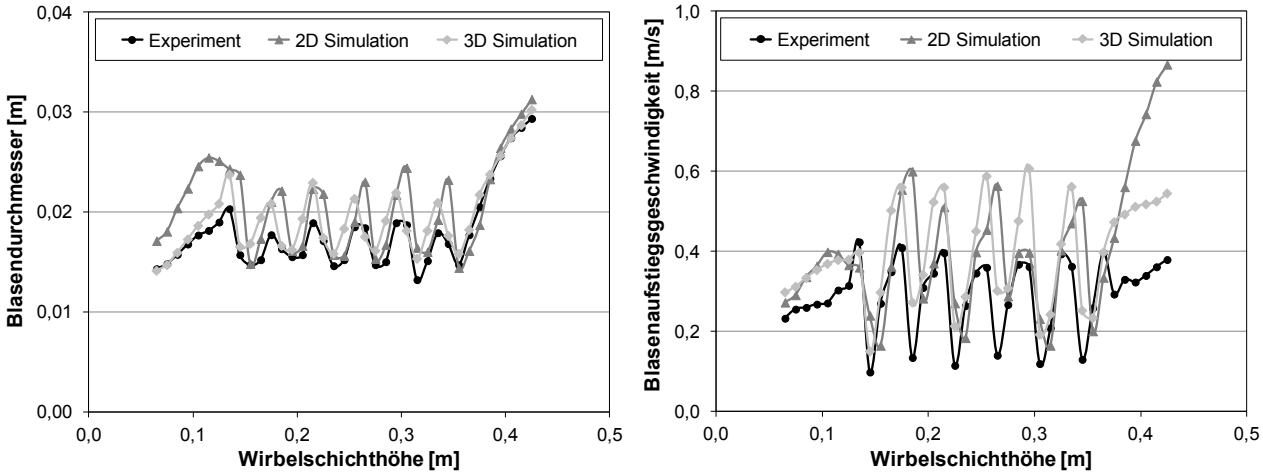

Abbildung 6.16: Vergleich von 2D- und 3D-Simulation mit Experiment für S6 Geometrie

Bei den Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten können ebenfalls befriedigende Übereinstimmungen beobachtet werden. Quantitativ sind die simulierten Werte zwar erneut zu hoch, besitzen aber gute qualitative Kurvenverläufe. Die 3D-Simulation liefert dabei wiederum gegenüber der auf dem 2D-Gitter durchgeführten insbesondere hinsichtlich des Bereichs oberhalb der Rohrreihen die etwas besser passenden Ergebnisse.

6.4 Einfluss von Partikelgröße und Rohranordnung

6.4.1 Variation der Partikelgröße

Nachfolgend soll mithilfe des hydrodynamischen Modells der prinzipielle Einfluss der Größe der eingesetzten Braunkohlepartikel auf die Blaseneigenschaften in den NT und S6 Wirbelschichtgeometrien untersucht werden. Die Simulationen wurden auf einem 2D-Gitter mit den in Kapitel 6.3.2 beschriebenen und Bezug genommenen Modellparametern und Submodellen durchgeführt. Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse wurde die Leerrohrgeschwindigkeit des Gases in Höhe der doppelten Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit der jeweiligen Partikelklasse ausgewählt. Die entsprechenden Angaben sind in Tabelle 3.3 verzeichnet. Den Resultaten aus den numerischen Simulationen werden ebenfalls experimentelle Daten gegenübergestellt.

Abbildung 6.17 zeigt die zeitlich gemittelten Blasendurchmesser für die verschiedenen Partikelgrößen in der freien Wirbelschicht. Die Werte aus den Simulationen sind links und die der Experimente rechts dargestellt. Wie zu erkennen ist, steigen die ermittelten Blasengrößen für gleiche Wirbelschichthöhen mit zunehmendem Durchmesser der Braunkohlepartikel an. Des Weiteren besitzen die Kurven der größeren Partikelklassen zudem steilere Anstiege. Die Ursache dafür ist die in diesen Fällen höhere Menge an Überschussgas, die sich in der Wirbelschicht befindet. In der empirischen Korrelation bezüglich des Blasendurchmessers in Abhängigkeit der Höhe in der Wirbelschicht von Lim et al. (1993), welche in der Gleichung (6.1) wiedergegeben ist, wird dies durch die Überschussgeschwindigkeit $(U - U_{mf})$ deutlich, die für größere Partikel zwangsläufig höher ist. Der Vergleich mit den experimentellen Daten belegt mit Ausnahme von BK1000-1250 eine sehr gute Übereinstimmung hinsichtlich dieses Trends und der absoluten Messwerte.

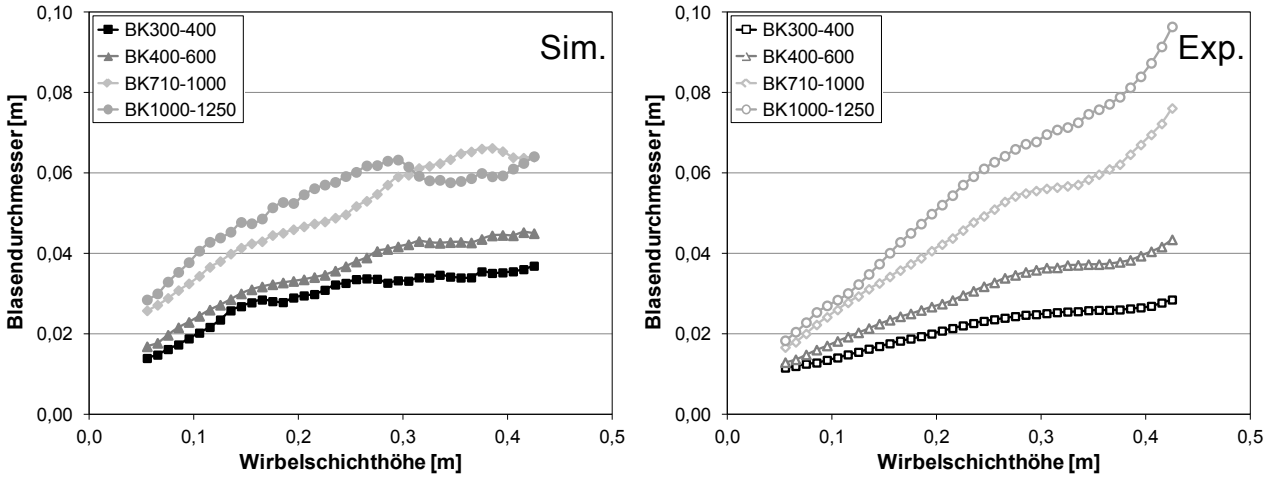

Abbildung 6.17: Blasendurchmesser verschieden großer Partikel in NT Geometrie

Für die größte in dieser Arbeit untersuchte Braunkohlepartikelklasse wurde bei den Simulationen im oberen Bereich der Wirbelschicht ein Abbruch des kontinuierlichen Blasenwachstums sowie ein auf konstantem Niveau verbleibender Verlauf des Blasendurchmessers festgestellt. Dieses Phänomen konnte nicht im dazugehörigen Experiment beobachtet werden und widerspricht den in der Literatur vorhandenen Erfahrungswerten (Kunii und Levenspiel, 1991). Asegehegn (2011) hat diesen Effekt bereits in seinen mit Glaskugeln durchgeführten numerischen und experimentellen Untersuchungen vorgefunden und umfassend beschrieben. Ausgehend von der Herleitung des zugrundeliegenden TFM-KTGF-Ansatzes ist das blasenbildende Wirbelschichtregime dessen vorrangiger Gültigkeitsbereich. Außerhalb davon nimmt die Anwendbarkeit dieses Modells ab. Die Partikel der Klasse BK1000-1250 der hier verwendeten Braunkohle sind mit einem Durchmesser von mehr als 1000 µm, wie in Abbildung 3.11 ersichtlich ist, der Geldart-Gruppe D zuzuordnen. Damit neigt dieses Wirbelschichtsystem tendenziell zu stoßendem Verhalten, welches in den Simulationen nicht hinreichend aufgelöst werden kann (Asegehegn, 2011). Zusätzlich ist gemäß Xie et al. (2008) die Approximation einer realen, dreidimensionalen Wirbelschichtströmung auf einem 2D-Rechengitter nur im blasenbildenden Regime zufriedenstellend möglich und erweist sich im stoßenden als bedeutend ungenauer.

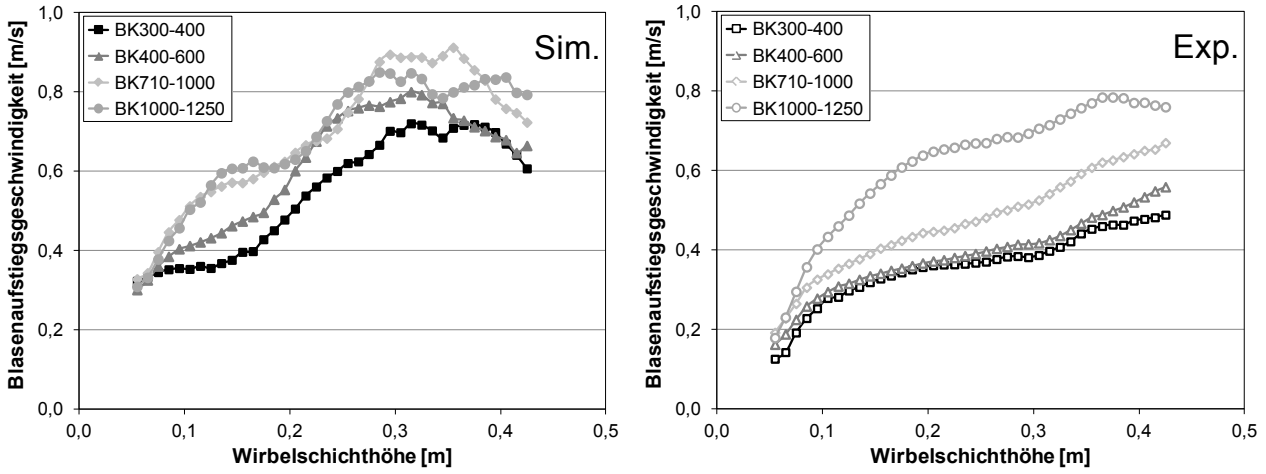

Abbildung 6.18: Aufstiegsgeschwindigkeiten verschieden großer Partikel in NT Geometrie

Die in Abbildung 6.18 dargestellten mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen folgen im Wesentlichen den Verläufen der Blasendurchmesser. Mit zunehmendem Partikeldurchmesser erhöhen sich auch die Geschwindigkeiten. Die Korrelation in Gleichung (6.3) verdeutlicht, dass dafür wiederum die entsprechend größere Menge an Überschussgas sowie zusätzlich die allgemein größeren Blasen verantwortlich sind. Die Partikelklasse BK1000-1250 zeigt analog zum dazugehörigen Verlauf des Blasendurchmessers einen unerwartet frühen Abbruch und Stagnation der Aufstiegsgeschwindigkeit, was qualitativ ebenfalls bereits bei Asegehegn (2011) für Glaskugeln der Geldart-Gruppe D festgestellt wurde und mit der diskutierten, problematischen Anwendung des gewählten Modellierungsansatzes aufgrund des Regimewechsels in der Wirbelschicht erklärt werden kann. Der Vergleich der Resultate aus der Simulation mit denen aus dem Experiment ist durch die Verwendung eines 2D-Gitters für die freie Wirbelschicht hier nur eingeschränkt möglich, was in Abbildung 6.15 für BK400-600 deutlich erkennbar ist. In der Tendenz sind für die Braunkohlepartikel der Geldart-Gruppe B allerdings ähnliche Geschwindigkeitszunahmen mit steigendem Partikeldurchmesser wie in den experimentellen Daten sichtbar.

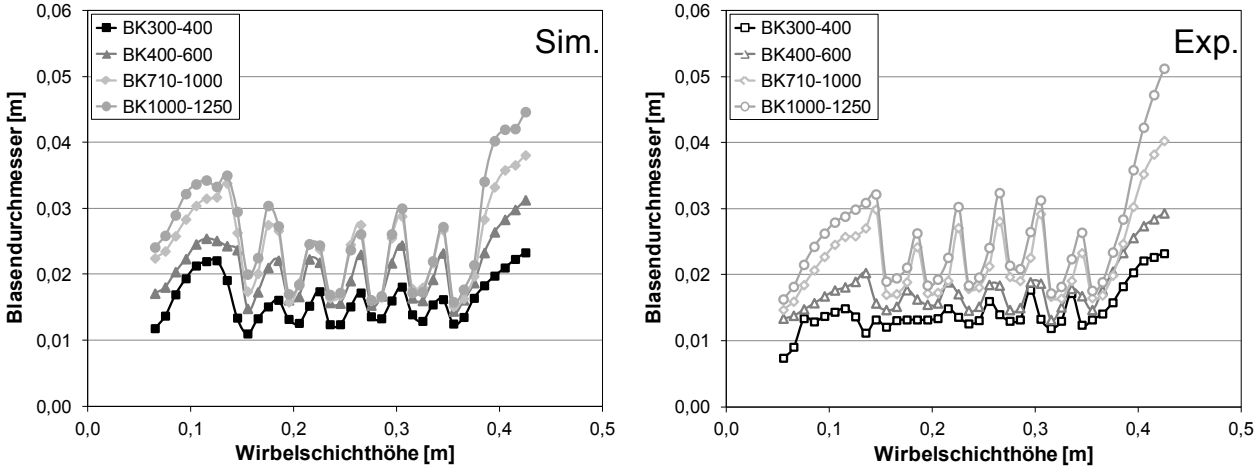

Abbildung 6.19: Blasendurchmesser verschieden großer Partikel in S6 Geometrie

Die Gegenüberstellung der zeitlich gemittelten Blasendurchmesser in Abhängigkeit von der Partikelgröße in der S6 Geometrie wird in Abbildung 6.19 wiedergegeben. Außerhalb wie innerhalb des Einflussbereichs der Rohrbündel werden in den Simulationen auf derselben Höhe in der Wirbelschicht für Partikel höherer Durchmesser größere Blasen vorhergesagt. Die qualitativen Verläufe sind für alle untersuchten Partikelklassen inklusive BK1000-1250 identisch. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Präsenz der dicht gepackten Tauchheizflächen ein stoßendes Verhalten der Wirbelschicht zumindest für Geldart D Partikel nahe der B/D-Grenze erfolgreich unterdrückt und damit den Anwendungsbereich des TFM-KTGF-Modells erweitert. Die Intensität der Teilung und anschließenden Vereinigung der Blasen an den einzelnen horizontalen Rohren unterscheidet sich trotz der geringen horizontalen und vertikalen Teilungsverhältnisse zwischen den einzelnen verschieden großen Klassen. Diese Wirkung überwiegt für die hier betrachteten Partikelgrößen und Gasgeschwindigkeiten die der dicht gepackten Rohrbündel. Im Vergleich mit den im Experiment gewonnen Ergebnissen kann eine hohe Genauigkeit der numerischen Simulationen beobachtet werden. Lediglich im unteren Bereich der Wirbelschicht wird der Einfluss des Gasüberschusses auf die Blasendurchmesser in den Simulationen etwas überbewertet.

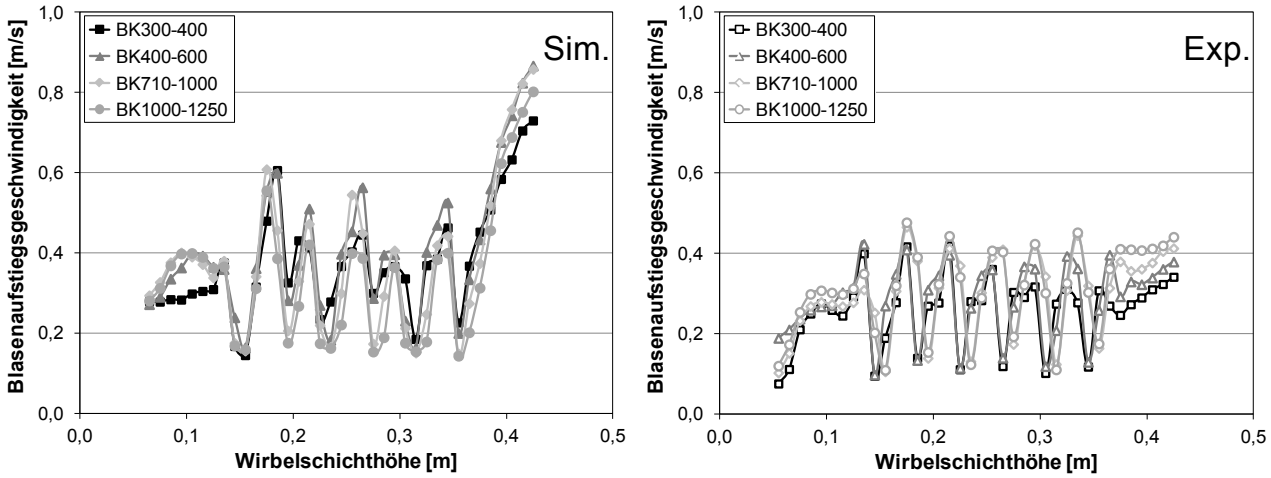

Abbildung 6.20: Aufstiegsgeschwindigkeiten verschieden großer Partikel in S6 Geometrie

In Abbildung 6.20 sind schließlich die mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen für die S6 Geometrie dargestellt. Für die unterschiedlichen Partikelgruppen wurden in den Simulationen vergleichbare Kurvenverläufe ermittelt. Die jeweils unterschiedlichen Absolutwerte der Überschussgeschwindigkeiten $(U - U_{mf})$ wirken sich in diesem Fall, anders als in der freien Wirbelschicht, nur auf die Größe der Blasen und nicht auch auf deren Geschwindigkeit aus. Die Daten aus dem Experiment bestätigen diesen Effekt. Die Übereinstimmung zwischen diesen und den Simulationen sind insgesamt zufriedenstellend. Innerhalb der Rohrbündel können aufgrund der diskutierten 2D-3D-Effekte geringere Unterschiede als außerhalb festgestellt werden.

6.4.2 Variation der Rohranordnung

In einer weiteren Betrachtung soll der Einfluss der Rohranordnung auf die Strömung in Wirbelschichten mit dicht gepackten Tauchheizflächen untersucht werden. Als Arrangements sind dazu die in Abbildung 3.2 aufgezeigte S6 Geometrie mit einer versetzten sowie die I6 Geometrie mit einer fluchtenden Anordnung verfügbar. Beide besitzen ein horizontales und vertikales Teilungsverhältnis von 2. In Kapitel 6.1 wurde bereits experimentell nachgewiesen, dass zwischen diesen beiden prinzipiellen Anordnungsmöglichkeiten keine wesentlichen Unterschiede hinsichtlich der Blaseneigenschaften erkennbar sind. Im Folgenden soll überprüft werden, ob dieses Verhalten auch von dem validierten hydrodynamischen Modell reproduziert wird, um es danach als Basis für weiterführende Analysen nutzen zu können. Die entsprechenden Simulationen wurden auf einem 2D-Gitter für die Partikelklasse BK400-600 bei einer Leerrohrgeschwindigkeit in Höhe der doppelten Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit durchgeführt.

Abbildung 6.21 zeigt den Vergleich der aus den Simulationen und Experimenten gewonnenen Resultaten für sowohl den Durchmesser als auch die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen in beiden Geometrien. Die Verläufe der Blasengröße in den Simulationen der versetzten und fluchtenden Rohranordnung sind nahezu identisch und stimmen bis auf die in Kapitel 6.3.1 diskutierten Abweichungen mit den Experimenten überein. Die Geschwindigkeiten beschreiben ebenfalls nur geringfügig unterschiedliche Kurven über der Wirbelschichthöhe und deuten keine signifikanten Differenzen zwischen versetzten und fluchtenden Rohrbündeln an.

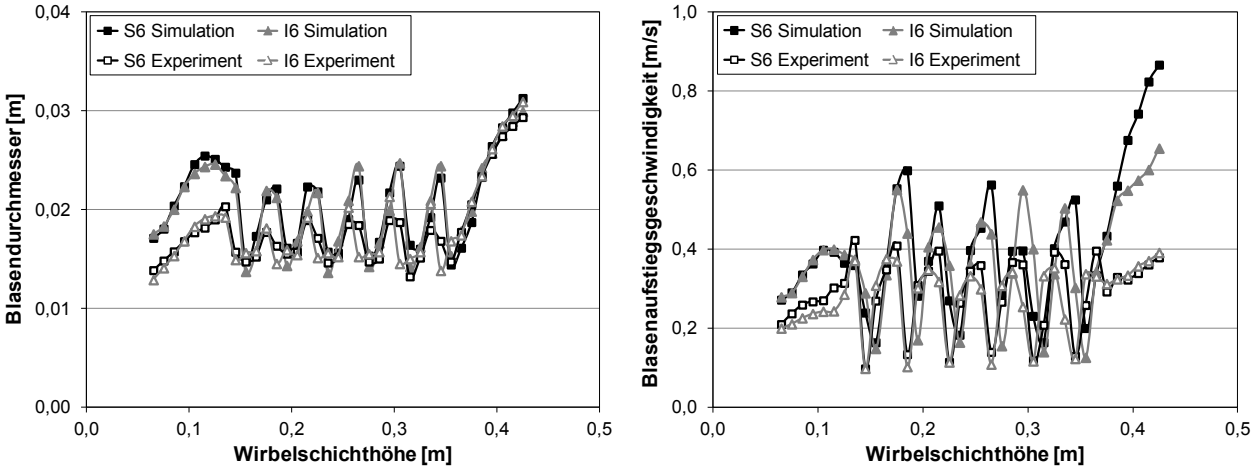

Abbildung 6.21: Vergleich der Blaseneigenschaften für verschiedene Rohranordnungen

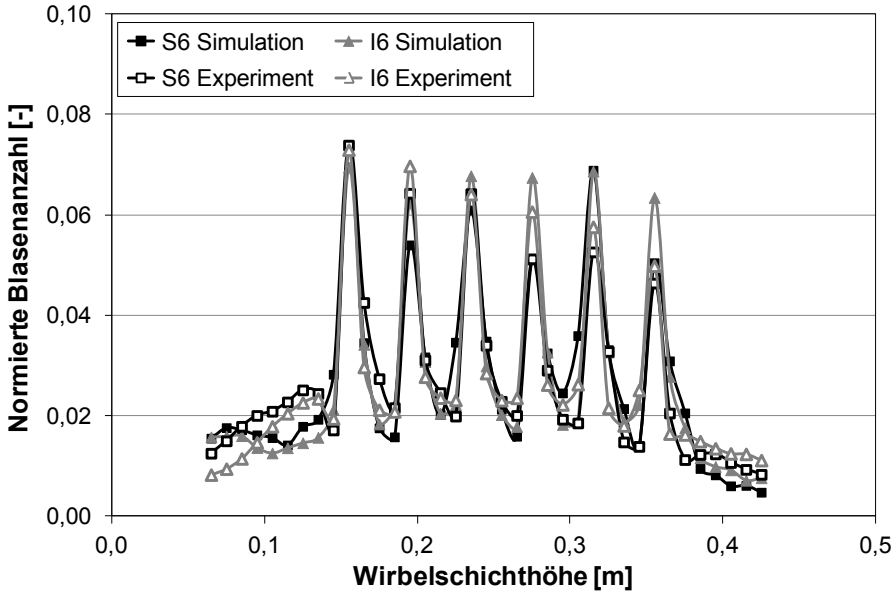

Abbildung 6.22: Vergleich der normierten Blasenanzahl für verschiedene Rohranordnungen

Die in Abbildung 6.22 dargestellten Ergebnisse der numerischen sowie experimentellen Untersuchung der normierten Blasenanzahl bestätigen dieses Resultat. Insgesamt kann daher weder in den Simulationen noch in den Experimenten ein relevanter Einfluss der gewählten Rohrarrangements bezüglich der globalen Eigenschaften der aufsteigenden Blasen für die hier betrachteten S6 und I6 Geometrien festgestellt werden. Diese Schlussfolgerung wird durch die in ähnlichen Wirbelschichtanlagen durchgeführten Vergleiche von Olsson et al. (1995) und Asegehegn (2011) unterstützt.

Dennoch wird in der Literatur von Differenzen zwischen versetzt und fluchtend angeordneten Rohren berichtet. So haben beispielsweise Wiman et al. (1995) an speziell präparierten Sonden ungleich verteilte Erosionsmuster gemessen und dies auf unterschiedliche bevorzugte Aufstiegspfade der Blasen zurückgeführt. Hull et al. (2000) konnten für kleine Geldart B Partikel in einer Wirbelschicht mit versetzten Rohren eine kürzere Vermischungszeit beobachten als bei der Verwendung einer fluchtenden Anordnung. Bei der experimentellen Untersuchung des Wärmeüber-

gangs an Rohrbündeln erzielte Moawed et al. (2010) in Wirbelschichten mit versetzten Arrangements jeweils höhere Werte. Lechner (2012) berichtete Vergleichbares. Die genannten Phänomene weisen allgemein auf ein voneinander abweichendes Strömungsverhalten im Bereich der Bündel hin, weshalb dieses hier ausführlicher beschrieben werden soll.

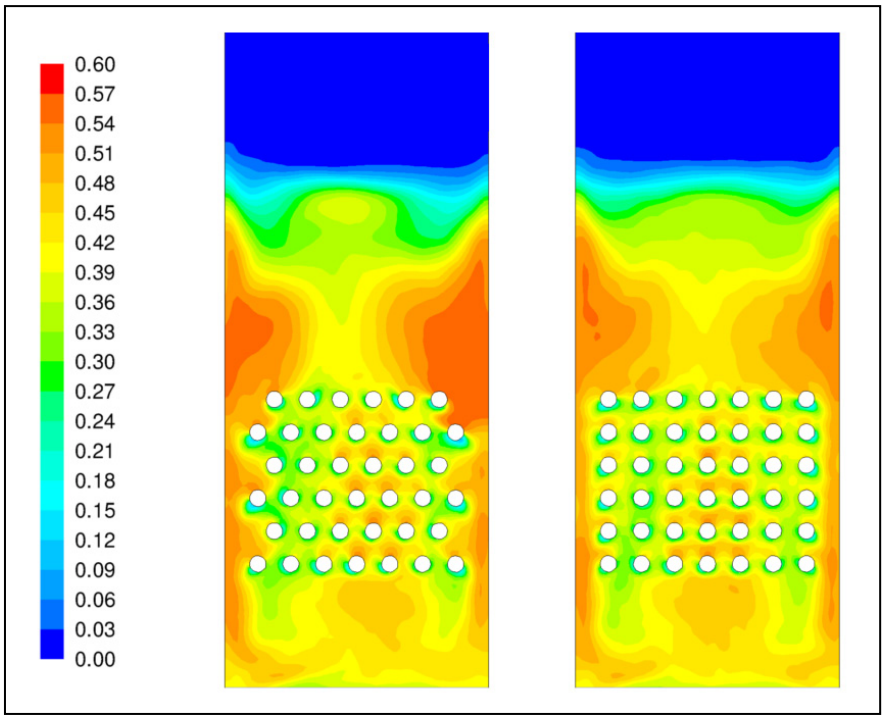

Abbildung 6.23: Mittlerer Volumenanteil der Feststoffphase für verschiedene Geometrien

Abbildung 6.23 zeigt die Konturbilder des zeitlich gemittelten Volumenanteils der Feststoffphase beider Geometrien. Unabhängig von der Rohranordnung sind unterhalb der Rohre Regionen mit relativ niedrigen Volumenanteilen erkennbar. Diese Gaspolster sind typisch für Wirbelschichten mit inneren Strömungswiderständen wie unter anderem Bouillard et al. (1989), Pain et al. (2001) und Asegehegn et al. (2011a) durch Experimente beziehungsweise numerische Strömungssimulationen nachweisen konnten. Auch die hier in der Mitte der Bündel sichtbaren Ablagerungen auf den Rohren stellen bekannte Effekte dar, welche in den genannten Quellen bereits diskutiert wurden. In beiden Fällen steigen die Blasen bevorzugt in der Nähe der äußeren Ränder der Tauchheizflächen auf. Ursache dafür ist der geringe Abstand zwischen Düsenboden und erster Rohrreihe. Auf diesem kurzen Weg können sich die üblicherweise an den äußeren Bereichen des Düsenbodens zuerst bildenden Blasen kaum in Richtung der Wirbelschichtmitte orientieren, wie es in freien Wirbelschichten nach Kunii und Levenspiel (1991) normal wäre, bevor sie die erste Reihe erreichen. Innerhalb des Bündels wird dieses Bewegungsmuster durch die Präsenz der Rohre beeinflusst, was sich auch auf die Feststoffverteilung im darüber befindlichen Wirbelschichtbereich auswirkt. Hier sind bei der versetzten Anordnung in der Mitte kleinere und an den Rändern größere Volumenanteile der Feststoffphase im Vergleich zur fluchtenden sichtbar. Tendenziell ist daher bei letzterer eine gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung beim Austritt aus dem Rohrarrangement zu erwarten. Um dies zu überprüfen, ist in Abbildung 6.24 stellvertretend die mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit im Bereich der Rohrreihen für beide Geometrien dargestellt.

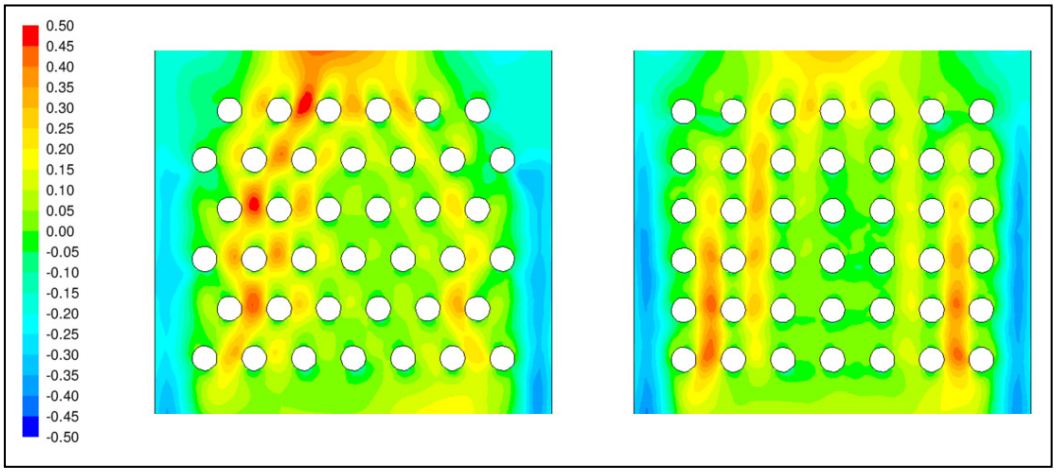

Abbildung 6.24: Mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit in den Geometrien in m/s

In beiden Anordnungen bewegen sich die Partikel besonders schnell entlang der bevorzugten und in Abbildung 6.23 nachvollziehbaren Blasenaufstiegspfade nach oben. Dabei kann bei versetzten Rohren eine mäandrierende Strömung festgestellt werden, die die Wahrscheinlichkeit von Rohr-Partikel-Kontakten erhöht (Moawed et al., 2010). Mit zunehmendem Aufstieg erfolgt des Weiteren eine stärker werdende Bewegung zur Mitte hin. Diese führt am Austritt aus dem Bündel zu hohen Geschwindigkeiten im Zentrum der Wirbelschicht. Demgegenüber ist bei fluchtender Anordnung eine kanalartige Strömung der Partikel vorhanden, welche nahezu keine zentrierende Orientierung aufweist.

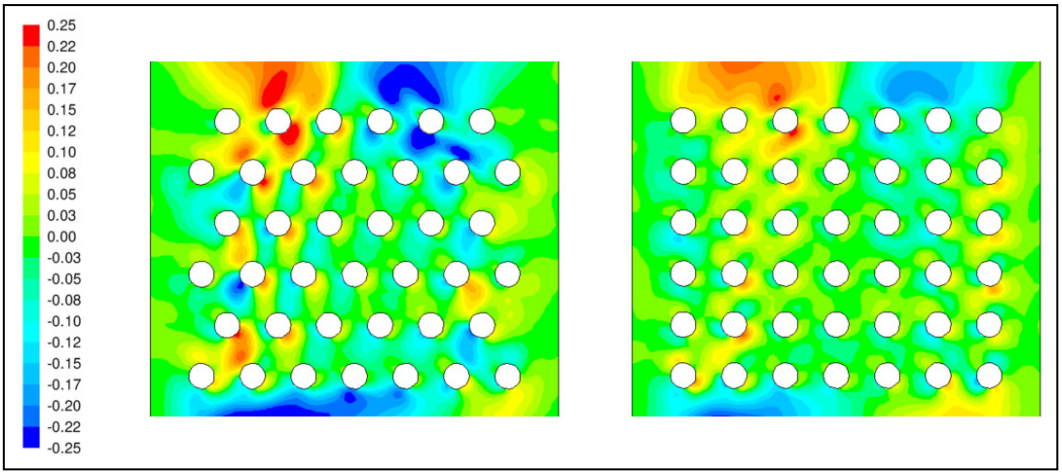

Abbildung 6.25: Mittlere horizontale Partikelgeschwindigkeit in den Geometrien in m/s

Die in Abbildung 6.25 wiedergegebenen Konturen der zeitlich gemittelten horizontalen Partikelgeschwindigkeiten deuten ebenfalls auf eine unterschiedlich intensive Quervermischung hin. In versetzt angeordneten Rohrbündeln sind aufgrund der erzwungenen Umströmung der Rohre bedeutend stärkere Horizontalbewegungen der Partikel sichtbar, was in den experimentellen Untersuchungen von Hull et al. (2000) analog beobachtet wurde. Hinsichtlich der Wahl einer Bündelgeometrie für die praktische Anwendung in beispielsweise einem Wirbelschichttrockner ist daher aufgrund dieser Ergebnisse eine versetzte Anordnung zu empfehlen.

7 Numerische Untersuchungen zur Wärmeübertragung

Aufbauend auf dem hydrodynamischen Modell wird in diesem Kapitel die Wärmeübertragung an einem horizontal in die Braunkohlewirbelschicht eingebrachten Rohr untersucht. Die dazu benutzte Versuchanlage und Messtechnik ist in Kapitel 3.2 beschrieben. Die zusätzlich zu lösenden Erhaltungs- und Schließungsgleichungen werden in Kapitel 4.2 diskutiert und die entsprechenden Anfangs- und Randbedigungen gemäß Kapitel 4.3.1.2 gewählt. Als Rechengitter kommt das nach Kapitel 5.2.1.2 hinreichend genau auflösende 5 mm Gitter mit einer Verfeinerung an der Rohroberfläche auf 120 µm zum Einsatz.

Tabelle 7.1: Untersuchte Ansätze zur Modellierung der Wärmeleitung in Wirbelschichten

Ansatz	Wärmeleitungsmodell	Modifikation	Hinweis
Kuipers et al. (1992)	Zehner und Schlünder (1970)	keine	Gleichungen (4.55) - (4.58)
Patil et al. (2006)	Zehner und Schlünder (1970)	Veränderung der wandnahen Porosität nach Martin (1978)	Gleichung (4.63)
Yusuf et al. (2011)	Zehner und Schlünder (1970)	in Wandnähe Verwendung des Modells von Legawiec und Ziólkowski (1994)	Gleichungen (4.64) - (4.66)

Die konkrete Modellierung der Wärmeleitung in Wirbelschichten ist ein wesentlicher Aspekt bei der Simulation des Wärmeübergangs. In Tabelle 7.1 sind die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten und miteinander verglichenen Ansätze aufgelistet. Deren Modellgleichungen und Gültigkeitsbereiche sind in Kapitel 4.2.3 zu finden.

7.1 Experimentelle Voruntersuchungen

Bevor die Ergebnisse der numerischen Modelle dargestellt werden, sollen analog zum vorherigen Kapitel zunächst im Rahmen von experimentellen Voruntersuchungen die Möglichkeiten der Reduktion von Messaufwand sowie die Schlüssigkeit der Messdaten begutachtet werden. Als beispielhaftes Wirbelgut dient dabei die Partikelklasse BK400-600.

7.1.1 Überprüfung der Symmetrieannahme

In den meisten zur Thematik der zentriwinkelabhängigen Wärmeübertragung an Rohren in einer Wirbelschicht veröffentlichten Artikeln wurden die experimentell gewonnenen Resultate mit Verweis auf die Ausbildung eines vertikal symmetrischen Profils lediglich über dem halben Umfang wiedergegeben. Hierzu können die Arbeiten von Noack (1970), Sunderesan und Clark (1995) Schmidt (2002), Kim et al. (2003) und Di Natale et al. (2010) genannten werden. Nur in einer geringen Anzahl von Veröffentlichungen werden wie in den Artikeln von Kurosaki et al. (1988) sowie Olsson und Almstedt (1995) die vollständigen Daten präsentiert. Um für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente den Nachweis der Symmetrie für eine Aufnahmedauer von jeweils 2 Minuten pro Messposition zu erbringen, wurde ein entsprechender Versuch durchgeführt.

Die Leerrohrgeschwindigkeit des Gases betrug das Doppelte der Minimalfluidisierung. Der ermittelte Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten über dem Rohrumfang ist in Abbildung 7.1 dargestellt.

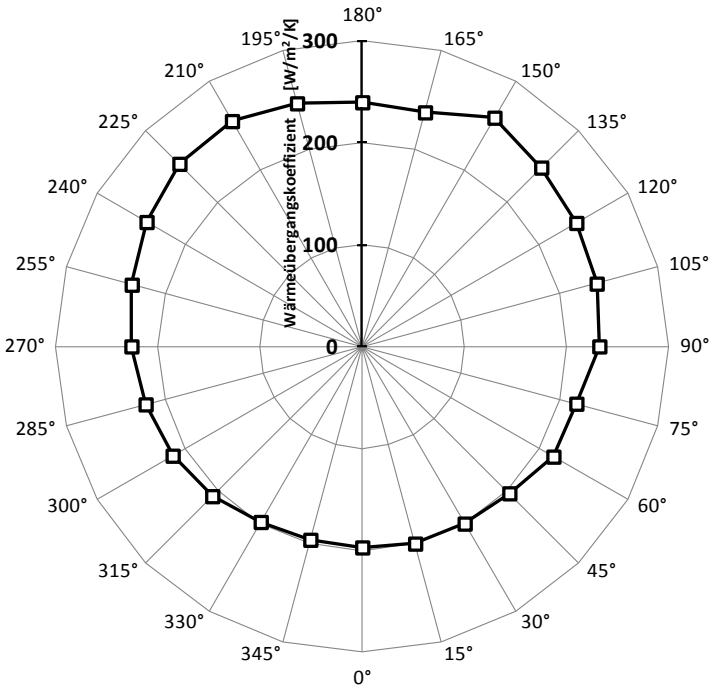

Abbildung 7.1: Experimentell gemessener Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten

Die Ergebnisse zeigen einen maximalen Unterschied in Höhe von 4 % zwischen zwei sich paarweise gegenüber liegenden Zentriwinkeln und bestätigen damit die Annahme einer vertikalen Symmetrie. Die Position des Messsegments in den Experimenten wird daher im Folgenden zur Verringerung des zeitlichen Aufwands lediglich im Bereich eines halben Vollwinkels variiert.

7.1.2 Geschwindigkeitsabhängiger Wärmeübergang

Wie in einigen der bereits genannten Literaturquellen aufgezeigt wird, sind die erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten am Rohr von der eingestellten Leerrohrgeschwindigkeit abhängig und betreffen sowohl die umfangsgemittelten als auch die lokalen Werte. Die Ursache dafür liegt in den sich entsprechend verändernden Strömungszuständen in der Nähe des Rohrs infolge unterschiedlicher Eigenschaften der aufsteigenden Blasen und der einhergehenden Bewegung der Partikel. Weitere prinzipielle Ausführungen dazu werden in Kapitel 7.2.3 gegeben.

Zur Einordnung der gemessenen, zeitgemittelten, globalen Wärmeübergangskoeffizienten kann die Korrelation von Zabrodsky (1966) herangezogen werden, die eine Abschätzung des maximal realisierbaren Koeffizienten in Abhängigkeit von den Gas- und Partikeleigenschaften ermöglicht:

$$\alpha_{R\text{-}WS,max} = 35{,}8\, \rho_f^{0,2}\, \lambda_g^{0,6}\, d_p^{-0,36} \tag{7.1}$$

Gleichung (7.1) ist nur für Geldart B Partikel gültig und nicht einheitentreu. Die Größen müssen in kohärenten SI-Einheiten eingesetzt werden, um korrekte Werte zu erhalten. Der Vergleich der

Daten aus den Experimenten mit verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten und der empirischen Gleichung von Zabrodsky (1966) ist in Tabelle 7.2 dargestellt.

Tabelle 7.2: Globale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Geschwindigkeiten

Geschwindigkeit	1,5 U_{mf}	2,0 U_{mf}	2,5 U_{mf}	Gleichung (7.1)
Wert [W/m²/K]	211,2	225,4	224,7	245,9

Mit der Erhöhung der Geschwindigkeit von 1,5 U_{mf} auf 2,0 U_{mf} konnte eine Intensivierung des Wärmeübergangs ermittelt werden, während eine weitere Erhöhung auf 2,5 U_{mf} keine Zunahme mehr zeigte. Sämtliche Werte befinden sich in relativer Nähe des theoretischen Maximums. Mithilfe des aus zahlreichen Experimenten bekannten qualitativen Verlaufs des globalen Wärmeübergangskoeffizienten über der Leerrohrgeschwindigkeit und den dazu gängigen Theorien, die unter anderem bei Kunii und Levenspiel (1991) beziehungsweise Lechner (2012) beschrieben und diskutiert wurden, kann geschlussfolgert werden, dass im vorliegenden Fall die maximale Wärmeübertragung bei einer Geschwindigkeit zwischen 2,0 U_{mf} und 2,5 U_{mf} erzielbar ist.

Neben dem globalen Wert des Wärmeübergangskoeffizienten wird dessen lokale Verteilung über dem Rohrumfang ebenfalls von der Geschwindigkeit des Fluidisierungsgases beeinflusst. In der Abbildung 7.2 ist dieser Aspekt beispielhaft für die Partikelklasse BK400-600 ersichtlich.

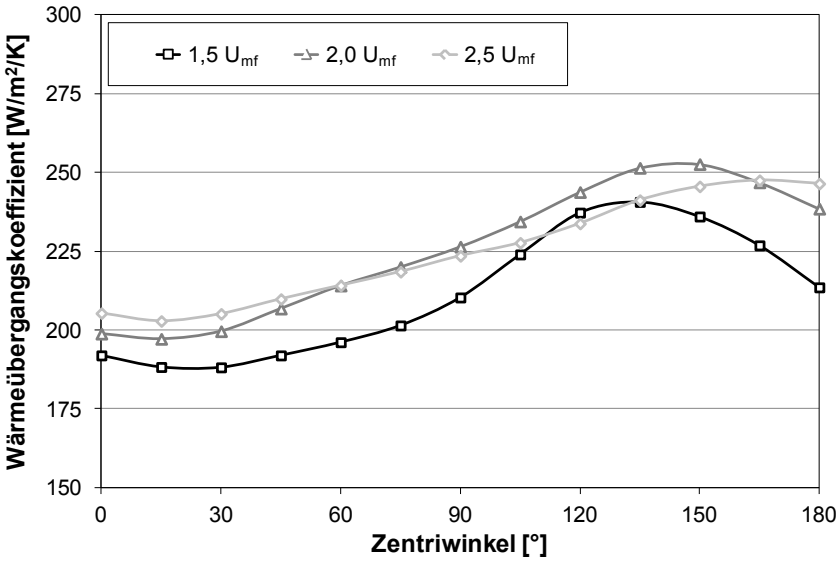

Abbildung 7.2: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Geschwindigkeiten

Für die betrachteten Leerrohrgeschwindigkeiten wurden an der unteren und der Strömung zugewandten Hälfte des Rohrs kleinere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen als an der oberen. In diesem Bereich ist aufgrund des häufigeren direkten Kontakts mit den aufsteigenden Blasen im zeitlichen Mittel eine höhere Porosität vorhanden (Di Natale et al., 2010). Die dadurch stärkere, isolierende Wirkung des Gases reduziert die mögliche Wärmeübertragung. In der oberen Hälfte hingegen kommt die intensive Durchmischung von Gas und Partikeln sowie den Partikeln untereinander an der Oberfläche besser zum Tragen, da hier im Windschatten des Rohrs die Gasblasen

seltener entlangströmen. Mit der Steigerung von 1,5 U_{mf} auf 2,0 U_{mf} erhöht sich der Partikelaustausch am Rohr und damit auch die Übergangskoeffizienten. Die Position des Maximalwerts verschiebt sich dabei in Richtung des oberen Rohrendes. Dieser Effekt verstärkt sich bei einer weiteren Geschwindigkeitserhöhung auf 2,5 U_{mf} und wird durch die Resultate von Noack (1970), Kurosaki et al. (1988) und Di Natale et al. (2010) bestätigt. Im Vergleich zu 2,0 U_{mf} erreicht die Kurve von 2,5 U_{mf} bei einem nahezu identischen, globalen Mittelwert aufgrund entsprechend unterschiedlicher Strömungsverhältnisse ein geringeres, lokales Maximum und besitzt einen gleichmäßigeren Verlauf.

7.2 Numerische Voruntersuchungen

Auch für die numerische Simulation der Wärmeübertragung sollen nachfolgend einige Voruntersuchungen durchgeführt werden, um die Verteilung der Porosität über dem Rohrumfang, die Wirkung der festgelegten Vereinfachungen hinsichtlich der Mittelung und Betrachtung des Profils des Wärmeübergangskoeffizienten sowie die allgemeine Übereinstimmung des Zeitverlaufs der lokalen Wärmeübertragung am Rohr mit experimentellen Erkenntnissen prüfen zu können. Dafür wird der Ansatz nach Kuipers et al. (1992) herangezogen, welcher für die Wärmeleitung das Modell von Zehner und Schlünder (1970) ohne Berücksichtigung oberflächennaher Wandeffekte vorsieht.

7.2.1 Porositätsverteilung über dem Rohrumfang

Die Wärmeübertragung an einem in eine Wirbelschicht eingetauchten horizontalen Rohr ist stark von der Verteilung der Partikel über dem Umfang abhängig. Für möglichst realistische Simulationsergebnisse muss diese daher korrekt errechnet werden. Das in Kapitel 6 primär anhand der Eigenschaften der aufsteigenden Blasen abgeleitete hydrodynamische Modell muss diesbezüglich überprüft werden. In ihrer Untersuchung haben Armstrong et al. (2010b) festgestellt, dass die Wahl des Widerstandskraftmodells einen Einfluss auf die Höhe und die Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten haben kann. Um diesen Aspekt miteinzubeziehen, wird deshalb neben dem Syamlal et al. (1993) dazu auch das häufig genutzte Gidaspow (1994) Modell betrachtet.

Als Vergleichsgrundlage können einige Angaben aus der Literatur verwendet werden. So haben Rong und Horio (2001) den DEM-Ansatz genutzt, um die Verteilung und Geschwindigkeit von Partikeln um Wärmeübertragerrohre zu simulieren und daraus Rückschlüsse auf deren Erosionsneigung zu ziehen. Die gewonnenen Ergebnisse aus diesem, gegenüber dem TFM physikalisch genaueren, Modell stellen eine wertvolle Datenbasis dar. Experimentelle Resultate können aus der Arbeit von Di Natale et al. (2010) entnommen werden. Mittels Wärmeübergangsmessungen und einer eigens entwickelten Korrelation haben diese die lokale Oberflächenporosität um ein in die Wirbelschicht eingetauchtes Rohr bestimmen können.

Da in beiden Fällen eine identische Leerrohrgeschwindigkeit in Höhe der doppelten Minimalfluidisierung sowie Partikel der Geldart-Gruppe B zum Einsatz kamen, ist trotz unterschiedlicher Art und Durchmesser der Partikel ein direkter Vergleich über die dimensionslose Oberflächen-

porosität ψ möglich, welche über die Phasengleichung (4.2) ein Maß für den Feststoffphasenvolumenanteil darstellt. Diese Größe ist nach Di Natale et al. (2010) als Funktion der zentriwinkelabhängigen Oberflächenporosität $\varepsilon_{g,R}$ wie folgt definiert:

$$\psi(\theta) = \frac{\varepsilon_{g,R}(\theta) - \varepsilon_{g,mf}}{\log_{10} Ar} \tag{7.2}$$

Für die numerischen Simulationen mit den Widerstandskraftmodellen nach Syamlal et al. (1993) und Gidaspow (1994) wurde die Partikelklasse BK400-600 und eine Geschwindigkeit von 2 U_{mf} angewendet. Die Gegenüberstellung der jeweils ermittelten Verläufe mit den Daten aus den genannten Quellen ist in Abbildung 7.3 ersichtlich.

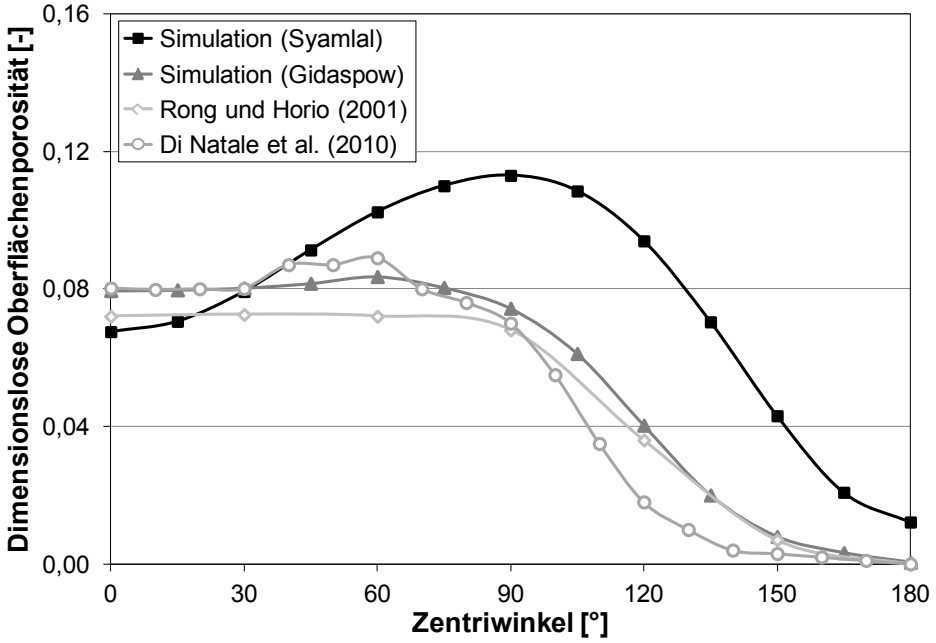

Abbildung 7.3: Vergleich der mittleren, dimensionslosen Oberflächenporosität

Die Kurven der externen Ergebnisse von Rong und Horio (2001) sowie Di Natale et al. (2010) zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Auf der Rohrunterseite wird die höchste Porosität gemessen, die zudem bis zu einem Zentriwinkel von 90° nahezu konstant bleibt. Darüber sinkt sie aufgrund des zunehmenden Einflusses des Windschattens ab, um am obersten Punkt des Rohrs schließlich den Wert der Lockerungsporosität $\varepsilon_{g,mf}$ zu erreichen. Einen gänzlich anderen Verlauf besitzt die Simulation mit dem Syamlal et al. (1993) Modell. Bei dieser steigt die Porosität mit zunehmendem Zentriwinkel stark an und erreicht an der Rohrflanke ein Maximum, welches die anderen klar übertrifft. Danach erfolgt ein Absinken, wobei die Lockerungsporosität bei 180° sogar noch überschritten wird. Insgesamt weicht die Verteilung deutlich von den Referenzwerten ab. Die aus der Simulation mit dem Modell von Gidaspow (1994) erhaltenen Datenpunkte verlaufen dagegen bedeutend realistischer und erzielen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der zitierten Literatur. Inwieweit die Unterschiede zwischen den beiden Simulationen zu veränderten lokalen Wärmeübergangskoeffizienten führen, muss allerdings separat untersucht werden. In der

Abbildung 7.4 sind die entsprechenden, zeitlich gemittelten Koeffizienten für die beiden Ansätze zur Beschreibung der Widerstandskraft dargestellt.

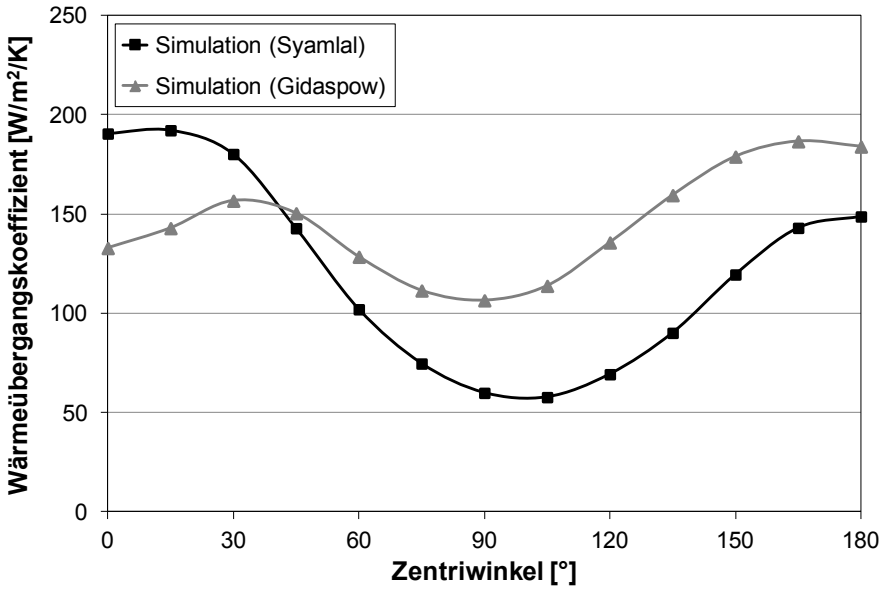

Abbildung 7.4: Vergleich der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten beider Simulationen

In den Kurven ist die jeweilige Verbindung zur Verteilung der Oberflächenporosität, und damit auch der der Partikel, zu erkennen. In den Bereichen, in denen die Syamlal et al. (1993) Simulation höhere Porositäten errechnet, ist der Wärmeübergang gegenüber Gidaspow (1994) niedriger. Dies gilt insbesondere für die Region um die Rohrflanke herum. Hier ergibt sich im Vergleich ein etwa nur halb so großer Wärmeübergangskoeffizient. An den beiden Enden der Unter- und Oberseite des Rohrs bei 0° und 180° sind die resultierenden Werte der Ansätze jeweils spiegelverkehrt und verdeutlichen die großen qualitativen und quantitativen Differenzen untereinander. Wie anhand der in Kapitel 7.3 aufgezeigten experimentellen Daten auch für weitere Leerrohrgeschwindigkeiten und Partikelgrößen erkennbar wird, sind die Abweichungen der Werte und Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten in den Simulationen mit dem Widerstandskraftmodell nach Gidaspow (1994) insgesamt deutlich niedriger, weshalb dieses für die Untersuchung des Wärmeübergangs verwendet wird.

7.2.2 Vollständiges Umfangsprofil des Wärmeübergangskoeffizienten

In Kapitel 5.1.3.2 wurde bereits darauf hingewiesen, dass durch den hohen zeitlichen Aufwand die einzelnen Simulationen zum Vergleich der Wärmeleitungsmodelle schon nach relativ kurzer Strömungszeit gestoppt werden mussten und sich deshalb im Gegensatz zu den Experimenten kein symmetrisches Umfangsprofil einstellen kann. Als Mittelungszeitraum wurde die Zeitdauer von 2 s bis 10 s und damit insgesamt 8 s festgelegt. Für eine einzelne Simulation wurde dieser zu Vergleichszwecken auf 32 s vervierfacht. Hierzu wurde BK300-400 bei der doppelten Minimalfluidisierung ausgewählt, da für diesen Versuchspunkt die größten relativen sowie absoluten Schwankungen des mittleren, lokalen Wärmeübergangskoeffizienten ermittelt wurden. In der Abbildung 7.5 sind die beiden resultierenden Profile dargestellt.

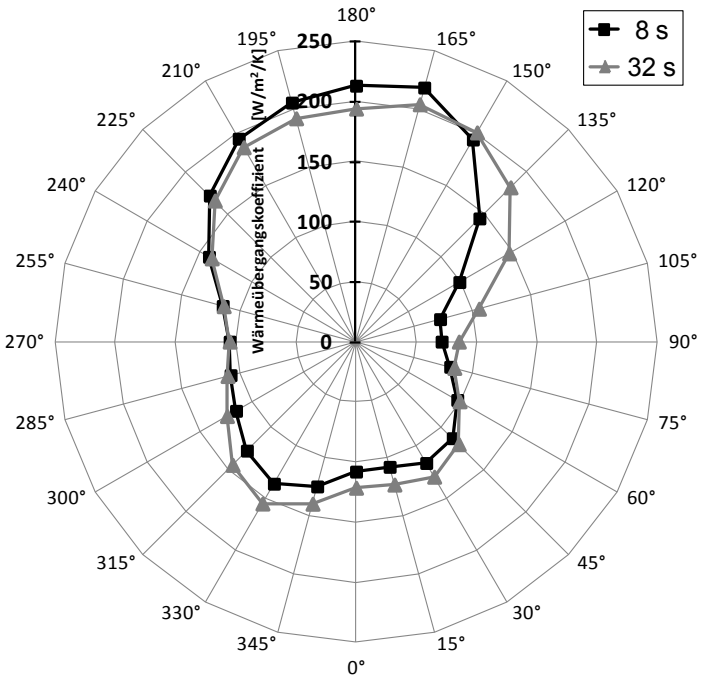

Abbildung 7.5: Vergleich der Umfangsprofile verschiedener Mittelungszeiträume

Die Werteverteilung für 32 s ist im Gegensatz zu 8 s zwar besser, aber noch deutlich von einer Symmetrie entfernt. Eine weitere Erhöhung des Mittelungszeitraums könnte hier Abhilfe schaffen, ist aufgrund des enormen Aufwands allerdings nicht sinnvoll durchführbar. Wie schon in Kapitel 5.2.1.2 beschrieben, sind auf modernen Computerknoten mit 8 Kernen für die Simulation von einer Sekunde etwa 45 bis 60 Stunden Rechenzeit notwendig. Die Berechnungen für die beiden hier gegenübergestellten Zeiträume nahmen entsprechend 24 beziehungsweise 81 Tage in Anspruch. Zur Realisierung umfangreicher Vergleichssimulationen mit der Variation von Modellen, Partikelgrößen und Geschwindigkeiten in einem vertretbaren Zeitrahmen ist nur die Verwendung der kürzeren Simulationsdauer zweckmäßig.

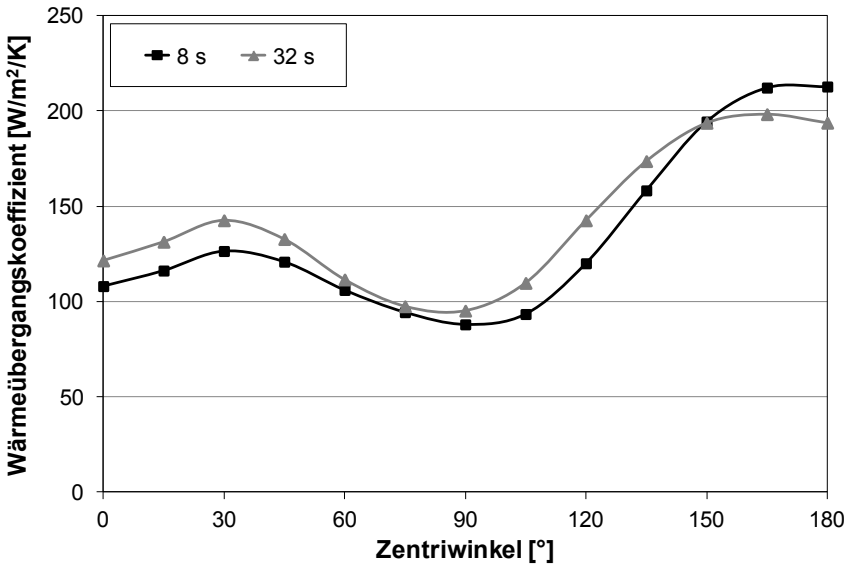

Abbildung 7.6: Vergleich der mittleren Verteilungen für verschiedene Mittelungszeiträume

In Analogie zu den Daten aus den Experimenten werden die Verteilungen des Wärmeübergangskoeffizienten auch für die Simulationen über dem halben Vollwinkel aufgetragen. Dazu wird jeweils der Mittelwert zwischen den sich horizontal gegenüberliegenden Positionen gebildet. Die resultierenden Verteilungen für beide Mittelungszeiträume sind in Abbildung 7.6 ersichtlich. Mittels dieser Vereinfachung konnte im vorliegenden Beispiel zudem die relative Abweichung zwischen den Werten an identischen Positionen von 33 % auf 16 % reduziert werden.

7.2.3 Lokale Kopplung von Strömung und Wärmeübertragung

In den vorangestellten Ausführungen wurde aufgezeigt, dass die unterschiedlich hohen, lokalen Wärmeübergangskoeffizienten am Rohr durch qualitativ unterscheidbare Strömungsverhältnisse erklärt werden können. Mittels numerischer Simulationen kann diese Kopplung nachvollzogen werden und soll hier anhand experimenteller Ergebnisse aus der Literatur die prinzipielle Vorhersagegüte des Wärmeübertragungsmodells nachweisen. In Bezug zu Kapitel 7.1 wurde wieder die Partikelklasse BK400-600 bei doppelter Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit verwendet. Die betrachteten Bereiche sind die Unter- und Oberseite des Rohrs bei 0° beziehungsweise 180° sowie dessen Flanke bei 90°. Für je eine Strömungszeit von 1 s wurden die lokalen Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten vom Rohr auf die Feststoff- und Gasphase sowie der Volumenanteil der Feststoffphase extrahiert. In Abbildung 7.7 sind diese für die Rohrunterseite im Strömungszeitraum von 4 s bis 5 s dargestellt.

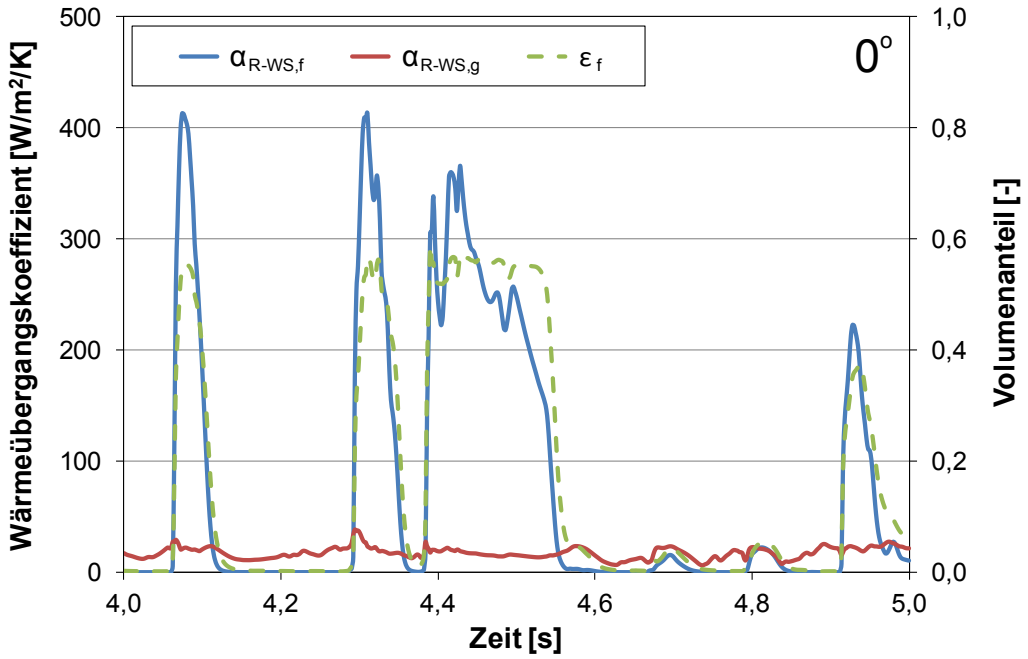

Abbildung 7.7: Lokale Wärmeübergangs- und Strömungsverläufe an der Rohrunterseite

Im Vergleich der beiden Einzelkoeffizienten wird deutlich, dass der partikelkonvektive Anteil $\alpha_{R\text{-}WS,f}$ sehr stark mit dem schwankenden Feststoffphasenvolumenanteil ε_f korreliert, während der gaskonvektive Anteil $\alpha_{R\text{-}WS,g}$ über dem gesamten Zeitraum relativ stabil auf einem niedrigen Niveau verharrt. Der globale Mittelwert des Letztgenannten kann nach Baskakov et al. (1973)

mithilfe der in Gleichung (7.3) wiedergegebenen, empirischen Korrelation grob abgeschätzt werden. Die darin auftauchende Archimedes-Zahl Ar wird in Gleichung (3.11) und die Prandl-Zahl Pr in Gleichung (4.54) definiert. Der sich für die eingesetzte Partikelgröße ergebende Wert von rund 28 W/m^2/K stimmt sehr gut mit dem aus der Simulation überein.

$$\alpha_{R\text{-}WS,g} = 0{,}009 \, \frac{\lambda_g}{d_p} \, Ar^{0{,}5} \, Pr^{0{,}33} \tag{7.3}$$

Die Intensität der Partikelkonvektion ist demgegenüber allgemein von der transienten Hydrodynamik der Blasen abhängig. Die Rohrunterseite hat im zeitlichen Verlauf häufig Kontakt mit den Blasen, was durch die geringen Volumenanteile der Feststoffphase erkennbar ist. Deren isolierende Wirkung führt zu einem nahezu vollständigen Verschwinden des partikelkonvektiven Anteils. Sobald die Blase vorbeigeströmt ist, haben die in ihrem Nachlauf mitgerissenen, zumeist kalten Partikel Kontakt mit der Oberfläche. Die Folge ist ein starkes Ansteigen des Wärmeübergangs auf Werte, die bedeutend größer sind als die durch Gaskonvektion. Mit dem Auftreffen der nächsten Blase erfolgt wiederum ein ebenso schnelles Absinken. Die Kontaktzeiten der Partikel mit der Wand sind an dieser Rohrposition häufig recht kurz, da die Blasenfrequenz hier am Staupunkt vergleichsweise hoch ist. Dieses Verhalten wird durch die experimentellen Resultate von Kurosaki et al. (1988) sowie Olsson und Almstedt (1995) bestätigt. Wenn die Kontaktzeit einmal höher ist, wie in Abbildung 7.7 ersichtlich beispielsweise zwischen 4,4 s und 4,6 s geschehen, führt das längere Verweilen der Partikel an der Oberfläche zu einer kontinuierlichen Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten. Eine Erklärung dafür liefert der Ansatz der Pakettheorie von Mickley und Fairbanks (1955). Dieser beschreibt die Wärmeübertragung in Wirbelschichten als instätionäre Wärmeleitung von einer Oberfläche in bewegliche Pakete ruhender Partikel. Mit zunehmender Kontaktzeit des Pakets sinkt dabei der realisierbare Wärmeübergangskoeffizient aufgrund der sich verringernden, treibenden Temperaturdifferenz. In der Simulation wird dieser in Experimenten bestätigte Effekt erfolgreich reproduziert. Des Weiteren kann die bereits in Kapitel 2.2.1 geschilderte Dominanz der Partikelkonvektion gegenüber der Gaskonvektion für den untersuchten Durchmesserbereich veranschaulicht werden.

Die Kurven in Abbildung 7.8 zeigen hingegen andere Strömungs- und Wärmeübergangszustände in der Region nahe den Rohrflanken an. Diese ist geprägt durch eine hohe Turbulenz aufgrund der in diesem Bereich stattfindenden Strömungs- und Blasenablösung von der Rohrwand sowie der intensiven Durchmischung mitgerissener und rezirkulierter, überwiegend kalter Partikel von unten mit den aus dem Windschatten des Rohrs von oben herab strömenden, wärmeren Partikeln (Noack, 1970). Die häufigeren Fluktuationen des Volumenanteils wie auch der beiden konvektiven Anteile in der Simulation spiegeln dies wieder und stimmen qualitativ mit den Beobachtungen von Kurosaki et al. (1988) und Sunderesan und Clark (1995) überein. Die Konzentration der Partikel, ausgedrückt durch den Volumenanteil der Feststoffphase, erreicht im Vergleich zur Rohrunterseite weder den Wert 0 für einen reinen Blasendurchgang noch den Maximalwert von circa 0,57 für temporär stagnierende Partikelpakete, sondern schwankt zwischen diesen und beeinflusst die Partikelkonvektion entsprechend.

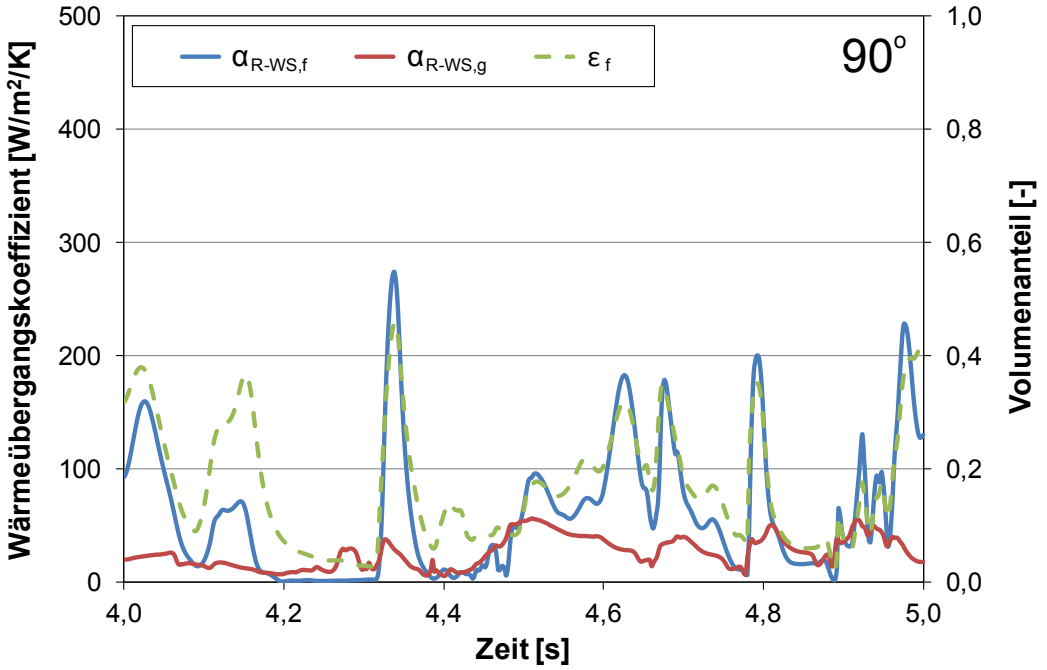

Abbildung 7.8: Lokale Wärmeübergangs- und Strömungsverläufe an der Rohrflanke

Auch die Gaskonvektion variiert relativ stark und kann als Indikator der hier erhöhten Turbulenz dienen. Allerdings ist der errechnete Wert des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten im ausgewählten Zeitraum dennoch etwas niedrig. In den genannten Quellen wurden bei vergleichbaren Geschwindigkeitsverhältnissen an dieser Position meist höhere Werte als an der Unterseite des Rohrs gemessen, während sich die vorliegenden Ergebnisse im zeitlichen Mittel leicht darunter befinden. Dieser Umstand wird in Kapitel 7.3.3 umfassender diskutiert.

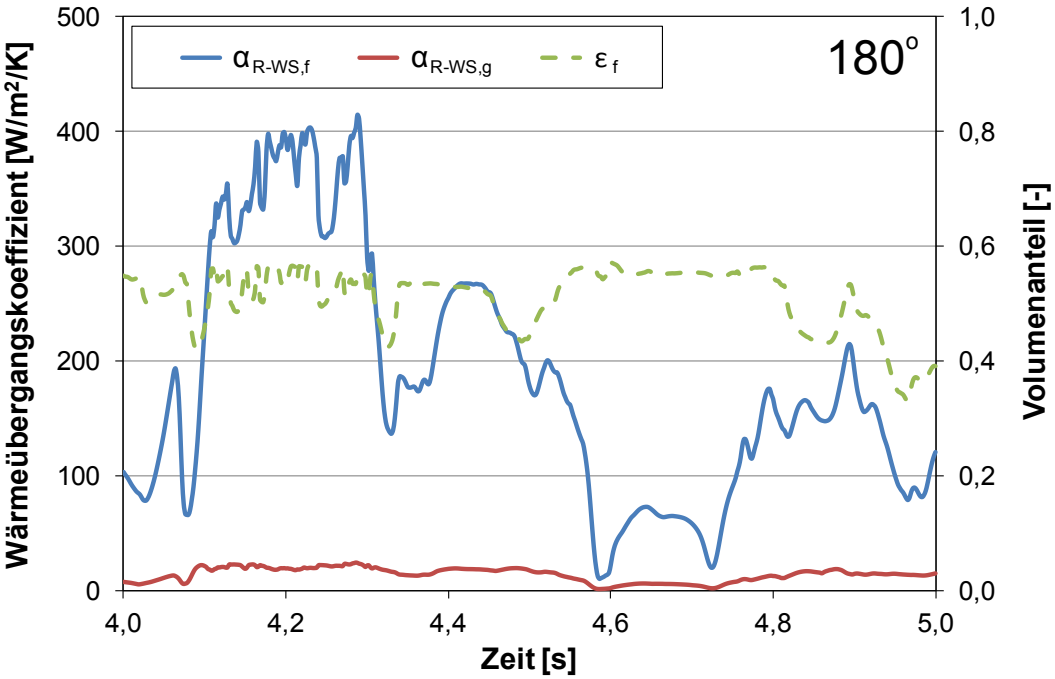

Abbildung 7.9: Lokale Wärmeübergangs- und Strömungsverläufe an der Rohroberseite

Auf der Rohroberseite sind die lokalen Verhältnisse erneut abweichend. In Abbildung 7.9 sind die dazugehörigen Verläufe dargestellt. Durch die Lage im Windschatten des Rohrs wird dieser Bereich kaum direkt von den aufsteigenden oder sich ablösenden Blasen beeinflusst. Die Partikel stagnieren mehrheitlich. Der über lange Zeiträume hinweg sehr hohe und nahe an seinem Maximalwert gelegene Volumenanteil der Feststoffphase sowie der geringe gaskonvektive Anteil des Wärmeübergangskoeffizienten verdeutlichen dies. Die Übertragung der Wärme zu den Partikeln ist von der Veränderung der örtlichen Partikelkonzentrationen nahezu vollständig entkoppelt und erfolgt primär durch Wärmeleitung. Dadurch kann die von Mickley und Fairbanks (1955) entwickelte Pakettheorie in dieser Region nicht angewendet werden (Kim et al., 2003). Die experimentellen Daten von Kurosaki et al. (1988), Sunderesan und Clark (1995) und Kim et al. (2003) bestätigen die beschriebenen Zustände in der Simulation. Die trotzdem vergleichsweise hohen Werte der Wärmeübergangskoeffizienten können nach Noack (1970) mit der schiebenden Bewegung der Partikel infolge transienter Porositätsveränderungen auf der Oberseite erklärt werden.

7.3 Simulation der Wärmeübertragung an einem horizontalen Rohr

7.3.1 Vergleich der Wärmeleitungsmodelle

Nach den diskutierten Voruntersuchungen werden nun die verschiedenen Wärmeleitungsmodelle nach den Ansätzen von Kuipers et al. (1992), Patil et al. (2006) und Yusuf et al. (2011) miteinander sowie mit Daten aus den durchgeführten Experimenten verglichen. Hierzu wird im vorliegenden Kapitel die Partikelklasse BK400-600 verwendet. Der Einfluss der Partikelgröße auf die Wärmeübertragung ist in Kapitel 7.3.2 dargelegt.

7.3.1.1 Allgemeine Gegenüberstellung der Modelle

Zunächst sollen die globalen, zeit- und umfangsgemittelten Werte für eine Leerrohrgeschwindigkeit in Höhe von der doppelten Minimalfluidisierung betrachtet werden. In Tabelle 7.3 sind die Wärmeübergangskoeffizienten aus dem Experiment und den Simulationen aufgelistet. Für letztere werden auch die einzelnen Anteile der Feststoff- und Gasphase angegeben.

Tabelle 7.3: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für 2 U_{mf}

Experiment/Ansatz	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
Experiment	-	-	225,4
Kuipers et al. (1992)	124,5	20,6	145,1
Patil et al. (2006)	136,2	19,2	155,4
Yusuf et al. (2011)	62,6	33,8	96,4

Im Vergleich zum Experiment zeigen die Simulationen mit sämtlichen Ansätzen einen zu niedrigen Wert für den globalen Wärmeübergangskoeffizienten, wobei das von Patil et al. (2006) eingesetzte Modell zur Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit die geringsten Abweichungen besitzt. Danach folgen der Ansatz von Kuipers et al. (1992) und mit einem bedeutend größeren Abstand der von Yusuf et al. (2011).

Die Unterschiede zwischen den Simulationen werden insbesondere bei der Betrachtung der einzelnen Anteile deutlich. So sind die Differenzen von Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006) im Wesentlichen auf die bessere Wärmeübertragung des letzteren an die Feststoffphase zurückzuführen, da die Koeffizienten hinsichtlich der Gasphase nahezu identisch sind. Mit dem Ansatz von Yusuf et al. (2011) ist der partikelkonvektive Anteil lediglich halb so groß, während der gaskonvektive gegenüber den anderen Modellen einen höheren Wert aufweist. Die Ursache für diese verschiedenen Resultate untereinander ist in den jeweiligen effektiven Wärmeleitfähigkeiten zu suchen. Wie in der vergleichenden Darstellung in Abbildung 4.1 ersichtlich ist, besitzen diese in Abhängigkeit vom gewählten Ansatz teils stark voneinander abweichende Werte in Rohrnähe. Speziell das von Yusuf et al. (2011) herangezogene Modell zeichnet sich bis zu einem Abstand in Höhe eines halben Partikeldurchmessers im Gegensatz zu den anderen Ansätzen durch eine auffallend niedrigere Leitfähigkeit der Feststoffphase und eine höhere der Gasphase aus. Deshalb kann die Wärme an diese Phasen entsprechend schlechter beziehungsweise besser übertragen werden als an ihre Pendants in den Simulationen nach den Modellen von Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006). Deren Wärmeleitfähigkeiten weisen im Vergleich indessen ein relativ ähnliches Niveau auf.

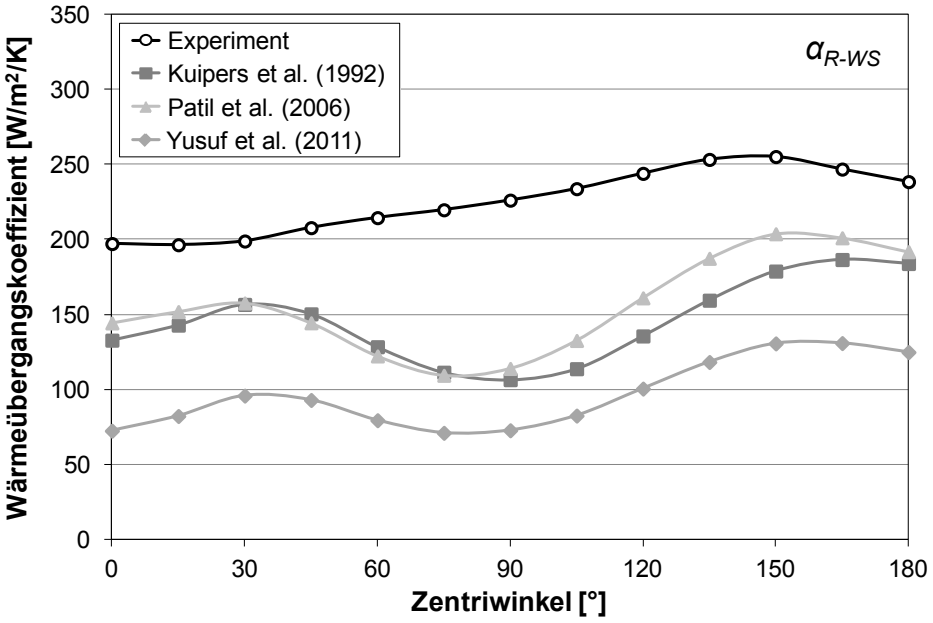

Abbildung 7.10: Vergleich der lokalen (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten

Die diskutierten Tendenzen sind auch bei den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten erkennbar. In Abbildung 7.10 ist die Verteilung der Gesamtwerte über dem Zentriwinkel dargestellt. Qualitativ besitzen die Kurvenläufe der Daten aus den Simulationen eine vergleichbare Form. Ausgehend von geringen Wärmeübergangskoeffizienten an der Unterseite des Rohrs steigen die Werte an, bevor sie im Bereich der Rohrflanke ein langgezogenes Minimum beschreiben. Danach folgt ein weiterer Anstieg auf die höchsten Werte kurz vor Erreichen der Rohroberseite, wo sie dann leicht darunter schließt. Im quantitativen Vergleich der verschiedenen Ansätze setzt sich der bereits für die globalen Wärmeübergangskoeffizienten festgestellte Trend fort. Zwischen den Modellen von Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006) gibt es nur auf der oberen Rohrhälfte er-

kennbare Unterschiede und in der Simulation mit dem Yusuf et al. (2011) Modell wurden erneut deutlich niedrigere Koeffizienten ermittelt. Gegenüber den experimentell gewonnenen Ergebnissen zeigen sich die größten Abweichungen an der Flanke des Rohrs in der Region um 90°. Hier wurde ein mit zunehmendem Zentriwinkel konstant ansteigender Wärmeübergangskoeffizient gemessen, wogegen die Simulationen ein lokales Absinken vorhersagen. Der Grund für diesen auffälligen Unterschied ist die in den 2D-Simulationen in diesem Bereich sehr hohe Geschwindigkeit beider Phasen. In Kapitel 7.3.3 wird diese Thematik ausführlich diskutiert. Abseits dieser Diskrepanz sind die lokalen Differenzen zwischen Experiment und Simulation wie auch bei den globalen Werten über den gesamten Umfang betrachtet für den Patil et al. (2006) Ansatz am geringsten.

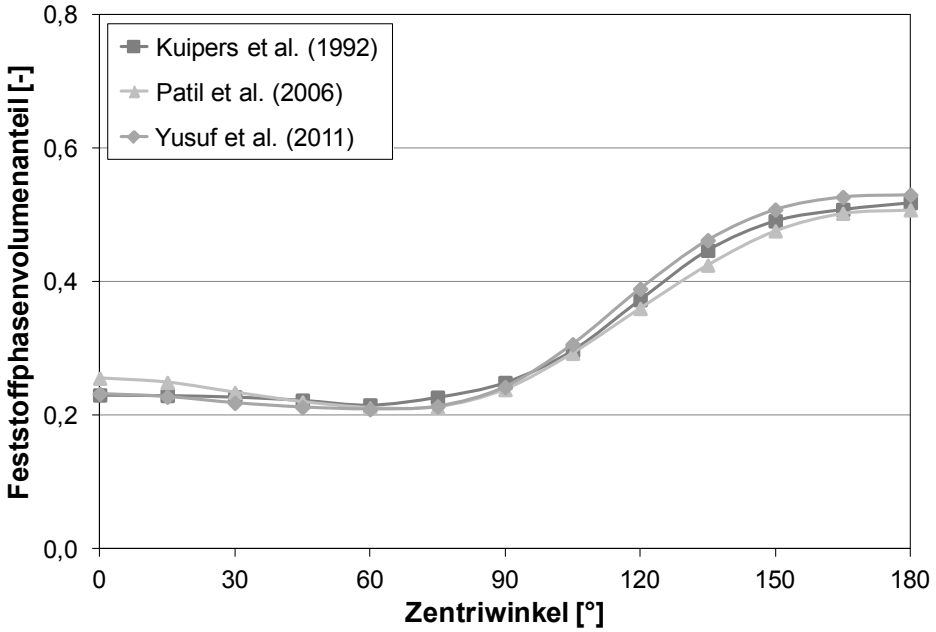

Abbildung 7.11: Verteilung des Volumenanteils der Feststoffphase

Zum Nachweis gleicher Strömungsverhältnisse in den Simulationen sind in Abbildung 7.11 die zeitlich gemittelten Verteilungen des Volumenanteils der Feststoffphase über dem Zentriwinkel aufgetragen. Die praktisch identischen Kurvenverläufe bestätigen die Vergleichbarkeit der durchgeführten numerischen Simulationen hinsichtlich der Hydrodynamik am Rohr und untermauern damit den wesentlichen Einfluss der Modellierung der Wärmeleitfähigkeiten auf die erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten. Im Folgenden werden daher die einzelnen Anteile an der Wärmeübertragung genauer untersucht.

In Abbildung 7.12 sind für alle betrachteten Ansätze die sich ergebenden, lokalen Wärmeübergangskoeffizienten vom Rohr auf die Feststoffphase dargestellt. Wie im Vergleich mit Abbildung 7.10 erkennbar ist, prägt dieser Anteil sowohl den absoluten Wert als auch den charakteristischen Verlauf des Gesamtwärmeübergangs über den Rohrumfang. So ist insbesondere die starke Reduktion der Wärmeübertragung an den Rohrflanken auf die verringerte Wirkung der Partikelkonvektion an dieser Stelle zurückzuführen. Auch die Unterschiede zwischen dem Patil et al. (2006) und Kuipers et al. (1992) Modell im oberen Bereich verursacht dieser Übergangsmechanismus.

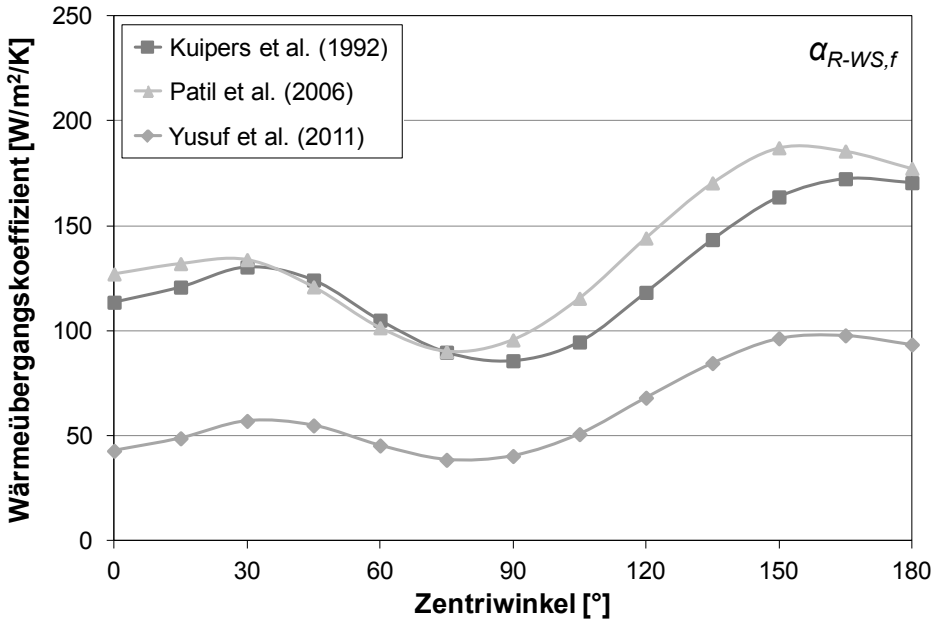

Abbildung 7.12: Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase

Die in Abbildung 7.13 verzeichneten lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase sind hingegen von geringerer Bedeutung. Nach einem kurzen Anstieg in der unteren, intensiver angeströmten Rohrhälfte stagniert der Verlauf mit dem Zentriwinkel oder sinkt zur Rohroberseite hin leicht ab. Die Werte bewegen sich in der Größenordnung der in Gleichung (7.3) aufgeführten Korrelation von Baskakov et al. (1973) zur Abschätzung des gaskonvektiven Anteils an der Wärmeübertragung. Dieser ist in der Simulation mit dem Ansatz von Yusuf et al. (2011) aufgrund der höheren effektiven Wärmeleitfähigkeit des Gases größer als in den Simulationen nach den Ansätzen von Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006). Diese beiden haben zudem analog zu den globalen Werten eine fast übereinstimmende Verteilung der Koeffizienten über dem Umfang.

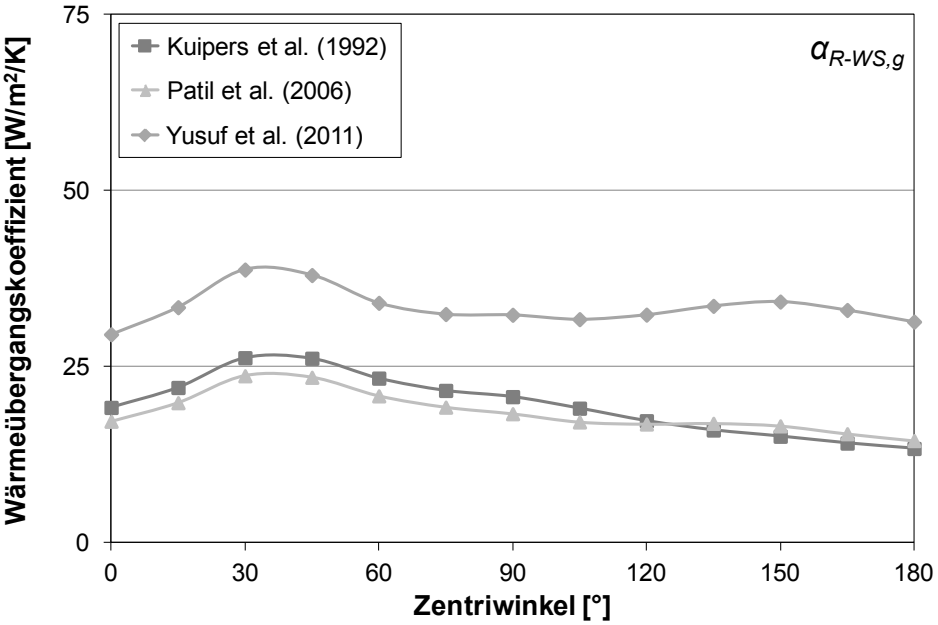

Abbildung 7.13: Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase

7.3.1.2 Variation der Geschwindigkeit

Bei einer Variation der Leerrohrgeschwindigkeit verändern sich die lokalen Strömungszustände am Rohr und damit auch die Wärmeübertragung. Nach der Diskussion dieses Einflusses für die experimentellen Ergebnisse in Kapitel 7.1.2 werden hier nun die Resultate aus den Simulationen behandelt. Als Geschwindigkeiten wurde das 1,5-fache und 2,5-fache der Minimalfluidisierung gewählt und einander gegenübergestellt.

Tabelle 7.4: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}

Experiment/Ansatz	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]		$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]		$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	
	1,5 U_{mf}	2,5 U_{mf}	1,5 U_{mf}	2,5 U_{mf}	1,5 U_{mf}	2,5 U_{mf}
Experiment	-	-	-	-	211,2	224,7
Kuipers et al. (1992)	103,7	121,3	17,4	20,5	121,1	141,8
Patil et al. (2006)	115,9	130,4	17,6	19,9	133,5	150,3
Yusuf et al. (2011)	51,4	58,3	30,6	35,7	82,0	94,0

Tabelle 7.4 listet die entsprechenden Werte des zeitlich gemittelten, globalen Wärmeübergangskoeffizienten aus dem Experiment und den Simulationen auf. Der unmittelbare Vergleich zeigt aufgrund der intensiveren Durchmischung der Partikel und deren häufigerem Austausch an der Rohroberfläche jeweils höhere Koeffizienten bei einer Gasgeschwindigkeit von 2,5 U_{mf}. Der absolute Anstieg in den Simulationen befindet sich auf demselben Niveau wie im Experiment. Dabei hat die Partikelkonvektion für alle Ansätze den größten Anteil daran. Für alle betrachteten Geschwindigkeiten sind die Differenzen zu den gemessenen Übergangskoeffizienten wiederum für das Patil et al. (2006) Modell am geringsten. Die Simulation mit dem Kuipers et al. (1992) Modell folgt in kurzem Abstand, während das von Yusuf et al. (2011) weit abfällt. Die kaum vorhandenen Unterschiede zwischen den globalen Werten bei 2 U_{mf} und 2,5 U_{mf} werden in den Simulationen qualitativ korrekt reproduziert.

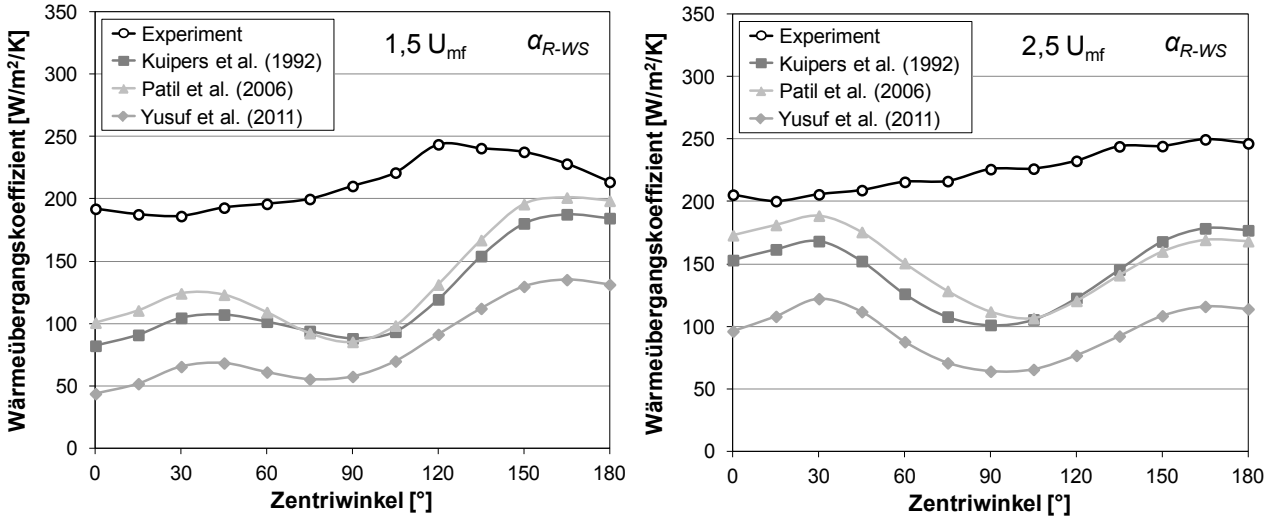

Abbildung 7.14: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}

Die in Abbildung 7.14 dargestellten lokalen Wärmeübergangskoeffizienten erlauben eine detailliertere Untersuchung der Wirkung der Fluidisierungsgeschwindigkeit in den Simulationen. Die Verteilungen zeigen unter Einbeziehung der Kurven in Abbildung 7.10, dass die Wärmeübertragung hierbei vorrangig im Bereich des unteren Rohrendes beeinflusst wird, an den Rohrflanken nahezu unverändert bleibt und sich am oberen Rohrende nur geringfügig verschiebt. Bei einer Geschwindigkeit von 1,5 U_{mf} werden auf der Unterseite des Rohrs relativ niedrige Koeffizienten vorhergesagt. Demgegenüber sind die Werte bei 2,5 U_{mf} aufgrund des intensiveren Partikelaustauschs deutlich höher. Diese Tendenz ist auch bei den experimentellen Ergebnissen erkennbar, allerdings bedeutend schwächer als in den Simulationen, die bei diesem Aspekt eine hohe Sensitivität aufweisen. Auf der Rohroberseite werden die Wärmeübergangskoeffizienten dagegen nur leicht von der Gasgeschwindigkeit beeinflusst. Die Wirkung des Windschattens ist hier in den Simulationen dominanter als im Experiment, wo der Wärmeübergang durch eine verstärkte Durchmischung aufgrund der höheren Überschussgasmenge etwas intensiviert wird.

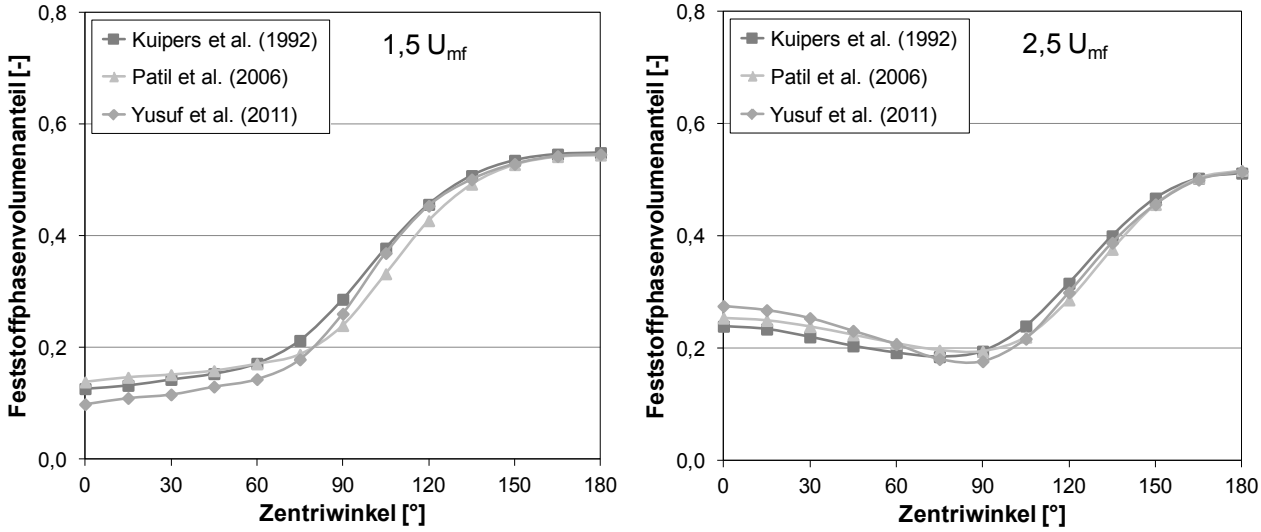

Abbildung 7.15: Verteilung des Volumenanteils der Feststoffphase für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}

Die lokale Verteilung des mittleren Volumenanteils der Feststoffphase, die für beide Leerrohrgeschwindigkeiten in Abbildung 7.15 ersichtlich ist, bestätigt die gezogenen Schlussfolgerungen. In der Region von 0° bis 60° sind diese bei der höheren Fluidisierung merklich größer und erklären den diskutierten, dortigen Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten. Die qualitative Verschiebung der Kurven mit zunehmender Gasgeschwindigkeit stimmt sehr gut mit den experimentellen Resultaten von Di Natale et al. (2010) überein. Des Weiteren ist der Bereich erhöhter Partikelkonzentrationen auf der Rohroberseite durch die Bewegung der Ablösungspunkte der Blasen nach oben kleiner. Zudem sinkt der Feststoffphasenvolumenanteil hier geringfügig.

Folge dieser Entwicklung in den Simulationen ist eine entsprechende Veränderung der Wärmeübertragung an die Feststoffphase bei Variation der Leerrohrgeschwindigkeit. In Abbildung 7.16 sind die jeweiligen Verläufe der zeitlich gemittelten, lokalen Übergangskoeffizienten für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf} aufgetragen. Nahe dem Staupunkt bei 0° kommt es zu einer Verdopplung der Übergangskoeffizienten der Partikelkonvektion für die größere der beiden Gasgeschwindigkeiten. Die Werte auf der Oberseite des Rohrs sind hingegen etwas geringer.

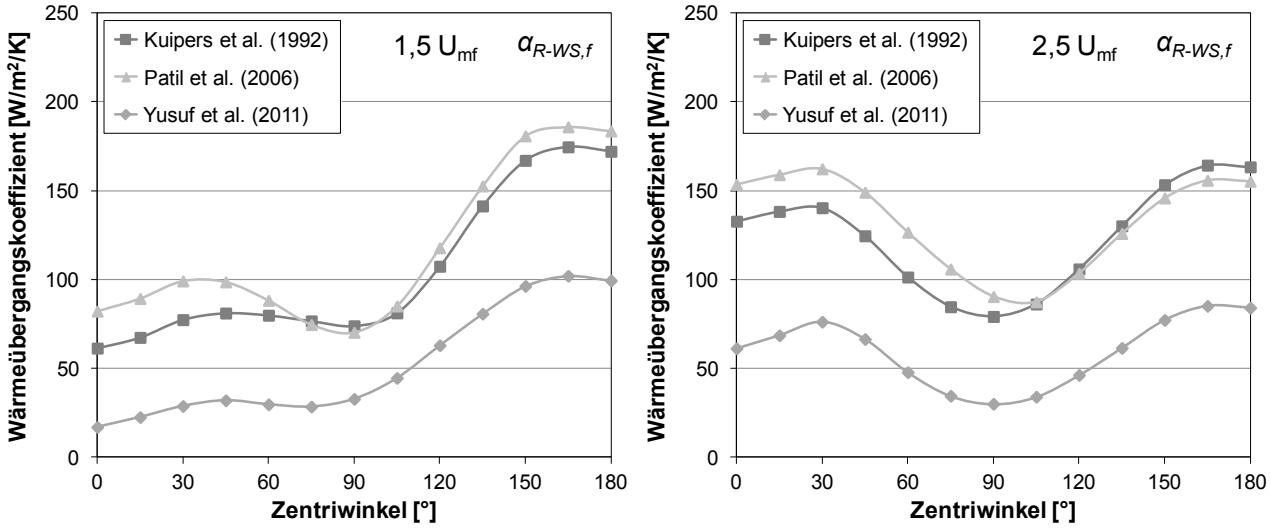

Abbildung 7.16: Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}

Mit Berücksichtigung der Ergebnisse aus der Simulation mit 2 U_{mf} in Abbildung 7.12 ist für die betrachtete Partikelklasse im untersuchten Geschwindigkeitsbereich ein allgemeiner Trend erkennbar. Mit steigender Fluidisierung intensiviert sich die Wärmeübertragung an der Unterseite des Rohrs, während sie an der Flanke konstant bleibt und auf der Oberseite abnimmt. Hauptursache dafür ist die aufgrund der unterschiedlichen Strömungszustände jeweils veränderte Höhe und Verteilung der Partikelkonvektion, welche bei dieser Partikelgröße die Gesamtwärmeübertragung deutlich dominiert.

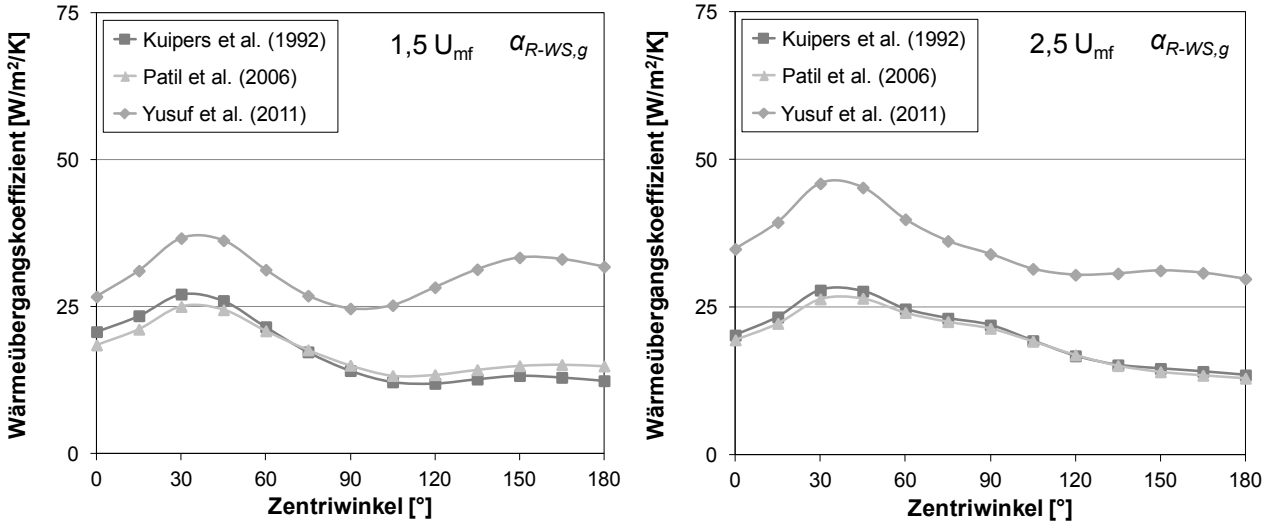

Abbildung 7.17: Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für 1,5 U_{mf} und 2,5 U_{mf}

Die lokalen Verläufe des zeitlich gemittelten gaskonvektiven Anteils der Wärmeübertragung sind in Abbildung 7.17 dargestellt. Erneut sind praktisch keine Differenzen zwischen den Ansätzen von Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006) erkennbar. Mit den Daten aus Abbildung 7.13 ist zudem, bis auf eine geringfügige Erhöhung an den Rohrflanken, für diese kein signifikanter Einfluss der Geschwindigkeit feststellbar. Das Yusuf et al. (2011) Modell sagt demgegenüber eine auf der unteren Rohrhälfte eine steigende Gaskonvektion bei höherer Fluidisierung voraus.

7.3.1.3 Erste Schlussfolgerungen

Aus den bisher zwischen den Experimenten und Simulationen durchgeführten Vergleichen der globalen und lokalen Wärmeübergangskoeffizienten an einem horizontalen, eingetauchten Rohr können bereits erste Schlussfolgerungen getroffen werden. Zunächst werden für die untersuchte Partikelklasse BK400-600 die Koeffizienten in den Simulationen mit allen betrachteten Ansätzen zur Modellierung der Wärmeleitfähigkeit beider Phasen zu niedrig vorhergesagt. Inwieweit dieses qualitative Resultat von der Größe der Partikel abhängig ist, wird im folgenden Kapitel 7.3.2 diskutiert. Nahe der Rohrflanken im Bereich um 90° sinken die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten infolge einer Abnahme des partikelkonvektiven Anteils in allen Simulationen entgegen den Experimenten deutlich. Die damit einhergehenden Differenzen stellen die größten qualitativen Abweichungen des CFD-Modells dar und werden in Kapitel 7.3.3 gesondert behandelt.

Der von Patil et al. (2006) gewählte Ansatz zur Einbeziehung der Effekte in Wandnähe zeigt über dem Rohrumfang mit relativ wenigen Ausnahmen die größten Werte für den simulierten Wärmeübergang und damit die kleinsten Abweichungen zu den Experimenten. Das unmodifizierte, von Kuipers et al. (1992) angewendete Wärmeleitungsmodell folgt in geringem Abstand. Die Ergebnisse mit dem Ansatz von Yusuf et al. (2011) sind hingegen signifikant niedriger. Als wesentliche Ursache dafür wurde zuvor schon die geringere effektive Wärmeleitfähigkeit der Feststoffphase genannt. Dieser generelle Trend ist auch bei Yusuf et al. (2012) erkennbar. Im Gegensatz zu den Angaben aus dieser Literaturquelle, in welcher die Wärmeübertragung an einer vertikalen Wand unter Einfluss eines Gasjets untersucht wurde, sind hier die Unterschiede zwischen dem Experiment und der Simulation mit dem Yusuf et al. (2011) Modell am größten. Eine mögliche Erklärung ist die erstmalige Anwendung auf runde Rohre. Yusuf et al. (2011) haben diese aufgrund von Limitierungen des von ihnen verwendeten numerischen Lösers als Quadrate abbilden müssen. Die zeitgemittelten Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten waren bereits für diese kleiner als im herangezogenen Experiment. Zudem prüften Patil et al. (2006) ihren Ansatz auf Basis des modifizierten, ursprünglich für Festbetten abgeleiteten Martin (1978) Modells auf die Anwendbarkeit in blasenbildenden Wirbelschichten. Yusuf et al. (2011) haben dies für das ebenfalls formal nur in Festbetten gültige Legawiec und Ziólkowski (1994) Modell nicht durchgeführt.

Als Konsequenz aus diesen Resultaten wird der Yusuf et al. (2011) Ansatz nicht mehr in die weiteren Diskussionen miteinbezogen. Sämtliche Daten aus den entsprechenden Simulationen sind allerdings in Anhang A verzeichnet und einsehbar.

7.3.2 Einfluss der Partikelgröße

Nachdem die numerische Simulation der Wärmeübertragung in der Wirbelschicht bisher nur für die Partikelklasse BK400-600 dargestellt wurde, werden nun auch die restlichen Größen behandelt. Dazu werden die mittleren, lokalen Wärmeübergangskoeffizienten sowie ihre partikel- und gaskonvektiven Anteile für Leerrohrgeschwindigkeiten von 1,5 U_{mf}, 2,0 U_{mf} und 2,5 U_{mf} aufgeführt. Die Daten der globalen Wärmeübergangskoeffizienten und die lokalen Verläufe der Volumenanteile der Feststoffphase sind in Anhang B beziehungsweise C aufgeführt.

7.3.2.1 Partikelklasse BK300-400

Die Partikelklasse BK300-400 besitzt die kleinste in dieser Arbeit betrachtete Größe und ist die am nächsten an der Grenze zwischen Partikeln der Geldart-Gruppe A und B liegende Klasse. In Abbildung 7.18 sind für diese die Verläufe der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten für die Ansätze nach Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006) den Ergebnissen aus den Experimenten gegenübergestellt.

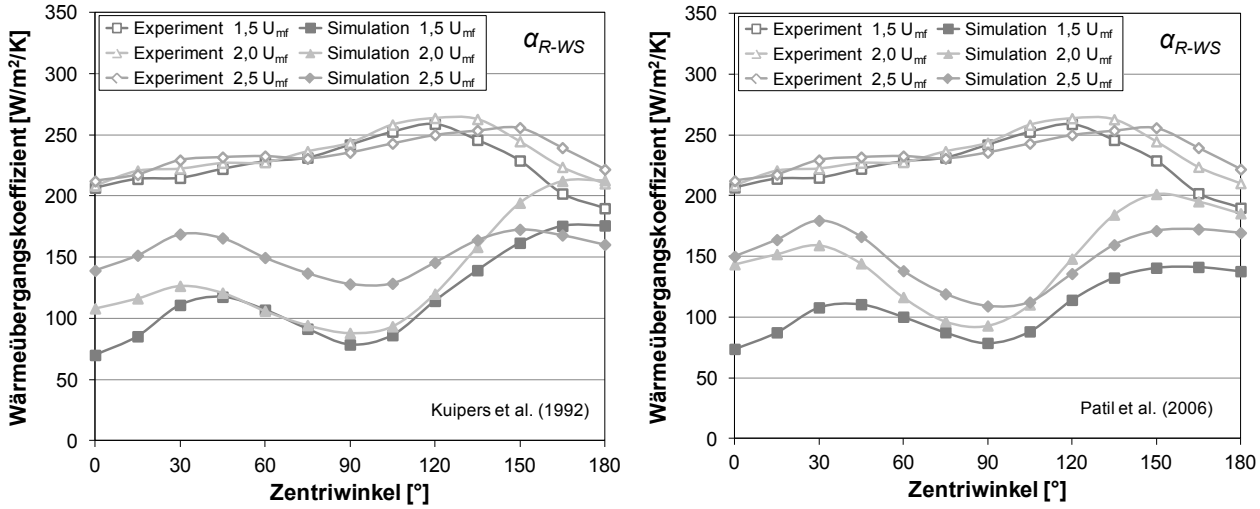

Abbildung 7.18: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK300-400

Beide Wärmeleitungsmodelle führen in den Simulationen zu einer Unterschätzung der Wärmeübertragung. Insbesondere für eine Gasgeschwindigkeit von 1,5 U_{mf} sind große Abweichungen zu den experimentellen Daten erkennbar. Die geringe Menge an Überschussgas in den Simulationen ist nicht ausreichend, um eine intensivere Partikeldurchmischung und höhere Austauschraten zu erzielen. Mit steigender Leerrohrgeschwindigkeit verbessert sich dies deutlich. Die ermittelten Werte nähern sich den experimentellen Kurven erkennbar an. Allgemein zeigen die Verläufe der Simulationen im Gegensatz zum Experiment eine hohe Abhängigkeit von der Geschwindigkeit.

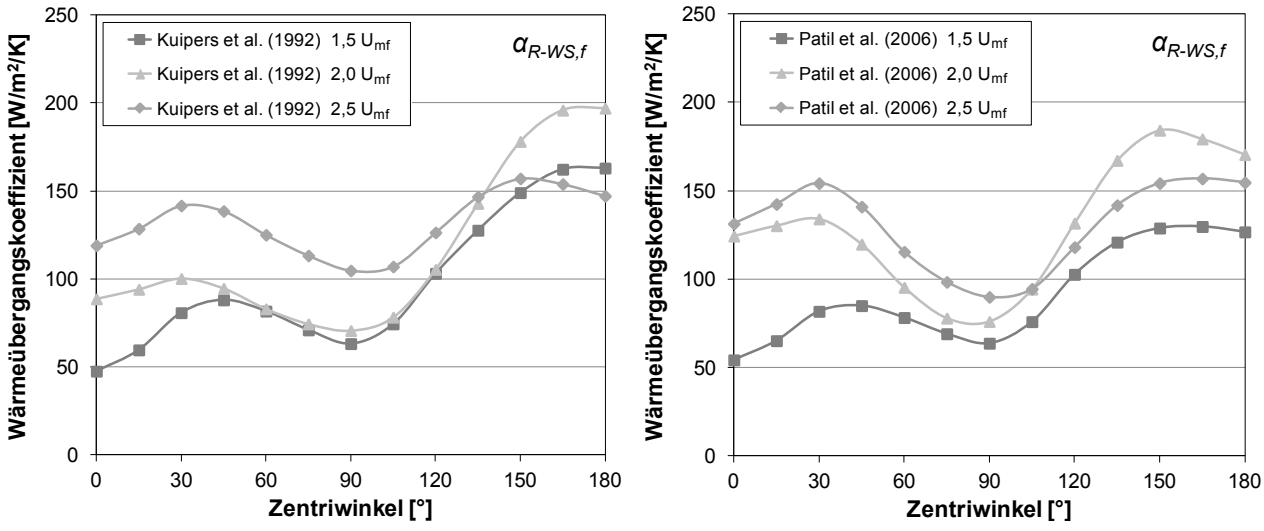

Abbildung 7.19: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für BK300-400

Dies kann auch für die in Abbildung 7.19 dargestellten lokalen Koeffizienten der Feststoffphase festgestellt werden. Zwischen den untersuchten Ansätzen sind, bis auf Abweichungen aufgrund leicht verschiedener Porositätsverläufe für 2,0 U_{mf} in unteren Bereich der Rohroberfläche, welche im Anhang in Abbildung C.1 ersichtlich sind, nur geringe Differenzen vorhanden.

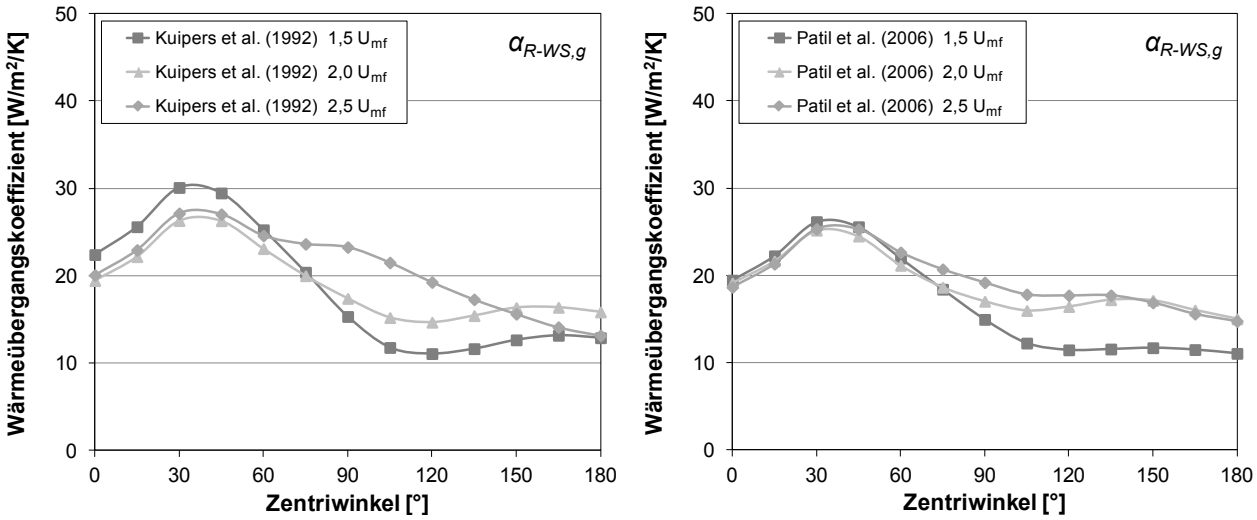

Abbildung 7.20: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für BK300-400

Die Verläufe der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase in Abbildung 7.20 befinden sich erwartungsgemäß auf dem niedrigsten Niveau aller Partikelklassen, da die Bedeutung der Gaskonvektion bei der Wärmeübertragung in Wirbelschichten mit abnehmender Größe der Partikel sinkt. Die Gasgeschwindigkeit beeinflusst die Übertragung primär auf der Oberseite des Rohrs, allerdings in einem nahezu vernachlässigbaren Ausmaß. Die Unterschiede der Modelle von Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006) sind zudem klein und praktisch unbedeutend.

7.3.2.2 Partikelklasse BK710-1000

Mit der Partikelklasse BK710-1000 werden die hier größten Geldart B Partikel, die außerdem kurz vor der B/D-Grenze liegen, eingesetzt.

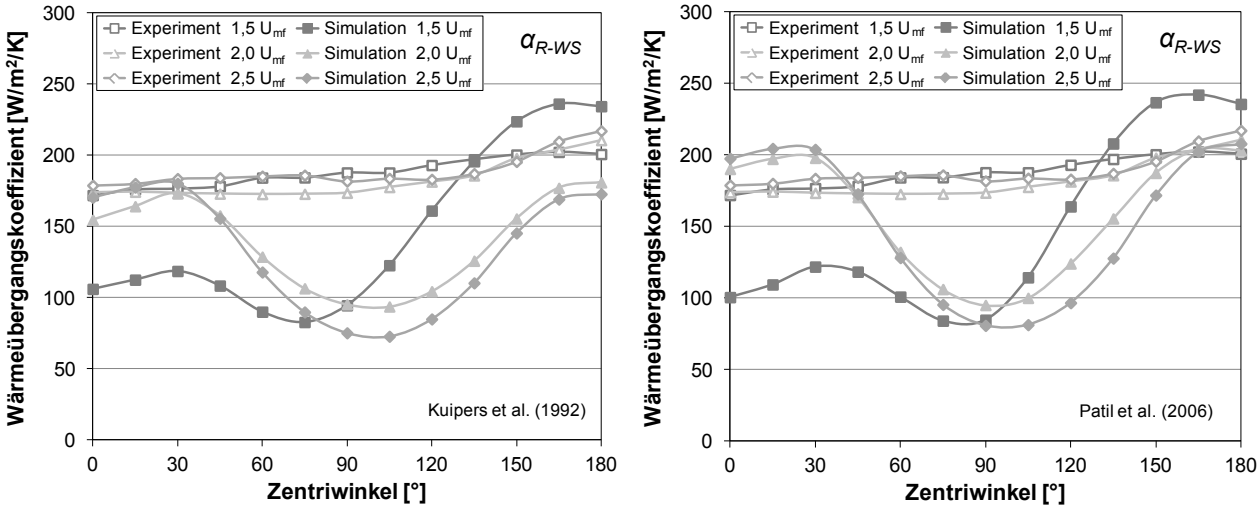

Abbildung 7.21: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK710-1000

Die zeitlich gemittelten, lokalen Wärmeübergangskoeffizienten über dem Rohrumfang sind in Abbildung 7.21 aufgetragen. Die Bereiche der generell hohen Abweichung an den Rohrflanken sowie die bei den vorherigen Partikelgrößen in den Simulationen ebenfalls schlecht fluidisierte Wirbelschicht bei 1,5 U_{mf} ausgenommen, stimmen die Daten aus den Experimenten und Simulationen sowohl an der Unter- als auch an der Oberseite des Rohrs quantitativ gut überein. Zusätzlich sind die Differenzen zwischen den Kurven mit den Leerrohrgeschwindigkeiten 2,0 U_{mf} und 2,5 U_{mf} jeweils sehr gering und werden damit qualitativ korrekt wiedergegeben. Der Wärmeleitungsansatz nach Patil et al. (2006) liefert etwas höhere Werte als der nach Kuipers et al. (1992) und ist insgesamt ein wenig besser.

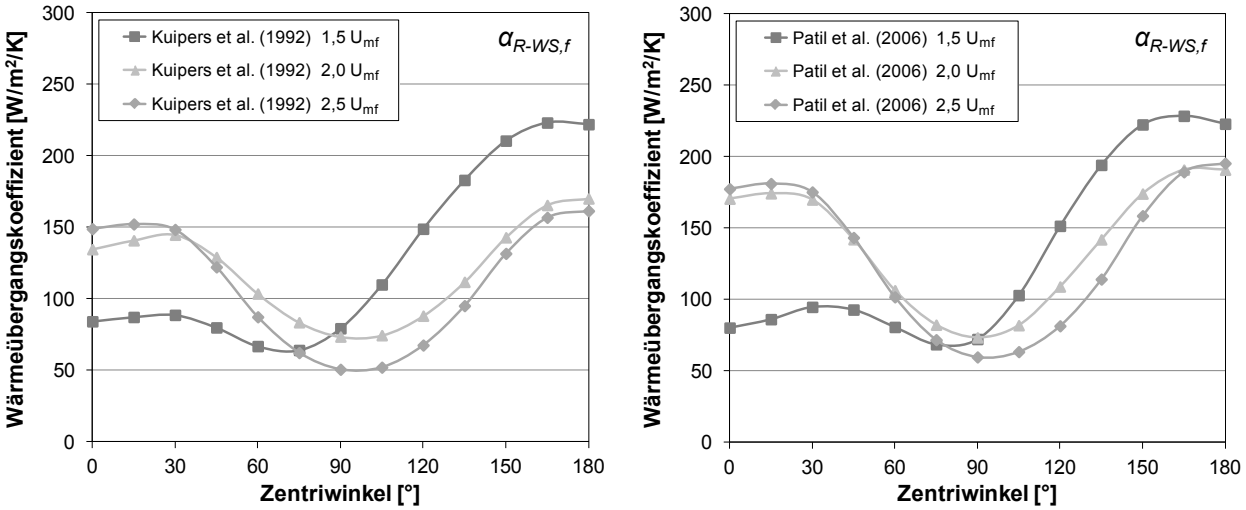

Abbildung 7.22: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für BK710-1000

Die Verteilungen der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für beide Modelle sind in Abbildung 7.22 verzeichnet. Wie bereits in der vorherigen Darstellung fällt auf, dass die Verläufe bei 1,5 U_{mf} gegenüber den anderen eine stark abweichende Form besitzen. Als Ursache für diese Probleme konnte für diese Geschwindigkeit eine schlechtere Fluidisierung der Wirbelschicht infolge der in dieser Geometrie relativ hohen Wandeinflüsse identifiziert werden.

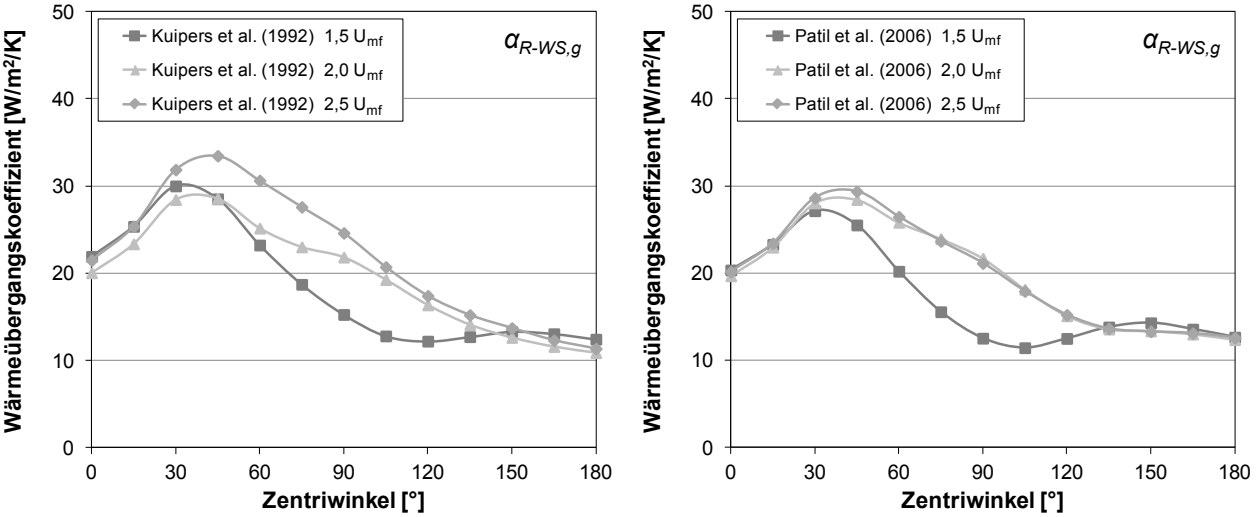

Abbildung 7.23: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für BK710-1000

Die in Abbildung 7.23 dargestellten, gaskonvektiven Anteile an der Wärmeübertragung zeigen wiederum die bekannten Verläufe. Aufgrund des größeren Durchmessers der Partikel sind auch die Wärmeübergangskoeffizienten an die Gasphase etwas höher.

7.3.2.3 Partikelklasse BK1000-1250

Die Partikelklasse BK1000-1250 gehört zur Geldart-Gruppe D und beinhaltet die Partikel mit den größten im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Durchmessern. Die gemittelten, lokalen Wärmeübergangskoeffizienten aus den Simulationen sind zusammen mit den experimentellen Daten in Abbildung 7.24 aufgeführt.

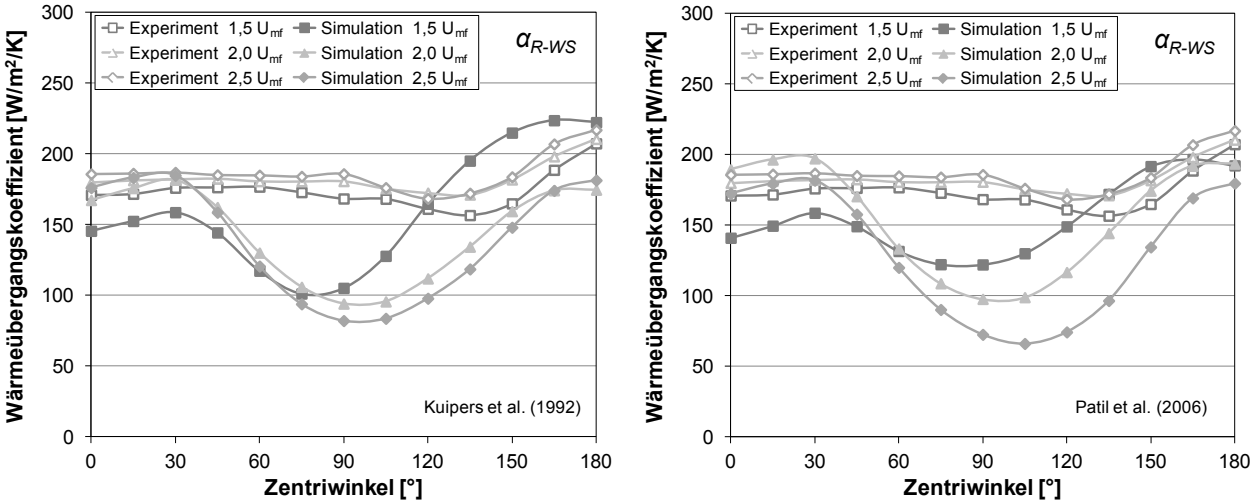

Abbildung 7.24: Lokale (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK1000-1250

Der Vergleich ähnelt dem für die zuvor diskutierte Partikelklasse BK710-1000. Abseits der Rohrflanken stimmen die Resultate für 2,0 U_{mf} und 2,5 U_{mf} gut mit den Experimenten überein. Der Ansatz von Patil et al. (2006) schneidet etwas besser ab und liefert sogar für 1,5 U_{mf} ein recht zufriedenstellendes Ergebnis ab.

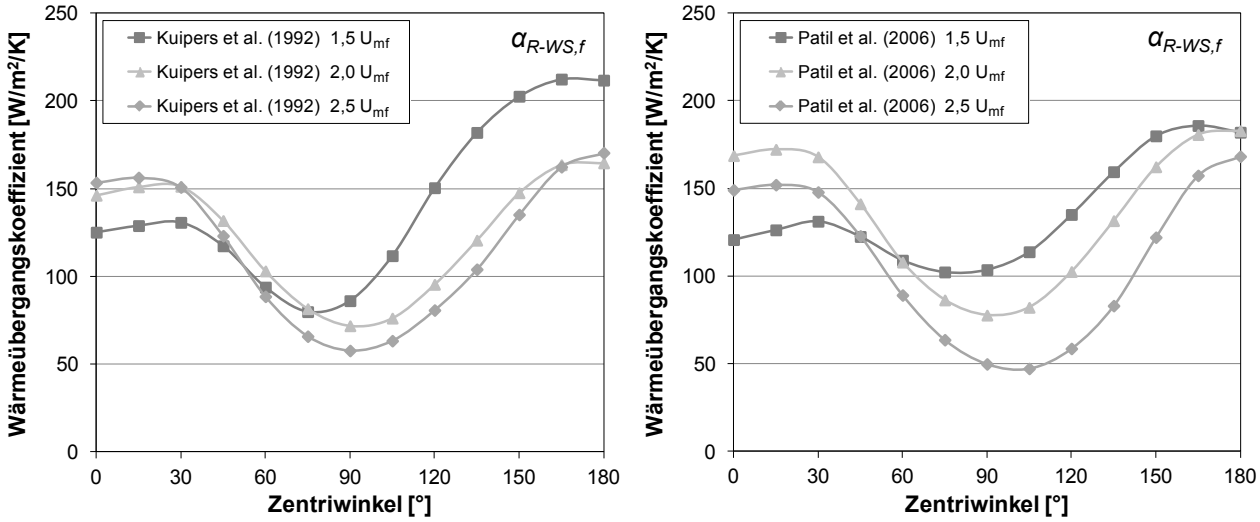

Abbildung 7.25: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoffphase für BK1000-1250

Die Kurven für den partikelkonvektiven Anteil in Abbildung 7.25 zeigen bei der Simulation mit dem Patil et al. (2006) Modell für 2,5 U_{mf} ein vergleichsweise starkes Absinken des Wärmeübergangskoeffizienten knapp oberhalb der Rohrflanke. Dieses ist auf eine lokale Verringerung des Volumenanteils der Feststoffphase zurückzuführen, welche im Anhang in Abbildung C.3 erkennbar ist.

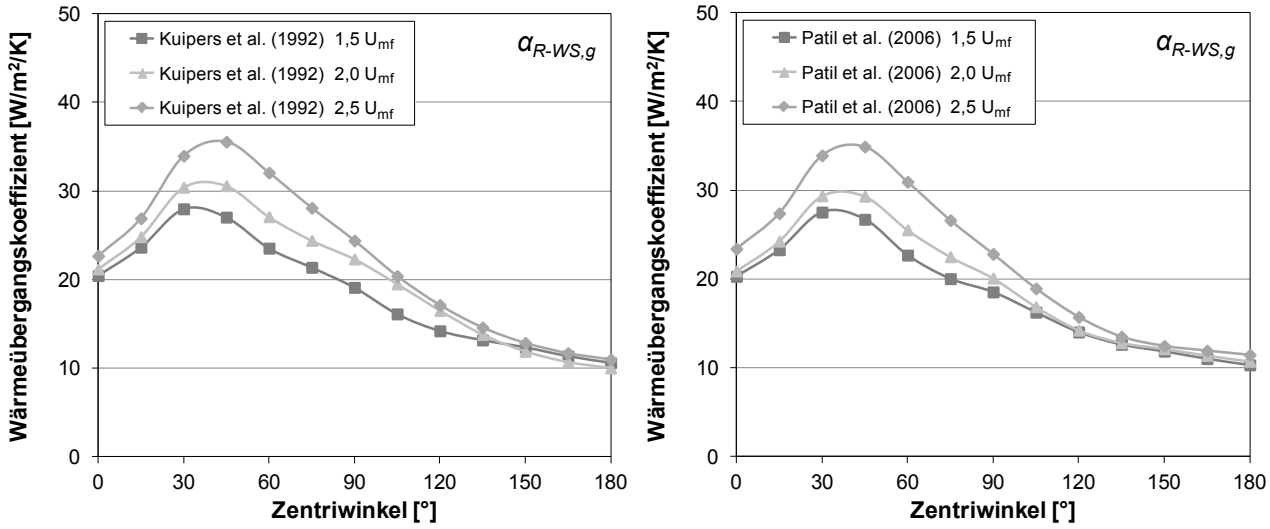

Abbildung 7.26: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten der Gasphase für BK1000-1250

Die in Abbildung 7.26 dargestellten lokalen Verläufe für die Wärmeübertragung an die Gasphase sind für beide Wärmeleitungsansätze nahezu identisch. Die Werte steigen aufgrund der größeren Partikel im Vergleich zur vorherigen Partikelklasse nochmals leicht an.

7.3.2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Aus der vergleichenden Betrachtung aller Partikelgrößen können die folgenden Ergebnisse zusammengefasst werden. Die in den Simulationen generierten Daten zeigten für die untersuchten Leerrohrgeschwindigkeiten abhängig von der Partikelgröße qualitativ unterschiedliche Resultate hinsichtlich der Übereinstimmung mit den Experimenten. So wurden für die Partikelklasse mit den kleinsten Durchmessern die größten Abweichungen festgestellt. Mit zunehmender Partikelgröße verringern sich diese und erreichen außerhalb des separat diskutierten Bereichs der Rohrflanken die experimentellen Werte. Weiterhin nimmt der Einfluss der Geschwindigkeit auf die Wärmeübertragung etwas ab, was mit den Angaben aus den Literaturquellen übereinstimmt und beispielsweise von Lechner (2012) für Braunkohle beschrieben wurde. Für 1,5 U_{mf} sind in den Simulationen allerdings jeweils eine relativ schlechte Fluidisierung beobachtet worden, so dass die Werte hier allgemein eine geringere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefern.

Wie bereits in Kapitel 7.3.1 für BK400-600 ausgeführt, stellt die Partikelkonvektion auch für die anderen Partikelklassen den dominierenden und insbesondere die lokale Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten über dem Umfang bestimmenden Anteil an der Wärmeübertragung dar. Dieser ist zudem für die Absenkung der Werte an den Rohrflanken, was speziell bei den größeren Partikeln deutlich wird, maßgeblich verantwortlich. Die Wahl des Ansatzes zur Beschreibung der

Wärmeleitung wirkt sich ebenfalls vorrangig auf den partikelkonvektiven Anteil aus. In den Simulationen mit dem Patil et al. (2006) Modell sind bei gleicher Leerrohrgeschwindigkeit hierbei zumeist etwas höhere und über dem gesamten Rohrumfang gegenüber den Experimenten insgesamt genauere Werte für die Wärmeübergangskoeffizienten ermittelt worden als mit dem Modell nach Kuipers et al. (1992). Für die zweitrangige Gaskonvektion sind die geringen Unterschiede zwischen den beiden Ansätzen praktisch vernachlässigbar. Mit zunehmender Partikelgröße steigt diese ein wenig an und zeigt damit das aus der Literatur bekannte Verhalten.

7.3.3 Diskussion der Abweichungen zwischen Modell und Experiment

Die in den Simulationen für alle untersuchten Wärmeleitungsansätze, Partikelgrößen und Leerrohrgeschwindigkeiten auftretende lokale Reduktion des Wärmeübergangskoeffizienten an den Flanken des eingetauchten, horizontalen Rohrs wurde qualitativ bereits in den relativ wenigen, in der Literatur vorhandenen Veröffentlichungen zu dieser Thematik festgestellt. Schmidt (2002) sowie Armstrong et al. (2010b) haben für diesen Effekt einen sehr geringen, nahezu verschwindenden, mittleren Volumenanteil der Feststoffphase in diesem Bereich als Ursache benannt. Wie aus dem Vergleich in Abbildung 7.3 unter Bezug auf die Daten von Rong und Horio (2001) und Di Natale et al. (2010) deutlich wird, kann diese Erklärung nicht für die vorliegenden Ergebnisse herangezogen werden, da im zitierten Experiment wie auch in den hier durchgeführten Simulationen der Feststoffphasenvolumenanteil im zeitlichen Mittel an den Rohrflanken keine Werte nahe Null annimmt. Vielmehr ist in beiden Fällen der zu kurze Mittelungszeitraum von 1,4 s beziehungswiese 1 s, welcher zudem unmittelbar nach dem Start der Simulation beginnt und damit die Einlaufphase und keine vollständig ausgebildete Wirbelschichtströmung beinhaltet, für die diskutierte Wirkung und die genannte Begründung verantwortlich. Die Auswertung der für diese Arbeit generierten Datensätze für einen Mittelungszeitraum von 0 s bis 1,4 s anstatt der in Kapitel 5.1.3.2 festgelegten 2 s bis 10 s führt zu Simulationsergebnissen, welche vergleichbar sind mit denen von Schmidt (2002) und Armstrong et al. (2010b), was die obige Aussage bestätigt.

Als Ursache für die existierenden Abweichungen scheinen die Vereinfachungen hinsichtlich der zugrundegelegten Ausführung des Rechengitters bedeutender zu sein. Kapitel 5.2.2 beleuchtete die prinzipiellen Unterschiede zwischen der Anwendung von zwei- und dreidimensionalen Gittern. Aus Abbildung 5.17 werden beispielhaft für die mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit in der zylindrischen Wirbelschichtanlage, die dort allerdings ohne eingetauchtes Rohr betrachtet wurde, die großen Differenzen von 2D- und 3D-Simulationen ersichtlich. Die Werte in der Mitte der Wirbelschicht weichen bis zum Fünffachen voneinander ab. Für die Wärmeübertragung ist daher mit ähnlich großen Effekten zu rechnen. Die einzige dem Autor bekannte Untersuchung zu diesem Aspekt stammt von Gomes et al. (2007). Diese haben den Wärmeübergang an einer vertikalen Wand einer freien, blasenbildenden Wirbelschicht mit Glaskugeln der Geldart-Gruppe B und quadratischer Grundfläche sowohl mit einem 2D- als auch einem 3D-Rechengitter simuliert. Ihr Modell zur Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit der Feststoffphase basierte auf dem kinetischen Ansatz von Hunt (1997), welcher entsprechend der von Schmidt (2002), Patil et al. (2006) und Armstrong et al. (2010b) durchgeführten Analysen die Wärmeleitfähigkeit und damit auch die Wärmeübertragung massiv überschätzt. Gomes et al. (2007) erzielten schließlich auch Werte,

die viel höher waren als die aus den zum Vergleich genutzten empirischen Korrelationen. Der gemittelte Wärmeübergangskoeffizient aus der 3D-Simulation war gegenüber der 2D-Simulation lediglich um 5 % höher. Daraus haben sie eine Übereinstimmung beider Rechengeometrien geschlussfolgert, was aber in Anbetracht der Verwendung des Ansatzes von Hunt (1997) und des Bezugs auf eine vertikale Wand nicht pauschal auf den hier diskutierten Fall übertragbar ist. Diese Geschwindigkeitsproblematik wird daher genauer untersucht.

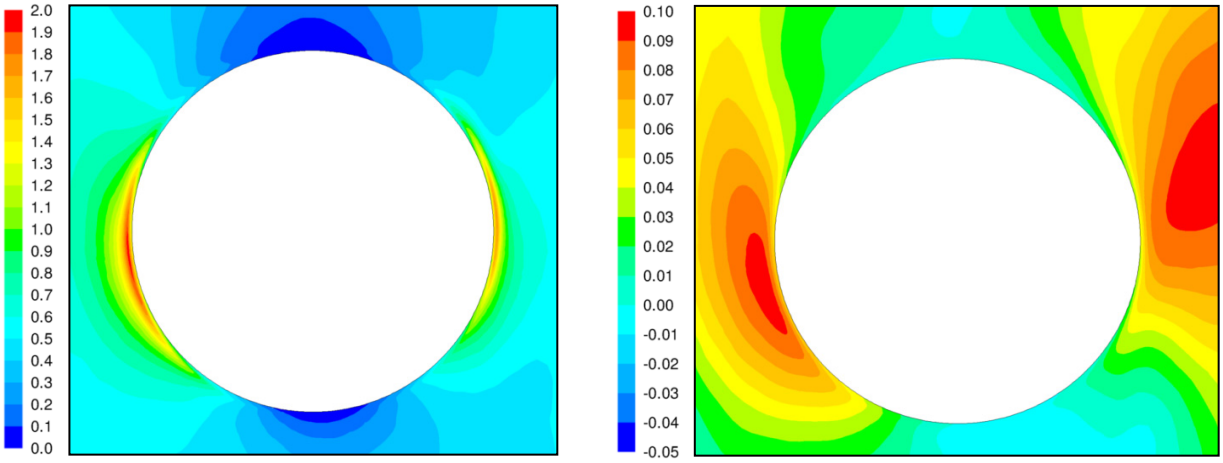

Abbildung 7.27: Mittlere vertikale Geschwindigkeit in m/s - Gas (links) und Partikel (rechts)

Abbildung 7.27 zeigt beispielhaft die Konturbilder der zeitlich gemittelten, vertikalen Geschwindigkeit des Gases und der Partikel in Rohrnähe für die Partikelklasse BK400-600 und einer Leerrohrgeschwindigkeit von 2 U_{mf}. Das Gas wird unmittelbar an den Flanken des Rohrs, und damit auch in dem Bereich der niedrigen Wärmeübergangskoeffizienten, stark beschleunigt und besitzt in dieser begrenzten Region eine deutlich höhere Geschwindigkeit als in der Umgebung. Die Bewegung der Partikel wird durch diesen Effekt entsprechend beeinflusst. Die von unten heranströmenden, überwiegend kalten Partikel werden ebenfalls beschleunigt und anschließend von der Rohroberfläche tendenziell wegtransportiert. Dadurch stehen im Bereich der 90° und 270° Positionen weniger, den partikelkonvektiven Wärmeübergang fördernden, frische Partikel zur Verfügung, was zu dem beobachteten Absinken der Koeffizienten führt.

Aufgrund der bereits angesprochenen Daten aus Abbildung 5.17 liegt die Vermutung nahe, dass im Falle einer Simulation der Wirbelschicht mit einem 3D-Gitter die lokale Geschwindigkeit des Gases an den Rohrflanken, wie auch in den anderen Regionen des Rohrumfangs, geringer und deren Wirkung auf die Partikelbewegung sowie die Wärmeübertragung analog kleiner ist. Eine direkte Überprüfung dieser Fragestellung ist durch den enorm hohen zeitlichen Aufwand und die extrem häufig auftretenden Stabilitätsprobleme des angewendeten CFD-Codes bei der dreidimensionalen Simulation der Wärmeübertragung in der zylindrischen Wirbelschicht im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Umgekehrt wirken die Geschwindigkeitsverhältnisse in den zweidimensionalen Simulationen wie eine höhere Leerrohrgeschwindigkeit. Diese kann jedoch im Experiment bis zu einer anlagenspezifischen Grenze angehoben und die Vermutung so getestet werden. Im vorliegenden Fall war es aus regelungstechnischen und Stabilitätsgründen für die Klasse BK400-600 nur möglich, eine Gasgeschwindigkeit in Höhe von 6 U_{mf} zu untersuchen.

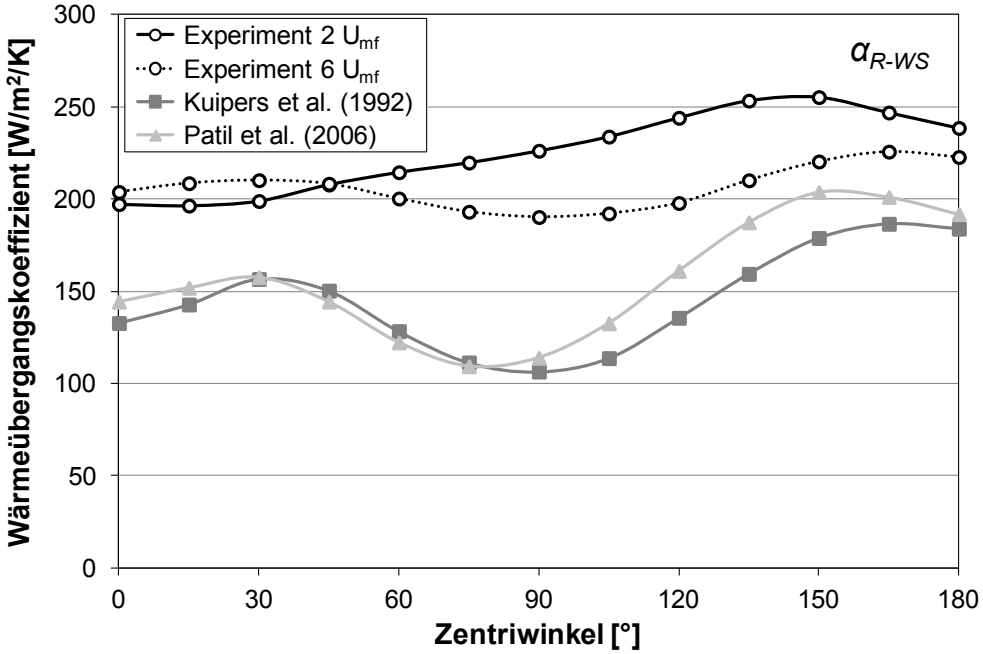

Abbildung 7.28: Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten mit veränderter Fluidisierung

In Abbildung 7.28 sind die mittleren, lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der durchgeführten Experimente mit 2 U_{mf} und 6 U_{mf} und die Verläufe aus den Simulationen mit den Ansätzen von Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006) für 2 U_{mf} dargestellt. Die Kurve aus dem Experiment mit der höheren Geschwindigkeit zeigt im Bereich der Rohrflanke die erwartete Absenkung. Diese ist aufgrund der Geschwindigkeitslimitierung des Versuchsaufbaus zwar nicht so ausgeprägt wie in den Simulationen, deutet aber auf die entsprechende und qualitativ richtige Tendenz hin. Die Wirkung noch größerer Leerrohrgeschwindigkeiten kann mithilfe der experimentellen Resultate von Noack (1970) und Kurosaki et al. (1988) abgeschätzt werden. Diese zeigen bei großer Fluidisierung, die bis in den Bereich des stoßenden Wirbelschichtregimes hinein reicht, signifikante Verringerungen der Wärmeübergangskoeffizienten in der Region um 90° und 270°, welche in Form und Verlauf qualitativ denen aus den in Kapitel 7.3 vorgestellten Simulationen mit dem Kuipers et al. (1992) und Patil et al. (2006) Modell entsprechen. Mit dieser Erklärung kann des Weiteren auch die größere Abweichung von Simulation und Experiment bei den Partikelklassen mit den kleineren Durchmessern begründet werden. Die Quasi-Erhöhung der Geschwindigkeit in den Simulationen aufgrund der Verwendung des 2D-Gitters führt nach der Überschreitung des Maximums der Wärmeübertragung bei kleineren Partikeln zu einer stärkeren Reduktion der Wärmeübergangskoeffizienten als bei größeren, siehe beispielsweise Kunii und Levenspiel (1991).

Insgesamt muss betont werden, dass die vollständige Validierung eines CFD-Modells zur Beschreibung der Wärmeübertragung in Wirbelschichten mit eingetauchten Rohren nur mittels 3D-Simulationen erzielt werden kann. Diese sind aber hinsichtlich numerischem Aufwand und Stabilität enorm problematisch und zur Durchführung von Modellstudien und Parametervariationen letztlich nicht praktisch anwendbar.

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die numerische Modellierung der Hydrodynamik und Wärmeübertragung in blasenbildenden Wirbelschichten bestehend aus Braunkohlepartikeln untersucht. Ausgehend von in der Literatur bereits vorhandenen Ansätzen und Modellen wird überprüft, inwieweit diese für den diskutierten Anwendungsfall eingesetzt werden können und welche dabei relevanten Aspekte berücksichtigt werden müssen. Dazu werden die beiden Phänomene der Hydrodynamik und Wärmeübertragung getrennt voneinander untersucht, wobei die zugrundeliegenden Modelle aufeinander aufbauen.

Der Überblick über den Stand der Forschung zeigt die zahlreichen prinzipiellen Möglichkeiten zur Beschreibung dicht beladener Gas-Feststoff-Strömungen auf. Aufgrund der hier betrachteten Anlagendimensionen liegt der Schwerpunkt der zitierten Literaturquellen auf dem Euler-Euler Two Fluid Model (TFM) unter Einsatz der Kinetic Theory of Granular Flow (KTGF) zur Modellierung der Rheologie der Feststoffphase. Die genannten Arbeiten behandeln Themenkomplexe wie den Einfluss von Rohreinbauten, druckaufgeladene Atmosphären und nicht-sphärische Partikel, wobei deutlich wird, dass der überwiegender Teil der Publikationen auf diesen Gebieten unter Verwendung von Glaskugeln und Sandpartikeln entstanden ist. Numerische Simulationen von Braunkohlewirbelschichten sind relativ selten und wurden meist stark vereinfacht abgebildet oder lediglich anhand globaler Prozessgrößen validiert. Detaillierte hydrodynamische Studien sind nicht verfügbar, weshalb dieser Aspekt einen Schwerpunkt der Promotionsschrift darstellt. Weiterhin sind in der Literatur allgemein kaum numerische Untersuchungen zur Wärmeübertragung an eingetauchten, horizontalen Rohren in blasenbildenden Wirbelschichten mit dem TFM-KTGF-Ansatz zu finden. In den wenigen Ausnahmen werden stattdessen vorrangig vertikale Übertragerwände betrachtet, die von einem Gasjet angeströmt werden. Diese Thematik bildet deshalb den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit.

Zur Validierung der aus den Simulationen extrahierten Daten stehen zwei verschiedene Versuchsanlagen zur Verfügung. In einem eigens konzipierten, quasi-2D Wirbelschichtkaltmodell können hydrodynamische Größen gemessen werden. Mithilfe transparenter Vorder- und Rückwände der Wirbelschicht kann eine automatische Bildanalyse per Digital Image Analysis Technique (DIAT) durchgeführt werden, um die Eigenschaften der aufsteigenden Blasen ermitteln zu können, welche als Vergleichsgrößen zwischen Simulation und Experiment herangezogen werden. Diese Methodik beruht auf einem selbstentwickelten Auswertungscode auf Basis des kommerziellen Softwarepakets MATLAB®/Simulink® unter Anwendung der Image Processing Toolbox™ zur Analyse der bei der Durchführung der Experimente aufgenommenen Videosequenzen. Eine weitere zylindrische Wirbelschichtanlage mit einem einzelnen, horizontal eingetauchten Rohr dient zur Bestimmung des Wärmeübergangs von dem Rohr in die Wirbelschicht. Der Wärmeübergangskoeffizient wird dabei über eine Sonde gemessen, die eine separate Bilanzierung eines Segments des Rohrumfangs und so die Ermittlung der lokalen Verteilung der Werte über dem Gesamtumfang ermöglicht. Als Wirbelgut wurde in beiden Versuchsanlagen abgesiebte Trockenbraunkohle

verwendet. Aufgrund der Größe der Partikel sind sie nach der Geldart-Klassifikation den Gruppen B und D zuzuorden. Diese Aufbereitung der Partikel wurde durchgeführt, um störende polydisperse Effekte, Fluidisierungprobleme und bekannte Schwierigkeiten, die bei der Modellierung der anderen Geldart-Gruppen auftreten, so weit wie möglich auszuschließen.

Den eigentlichen Simulationen mit Braunkohlepartikeln wird eine Untersuchung zu Simulationsparametern und -gittern vorangestellt, um deren Einfluss auf die Ergebnisse abschätzen und passende Einstellung ableiten zu können. Dazu werden abweichend vom Rest der Arbeit Glaskugeln verwendet, da somit auf bereits validierte Modelle und zahlreiche Veröffentlichungen zurückgegriffen werden kann. So werden die Unterschiede zwischen der Verwendung von Approximationsverfahren 1. und 2. Ordnung zur Diskretisierung der konvektiven Terme in den Erhaltungsgleichungen aufgezeigt. Aufgrund von ausgeprägter numerischer Diffusion mit den ersteren tritt ein unphysikalisches Verhalten in der Simulation auf. Stabile Verfahren 2. Ordnung zeigen demgegenüber passende Ergebnisse. Weiterhin wird der Nachweis erbracht, dass die gewählten Konvergenzkriterien und Zeitschrittweiten die numerische Stabilität der Simulationen für alle in der Arbeit diskutierten Betriebsbedingungen der Wirbelschicht gewährleisten. Auch die angewendete Methodik zur Extraktion der notwendigen, zeitlich gemittelten Daten wird eingehend beschrieben und die mindestens notwendigen Simulationsdauern und Mittelungszeiträume für die Hydrodynamik und Wärmeübertragung ermittelt, um den allgemein hohen numerischen Aufwand auf ein Minimum reduzieren zu können.

Ein ebenfalls bedeutender Aspekt ist die Wahl des Rechengitters. Seine Größe beeinflusst die erzielbare Genauigkeit sowie die benötigte Zeit der Simulation enorm. Daher wird eine umfassende Untersuchung der Gittergröße und der lokalen Verfeinerungen durchgeführt, um gitterunabhängige Lösungen zu erhalten. Die Dimension des Gitters ist ein weiterer betrachteter Gegenstand. Die üblicherweise zweidimensionalen Gitter werden mit dreidimensionalen hinsichtlich Ergebnissen und Aufwand verglichen, um zu überprüfen, inwieweit eine reale 3D-Wirbelschichtströmung mit einem 2D-Rechengitter angenähert werden kann. Die Resultate zeigen besonders für die Geschwindigkeiten deutliche Unterschiede zwischen 2D- und 3D-Simulationen, so dass der Einsatz von 3D-Gittern für reale Wirbelschichtströmungen bevorzugt werden sollte. Allerdings ist der damit einhergehende numerische Mehraufwand viel zu hoch, um umfassende Parameterstudien und Modellvariationen in einem vertretbaren Zeitraum durchführen zu können.

Zur Modellierung der Hydrodynamik von Braunkohlewirbelschichten werden die wichtigsten partikelrelevanten Modellparameter und Submodelle untersucht. Im Rahmen entsprechender numerischer Studien werden daher der Reibungswinkel zur Einbeziehung von Reibungseffekten bei der Berechnung der Viskosität der Feststoffphase in dicht beladenen Wirbelschichten, der Spekularitätskoeffizient zur Charakterisierung der Teilschlupfrandbedingung für die Feststoffphase, der Restitutionskoeffizient als Maß der Partikelelastizität bei gegenseitigem Stoß und die Impulsaustauschfunktion zur Berechnung der zwischen Gas- und Feststoffphase wirkenden Widerstandskraft variiert und der jeweilige Einfluss auf die Größe und Geschwindigkeit der aufsteigenden Blasen analysiert. Hinsichtlich der Impulsaustauschfunktionen ist dazu der angewendete CFD-Löser mittels UDF um die noch nicht vorhandenen Submodelle erweitert worden. Die in Braun-

kohlewirbelschichten sowohl ohne als auch mit dicht gepackten Tauchheizflächen durchgeführten Vergleiche werden anhand der experimentell ermittelten Versuchsergebnisse validiert. Die individuelle Wirkung der unterschiedlichen Parameterwerte und Submodelle ist, unphysikalische Grenzfälle ausgenommen, im Allgemeinen in freien Wirbelschichten größer und deutlicher voneinander abgrenzbar als in den Wirbelschichten mit den Strömungswiderständen. Deren Einfluss ist aufgrund ihrer dichten Anordnung dominierend. Von den untersuchten Größen stellt die Impulsaustauschfunktion den bedeutendsten Faktor zur adäquaten Beschreibung der Hydrodynamik der Wirbelschicht dar.

Die aus den Simulationen ermittelten Eigenschaften der Blasen sind gegenüber denen aus den Experimenten stets etwas zu hoch. In einer umfassenden Diskussion wird als Ursache dafür eine in den Experimenten aufgrund der realisierten Ausführung der Versuchsanlage vorhandene dynamische Kopplung zwischen der Windbox und der Wirbelschicht ermittelt, welche in dem numerischen Modell nicht aufgelöst wird. Der Vergleich der Simulationen mit der Kombination der jeweils günstigsten Parameter und Submodelle zeigt dennoch eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Dieses hydrodynamische Gesamtmodell ist anschließend zur Untersuchung des Einflusses der Partikelgröße und Rohranordnung auf die Eigenschaften der Blasen herangezogen worden. Die Zunahme von Blasengröße und -geschwindigkeit mit zunehmender Größe der Partikel stimmt in den Simulationen dabei mit den Beobachtungen aus dem Experiment überein. Die versetzte oder fluchtende Anordnung der Rohre besitzt hingegen keine unmittelbare Auswirkung auf die gemessenen Blaseneigenschaften. Vielmehr bewirken ungleiche Aufstiegspfade der Blasen eine unterschiedlich starke Quervermischung der Partikel im Bereich der Tauchheizflächen. Diese ist bei versetzten Rohren intensiver und erklärt so unter anderem die in der Literatur angegebenen höheren Wärmeübergangskoeffizienten bei dieser Anordnung.

Die Untersuchung der Wärmeübertragung in Braunkohlewirbelschichten werden verschiedene Ansätze zur Modellierung der Wärmeleitfähigkeiten von Gas- und Feststoffphase betrachtet. Neben einem Standardmodell für die Wirbelschicht gehören dazu ebenfalls zwei unterschiedliche Methoden zur Einbeziehung von Effekten, die in unmittelbarer Nähe eingetauchter Oberflächen zu beachten sind und die lokale Wärmeleitfähigkeit der Gas-Partikel-Suspension beeinflussen. Der verwendete Strömungslöser ist wiederum per UDF um diese noch nicht vorhandenen Submodelle erweitert worden. Die allgemeine Funktionalität des aufgestellten Modells wird anhand der Auflösung der Kopplung von lokaler Strömung und Wärmeübertragung nachgewiesen. Dazu wird an der Unter- und Oberseite des Rohrs sowie an dessen Flanke der transiente Verlauf der beiden phasengebundenen Anteile des Wärmeübergangskoeffizienten und der Feststoffphasenvolumenanteil qualitativ mit Literaturangaben verglichen. Die Übereinstimmung mit berichteten, experimentellen Ergebnissen ist sehr gut. Für die betrachteten Partikelgrößen und Fluidisierungsgeschwindigkeiten dominiert der partikelkonvektive Anteil die Gesamtwärmeübertragung und ist damit hinsichtlich der Modellierung zugleich die bedeutendste Größe.

Die Simulationen mit den genannten Modellen zur Beschreibung der Wärmeleitfähigkeiten werden mittels globaler und lokaler Mittelwerte der sich ergebenden Wärmeübergangskoeffizienten an einem eingetauchten, horizontalen Einzelrohr miteinander und den experimentell gewonnenen

Daten verglichen. Zusätzlich erfolgt eine Variation der Leerrohrgeschwindigkeit sowie eine getrennte Diskussion der gas- und partikelkonvektiven Anteile. Die Resultate zeigen, dass ein Wärmeleitungsansatz in der Nähe einer Übertragerfläche zu deutlich niedrigeren Wärmeübergangskoeffizienten als die anderen beiden führt, da er dort für die Feststoffphase geringere Wärmeleitfähigkeiten annimmt. Dieser wurde aus den folgenden Betrachtungen des Einflusses der Größe der Partikel daher nicht weiter herangezogen. Die anderen Ansätze zeigen für größere Partikel eine bessere Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den durchgeführten Experimenten. Allerdings wird in jeder Simulation unabhängig von Partikeldurchmesser und Geschwindigkeit ein starker Abfall der erzielten Wärmeübertragung im Bereich der Rohrflanken beobachtet, welche die größte qualitative Abweichung zwischen den Daten aus den Simulationen und Experimenten darstellt. In einer Diskussion werden die Gründe für diese Diskrepanz beleuchtet. In den zweidimensionalen Simulationen werden die Geschwindigkeiten der aufsteigenden Blasen wie auch die der Gas- und Feststoffphase zu hoch vorhergesagt. Die sich am Rohr dann ausbildende, lokale Strömung führt zu einem partiellen Wegtransport neuer, kalter Partikel von der Oberfläche in der Region um die Flanken des Rohrs und damit zu verminderter Wärmeübertragung. Zum Nachweis dieser Tendenz sind eigene Experimente mit erhöhter Leerrohrgeschwindigkeit umgesetzt und entsprechende experimentelle Daten aus der Literatur angeführt worden. Die Verwendung dreidimensionaler Gitter in den Simulationen müsste diese Problematik lösen. Dies ist aber aufgrund von einem enormen numerischen Aufwand und Stabilitätsproblemen insbesondere für numerische Studien und Parametervariationen nicht praktisch durchführbar.

8.2 Ausblick

Die beschriebene Modellierung von Gas-Feststoff-Wirbelschichten mit dem TFM-KTGF-Ansatz besitzt sowohl für die allgemeine Anwendung als auch den vorliegenden Fall einer Braunkohlewirbelschicht zahlreiche Aspekte, die im Rahmen weiterführender Forschungsarbeiten als Themenstellungen dienen können.

Hinsichtlich der Hydrodynamik einer Wirbelschicht ist eine Erweiterung des gewählten Modellierungsansatzes auf Partikel der Geldart-Gruppe A wünschenswert, um weiter in die technisch interessanteren Anwendungsbereiche vorzudringen. Die Berücksichtigung der hierbei relevanten Partikelanziehungskräfte erfolgte bisher lediglich mit stark empirischen Modifikationen. Weiterhin werden in der Praxis zum Großteil polydisperse Wirbelgüter eingesetzt, die mit dem bestehenden, monodisperse Partikel voraussetzten Modell nur unzureichend abgebildet werden können. Ein möglicher Ansatz hierfür ist im Rahmen des TFM die Darstellung polydisperser Partikel durch mehrere verschiedene Feststoffphasen, was allerdings eine enorme Erhöhung des Modellierungs- und Simulationsaufwands mit sich bringt. Generell ist zur Verbesserung und Verbreiterung der experimentellen Datengrundlage zur Validierung der numerischen Strömungsmodelle die Betrachtung weiterer Wirbelschichtgeometrien, Leerrohrgeschwindigkeiten und Strömungszustände notwendig. Für Braunkohlewirbelschichten sind detailliertere Untersuchungen des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit und des Wassergehalts der Partikel auf das Fluidisierungsverhalten und dessen Abbildung im hydrodynamischen Modell eine sinnvolle Erweiterung der hier durchgeführten Aktivitäten.

Die Modellierung der für die Wärmeübertragung in Wirbelschichten bedeutenden Wärmeleitfähigkeit der verschiedenen Phasen basiert vorrangig auf stark verallgemeinernden Annahmen oder empirisch gewonnenen Korrelationen. Der auf dem Prinzip der KTGF beruhende und damit physikalisch fundamentalere Ansatz von Hunt (1997) liefert hingegen deutlich unzureichende Ergebnisse. An dieser Stelle sind weitere Verbesserungen oder Erweiterungen der Modelle vorstellbar, um möglichst weite Anwendungs- und Gültigkeitsbereiche zuverlässig beschreiben zu können. Das entwickelte Wärmeübertragungsmodell sollte des Weiteren auch in Wirbelschichten mit eingetauchten Wärmeübertragerbündeln getestet und mit experimentellen Daten verglichen werden. Die Anwendung von dreidimensionalen Rechengittern dafür erscheint trotz erhöhten Aufwands vorteilhaft und könnte mit verbesserten Programmversionen oder alternativer, optimierter Löser sowie in Zukunft vorhandener, noch modernerer Computerhardware in einem vertretbaren Zeitrahmen möglich sein.

Um aus dem hier dargestellten und diskutierten Ansatz ein integriertes Gesamtmodell zur Abbildung der druckaufgeladenen Dampfwirbelschichttrocknung von Braunkohle zu entwickeln, sind weitere verfahrensrelevante Teilaspekte hinzuzufügen und mit Experimenten zu überprüfen. Dies umfasst zum einen den Ersatz von Stickstoff durch Wasserdampf als Fluidisierungsmedium und die Anhebung des Systemdrucks in der Wirbelschicht. Zum anderen ist die Einbeziehung der partikelspezifischen Trocknungskinetik in das Modell notwendig. Höhne (2011) hat bereits entsprechende Untersuchungen für Lausitzer Braunkohle durchgeführt und kann daher als Basis hierfür dienen. Als Implementationsmethodik scheint eine Erweiterung des numerischen Modells um eine Transportgleichung mit dem Wassergehalt als skalare Größe vielversprechend zu sein.

Literaturverzeichnis

Agarwal, P.K.; Hull, A.S.; Lim, K.S.: Digital Image Analysis Techniques for the Study of Bubbling Fluidized Beds, in: Chaouki, J.; Larachi, F.; Dudukovic, M.P. (Hrsg.): Non-Invasive Monitoring of Multiphase Flows, 1997, Elsevier, Amsterdam

Anderson, T.B.; Jackson, R.: A Fluid Mechanical Description of Fluidized Beds. Equations of Motion, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 1967, 6, 4, 527-539

ANSYS, Inc.: ANSYS FLUENT 12 - Theory Guide, 2009, Canonsburg, USA

Armstrong, L.M.; Gu, S.; Luo, K.H.: Study of Wall-To-Bed Heat Transfer in a Bubbling Fluidised Bed Using the Kinetic Theory of Granular Flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010a, 53, 21-22, 4949-4959

Armstrong, L.M.; Gu, S.; Luo, K.H.: The Influence of Multiple Tubes on the Tube-To-Bed Heat Transfer in a Fluidised Bed, *International Journal of Multiphase Flow*, 2010b, 36, 11-12, 916-929

Asegehegn, T.W.: Investigation of Bubble Hydrodynamics in Fluidized Beds Containing Immersed Horizontal Tube Banks for Lignite Drying Applications, 2011, Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus

Asegehegn, T.W.; Schreiber, M.; Krautz H.-J.: Numerical Study of Bubbling Gas-Solid Fluidized Beds Hydrodynamics: Influence of Immersed Horizontal Tubes and Data Analysis, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2011a, 9, A16

Asegehegn, T.W.; Schreiber, M.; Krautz, H.-J.: Investigation of Bubbling Behavior of Fluidized Beds with and without Immersed Horizontal Tubes Using Digital Image Analysis Technique, *Powder Technology*, 2011b, 210, 3, 248-260

Baehr, H.D.; Stephan, K.: Wärme- und Stoffübertragung, 7. Auflage, 2010, Springer-Verlag, Berlin

Baskakov, A.P.; Berg, B.V.; Vitt, O.K.; Filippovsky, N.F.; Kirakosyan, V.A.; Goldobin, J.M.; Maskaev, V.K.: Heat Transfer to Objects Immersed in Fluidized Beds, *Powder Technology*, 1973, 8, 5-6, 273-282

Benyahia, S.; Syamlal, M.; O'Brien, T.J.: Extension of Hill-Koch-Ladd Drag Correlation over all Ranges of Reynolds Number and Solids Volume Fraction, *Powder Technology*, 2006, 162, 2, 166-174

Bi, H.T.: A Critical Review of the Complex Pressure Fluctuation Phenomenon in Gas-Solids Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2007, 62, 13, 3473-3493

Boemer, A.: Euler/Euler-Simulation der Fluiddynamik blasenbildender Wirbelschichten, 1996, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen

Bonniol, F.; Sierra, C.; Occelli, R.; Tadrist, L.: Experimental Study of the Interaction of a Dense Gas-Solid Fluidized Bed with its Air-Plenum, *Powder Technology*, 2010, 202, 1-3, 118-129

Botterill, J.S.M.: Fluid Bed Heat Transfer, in: Geldart, D. (Hrsg.): Gas Fluidization Technology, 1986, John Wiley & Sons, New York

Bouillard, J.X.; Lyczkowski, R.W.; Gidaspow, D.: Porosity Distributions in a Fluidized Bed with an Immersed Obstacle, *AIChE Journal*, 1989, 35, 6, 908-922

Buschsieweke, F.: Dampfwirbelschichttrocknung von Braunkohle, 2005, Dissertation, Universität Stuttgart

Busciglio, A.; Vella, G.; Micale, G.; Rizzuti, L.: Analysis of the Bubbling Behavior of 2D Gas Solid Fluidized Beds: Part I. Digital Image Analysis Technique, *Chemical Engineering Journal*, 2008, 140, 1-3, 398-413

Cammarata, L.; Micale, G.D.M.; Lettieri, P.; Colman, D.: 2D and 3D Simulations of Bubbling Fluidized Beds Using Eulerian-Eulerian Models, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2003, 1, A48

Cao, J.; Cheng, Z.; Fang, Y.; Jing, H.; Huang, J.; Wang, Y.: Simulation and Experimental Studies on Fluidization Properties in a Pressurized Jetting Fluidized Bed, *Powder Technology*, 2008, 183, 1, 127-132

Chalermsinsuwan, B.; Gidaspow, D.; Piumsomboon, P.: Two- and Three-Dimensional CFD Modeling of Geldart A Particles in a Thin Bubbling Fluidized Bed: Comparison of Turbulence and Dispersion Coefficients, *Chemical Engineering Journal*, 2011, 171, 1, 301-313

Chandrasekaran, B.K.; van der Lee, L.; Hulme, I.; Kantzas, A.: A Simulation and Experimental Study of the Hydrodynamics of a Bubbling Fluidized Bed of Linear Low Density Polyethylene Using Bubble Properties and Pressure Fluctuations, *Macromolecular Materials and Engineering*, 2005, 290, 6, 592-609

Chao, Z.; Wang, Y.; Jakobsen, J.P.; Fernandino, M.; Jakobsen, H.A.: Derivation and Validation of a Binary Multi-Fluid Eulerian Model for Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2011, 66, 16, 3605-3616

Chapman, S.; Cowling, T.G.: The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, 3rd Edition, 1970, Cambridge University Press, Cambridge

Chen, X.-Z.; Shi, D.-P.; Gao, X.; Luo, Z.-H.: A Fundamental CFD Study of the Gas-Solid Flow Field in Fluidized Bed Polymerization Reactors, *Powder Technology*, 2011, 205, 1-3, 276-288

Cheremisinoff, N.P.: Review of Experimental Methods for Studying the Hydrodynamics of Gas-Solid Fluidized Beds, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 1986, 25, 2, 329-351

Chhabra, R.P.; Agarwal, L.; Sinha, N.K.: Drag on Non-Spherical Particles: An Evaluation of Available Methods, *Powder Technology*, 1999, 101, 3, 288-295

Chiesa, M.; Mathiesen, V.; Melheim, J.A.; Halvorsen, B.: Numerical Simulation of Particulate Flow by the Eulerian-Lagrangian and the Eulerian-Eulerian Approach with Application to a Fluidized Bed, *Computers & Chemical Engineering*, 2005, 29, 2, 291-304

Clift, R.; Grace, J.R.; Weber, M.E.: Stability of Bubbles in Fluidized Beds, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 1974, 13, 1, 45-51

Cornejo, P.; Farias, O.: Mathematical Modeling of Coal Gasification in a Fluidized Bed Reactor Using a Eulerian Granular Description, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2011, 9, A2

Curtis, J.S.; van Wachem, B.G.M.: Modeling Particle-Laden Flows: A Research Outlook, *AIChE Journal*, 2004, 50, 11, 2638-2645

Dalla Valle, J.M.: Micromeritics: The Technology of Fine Particles, 1948, Pitman, London

Darton, R.C.; LaNauze, R.D.; Davidson, J.F.; Harrison, D.: Bubble Growth due to Coalescence in Fluidized Beds, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 1977, 55, 4, 274-280

Das Sharma, S.K.; Mohan, R.: Numerical Study of the Influence of Horizontal Tube Banks on the Hydrodynamics of a Dense Gas-Solid Bubbling Fluidized Bed, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2003, 1, A26

Deen, N.G.; van Sint Annaland, M.; van der Hoef, M.A.; Kuipers, J.A.M.: Review of Discrete Particle Modeling of Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2007, 62, 1-2, 28-44

Di Felice, R.: The Voidage Function for Fluid-Particle Interaction Systems, *International Journal of Multiphase Flow*, 1994, 20, 1, 153-159

Di Natale, F.; Bareschino, P.; Nigro, R.: Heat Transfer and Void Fraction Profiles Around a Horizontal Cylinder Immersed in a Bubbling Fluidised Bed, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, 53, 17-18, 3525-3532

Di Natale, F.; Lancia, A.; Nigro, R.: Surface-To-Bed Heat Transfer in Fluidised Beds: Effect of Surface Shape, *Powder Technology*, 2007, 174, 3, 75-81

Di Natale, F.; Lancia, A.; Nigro, R.: A Single Particle Model for Surface-To-Bed Heat Transfer in Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2008, 187, 1, 68-78

Dietz, S.: Wärmeübergang in blasenbildenden Wirbelschichten, 1994, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Ding, J.; Gidaspow, D.: A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow, *AIChE Journal*, 1990, 36, 4, 523-538

Elghobashi, S.: Particle-Laden Turbulent Flows: Direct Simulation and Closure Models, *Applied Scientific Research*, 1991, 48, 301-314

Enwald, H.; Almstedt A.-E.: Fluid Dynamics of a Pressurized Fluidized Bed: Comparison between Numerical Solutions from Two-Fluid Models and Experimental Results, *Chemical Engineering Science*, 1999, 54, 3, 329-342

Enwald, H.; Peirano, E.; Almstedt, A.-E.: Eulerian Two-Phase Flow Theory Applied to Fluidization, *International Journal of Multiphase Flow*, 1996, 22, Suppl.1, 21-66

Ergun, S.: Fluid Flow through Packed Columns, *Chemical Engineering Progress*, 1952, 48, 2, 89-94.

Esmaili, E.; Mahinpey, N.: Adjustment of Drag Coefficient Correlations in Three Dimensional CFD Simulation of Gas-Solid Bubbling Fluidized Bed, *Advances in Engineering Software*, 2011, 42, 6, 375-386

Fan, R.; Fox, R.O.: Segregation in Polydisperse Fluidized Beds: Validation of a Multi-Fluid Model, *Chemical Engineering Science*, 2008, 63, 1, 272-285

Flamant, G.; Fatah, N.; Flitris, Y.: Wall-To-Bed Heat Transfer in Gas-Solid Fluidized Beds: Prediction of Heat Transfer Regimes, *Powder Technology*, 1992, 69, 3, 223-230

Gamwo, I.K.; Soong, Y.; Lyczkowski, R.W.: Numerical Simulation and Experimental Validation of Solids Flows in a Bubbling Fluidized Bed, *Powder Technology*, 1999, 103, 2, 117-129

Ganser, G.H.: A Rational Approach to Drag Prediction of Spherical and Nonspherical Particles, *Powder Technology*, 1993, 77, 2, 143-152

Garside, J.; Al-Dibouni, M.R.: Velocity-Voidage Relationships for Fluidization and Sedimentation in Solid-Liquid Systems, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 1977, 16, 2, 206-214

Geldart, D.: Types of Gas Fluidization, *Powder Technology*, 1973, 7, 5, 285-292

Gera, D.; Gautam, M.; Tsuji, Y.; Kawaguchi, T.; Tanaka. T.: Computer Simulation of Bubbles in Large-Particle Fluidized Beds, *Powder Technology*, 1998, 98, 1, 38-47

Gidaspow, D.: Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions, 1994, Academic Press, Boston

Gidaspow, D.; Ettehadieh, B.: Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet - 2. Hydrodynamic Modeling, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 1983, 22, 2, 193-201

Gidaspow, D.; Seo, Y.C.; Ettehadieh, B.: Hydrodynamics of Fluidization: Experimental and Theoretical Bubble Sizes in a Two-Dimensional Bed with a Jet, *Chemical Engineering Communications*, 1983, 22, 5-6, 253-272

Gilbertson, M.A.; Goldschmidt, M.J.V.; Kuipers, J.A.M.: Comparison of Eulerian Hydrodynamic Models with Non-Intrusive X-Ray Measurements in Pressurized Dense Gas-Fluidised Beds, in: 10th International Conference on Fluidization - Fluidization X, 2001, Peking, China

Gogolek, P.E.G.; Grace, J.R.: Fundamental Hydrodynamics Related to Pressurized Fluidized Bed Combustion, *Progress in Energy and Combustion Science*, 1995, 21, 5, 419-451

Goldschmidt, M.J.V.; Kuipers, J.A.M.; van Swaaij, W.P.M.: Hydrodynamic Modelling of Dense Gas-Fluidised Beds Using the Kinetic Theory of Granular Flow: Effect of Coefficient of Restitution on Bed Dynamics, *Chemical Engineering Science*, 2001, 56, 2, 571-578

Goldsmith, W.: Impact: The Theory and Physical Behaviour of Colliding Solids, 1960, Richard Clay and Co. Ltd., London

Gomes, J.L.M.A.; Pain, C.C.; de Oliveira, C.R.E.; Goddard, A.J.H.; Oliveira, F.B.S.: A Numerical Investigation of Heat Transfer Mechanisms in Gas-Solid Fluidized Beds Using the Two-Fluid Granular Temperature Model, *Heat Transfer Engineering*, 2007, 28, 6, 576-597

Grace, J.R.; Taghipour, F.: Verfication and Validation of CFD Models and Dynamic Similarity for Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2004, 139, 2, 99-110

Grewal, N.S.: A Correlation for Maximum Heat Transfer Coefficient Between a Horizontal Tube and a Gas-Solid Fluidized Bed of Small Particles, *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1982, 9, 5, 377-384

Grewal, N.S.; Saxena, S.C.: Maximum Heat Transfer Coefficient Between a Horizontal Tube and a Gas-Solid Fluidized Bed, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 1981, 20, 1, 108-116

Grewal, N.S.; Saxena, S.C.: Experimental Studies of Heat Transfer Between a Bundle of Horizontal Tubes and a Gas-Solid Fluidized Bed of Small Particles, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 1983, 22, 3, 367-376

Guenther, C.; Syamlal, M.: The Effect of Numerical Diffusion on Simulation of Isolated Bubbles in a Gas-Solid Fluidized Bed, *Powder Technology*, 2001, 116, 2-3, 142-154

Gui, N.; Fan, J.R.; Luo, K.: DEM-LES Study of 3-D Bubbling Fluidized Bed with Immersed Tubes, *Chemical Engineering Science*, 2008, 63, 14, 3654-3663

Gunn, D.J.: Transfer of Heat and Mass to Particles in Fixed and Fluidized Beds, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1978, 21, 4, 467-476

Gustavsson, M.; Almstedt, A.-E.: Numerical Simulation of Fluid Dynamics in Fluidized Beds with Horizontal Heat Exchanger Tubes, *Chemical Engineering Science*, 2000, 55, 4, 857-866

Haider, A.; Levenspiel, O.: Drag Coefficient and Terminal Velocity of Spherical and Nonspherical Particles, *Powder Technology*, 1989, 58, 1, 63-70

Halvorsen, B.: An Experimental and Computational Study of Flow Behaviour in Bubbling Fluidized Beds, 2005, Dissertation, Norwegian University of Science and Technology Trondheim

Hill, R.J.; Koch, D.L.; Ladd, A.J.: The First Effects of Fluid Inertia on Flows in Ordered and Random Arrays of Spheres, *Journal of Fluid Mechanics*, 2001a, 448, 213-241

Hill, R.J.; Koch, D.L.; Ladd, A.J.: Moderate-Reynolds-Number Flows in Ordered and Random Arrays of Spheres, *Journal of Fluid Mechanics*, 2001b, 448, 243-278

Hirschberg, H.G.: Handbuch Verfahrenstechnik und Anlagenbau: Chemie, Technik, Wirtschaftlichkeit, 1999, Springer-Verlag, Berlin

Höhne, O.: Grundlagenuntersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf die Trocknung von Braunkohle in Wasserdampf, 2011, Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus

Höhne, O.; Lechner, S.; Schreiber, M.; Krautz, H.-J.: Drying of Lignite in a Pressurized Steam Fluidized Bed - Theory and Experiments, *Drying Technology*, 2010, 28, 1, 5-19

Hoomans, B.P.B.; Kuipers, J.A.M.; Briels, W.J.; van Swaaij, W.P.M.: Discrete Particle Simulation of Bubble and Slug Formation in a Two-Dimensional Gas-Fluidized Bed: A Hard-Sphere Approach, *Chemical Engineering Science*, 1996, 51, 1, 99-118

Hull, A.S.; Chen, Z.; Agarwal, P.K.: Influence of Horizontal Tube Banks on the Behavior of Bubbling Fluidized Beds: 2. Mixing of Solids, *Powder Technology*, 2000, 111, 3, 192-199

Hull, A.S.; Chen, Z.; Fritz, J.W.; Agarwal, P.K.: Influence of Horizontal Tube Banks on the Behavior of Bubbling Fluidized Beds: 1. Bubble Hydrodynamics, *Powder Technology*, 1999, 103, 3, 230-242

Hulme, I.; Clavelle, E.; van der Lee, L.; Kantzas, A.: CFD Modeling and Validation of Bubble Properties for a Bubbling Fluidized Bed, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2005, 44, 12, 4254-4266

Hunt, M.L.: Discrete Element Simulations for Granular Material Flows: Effective Thermal Conductivity and Self Diffusivity, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1997, 40, 13, 3059-3068

Ishii, M.: Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, 1975, Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France, Eyrolles, Paris

Ishii, M.; Mishima, K.: Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations, *Nuclear Engineering and Design*, 1984, 82, 2-3, 107-126

Jackson, R.: Locally Averaged Equations of Motion for a Mixture of Identical Spherical Particles and a Newtonian Fluid, *Chemical Engineering Science*, 1997, 52, 15, 2457-2469

Jakobsen, H.A.: Numerical Convection Algorithms and Their Role in Eulerian CFD Reactor Simulations, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2003, 1, A1

Jenkins, J.T.; Savage, S.B.: A Theory for the Rapid Flow of Identical, Smooth, Nearly Elastic, Spherical Particles, *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 130, 187-202

Johansson, K.; Norling, R.; Hjörnhede, A.; Almstedt, A.-E.; Johnsson, F.; Nylund, A.: Hydrodynamics and Steel Tube Wastage in a Fluidized Bed at Elevated Temperature, *Chemical Engineering Science*, 2004, 59, 1, 31-40

Johansson, K.; van Wachem, B.G.M.; Almstedt, A.-E.: Experimental Validation of CFD Models for Fluidized Beds: Influence of Particle Stress Models, Gas Phase Compressibility and Air Inflow Models, *Chemical Engineering Science*, 2006, 61, 5, 1705-1717

Johnson, P.C.; Jackson, R.: Frictional-Collisional Constitutive Relations for Granular Materials, with Application to Plane Shearing, *Journal of Fluid Mechanics*, 1987, 176, 67-93

Johnson, P.C.; Nott, P.; Jackson, R.: Frictional-Collisional Equations of Motion for Particulate Flows and their Application to Chutes, *Journal of Fluid Mechanics*, 1990, 210, 501-535

Johnsson, F.; Larsson, G.; Leckner, B.: Pressure and Flow Fluctuations in a Fluidized Bed - Interaction with the Air-Feed System, *Chemical Engineering Science*, 2002, 57, 8, 1379-1392

Karimipour, S.; Pugsley, T.: A Critical Evaluation of Literature Correlations for Predicting Bubble Size and Velocity in Gas-Solid Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2011, 205, 1-3, 1-14

Kim, S.W.; Ahn, J.Y.; Kim, S.D.; Lee, D.H.: Heat Transfer and Bubble Characteristics in a Fluidized Bed with Immersed Horizontal Tube Bundle, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46, 3, 399-409

Klose, E.; Kuchling, T.; Born, M., in: Bergakademie Freiberg - Sektion Verfahrens- und Silikattechnik (Hrsg.): Brennstofftechnische Arbeitsmappe, Sammlung von Datenblättern, aus: *Energietechnik*, 1986 ff., 36 ff.

Klutz, H.-J.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Entwicklung eines Wirbelschichttrockners für Braunkohle, 2008, Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg

Krishna, R.; van Baten, J.M.; Urseanu, M.I.; Ellenberger J.: Rise Velocity of Single Circular-Cap Bubbles in Two-Dimensional Beds of Powders and Liquids, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 2000, 39, 5, 433-440

Kuipers, J.A.M.; Prins, W.; van Swaaij, W.P.M.: Theoretical and Experimental Bubble Formation at a Single Orifice in a Two-Dimensional Gas-Fluidized Bed, *Chemical Engineering Science*, 1991, 46, 11, 2881-2894

Kuipers, J.A.M.; Prins, W.; van Swaaij, W.P.M.: Numerical Calculation of Wall-to-Bed Heat-Tranfer Coefficients in Gas-Fluidized Beds, *AIChE Journal*, 1992, 38, 7, 1079-1091

Kuipers, J.A.M.; van Swaaij, W.P.M.: Computational Fluid Dynamics Applied to Chemical Reaction Engineering, *Advances in Chemical Engineering*, 1998, 24, 227-328

Kunii, D.; Levenspiel, O.: Fluidization Engineering - Second Edition, 1991, Butterworth-Heinemann, Newton

Kurosaki, Y.; Ishiguro, H.; Takahashi, K.: Fluidization and Heat-Transfer Characteristics Around a Horizontal Heated Circular Cylinder Immersed in a Gas Fluidized Bed, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1988, 31, 2, 349-358

Leboreiro, J.; Joseph, G.G.; Hrenya, C.M.: Revisiting the Standard Drag Law for Bubbling, Gas-Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2008, 183, 3, 385-400

Lechner, S.: Untersuchungen zur Berechnung und Optimierung des Wärmeübergangs bei der Dampfwirbelschicht-Trocknung am Beispiel von Lausitzer Braunkohlen, 2012, Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus

Legawiec, B.; Ziólkowski, D.: Structure, Voidage and Effective Thermal Conductivity of Solids within Near-Wall Region of Beds Packed with Spherical Pellets in Tubes, *Chemical Engineering Science*, 1994, 49, 15, 2513-2520

Li, T.; Benyahia, S.: Revisiting Johnson and Jackson Boundary Conditions for Granular Flows, *AIChE Journal*, 2011, doi: 10.1002/aic.12728

Li, T.; Dietiker, J.-F.; Zhang, Y.; Shahnam, M.: Cartesian Grid Simulations of Bubbling Fluidized Beds with a Horizontal Tube Bundle, *Chemical Engineering Science*, 2011, 66, 23, 6220-6231

Li, T.; Grace, R.; Bi, X.: Study of Wall Boundary Condition in Numerical Simulations of Bubbling Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2010, 203, 3, 447-457

Lim, K.S.; Agarwal, P.K.: Bubble Velocity in Fluidized Beds: The Effect of Non-Vertical Bubble Rise on its Measurement Using Submersible Probes and its Relationship with Bubble Size, *Powder Technology*, 1992, 69, 3, 239-248

Lim, K.S.; Agarwal, P.K.; O'Neill, B.K.: Experimental and Modeling of Bubble Parameters in a Two-Dimensional Gas-Fluidized Bed Using Imaging Analysis, *Powder Technology*, 1990, 60, 2, 159-171

Lim, K.S.; Gururajan, V.S.; Agarwal, P.K.: Mixing of Homogeneous Solids in Bubbling Fluidized Beds: Theoretical Modelling and Experimental Investigation Using Digital Image Analysis, *Chemical Engineering Science*, 1993, 48, 12, 2251-2265

Lindborg, H.; Lysberg, M.; Jakobsen, H.A.: Practical Validation of the Two-Fluid Model Applied to Dense Gas-Solid Flows in Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2007, 62, 21, 5854-5869

Lorenz, A.; Tuozzolo, C.; Louge, M.Y.: Measurements of Impact Properties of Small, Nearly Spherical Particles, *Experimental Mechanics*, 1997, 37, 3, 292-298

Lu, H.; Guo, X.; Gong, X.; Cong, X.; Dong, W.: Study on the Fluidization and Discharge Characteristics of Cohesive Coals from an Aerated Hopper, *Powder Technology*, 2011, 207, 1-3, 199-207

Lucas, A.; Arnaldos, J.; Casal, J.; Pulgjaner, L.: Improved Equation for the Calculation of Minimum Fluidization Velocity, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 1986, 25, 2, 426-429

Lun, C.K.K.; Savage, S.B.; Jeffrey, D.J.; Chepurniy, N.: Kinetic Theories for Granular Flow: Inelastic Particles in Couette Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flowfield, *Journal of Fluid Mechanics*, 1984, 140, 223-256

Lun, C.K.K.; Savage, S.B.: The Effects of an Impact Velocity Dependent Coefficient of Restitution on Stresses Development by Sheared Granular Materials, *Acta Mechanica*, 1986, 63, 1-4, 15-44

Lyczkowski, R.W.; Bouillard, J.X.; Gamwo, I.K.; Torpey, M.R.; Montrone, E.D.: Experimental and CFD Analyses of Bubble Parameters in a Variable-Thickness Fluidized Bed, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2010, 49, 11, 5166-5173

Martin, H.: Low Peclet Number Particle-To-Fluid Heat and Mass Transfer in Packet Beds, *Chemical Engineering Science*, 1978, 33, 7, 913-919

Massoudi, M.; Rajagopal, K.R.; Ekmann, J.M.; Mathur, M.P.: Remarks on the Modeling of Fluidized Systems, *AIChE Journal*, 1992, 38, 3, 471-472

McKeen, T.; Pugsley, T.S.: Simulation of Cold Flow FCC Stripper Hydrodynamics at Small Scale Using Computational Fluid Dynamics, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2003, 1, A18

Merzsch, M.: Theoretische und experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs in einer Wirbelschicht, 2009, Diplomarbeit, Hochschule für Technik, Wirtschaft und Kultur Leipzig sowie Brandenburgische Technische Universität Cottbus

Mickley, H.S.; Fairbanks, D.F.: Mechanism of Heat Transfer to Fluidized Beds, *AIChE Journal*, 1955, 1, 3, 374-384

Moawed, M.A.; Berbish, N.S.; Allam, A.A.; El-Shamy, A.R.; El-Shazly, K.M.: Heat Transfer between Fluidized Bed and Horizontal Bundle of Tubes in a Vertical Channel, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2010, 8, A105

Moughrabiah, W.O.; Grace, J.R.; Bi, X.T.: Effects of Pressure, Temperature, and Gas Velocity on Electrostatics in Gas-Solid Fluidized Beds, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2009, 48, 1, 320-325

Noack, R.: Lokaler Wärmeübergang an horizontalen Rohren in Wirbelschichten, *Chemie Ingenieur Technik*, 1970, 42, 6, 371-376

Ogawa, S.; Umemura, A.; Oshima, N.: On the Equations of Fully Fluidized Granular Materials, *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 1980, 31, 4, 483-493

Olowson, P.A.; Almstedt, A.-E.: Influence of Pressure and Fluidization Velocity on the Bubble Behaviour and Gas Flow Distribution in a Fluidized Bed, *Chemical Engineering Science*, 1990, 45, 7, 1733-1741

Olsson, S.E.; Almstedt, A.E.: Local Instantaneous and Time-Averaged Heat Transfer in a Pressurized Fluidized Bed with Horizontal Tubes: Influence of Pressure, Fluidization Velocity and Tube-Bank Geometry, *Chemical Engineering Science*, 1995, 50, 20, 3231-3245

Olsson, S.E.; Wiman, J.; Almstedt, A.-E.: Hydrodynamics of a Pressurized Fluidized Bed with Horizontal Tubes: Influence of Pressure, Fluidization Velocity and Tube-Bank Geometry, *Chemical Engineering Science*, 1995, 50, 4, 581-592

Owoyemi, O.; Lettieri, P.; Place, R.: Experimental Validation of Eulerian-Eulerian Simulations of Rutile Industrial Powders, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2005, 44, 26, 9996-10004

Owoyemi, O.; Mazzei, L.; Lettieri, P.: CFD Modeling of Binary-Fluidized Suspensions and Investigation of Role of Particle–Particle Drag on Mixing and Segregation, *AIChE Journal*, 2007, 53, 8, 1924-1940

Pain, C.C.; Mansoorzadeh, S.; de Oliveira, C.R.E.: A Study of Bubbling and Slugging Fluidised Beds Using the Two-Fluid Granular Temperature Model, *International Journal of Multiphase Flow*, 2001, 27, 3, 527-551

Park, A.-H.; Bi, H.; Grace, J.R.: Reduction of Electrostatic Charges in Gas-Solid Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2002, 57, 1, 153-162

Paschedag, A.R.: CFD in der Verfahrenstechnik: Allgemeine Grundlagen und mehrphasige Anwendungen, 2004, Wiley-VCH, Weinheim

Patil, D.J.; Smit, J.; van Sint Annaland, M.; Kuipers, J.A.M.: Wall-To-Bed Heat Transfer in Gas-Solid Bubbling Fluidized Beds, *AIChE Journal*, 2006, 52, 1, 58-74

Patil. D.J.; van Sint Annaland, M.; Kuipers, J.A.M.: Critical Comparison of Hydrodynamic Models for Gas-Solid Fluidized Beds - Part I: Bubbling Gas-Solid Fluidized Beds Operated with a Jet, *Chemical Engineering Science*, 2005a, 60, 1, 57-72

Patil. D.J.; van Sint Annaland, M.; Kuipers, J.A.M.: Critical Comparison of Hydrodynamic Models for Gas-Solid Fluidized Beds - Part II: Freely Bubbling Gas-Solid Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2005b, 60, 1, 73-84

Peirano, E.; Delloume, V.; Johnsson, F.; Leckner, B.; Simonin, O.: Numerical Simulation of the Fluid Dynamics of a Freely Bubbling Fluidized Bed: Influence of the Air Supply System, *Powder Technology*, 2002, 122, 1, 69-82

Peirano, E.; Delloume, V.; Leckner, B.: Two- or Three-Dimensional Simulations of Turbulent Gas-Solid Flows Applied to Fluidization, *Chemical Engineering Science*, 2001, 56, 16, 4787-4799

Pereira de Souza Braun, M.; Tangerino Mineto, A.; Navarro, H.A.; Cabezas-Gómez, L.; da Silva, R.C.: The Effect of Numerical Diffusion and the Influence of Computational Grid over Gas-Solid Two-Phase Flow in a Bubbling Fluidized Bed, *Mathematical and Computer Modelling*, 2010, 52, 9-10, 1390-1402

Pisters, K.; Prakash, A.: Investigations of Axial and Radial Variations of Heat Transfer Coefficient in Bubbling Fluidized Bed with Fast Response Probe, *Powder Technology*, 2011, 207, 1-3, 224-231

Reuge, N.; Cadoret, L.; Coufort-Saudejaud, C.; Pannala, S.; Syamlal, M.; Caussat, B.: Multifluid Eulerian Modeling of Dense Gas-Solids Fluidized Bed Hydrodynamics: Influence of the Dissipation Parameters, *Chemical Engineering Science*, 2008, 63, 22, 5540-5551

Richardson, J.F.; Zaki, W.N.: Sedimentation and Fluidization: Part I, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 1954, 32, 35-53

Rietema, K.; Mutsers, S.M.P.: The Effect of Interparticle Forces on Expansion of a Homogeneous Gas Fluidized Bed, 1973, Proceedings of the International Symposium on Fluidization, Toulouse, 32-33

Rong, D.; Horio, M.: Behavior of Particles and Bubbles Around Immersed Tubes in a Fluidized Bed at High Temperature and Pressure: A DEM Simulation, *International Journal of Multiphase Flow*, 2001, 27, 1, 89-105

Rowe, P.N.: Drag Forces in a Hydraulic Model of a Fluidized Bed: Part II, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 1961, 39, 175-180

Sánchez-Delgado, S.; Almendros-Ibánez, J.A.; García-Hernando, N., Santana, D.: On the Minimum Fluidization Velocity in 2D Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2011, 207, 1-3, 145-153

Sanyal, J.; Cesmebasi, E.: On the Effect of Various Momentum Transfer Coefficient Models on Bubble Dynamics in a Rectangular Gas Fluidized Bed, *Chemical Engineering Science*, 1994, 49, 23, 3955-3966

Sasic, S.; Johnsson, F.; Leckner, B.: Inlet Boundary Conditions for the Simulation of Fluid Dynamics in Gas-Solid Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2006, 61, 16, 5183-5195

Savage, S.B.; Jeffrey, D.J.: The Stress Tensor in a Granular Flow at High Shear Rates, *Journal of Fluid Mechanics*, 1981, 110, 255-272

Schaeffer, D.G.: Instability in the Evolution Equations Describing Incompressible Granular Flow, *Journal of Differential Equations*, 1987, 66, 1, 19-50

Schmidt, A.: Untersuchungen zum Wärmeübergang in blasenbildenden Wirbelschichten, 2002, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen

Schmidt, A.; Renz, U.: Eulerian Computation of Heat Transfer in Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 1999, 54, 22, 5515-5522

Schmidt, A.; Renz, U.: Numerical Prediction of Heat Transfer Between a Bubbling Fluidized Bed and an Immersed Tube Bundle, *Heat and Mass Transfer*, 2005, 41, 3, 257-270

Sidorenko, I.; Rhodes, M.J.: Pressure Effects on Gas-Solid Fluidized Bed Behavior, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 2003, 1, R5

Sunderesan, S.R.; Clark, N.N.: Local Heat Transfer Coefficients on the Circumference of a Tube in a Gas-Fluidized Bed, *International Journal of Multiphase Flow*, 1995, 21, 6, 1003-1024

Svensson, A.; Johnsson, F.; Leckner, B.: Fluidization Regimes in Non-Slugging Fluidized Beds: The Influence of Pressure Drop Across the Air Distributor, *Powder Technology*, 1996, 86, 3, 299-312

Syamlal, M.; Gidaspow, G.: Hydrodynamics of Fluidization: Prediction of Wall to Bed Heat Transfer Coefficients, *AIChE Journal*, 1985, 31, 1, 127-135

Syamlal, M.; O'Brien, T.J.: Fluid Dynamic Simulation of O_3 Decomposition in a Bubbling Fluidized Bed, *AIChE Journal*, 2003, 49, 11, 2793-2801

Syamlal, M.; Rogers, W.; O'Brien, T.J.: MFIX Documentation: Theory Guide, 1993, National Technical Information Service, DOE/METC-94/1004, Springfield

Taghipour, F.; Ellis, N.; Wong, C.: Experimental and Computational Study of Gas-Solid Fluidized Bed Hydrodynamics, *Chemical Engineering Science*, 2005, 60, 24, 6857-6867

Tsuji, Y.; Kawaguchi, T.; Tanaka, T.: Discrete Particle Simulation of Two-Dimensional Fluidized Bed, *Powder Technology*, 1993, 77, 1, 79-87

Vakhshouri, K.: Influence of the Distributor and the Plenum Chamber Volume on Fluidized Bed Hydrodynamics, 2008, Masterthesis, University of British Columbia, Vancouver

Vakhshouri, K.; Grace, J.R.: Effects of the Plenum Chamber Volume and Distributor Geometry on Fluidized Bed Hydrodynamics, *Particuology*, 2010, 8, 1, 2-12

van der Hoef, M.A.; van Sint Annaland, M.; Deen, N.G.; Kuipers, J.A.M.: Numerical Simulation of Dense Gas-Solid Fluidized Beds: A Multiscale Modeling Strategy, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2008, 40, 47-70

van der Hoef, M.A.; Ye, M.; van Sint Annaland, M.; Andrews, A.T.; Sundaresan, S.; Kuipers, J.A.M.: Multiscale Modeling of Gas-Fluidized Beds, *Advances in Chemical Engineering*, 2006, 31, 65-149

van Ommen, J.R.; Teuling, M.; Nijenhuis, J.; van Wachem, B.G.M.: Computational Validation of the Scaling Rules for Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2006, 163, 1-2, 32-40

van Wachem, B.G.M.; Almstedt, A.-E.: Methods for Multiphase Computational Fluid Dynamics, *Chemical Engineering Journal*, 2003, 96, 1-3, 81-98

van Wachem, B.G.M.; Schouten, J.C.; Krishna, R.; van den Bleek, C.M.: Validation of the Eulerian Simulated Dynamic Behaviour of Gas-Solid Fluidised Beds, *Chemical Engineering Science*, 1999, 54, 13-14, 2141-2149

van Wachem, B.G.M.; Schouten, J.C.; van den Bleek, C.M.; Krishna, R.; Sinclair J.L.: Comparative Analysis of CFD Models of Dense Gas-Solid Systems, *AIChE Journal*, 2001, 47, 5, 1035-1051

Vasquez, S.A.; Ivanov, V.A.: A Phase Coupled Method for Solving Multiphase Problems on Unstructured Meshes, in: Proceedings of ASME FEDSM'00 - ASME 2000 Fluids Engineering Division Summer Meeting, 2000, Boston, USA

VDI - Verein Deutscher Ingenieure (Hrsg.): VDI-Wärmeatlas, 10. Auflage, 2006, Springer-Verlag, Berlin

Vejahati, F.; Mahinpey, N.; Ellis, N.; Nikoo, M.B.: CFD Simulation of Gas-Solid Bubbling Fluidized Bed: A New Method for Adjusting Drag Law, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 2009, 87, 1, 19-30

Wang, J.; Ge, W.: Multi-Scale Analysis on Particle-Phase Stresses of Coarse Particles in Bubbling Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, 2006, 61, 8, 2736-2741

Wang, J.; van der Hoef, M.A.; Kuipers, J.A.M.: Why the Two-Fluid Model Fails to Predict the Bed Expansion Characteristics of Geldart A Particles in Gas-Fluidized Beds: A Tentative Answer, *Chemical Engineering Science*, 2009, 64, 3, 622-625

Wang, Y.; Chao, Z.; Jakobsen, H.A.: A Sensitivity Study of the Two-Fluid Model Closure Parameters (ß, e) Determining the Main Gas-Solid Flow Pattern Characteristics, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2010, 49, 7, 3433-3441

Wen, C.Y.; Yu, Y.H.: Mechanics of Fluidization, *Chemical Engineering Progress, Symposium Series*, 1966, 62, 100-111

Werther, J.: Measurement Techniques in Fluidized Beds, *Powder Technology*, 1999, 102, 1, 15-36

Wiman, J.; Almstedt, A.-E.: Hydrodynamics, Erosion and Heat Transfer in a Pressurized Fluidized Bed: Influence of Pressure, Fluidization Velocity, Particle Size and Tube Bank Geometry, *Chemical Engineering Science*, 1997, 52, 16, 2677-2695

Wiman, J.; Mahpour, B.; Almstedt, A.-E.: Erosion of Horizontal Tubes in a Pressurized Fluidized Bed: Influence of Pressure, Fluidization Velocity and Tube-Bank Geometry, *Chemical Engineering Science*, 1995, 50, 21, 3345-3356

Xie, N.; Battaglia, F.; Pannala, S.: Effects of Using Two- versus Three-Dimensional Computational Modeling of Fluidized Beds: Part 1 Hydrodynamics, *Powder Technology*, 2008, 182, 1, 1-13

Xu, B.H.; Yu, A.: Numerical Simulation of the Gas-Solid Flow in a Fluidized Bed by Combining Discrete Particle Method with Computational Fluid Dynamics, *Chemical Engineering Science*, 1997, 52, 16, 2785-2809

Yang, W.-C.: Modification and Re-Interpretation of Geldart's Classification of Powders, *Powder Technology*, 2007, 171, 2, 69-74

Yates, J.G.: Effects of Temperature and Pressure on Gas-Solid Fluidization, *Chemical Engineering Science*, 1996, 51, 2, 167-205

Yates, J.G.; Ruiz-Martinez, R.S.; Cheesman, D.J.: Prediction of Bubble Size in a Fluidized Bed Containing Horizontal Tubes, *Chemical Engineering Science*, 1990, 45, 4, 1105-1111

Yu, L.; Lu, J.; Zhang, X.; Zhang, S.: Numerical Simulation of the Bubbling Fluidized Bed Coal Gasification by the Kinetic Theory of Granular Flow (KTGF), *Fuel*, 2007, 86, 5-6, 722-734

Yurong, H.; Huilin, L.; Qiaoqun, S.; Lidan, Y.; Yunhua, Z.; Gidaspow, D.; Bouillard, J.: Hydrodynamics of Gas-Solid Flow Around Immersed Tubes in Bubbling Fluidized Beds, *Powder Technology*, 2004, 145, 2, 88-105

Yusuf, R.; Halvorsen, B.; Melaaen, M.C.: Eulerian-Eulerian Simulation of Heat Transfer Between a Gas-Solid Fluidized Bed and an Immersed Tube-Bank with Horizontal Tubes, *Chemical Engineering Science*, 2011, 66, 8, 1550-1564

Yusuf, R.; Halvorsen, B.; Melaaen, M.C.: An Experimental and Computational Study of Wall to Bed Heat Transfer in a Bubbling Gas-Solid Fluidized Bed, *International Journal of Multiphase Flow*, 2012, 42, 9-23

Yusuf, R.; Melaaen, M.C.; Mathiesen, V.: Convective Heat and Mass Transfer Modeling in Gas-Fluidized Beds, *Chemical Engineering & Technology*, 2005, 28, 1, 13-24

Zabrodsky, S.S.: Hydrodynamics and Heat Transfer in Fluidized Beds, 1966, MIT Press, Cambridge

Zehner, P.; Schlünder, E.U.: Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen, *Chemie Ingenieur Technik*, 1970, 42, 14, 933-941

Zhao, X.; Richards, P.G.; Zhang, S.J.; Liu, J.: High-Resolution Schemes for Bubbling Flow Computations, *Applied Mathematical Modelling*, 2005, 29, 12, 1232-1251

Zhu, H.P.; Zhou, Z.Y.; Yang, R.Y.; Yu, A.B.: Discrete Particle Simulation of Particulate Systems: A Review of Major Applications and Findings, *Chemical Engineering Science*, 2008, 63, 23, 5728-5770

Zimmermann, S.; Taghipour, F.: CFD Modeling of the Hydrodynamics and Reaction Kinetics of FCC Fluidized-Bed Reactors, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2005, 44, 26, 9818-9827

Anhang

Anhang A: Ergebnisse der Simulationen mit dem Yusuf et al. (2011) Ansatz

Partikelklasse BK300-400

Tabelle A.1: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK300-400

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	53,9	29,6	83,5	225,8
2,0 U_{mf}	72,3	35,3	107,6	234,5
2,5 U_{mf}	68,1	34,9	103,0	234,7

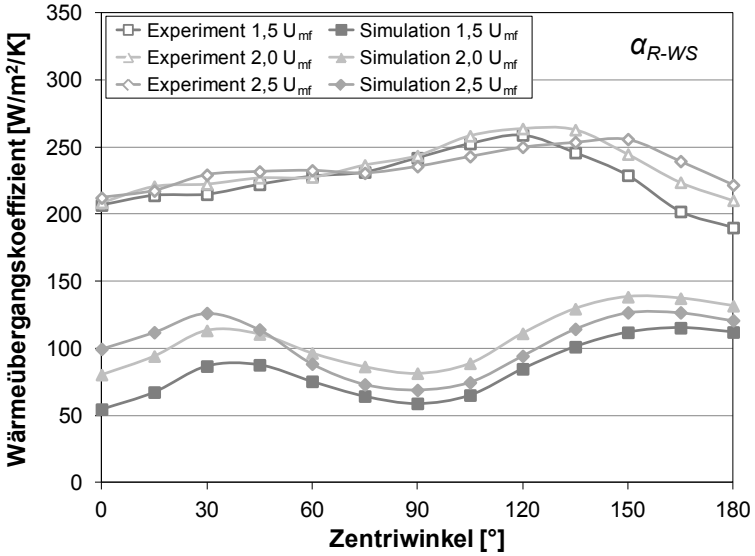

Abbildung A.1: Vergleich der lokalen (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK300-400

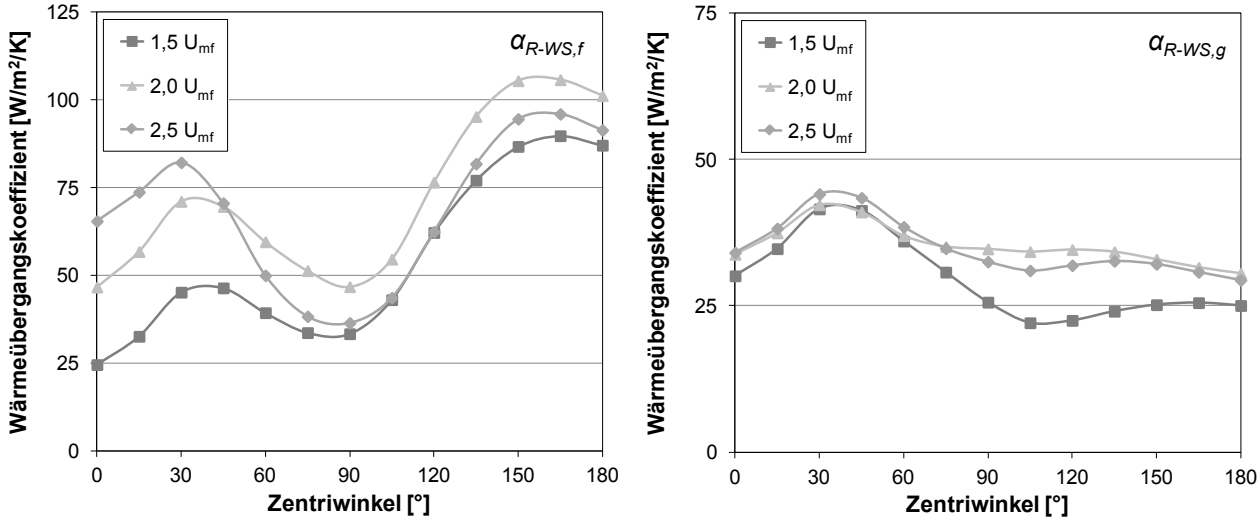

Abbildung A.2: Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoff- und Gasphase für BK300-400

Partikelklasse BK710-1000

Tabelle A.2: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK710-1000

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	39,0	30,3	69,3	187,7
2,0 U_{mf}	40,4	32,3	72,7	182,3
2,5 U_{mf}	37,3	32,3	69,6	188,8

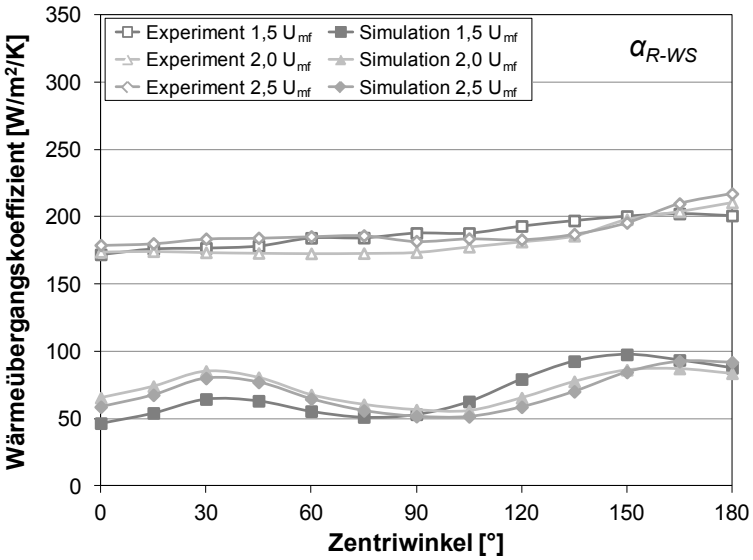

Abbildung A.3: Vergleich der lokalen (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK710-1000

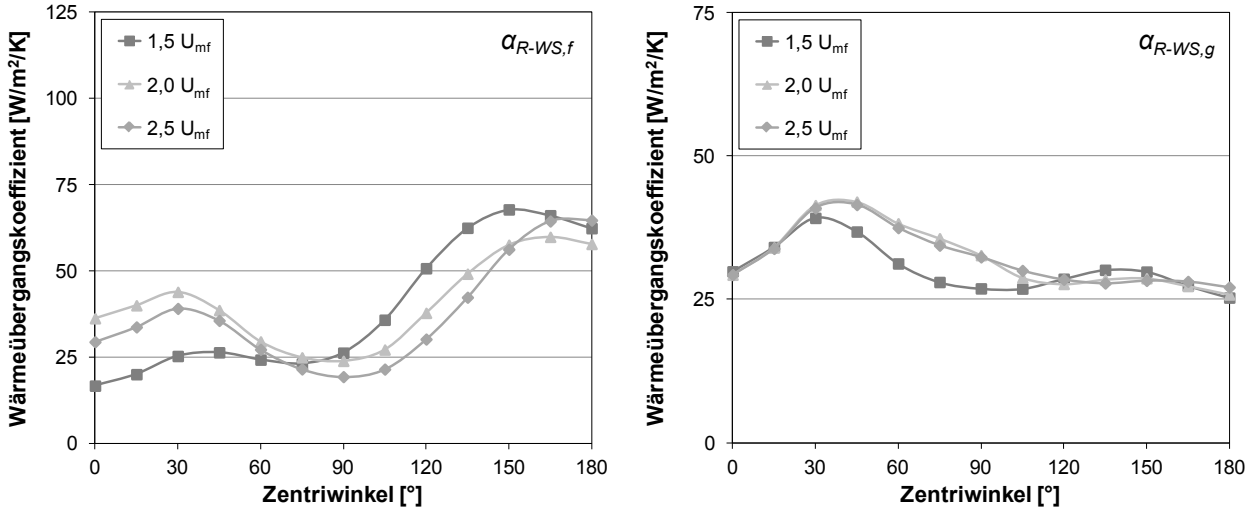

Abbildung A.4: Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoff- und Gasphase für BK710-1000

Partikelklasse BK1000-1250

Tabelle A.3: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK1000-1250

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	35,6	30,8	66,4	173,8
2,0 U_{mf}	28,1	31,4	59,5	182,8
2,5 U_{mf}	24,4	33,1	57,5	186,3

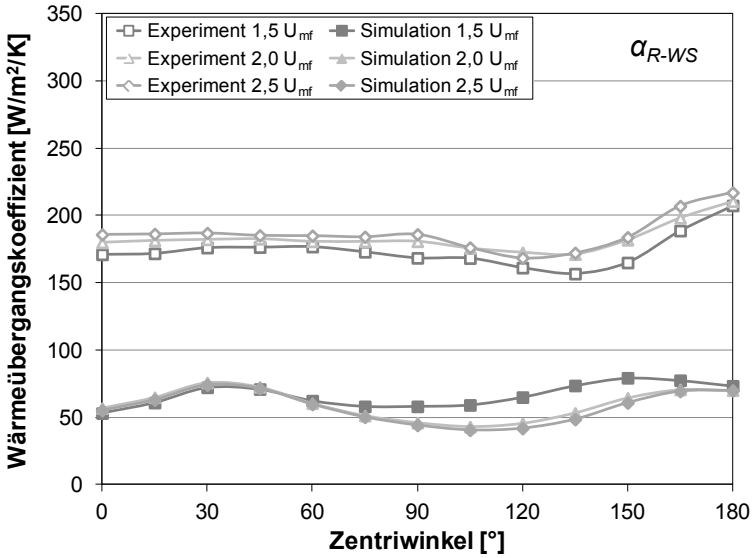

Abbildung A.5: Vergleich der lokalen (Gesamt-)Wärmeübergangskoeffizienten für BK1000-1250

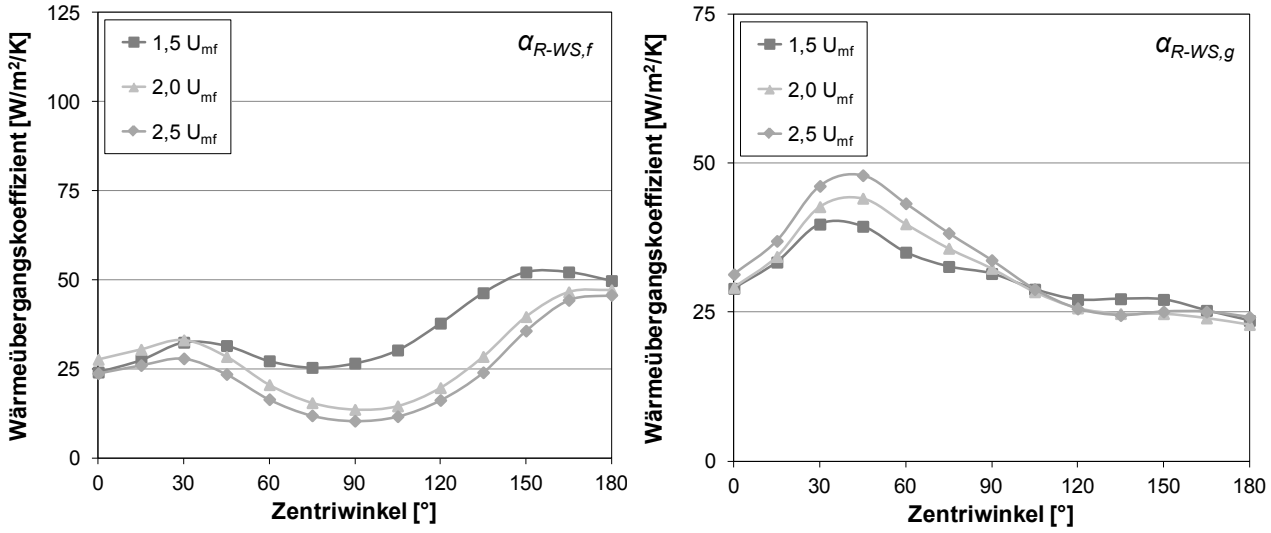

Abbildung A.6: Vergleich der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Feststoff- und Gasphase für BK1000-1250

Anhang B: Globale Wärmeübergangskoeffizienten der Partikelklassen

Partikelklasse BK300-400

Tabelle B.1: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK300-400 - Kuipers et al. (1992)

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	97,8	18,6	116,4	225,8
2,0 U_{mf}	115,5	19,1	134,6	234,5
2,5 U_{mf}	131,4	20,7	152,1	234,7

Tabelle B.2: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK300-400 - Patil et al. (2006)

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	90,9	16,8	107,7	225,8
2,0 U_{mf}	129,5	18,8	148,3	234,5
2,5 U_{mf}	130,2	19,5	149,7	234,7

Partikelklasse BK710-1000

Tabelle B.3: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK710-1000 - Kuipers et al. (1992)

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	126,7	18,4	145,1	187,7
2,0 U_{mf}	120,1	19,6	139,7	182,3
2,5 U_{mf}	110,4	22,0	132,4	188,8

Tabelle B.4: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK710-1000 - Patil et al. (2006)

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	130,6	17,1	147,7	187,7
2,0 U_{mf}	139,0	19,7	158,7	182,3
2,5 U_{mf}	131,7	19,9	151,6	188,8

Partikelklasse BK1000-1250

Tabelle B.5: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK1000-1250 - Kuipers et al. (1992)

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	140,9	18,5	159,4	173,8
2,0 U_{mf}	123,4	20,2	143,6	182,8
2,5 U_{mf}	116,2	22,4	138,6	186,3

Tabelle B.6: Vergleich der globalen Wärmeübergangskoeffizienten für BK1000-1250 - Patil et al. (2006)

Geschwindigkeit	Simulation			Experiment
	$\alpha_{R\text{-}WS,f}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS,g}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]	$\alpha_{R\text{-}WS}$, [W/m²/K]
1,5 U_{mf}	136,2	18,1	154,3	173,8
2,0 U_{mf}	135,6	19,2	154,8	182,8
2,5 U_{mf}	108,5	21,8	130,3	186,3

Anhang C: Volumenanteil der Feststoffphase für verschiedene Partikelklassen

Partikelklasse BK300-400

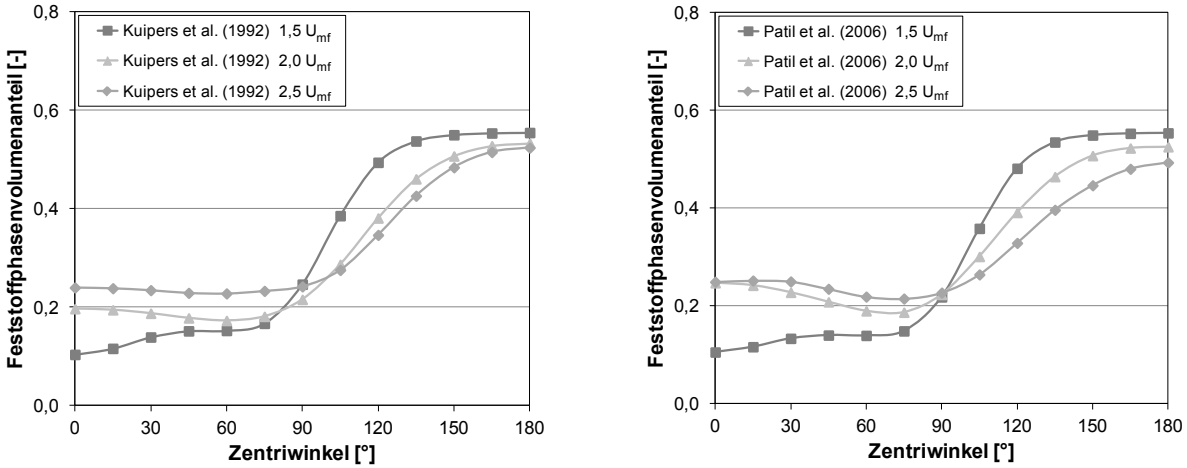

Abbildung C.1: Vergleich der Verteilung des Feststoffphasenvolumenanteils für BK300-400

Partikelklasse BK710-1000

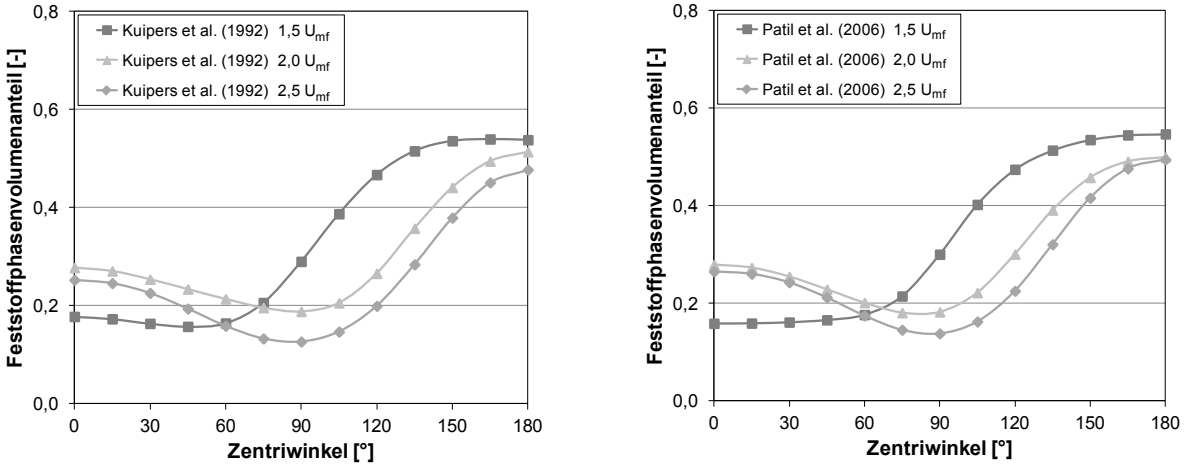

Abbildung C.2: Vergleich der Verteilung des Feststoffphasenvolumenanteils für BK710-1000

Partikelklasse BK1000-1250

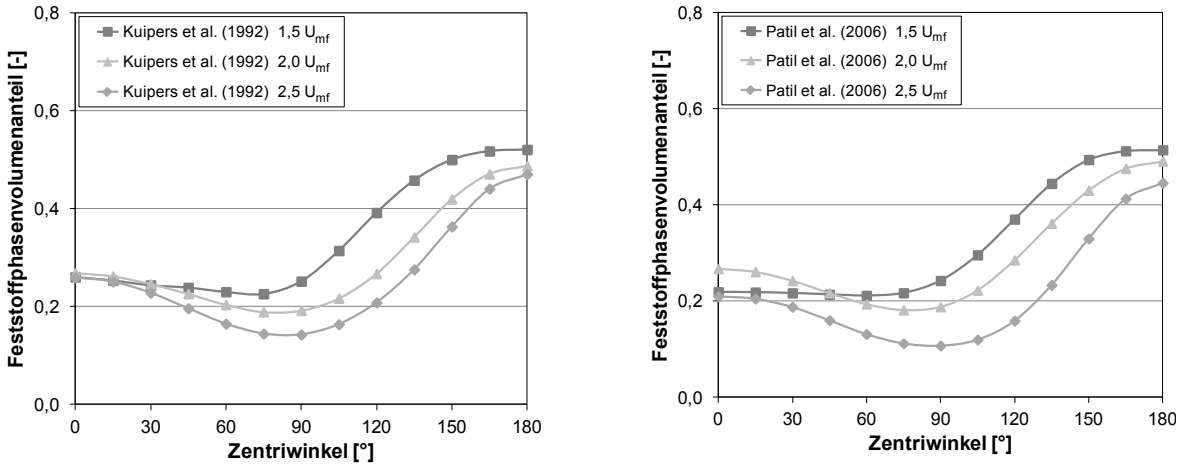

Abbildung C.3: Vergleich der Verteilung des Feststoffphasenvolumenanteils für BK1000-1250