

Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)**

von Dipl.-Ing. Hans Groenewold

geboren am 15. Dezember 1965 in Rendsburg

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Evangelos Tsotsas

Prof. Dr.-Ing. Lothar Mörl

Promotionskolloquium am 4. Oktober 2004

Kurze Zusammenfassung

Die Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung, also mit zusätzlicher Energiezufuhr über unmittelbar im Wirbelbett angeordneten, beheizten Rohren, wird zwar technisch oft angewendet, ist aber bislang wissenschaftlich nur unzureichend untersucht worden. Insbesondere der Einfluss der Partikelfeuchte – die ja in Trocknungsprozessen immer vorhanden ist – war vor dieser Arbeit weitgehend unerforscht. Um diese Wissenslücke zu schließen, wurden Experimente an einer Labor-Wirbelschichtanlage durchgeführt und ausgewertet.

Wesentliche Versuchsparameter waren die Lufteintritts- und die Betttemperatur, die Anströmgeschwindigkeit sowie die Partikelgröße. Die gemessenen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten sind erwartungsgemäß von der Partikelfeuchte abhängig. Für feuchte Partikel werden höhere Werte ermittelt als für trockene, der Kurvenverlauf ähnelt einer Trocknungskurve. Während die Temperaturen keinen und die Anströmgeschwindigkeit nur geringen Einfluss auf den Kurvenverlauf haben, zeigt sich eine deutlich Abhängigkeit von der Partikelgröße. Grobe Partikel zeigen nur geringe Abhängigkeit der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten von der Feuchte, während diese bei mittleren deutlich ausgeprägt ist. Bei feinen Partikeln wurden die Messergebnisse durch Agglomeration überlagert.

Die physikalischen Mechanismen, die zu diesen Kurven führen, wurden analysiert, indem drei Teilmodelle zu einem Gesamtmodell kombiniert wurden. Die drei Modelle wurden für (1.) die Wirbelschichttrocknung, (2.) die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten bei indirekter Beheizung und (3.) den partikelinneren Wärme- und Stofftransport angewendet. Die gemessenen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten wurden mit bekannten, der Literatur entnommenen Modellen nachgerechnet. Diese Modelle wurden so modifiziert, dass die in dieser Arbeit „indirekt“ genannten Einflüsse der Partikelfeuchte, nämlich die Änderung der Partikeldichte und -wärmekapazität mit der Feuchte, berücksichtigt wurden. Der Vergleich der gemessenen und berechneten Kurven zeigt, dass für grobe Partikel schon nach dieser einfachen Modifikation gute Übereinstimmungen erzielt werden; demnach sind hier keine weiteren Einflüsse der Partikelfeuchte zu berücksichtigen. Anders für mittlere Partikelgrößen: Neben den indirekten Einflüssen spielt hier der direkte eine wesentliche Rolle. Als direkter Einfluss wird die Wirkung der Feuchte als latente Wärmesenke bezeichnet. Physikalisch gesehen ist darunter die Verdunstung des Wassers unmittelbar während des Kontaktes mit der erwärmten Wand zu verstehen. Die Verdunstung führt zu einer weniger starken Erwärmung des Partikels und damit letztendlich zu höheren Wand-Wärmeübergangskoeffizienten. Der Mechanismus wurde Kühleffekt genannt.

Um ihn modellmäßig zu erfassen, wurde das erwähnte Modell für den partikelinneren Wärme- und Stofftransport herangezogen. Damit ist es möglich, die komplexen Vorgänge im Partikelinneren und an der Oberfläche zu erfassen. Hierzu wurde die volume-averaging-Methode nach WHITAKER verwendet. Die Berechnungsergebnisse belegen eindeutig, dass der Kühleffekt durch den Stoffübergang limitiert ist. Darüber hinaus konnte gezeigt werden, dass die Kontaktzeit in bisherigen Modellansätzen zum Wand-Wärmeübergang zu kurz angenommen wurde. Nur unter der Annahme einer längeren Kontaktzeit konnte der Kühleffekt quantitativ richtig beschrieben werden.

Unter dem Gesichtspunkt der praktischen Anwendung leistet die Arbeit einen wesentlichen Beitrag zur genaueren Dimensionierung von Wirbelschichttrocknern mit indirekter Beheizung. Aus wissenschaftlicher Sicht wurden verschiedene Aspekte des Wärmeübergangs zwischen einer Wand und wirbelnden Partikeln geklärt, andererseits wurden neue Fragen aufgeworfen.

Vorwort

Während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Thermische Verfahrenstechnik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg habe ich die theoretischen und experimentellen Grundlagen für diese Dissertation erarbeitet. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Tsotsas, meinem Doktorvater, da er diese ermöglicht hat. Sein richtiges Maß an Freiraum für eigene Entscheidungen einerseits und Anleitung andererseits haben wesentlich zum Gelingen beigetragen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. L. Mörl, Leiter des Lehrstuhls für Chemischen Apparatebau, danke ich für die Übernahme des Koreferats und die stets wohlwollende Begleitung.

Viele Institutsangehörige haben auf verschiedene Weise Anteil an meiner Arbeit gehabt. Die Mannschaft in der Werkstatt unter der Leitung von Herrn Gehrke hat die Versuchsanlage gebaut und mit viel Geduld die „kleinen Bastelarbeiten“ übernommen, die rund um Versuche unerlässlich sind. Ohne Herrn Kürschner wäre der gesamte Bereich der Messwerterfassung nicht möglich gewesen. Herr Dr. Sündermann hat mir viele Verwaltungsaufgaben abgenommen und nicht zuletzt haben die Kollegen sowohl auf fachlicher als auch auf persönlicher Ebene zur Arbeit beigetragen. Ihnen allen danke ich herzlich.

Die Versuche wurden zum großen Teil durch die Herren M. Schlüter und P. Sseruwagi durchgeführt. Ohne ihre Hilfe wäre das umfangreiche experimentelle Programm nicht zu bewältigen gewesen.

Ich danke der Gesellschaft für Verfahrenstechnik (GVT) und der Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsgesellschaften (AiF) für die finanzielle Unterstützung des Forschungsprojekts "Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung".

Meine Frau hat mit der Literaturrecherche und der Modellentwicklung der volume-averaging-Methode unmittelbaren Anteil an dieser Arbeit. Außerdem hat sie durch Korrekturlesen nicht nur die Zahl der Rechtschreibfehler minimiert, sondern auch unklare Formulierungen verständlicher gemacht. Dafür bin ich ihr äußerst dankbar. Außerdem hat sie es durch vielfältige Hilfestellungen möglich gemacht, dass ich neben meiner Berufstätigkeit auch noch Zeit zum Schreiben der Arbeit hatte. Danke, Carola.

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Formelzeichen</i>	xiii
<i>1. Einleitung</i>	1
1.1 Ausgangspunkt und Zielsetzung	1
1.2 Gliederung der Arbeit	3
<i>2. Einführung in die Trocknungstechnik</i>	5
2.1 Einzelpartikel-trocknung	5
2.2 Wirbelschicht-trocknung	7
<i>3. Wärme- und Stoffübergang zwischen Fluidisationsgas und Partikeln</i>	9
3.1 Allgemeine Phänomenologie	9
3.2 Blasenbildung in Gaswirbelschichten	11
3.3 Fluidisationsverhalten, Gruppeneinteilung von Feststoffen	15
3.4 Modellansätze aus der Literatur	16
3.4.1 Grundsätze	16
3.4.2 Zusammenfassung der Veröffentlichungen	18
3.5 Entwicklung des eigenen Wirbelschichtmodells	21
3.5.1 Basismodell	21
3.5.2 Berechnungsmöglichkeiten für Modellparameter	22
3.5.3 Validierung	25
3.5.4 Vollständiges Modell	29
3.5.5 Zusammenfassende Bewertung	30

4. Modellierung der indirekten Beheizung	31
4.1 Einführung	31
4.2 Gaskonvektive Wärmeübertragung	34
4.3 Partikelkonvektive Wärmeübertragung	34
4.3.1 Partikelbewegung in blasenbildenden Wirbelschichten	35
4.3.1.1 Makroskopische Betrachtung der Partikelbewegung	35
4.3.1.2 Mikroskopische Betrachtung der Partikelbewegung	36
4.3.2 Zusammenfassung wesentlicher Messergebnisse des Wand-Wärmeübergangs	36
4.3.3 Wärmeübergang zwischen Wand und Schüttung	38
4.3.4 Allgemeine Beschreibung der Modellansätze des partikelkonvektiven Mechanismus	40
4.4 Gesamte Modellierung des Wand-Wärmeübergangs	41
4.4.1 Modell nach MARTIN	42
4.4.2 Modell nach KUNII und LEVENSPIEL	44
4.5 Berücksichtigung der indirekten Beheizung in den eigenen Wirbelschichtmodellen	45
4.6 Indirekte Beheizung von Wirbelschichttrocknern	46
4.6.1 Physikalische Grundüberlegungen	46
4.6.2 Literaturübersicht	47
5. Partikelinnerer Stofftransport, Einzelpartikelrocknung	49
5.1 Grundsätzliches	49
5.2 Mechanismen des Stofftransports in porösen Partikeln	50
5.3 Messmethoden	51
5.3.1 Direkte Messmethoden für Einzelpartikel-Trocknungskurve	51
5.3.2 Indirekte Methoden	53
5.4 Normierte Trocknungskurven	53
5.4.1 Modifizierte Normierung für stark hygroskopische Güter	54
5.5 Die Anwendung der volume-averaging-Methode	56

6.	<i>Versuchsmaterial</i>	59
6.1	Der Werkstoff Aluminiumoxid	59
6.2	Partikeldurchmesser	61
6.3	Schüttdichte und Partikeldichte	62
6.4	Spezifische Wärmekapazität	65
6.5	Wärmeleitfähigkeit	66
6.6	Fluidisationsverhalten	67
6.7	Hygroskopizität	69
6.7.1	Physikalische Grundlagen	69
6.7.2	Messung von Sorptionsisothermen	70
6.7.2.1	Sorptionsisothermenapparatur nach Durchströmungsmethode	70
6.7.2.2	Sorptionsisothermenapparatur nach Short-Cut-Methode	73
6.7.3	Ergebnisse	73
6.8	Einzelpartikel-trocknungskinetik	76
6.9	Anwendung der volume-averaging-Methode auf die Einzelpartikel-trocknung	79
7.	<i>Wirbelschicht-Trocknungsexperimente</i>	81
7.1	Beschreibung der Versuchsanlagen	81
7.1.1	Luftführung	81
7.1.2	Konstruktion der Wirbelschichtapparatur	83
7.1.3	Konstruktion des Heizstabes	85
7.1.4	Messtechnik	87
7.1.4.1	Temperaturen	87
7.1.4.2	Drücke	88
7.1.4.3	Volumenstrom	88
7.1.4.4	Austrittsfeuchte	88
7.1.4.5	Heizleistung des Heizstabes	88
7.2	Durchführung und Auswertung der Experimente	89
7.2.1	Versuchsprogramm	89
7.2.2	Versuchsdurchführung	90
7.2.3	Auswertung der Versuche	91
7.3	Beispiele der experimentellen Ergebnisse	93
7.3.1	Trocknungskurven	93
7.3.2	Wand-Wärmeübergangskoeffizienten	94

8. <i>Auswertung der Wirbelschichtexperimente</i>	97
8.1 Gesamter Einfluss der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang	98
8.2 Trennung des direkten von den indirekten Einflüssen	100
8.2.1 Berechnung des Kühleffektes aus den Messdaten	100
8.2.2 Analyse der Modellgenauigkeit	104
8.2.3 Analyse der Modellergebnisse mit dem Modell von KUNII und LEVENSPIEL109	
8.3 Einfluss der Heizstabanordnung	113
8.4 Modellierung des direkten Einflusses	114
8.4.1 Anwendung der volume-averaging-Methode zur Berechnung von Wand- Wärmeübergangskoeffizienten	114
8.4.2 Darstellung der Berechnungsergebnisse anhand der Beispiel-Versuche . .	115
8.4.3 Vergleich zwischen Messung und Berechnung	117
8.4.4 Anpassung der Modellparameter	118
8.5 Berechnete und gemessene Trocknungskurven	124
8.6 Vereinfachte Modellierungsansätze	127
8.6.1 Wand-Wärmeübergang	127
8.6.2 Wirbelschichttrocknung	129
8.7 Bewertung der Modell-Varianten	131
8.7.1 Bewertungsmethode	131
8.7.2 Genauigkeit der relativen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten	134
8.7.3 Absolute Genauigkeit der Modelle	136
9. <i>Zusammenfassung</i>	139
<i>Literaturverzeichnis</i>	143
 <i>Anhang</i>	 157
A. <i>Stoffwerte von Gasen und Flüssigkeiten</i>	159
A.1 Gase außer Wasserdampf	159
A.2 Wasserdampf	160
A.3 Flüssiges Wasser	161
A.4 Stationäre Zustände bei der Trocknung	162
A.5 Adiabatischer Sättigungszustand	162
A.6 Gutsbeharrungszustand	162
A.7 Vergleich der beiden stationären Zustände	163

<i>B. Temperaturfeldberechnungen der Heizstäbe</i>	165
B.1 Berechnung von Temperaturverteilungen im Heizstab	165
B.2 Ergebnisse	167
B.3 Die Methode der Finiten Elemente	170
B.3.1 Erläuterung des Ansatzes	170
B.3.2 Unterteilung des Gesamtvolumens in Tetraeder	172
<i>C. Mathematische Beschreibung der Wirbelschichtmodelle</i>	177
C.1 FLUBED	177
C.2 WSMOD	177
C.2.1 Allgemeine Beschreibung	177
C.2.2 Verwendete Gleichungen	179
C.2.2.1 Zeitintegration	179
C.2.2.2 Höhenintegration	179
C.2.2.3 Kinetische Gleichungen	180
C.2.2.4 Kinetische Koeffizienten	182
C.2.2.5 Weitere Gleichungen	182
<i>D. Umsetzung der volume-averaging-Methode</i>	183
D.1 Entwicklung der Modellierung	183
D.1.1 Erster Schritt — vollständig implizite Lösung	183
D.1.2 Zweiter Schritt — Linearisierung	186
D.1.3 Dritter Schritt — Vereinfachte Partialdruckberechnung	186
D.1.4 Vierter Schritt — Explizite Berechnung der Stoffströme	186
D.1.5 Zusammenfassung	187
D.2 Ableitung der angewendeten Modellgleichungen	188
D.2.1 Basisgleichungen	188
D.2.2 Gleichungen für die Stoffströme	189
D.2.3 Bestimmung der Koeffizienten und Stoffeigenschaften	190
D.2.4 Lösung des Gleichungssystems	191
D.2.5 Zeitschrittweiten-Steuerung	191
D.3 Anwendung der volume-averaging-Methode innerhalb des Wirbelschichtmodells	192

<i>E. Evaluierung von Stoffübergangsversuchen in blasenbildenden Wirbelschichten</i>	<i>195</i>
<i>F. Fehlerbetrachtung</i>	<i>197</i>
F.1 Gasaustrittsfeuchte	197
F.2 Trocknungsgeschwindigkeit	198
F.3 Gutsfeuchte	199
F.4 Wand-Wärmeübergangskoeffizient	200
<i>G. Abbildungen zum Kapitel 8 – Auswertung der Wirbelschichtexperimente</i>	<i>201</i>
<i>H. Versuchsergebnisse</i>	<i>223</i>
H.1 Übersichtstabellen	223
H.2 Messwert-Listen	229
H.3 Bewertungen der Modellrechnungen für die einzelnen Versuche	253
H.4 Normierte Trocknungskurven für die vereinfachte Modellierung	261
<i>I. Verwendete Geräte</i>	<i>263</i>
I.1 Anlagenteile	263
I.2 Messgeräte	264

FORMELZEICHEN

lateinische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
A	Fläche	m^2
A, B	Ergun-Konstanten	–, –
A, B, C	Antoine-Konstanten	–, $1/^\circ\text{C}$, $^\circ\text{C}$
A_K, B_K	Koeffizienten, Gleichung (8.5)	–
A_{50}, B_{50}	Koeffizienten, Gleichung (6.9)	–
Ar	ARCHIMEDESzahl, $Ar = (gd_P^3(\rho_P - \rho_G))/(\rho_G\nu^2)$	–
c	spezifische Wärmekapazität	W/kgK
C	empirischer Korrekturfaktor, Gleichung (8.5)	–
C_S	Strahlungskonstante eines schwarzen Körpers	W/K^4
d	Durchmesser	m
E	Exponent, Gleichung (8.11)	–
e	spezifische Verdunstungsgeschwindigkeit	$\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$
Eu	EULERzahl, $Eu = (4(\rho_P - \rho_G)d_P g \epsilon)/(3\rho_G u^2)$	–
F	Verhältnis zwischen berechnetem und gemessenem Wert, Gleichung (8.14)	–
F_D	Strömungswiderstandskraft	N
F_H	Haftkraft	N
g	Gravitationskonstante, $g = 9,81 \text{ m}/\text{s}^2$	m/s^2
h	spezifische Enthalpie	$\text{J}/\text{kg K}$
H	Höhe	m
Δh_V	spezifische Verdampfungsenthalpie	J/kg
I	elektrischer Strom	A
j_D	Stoffübergangskoeffizient (in einigen Literaturstellen)	m/s
K	Korrekturfaktor, Gleichung (8.4)	–
k	relative Permeabilität	–
k_{iso}	Wärmedurchgangskoeffizient der Isolation	$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$
k	Boltzmann-Konstante, $k = 1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ J}/\text{K}$	J/K
L	Länge	m
l	mittlere freie Weglänge	m
M	Masse	kg
\tilde{M}	Molmasse	kg/mol
\dot{M}	verdunstender Massenstrom	kg/s
\dot{m}	Trocknungsgeschwindigkeit	$\text{kg}/\text{m}^2\text{h}$
\dot{m}	spezifischer Massenstrom	$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$
n	Anzahl der Werte	–

Zeichen	Bedeutung	Einheit
n_G	molare Dichte des Gases	mol/m ³
NTU	number of transfer units, $NTU = (\rho_G \beta A) / (\dot{M}_G)$	–
Nu	NUSSELTzahl, $Nu = (\alpha d_P) / (\lambda)$	–
P	Druck	Pa
P	elektrische Leistung	W
Pr	PRANDTLzahl, $Pr = (\nu \rho_P c_P) / (\lambda)$	–
Q	Wärmemenge	J
\dot{Q}	Wärmestrom	W
\dot{q}	spezifischer Wärmestrom	W/m ²
Q	Verteilungssumme	–
r	Radius	m
\mathfrak{R}	universelle Gaskonstante	J/kg mol
Re	REYNOLDSzahl, $Re = (u d_P) / (\nu)$	–
S	Sättigungsgrad	–
Sc	SCHMIDTzahl, $Sc = \nu / \delta$	–
Sh	SHERWOODzahl, $Sh = (\beta d_P) / (\delta)$	–
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
u	Gasgeschwindigkeit	m/s
U	elektrische Spannung	V
v	Bypassanteil	–
\tilde{v}	molares Volumen	m ³ /mol
\bar{w}_P	mittlere Partikelgeschwindigkeit	m/s
X	Gutsfeuchte	kg _t /kg _S
Y	Gasfeuchte	kg _t /kg _G
\tilde{y}	molare Gasfeuchte	mol _t /mol _G
z	Längskoordinate, Höhe über dem Boden	m
Δz	relativer Fehler	–

griechische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
α	empirischer Faktor	–
β	Stoffübergangskoeffizient	m/s
γ	Akkommodationskoeffizient	–
δ	Oberflächenrauigkeit	m
δ	Diffusionskoeffizient	m ² /s
ϵ	Porosität	–
ϵ	Emissivität	–
η	kinematische Viskosität	Pa s
η	normierte Gutsfeuchte	–
ϑ	Temperatur	°C
κ	Permeabilität	m ²
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/mK

Zeichen	Bedeutung	Einheit
ν	dynamische Viskosität	m/s
$\dot{\nu}$	normierte Trocknungsgeschwindigkeit	–
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Oberflächenspannung	N/m ²
τ	Zeit	s
ϕ	geometrischer Faktor zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit eines Partikelpakets	–
φ	relative Feuchte	–

Indices

Index	Bedeutung
0	Anfangszustand
0	bezogen auf das Leerrohr
0	trockenes Partikel
A	Austrag
A	trockene Luft
appar	scheinbar
as	adiabatische Sättigung
average	gemittelt
α	bezogen auf den Wärmeübergangskoeffizienten
bed	Bett
bub	Blasen
bulk	Schüttung
con	Kontakt
C	Konvektion
calc	berechnet
cap	kapazitiv
cap	kapillar
corr	korrigiert
cr	kritisch
diff	Diffusion
dist	Anströmboden
el	elektrisch
end	Endzustand
env	Umgebung
eq	hygroskopisches Gleichgewicht
exp	experimentell
G	Gas, meist: feuchte Luft
H	Heizstab
I	erster Trocknungsabschnitt
i	Laufvariable, insbesondere: auf des i-te Volumenelement bezogen
in	Eintritt
irr	irreversibel
iso	Wand-Isolierung

Index	Bedeutung
l	Flüssigkeit, meist: Wasser
K	Knudsen-Diffusion
Martin	nach MARTIN
max	maximal
mf	Lockerungspunkt, Minimalfluidisation
min	minimal
opt	optimal
out	Austritt
p	bei konstantem Druck
P	Partikel
plug	Kolbenströmungsmodell
pore	Pore
proj	Projektionsfläche
rad	Strahlung
real	real, wirklich
real	nach GNIELINSKI
rel	relativ
S	Feststoff
sorp	Sorption
susp	Suspension (in der Wirbelschicht)
t	bezogen auf die Zeit
V	Dampf
V	bezogen auf das Volumen
va	für die volume-averaging-Methode
W	Wand (entweder dem Heizstab oder der Apparatewand entsprechend)
wall	Apparatewand
wb	Gutsbeharrungszustand (wet bulb)
ws	für das Wirbelschichtmodell
\tilde{x}	Größe x ist auf die Stoffmenge (mol) bezogen
\dot{x}	Größe x ist ein Strom
x^*	Größe x im Gleichgewicht
\bar{x}	Größe x ist arithmetisch gemittelt oder ein Vektor
$\overline{\overline{X}}$	Größe X ist doppelt arithmetisch gemittelt oder eine Matrix

1. EINLEITUNG

1.1 Ausgangspunkt und Zielsetzung

Die Wirbelschichttrocknung ist ein Trocknungsprozess, der sich insbesondere durch eine hervorragende Kontrollmöglichkeit der Produkttemperatur auszeichnet. Außerdem profitiert er als Konvektions-Trocknungsverfahren (eine ausführliche Beschreibung aller Trocknungsverfahren geben z.B. [1, 2]) von der großen Wärme- und Stoffaustauschfläche, die der gesamten Partikeloberfläche entspricht. Die genau einstellbare Produkttemperatur ermöglicht die energetisch effiziente Trocknung von Stoffen, die einer Temperaturbegrenzung unterliegen, wie es z.B. bei Lebensmitteln (Zersetzung, Oxydation) oder Kunststoffen (Schmelze) der Fall ist. Nachteilig kann sein, dass die Energie nur über die Luft zugeführt wird, die gleichzeitig zur Fluidisation dient und deshalb in der Menge festgelegt ist. Dadurch ergibt sich insbesondere bei feinen Partikeln eine Limitierung der Trocknerleistung. Diese Limitierung kann durch die indirekte Beheizung aufgehoben werden, die Energie durch Kontakt mit dem zu trocknenden Gut zuführt. Technisch wird sie realisiert, indem z.B. mit Dampf oder Heißwasser gespeiste Rohre direkt in das Wirbelbett montiert werden. Dabei sind sowohl horizontale als auch vertikale Anordnungen möglich. Ebenso ist die Beheizung der Apparatewand denkbar. Die Wärmeübertragung findet durch den direkten Kontakt des Wirbelbettes mit den Heizflächen statt. Diese Art der Energiezufuhr hat den Vorteil, dass die zusätzliche Wärme dort zugeführt wird, wo die niedrigste Temperatur herrscht, nämlich im Wirbelbett. Außerdem ist der Wärmeübergangskoeffizient um bis zu 100 mal größer als bei einer reinen Gasströmung, so dass die Austauschflächen relativ klein gehalten werden können.

Diese Arbeit baut auf einer großen Zahl wissenschaftlicher Vorarbeiten auf; unmittelbare Quellen sind an entsprechender Stelle erwähnt. Darüber hinaus soll der Pionier der Wirbelschichttechnik, Dr. FRITZ WINKLER, nicht unerwähnt bleiben, der im Jahr 1919 begonnen hat, die Aktivierung von Kohle in der Wirbelschicht zu untersuchen [3]. Vorher war sicherlich das Phänomen der Wirbelschicht als solches bekannt, wurde aber technisch nicht genutzt. Zu ersten Patentanmeldungen kam es 1922 über dieses Verfahren (siehe Abbildung 1.1) sowie über den als Winkler-Generator bekannt gewordenen Wirbelschichtreaktor zur Synthesegaserzeugung. Interessanterweise hat schon WINKLER den intensiven Wärmeübergang in der Wirbelschicht gekannt und durch Einbau von Kühlrohren zur Energiegewinnung sowie für die Temperaturregelung des Prozesses genutzt. Er hat einen Wärmeübergangskoeffizienten von $290 \text{ W/m}^2\text{K}$ gemessen und liegt damit genau in dem Bereich, der später für vergleichbare Anordnungen bestimmt wurde.

Eine weitere wichtige Anwendung, die sich aus der Kohlevergasung ergeben hat, ist das katalytische Cracken von Kohlenwasserstoffen (FCC = fluid catalytic cracking) [3]. Aus der verfügbaren Literatur kann man entnehmen, dass es erst in den Jahren nach dem Zweiten Weltkrieg eine intensive wissenschaftliche Grundlagenforschung zum Wärme- und Stoffübergang in Wirbelschichten gegeben hat. Die Ergebnisse mündeten in Standardwerken aus den 1960er Jahren

DEUTSCHES REICH

AUSGEGEBEN AM
2. DEZEMBER 1926REICHSPATENTAMT
PATENTSCHRIFT

— № 437970 —

KLASSE 24^e, GRUPPE 1
(B 106596 V(24e))

I. G. Farbenindustrie Akt.-Ges. in Frankfurt a. M.*).

Verfahren zum Herstellen von Wassergas.

Patentiert im Deutschen Reiche vom 28. September 1922 ab.

Bei den in der Technik gebräuchlichen Ver-
fahren zum Herstellen von Wassergas wird
Koks in grobstückiger Form in einem Schacht-
ofen mit Luft heißgeblasen, und dann läßt man
5 auf die glühende Kohle den Wasserdampf ein-
wirken. Aus Koksgrieß, Braunkohlenkoks
oder ähnlicher Kohle, die entweder ganz aus
Staub oder teils aus Stücken von Erbsen- bis
Nußgröße, teils aus Staub besteht, war es
10 bisher nicht möglich, Wassergas in gleicher
Weise herzustellen.

Es wurde nun gefunden, daß man auch
pulverige Kohle zur Wassergasgewinnung
verwenden kann, wenn man in einen mit ihr
15 beschickten Schachtofen die zum Heißblasen
benötigte Luft unter solchem Druck einbläst,
daß die feinkörnige Kohle in starke Bewegung
gerät. Dies bewirkt eine gute Durchmischung
des Blasegutes, und die teilweise Verbrennung
20 desselben findet nicht örtlich statt, sondern
verteilt sich durch die ganze Masse hindurch,
so daß die Temperatur gleichmäßig ansteigt.
Ist eine Temperatur von etwa 1100 bis 1200°
erreicht, wird Wasserdampf gleichfalls derart
25 eingeblasen, daß die Kohle nicht zum Absitzen
kommt. Die entstehende Asche wird größten-
teils durch den Gasstrom mitgerissen und
kann in einer anschließenden Staubkammer
gesammelt werden.

Die Ausführung des Verfahrens erfolgt 30
beispielsweise in einem Schachtofen, der nach
unten konisch zuläuft. In diesem wird etwa
feinkörnige Grude entzündet und mit an der
Sohle eingeführter Luft heißgeblasen. An-
fänglich verbrennt fast nur der Grudestaub. 35
Mit steigender Temperatur erhöht man den
Winddruck, so daß die Grudestückchen eine
lebhaft tanzende Bewegung im Ofen ausfüh-
ren. Das Luftgas, das bei höherer Tempera-
tur rund 19 Prozent Kohlenoxyd und 2 Pro- 40
zent Kohlendioxyd enthält, nimmt die lockere,
leichte aus der Grude entstehende Asche, die
noch durch die gegeneinander sich reibenden
Grudestückchen zerkleinert wird, größtenteils
aus dem Generator mit fort und läßt sie in 45
einer angeschlossenen Staubkammer fallen.
Ist eine Temperatur von rund 1100° erreicht,
dann bläst man Wasserdampf ein, und zwar
mit solcher Stärke, daß die weißglühende
Grudemasse die wirbelnde Bewegung beibe- 50
hält. Das hierbei gebildete Wassergas ent-
hält nach Versuchen des Erfinders 43 Prozent
Kohlenoxyd, 45 Prozent Wasserstoff, daneben
2,5 Prozent Kohlendioxyd, und ist frei von
Methan. Nachdem die Temperatur beim Kalt- 55
blasen entsprechend gefallen ist, wird mit
dem Prozeß von neuem begonnen. Statt
Grude kann man beispielsweise auch fein-

*) Von dem Patentsucher ist als der Erfinder angegeben worden:

Dr. Fritz Winkler in Ludwigshafen a. Rh.

Abb. 1.1: Erste Seite des ersten eingereichten Patents zur Anwendung einer Wirbelschicht (entnommen aus [3]).

z.B. von DAVIDSON und HARRISON [4] oder auch von KUNII und LEVENSPIEL [5] über die Wirbelschichttechnik. Zwischenzeitlich wurde die sogenannte zirkulierende Wirbelschicht konzipiert, deren Betriebspunkt über dem Austragspunkt der bisher üblichen, blasenbildenden Wirbelschicht liegt; die ausgetragenen Partikel müssen aus dem Gasstrom abgeschieden und zurückgeführt werden. Sie eignet sich besonders für Gas-Feststoff-Reaktionen, weil sich auch bei feinen Partikeln hohe Gasgeschwindigkeiten realisieren lassen. Nachteilig ist der höhere technische Aufwand. Neueste Grundlagenforschung bezieht sich in erster Linie auf die Modellierung und hier insbesondere auf die numerische Simulation der Gas- und Feststoffbewegung im Bett.

Trotz der eingangs beschriebenen Vorteile, die die Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung bietet, ist dieser Prozess bisher wissenschaftlich kaum untersucht worden. Das erstaunt um so mehr, als diese Art der Trocknung allgemein bekannt ist und regelmäßig verwendet wird. Hinreichend untersucht sind lediglich die beiden wesentlichen Einzelaspekte, nämlich die einfache Wirbelschichttrocknung sowie die Wärmeübertragung von Heizflächen an eine Wirbelschicht aus trockenen Partikeln. Beides ist außerdem durch verschiedene Modellansätze beschrieben.

Aus der Kombination der Trocknung mit dem Wand-Wärmeübergang ergibt sich aber eine Unbekannte: Wie beeinflusst die Feuchte, die sich in den Partikeln befindet, den Wärmeübertragungsprozess? Diese Frage ist diejenige, die in dieser Arbeit untersucht werden soll. Erwartet wird, dass die Feuchte, die auch während des Wandkontaktes der Partikel verdunstet, einen Kühleffekt verursacht, d.h. sie stellt eine latente Wärmesenke dar. Die Auswirkung einer solchen latenten Wärmesenke auf die Energiemenge, die durch indirekte Beheizung übertragen wird, ist, abgesehen von einer Arbeit (siehe Abschnitt 4.6.2), bisher nicht untersucht worden. Demzufolge besteht das erste wesentliche Ziel dieser Arbeit in der Durchführung von entsprechenden Messungen. Desweiteren sollen die gewonnen experimentellen Daten mit Hilfe von geeigneten Modellierung analysiert werden, um ein tieferes Verständnis der physikalischen Vorgänge zu gewinnen.

1.2 Gliederung der Arbeit

Die beiden oben erwähnten Ziele, die Messung und die Modellierung des Trocknungsprozesses mit indirekter Beheizung und, als Grundlage hierfür, die Messung und Modellierung des entsprechenden Wand-Wärmeübergangskoeffizienten, bestimmen auch den Aufbau dieser Arbeit. Nach einer Einführung in die Trocknung wird zunächst in den Kapiteln 3 bis 5 auf die theoretischen Grundlagen der Wirbelschichttrocknung, des Wand-Wärmeübergangs sowie auf die partikelinnere Trocknung eingegangen. Diese Kapitel umfassen jeweils eine Literaturübersicht und die (eigene) Modellentwicklung, sofern sie unabhängig von den später zu präsentierenden experimentellen Ergebnissen war. Daran anschließend werden in Kapitel 6 das verwendete Versuchsmaterial und in Kapitel 7 die Versuchsanlage beschrieben. Den Kern der Arbeit bildet Kapitel 8, das die Messergebnisse in zusammengefasster Form präsentiert und vor allen Dingen den Vergleich mit Modellierungsergebnissen sowohl in grafischer als auch in tabellarischer Form zeigt. Dabei werden verschiedene Modellansätze vorgestellt und hinsichtlich ihrer Vorhersagegüte untersucht. Den Anhang bilden Kapitel über Stoffwerte, Modellierungen und Neben-Rechnungen, Messfehlerbetrachtungen und Tabellen mit Messwerten.

2. EINFÜHRUNG IN DIE TROCKNUNGSTECHNIK

In diesem Kapitel sollen die Grundlagen der Trocknungstechnik insoweit erläutert werden, als es für das Verständnis dieser Arbeit notwendig ist. Ausführliche Darstellungen finden sich z.B. in [1, 6, 7].

Trocknung ist ein Wärme- und Stoffübergangsprozess in Kombination mit einer Phasenumwandlung. Diese kann als Verdampfung, also in reiner Dampfatosphäre, oder als Verdunstung, d.h. unter Anwesenheit eines inerten Gases (Luft), realisiert werden. In beiden Fällen benötigt die Phasenumwandlung, insbesondere beim hier betrachteten Wasser, sehr viel Energie; demzufolge ist ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal verschiedener Trocknungsprozesse die Art der Energiezufuhr. In Kontakttrocknern wird die Energie über beheizte Wände bzw. Einbauten zugeführt, die die Wärme durch unmittelbaren Kontakt an den Feststoff übertragen. Konvektionstrocknern wird die Energie mittels erhitzten Gases zugeführt. Der entstehende Dampf wird in diesem Fall auch durch das Gas abgeführt. Aus Kontakttrocknern kann der Dampf entweder abgesaugt oder durch zusätzlich durch den Apparat geführtes Gas abtransportiert werden. In der vorliegenden Arbeit wird eine Kombination aus Konvektions- und Kontakt Trocknung untersucht.

Die Tatsache, dass neben einer gasförmigen auch eine flüssige Phase vorhanden ist, unterscheidet die Trocknung von vielen anderen Gas-Feststoff-Prozessen wie z.B. der heterogenen Katalyse. Dadurch sind die Mechanismen des Stofftransports innerhalb des Porensystems sehr komplex und mathematisch bislang nicht vollständig zu beschreiben (vgl. Abschnitt 5.1).

Der hohe Energiebedarf der Verdunstung führt dazu, dass neben dem Stoff- auch der Wärmeübergang eine entscheidende Rolle in der Trocknung spielt. Bei der Konvektionstrocknung gibt es u.U. eine Gleichheit zwischen übertragener und zur Verdunstung benötigter Wärme, durch die die Partikeltemperatur bestimmt wird. Bei ungehinderter Verdunstung von der Partikeloberfläche (= 1. Trocknungsabschnitt, s.u.) ergibt sich ein definierter Zustand, wobei zwischen Einzelpartikel- und Wirbelschichttrocknung unterschieden wird. Gemeinsam ist beiden Fällen, dass dieser Zustand während des 1. Abschnittes nur von der Temperatur und Feuchte der Trocknungsluft, nicht aber von den Umströmungsbedingungen abhängt.

2.1 Einzelpartikel Trocknung

Trotz der Vielfältigkeit der physikalischen Mechanismen, die den Transport von flüssigem und gasförmigem Wasser in den Poren beeinflussen, zeigen die Trocknungskurven aller porösen Feststoffe viele Gemeinsamkeiten. Abbildung 2.1 zeigt eine typische Einzelpartikel Trocknungskurve in zwei verschiedenen Auftragsarten. Abbildung 2.1(a) stellt die zeitliche Abnahme der

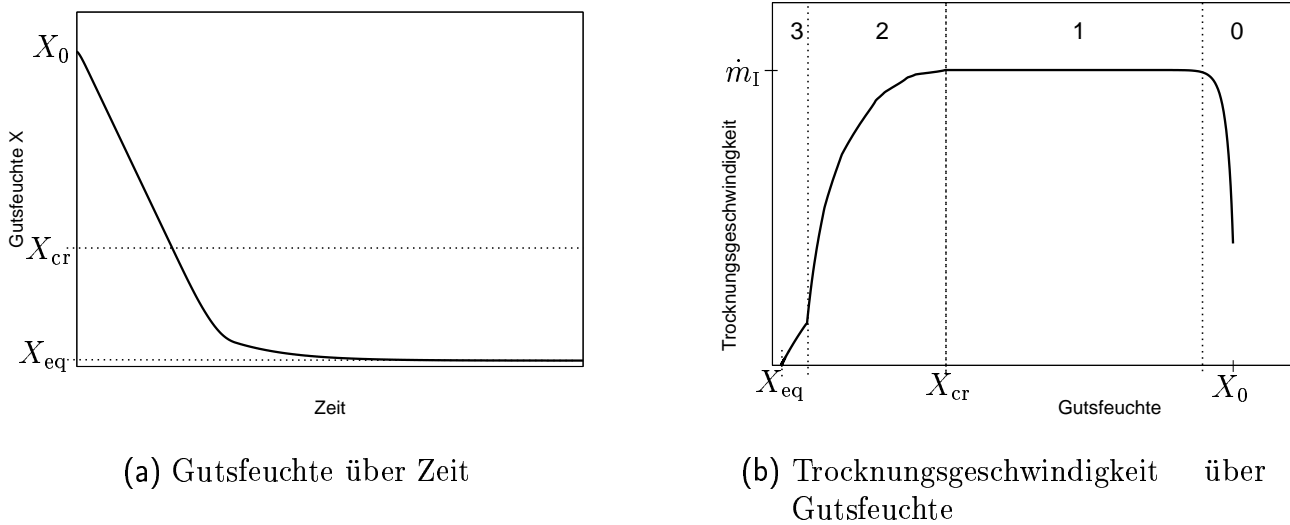


Abb. 2.1: Zwei verschiedene Auftragungen der gleichen typischen Einzelpartikel-trocknungskurve eines porösen Feststoffs (Erläuterung im Text).

Gutsfeuchte X im Verlauf der Trocknung dar. An ihr lässt sich unmittelbar ablesen, nach welcher Zeit die gewünschte Endfeuchte erreicht wird, was zur Bestimmung der Verweilzeit dient und dadurch von großer praktischer Bedeutung ist.

Deutlich genauer lassen sich die verschiedenen Phasen der Trocknung an der differentiellen Trocknungskurve in Abbildung 2.1(b) ablesen („Trocknungsverlaufskurve“ nach KRISCHER und KAST [1]) – deshalb wird sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Dargestellt ist die Trocknungsgeschwindigkeit \dot{m} ($\dot{m} = A_P^{-1} \cdot dX/dt$, der pro Zeiteinheit verdunstenden, auf die Partikeloberfläche bezogenen Wassermasse entsprechend) in Abhängigkeit von der Gutsfeuchte X . Phase 0 ist gekennzeichnet durch einen starken Anstieg der Trocknungsgeschwindigkeit aufgrund des Aufheizens des Partikels. Wenn die anfängliche Partikeltemperatur höher ist als diejenige, die sich während des 1. Abschnittes einstellt, wird kein Anstieg, sondern ein Abfall von \dot{m} beobachtet. Als Phase 1 folgt ein Bereich mit konstanter Trocknungsgeschwindigkeit, der sogenannte 1. Abschnitt. Der zugehörige Wert \dot{m}_1 ist allein von den äußeren Wärme- und Stoffübergangsbedingungen abhängig, er entspricht der Trocknungsgeschwindigkeit eines Wassertropfens gleichen Durchmessers. Das Partikel befindet sich dann im sogenannten Gutsbeharrungszustand, der dem oben erwähnten definierten Zustand entspricht. Es weist die Gutsbeharrungstemperatur ϑ_{wb} und den daraus resultierenden Gleichgewichtsdampfdruck an der Oberfläche auf. Die Trocknungsgeschwindigkeit für ein Einzelpartikel während des 1. Trocknungsabschnittes lässt sich gemäß

$$\dot{m}_1 = \rho_G \beta_{P-G} (Y_{wb} - Y) \quad (2.1)$$

bestimmen. Dass sich ein Partikel wie ein Wassertropfen verhält, kann so gedeutet werden, dass die Partikeloberfläche zumindest scheinbar mit Wasser bedeckt ist. Dass dieser Zustand oft über einen weiten Bereich der Gutsfeuchte gehalten wird, deutet darauf hin, dass mehr flüssiges Wasser aus dem Partikelinneren an die Oberfläche transportiert werden kann, als dort verdunstet. Unterhalb der kritischen Gutsfeuchte X_{cr} ist dieses nicht mehr gewährleistet. Der bei X_{cr} beginnende 2. Abschnitt (Phase 2) ist durch die laufende Abnahme der Trocknungsgeschwindigkeit geprägt. Wegen des Wirksam- und Stärkerwerdens der partikelinneren Widerstände kann nicht

mehr genug Feuchte nach außen transportiert werden. Während des 3. Trocknungsabschnittes (Phase 3) kommt als weiterer Effekt die Hygroskopizität hinzu, die die Trocknungsgeschwindigkeit ebenfalls vermindert, indem durch Dampfdruckerniedrigung das treibende Gefälle geringer wird: aus Y_{wb} wird $Y_{eq}(\vartheta_P, X)$ (vgl. mit Gleichung (2.1)).

Bei stark hygroskopischem Material, wie es in dieser Arbeit verwendet wird, lassen sich die einzelnen Phasen nicht mehr eindeutig voneinander trennen. Es ist möglich, dass der 3. Trocknungsabschnitt die anderen überlagert, d.h. dass Hygroskopizität während des gesamten Trocknungsverlaufs zu berücksichtigen ist. Dementsprechend muss Gleichung (2.1) mit dem modifizierten treibenden Gefälle umdefiniert werden zu [8, 9]

$$\dot{m}_I = \rho_G \beta_{P-G} (Y_{eq}(\vartheta_P, X) - Y) \quad . \quad (2.2)$$

Zur Bestimmung der hygroskopischen Gleichgewichtsfeuchte Y_{eq} muss die Partikeltemperatur bekannt sein. Messtechnisch kann sie in der Regel nicht ermittelt werden, daher muss ϑ_P mit Hilfe eines Modells bestimmt werden, dass neben der Stoffbilanz auch die analog zu betrachtende Wärmebilanz löst. Das genaue Vorgehen wird in Abschnitt 5.4.1 beschrieben.

Gleichungen (2.1) und insbesondere (2.2) bilden die Grundlage für sämtliche in dieser Arbeit verwendeten Berechnungen und sind dementsprechend sehr wichtig.

2.2 Wirbelschichttrocknung

Bisher wurde lediglich von einem trocknenden Einzelpartikel ausgegangen. Der Unterschied zur Wirbelschichttrocknung (oder auch zu Prozessen in anderen Konvektionstrocknern) besteht darin, dass in einem Apparat stets eine Vielzahl von Partikeln vorhanden ist. Diese beeinflussen sich vor allem dadurch gegenseitig, dass die Luft auf ihrem Weg durch den Apparat immer weiter mit Feuchte angereichert wird. Dieses führt dazu, dass die Partikel mit verschieden feuchter Luft in Kontakt kommen.

Wie die Anreicherung der Luft mit Feuchte geschieht, hängt zum einen von der Fluidodynamik und zum anderen von der Einzelpartikelkinetik ab. Die Modellierung eines Konvektionstrockners muss also ein Modell der Fluidodynamik (ggf. einschließlich der Partikelbewegung) mit der oben beschriebenen Einzelpartikelkinetik kombinieren. Diese Kombination ist selbst bei einfacher Luftströmung (= Fluidodynamik) nicht trivial, da die Einzelpartikelkinetik vom Zustand der jeweils umgebenden Luft (ϑ, Y, P) abhängt.

Die Trocknungskurven eines Wirbelschichtprozesses sehen prinzipiell so aus, wie in Abbildung 2.1 für ein Einzelpartikel dargestellt. Insbesondere existiert ebenfalls ein Abschnitt mit nahezu konstanter Trocknungsgeschwindigkeit. Er ist wie bei der Einzelpartikel-trocknung nur von der Temperatur und Feuchte der Trocknungsluft abhängig, stellt sich aber aufgrund eines anderen physikalischen Mechanismus ein. Über die Luft wird dem Prozess eine begrenzte Energiemenge zugeführt, die für die Verdunstung aufgewendet werden kann. Es stellt sich bei einem unendlich hohen Bett der adiabatische Sättigungszustand ein, der durch Sättigung der Luft und eine sich aus der Energiebilanz ergebende Temperatur (vgl. Anhang A.5) gekennzeichnet ist. Obwohl sich der adiabatische Sättigungszustand aufgrund anderer Gesetzmäßigkeiten ergibt als der Gutsbeharrungszustand des Einzelpartikels, weisen beide nahezu gleiche Werte auf, d.h. bei gleicher Trocknungsluft stellen sich in einem Wirbelbett und bei einem Einzelpartikel

fast gleiche Temperaturen ein [1]. In einem Bett mit begrenzter Höhe stellt sich ein Zustand zwischen Sättigung und Gutsbeharrung ein, wobei aufgrund der großen Zahl von Partikeln im Bett eher vom Sättigungszustand auszugehen ist. Deshalb wird die Trocknungsgeschwindigkeit im konstanten Abschnitt für ein schwach hygroskopisches Produkt gemäß

$$\dot{m}_I = \rho_G \beta_{P-G} (Y_{as} - Y) \quad (2.3)$$

berechnet. Im Falle eines stark hygroskopischen Produktes wird Gleichung (2.2) unverändert angewendet.

Nicht nur wegen der Luftfeuchte, die zur Berechnung des 1. Abschnittes herangezogen wird – Y_{as} für die Wirbelschicht und Y_{wb} für ein Einzelpartikel – unterscheiden sich die entsprechenden Trocknungskurven. Vor allem durch den integralen Effekt des Bettes ergeben sich Verschiebungen. Die Trocknungsgeschwindigkeit beginnt in der Regel bei niedrigerer Feuchte als X_{cr} zu fallen; der „2. Abschnitt“ des Bettes ist anders als derjenige des Einzelpartikels. Hierzu ein Beispiel: In einem nahezu unendlich hohen Bett ist die Trocknungsgeschwindigkeit immer konstant, da die austretende Luft immer gesättigt ist (adiabatische Sättigung). Dieser Zustand wird auch bei fast trockenen Partikeln erreicht.

Folglich dürfen Einzelpartikel- und Wirbelschichttrocknungskurven nicht miteinander verwechselt werden. Nur Einzelpartikelkurven können näherungsweise als reine Materialeigenschaften angesehen werden, während Wirbelschichtkurven sowohl Einflüsse des Materials als auch des Prozesses beinhalten.

3. WÄRME- UND STOFFÜBERGANG ZWISCHEN FLUIDISATIONSGAS UND PARTIKELN

Modellansätze zur Beschreibung des Wärme- und Stoffübergangs, der zwischen den Partikeln in der Wirbelschicht und dem Fluidisationsgas stattfindet, sollten grundsätzlich auf Beobachtungen und tatsächlichen physikalischen Effekten basieren. Im Fall der Wirbelschicht betrifft dieses zunächst die Fluidodynamik des Gases, d.h. dessen Verteilung sowie Strömungsgeschwindigkeit und -richtung, die im Folgenden behandelt werden. Anschließend wird auf verschiedene Modellansätze aus der Literatur eingegangen, die zur Berechnung von Wärme- und Stoffübergangsprozessen vorgeschlagen wurden. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell wird abschließend vorgestellt und ausführlich diskutiert. Auf die Stofftransportkinetik im Partikelinneren und ihre Unterschiede zum hier behandelten äußeren Stoffübergang wird ausführlich in Kapitel 5 eingegangen.

3.1 Allgemeine Phänomenologie

Strömt ein Gas innerhalb eines Rohres von unten, also entgegengesetzt zur Richtung der Schwerkraft, durch eine ruhende Schicht aus Partikeln, erfährt es einen Druckverlust aufgrund der Reibungskräfte zwischen der Schüttung und dem Gas. Umgekehrt erfahren die Partikel eine nach oben gerichtete Kraft. Durch die Querschnittsverengung, die durch das Vorhandensein der Partikel verursacht wird, strömt das Gas innerhalb der Schüttung schneller als im leer gedachten Rohr. Überschreitet die Gasgeschwindigkeit die sogenannte Lockerungsgeschwindigkeit, reichen die Strömungskräfte aus, die Partikel anzuheben. Im Idealfall gilt dieses für die gesamte Schüttung gleichzeitig, das Bett wird angehoben. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit zur Partikelbewegung und Auflockerung des Bettes; die Bettporosität steigt, und gleichzeitig sinkt die interpartikuläre Strömungsgeschwindigkeit. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der Gewichtskraft und der Strömungswiderstandskraft der Partikel ein. Dieser Effekt ist gleichbedeutend mit einem konstanten Druckverlust, der gerade so groß ist, dass die Feststoffmasse des Bettes angehoben werden kann. Es gilt

$$\Delta p_{\text{bed}} A_{\text{bed}} = g M_{\text{bed}} = g \rho_{\text{bed}} A_{\text{bed}} H_{\text{bed}} = g(1 - \epsilon_{\text{bed}}) \rho_P A_{\text{bed}} H_{\text{bed}} \quad . \quad (3.1)$$

Da die Betthöhe wegen der konstanten Feststoffmasse umgekehrt proportional zur Bettporosität ist,

$$H_{\text{bed}} (1 - \epsilon_{\text{bed}}) = \text{const.} \quad , \quad (3.2)$$

und alle anderen Größen konstant sind, gilt

$$\Delta p_{\text{bed}} = \text{const.} \quad , \quad (3.3)$$

d.h. der Druckverlust einer Wirbelschicht ist unabhängig von der Bettexpansion und der Gasströmungsgeschwindigkeit. Im Falle der Trocknung eines Feststoffes in der Wirbelschicht ist ρ_P wegen abnehmender Partikelfeuchte veränderlich, so dass Gleichung (3.3) nur eingeschränkt gilt.

Die Tatsache, dass sich der Übergang vom ruhenden zum wirbelnden Bett direkt aus dem Druckverlust und der Masse des Bettes ergibt, kann zur Bestimmung des Lockerungspunktes („minimum fluidization“) genutzt werden. Der Druckverlust eines Festbettes kann nach der ERGUN-Gleichung [5] bei bekannter Bettporosität zu

$$\Delta p_{\text{bed}} = H_{\text{bed}} \left[A \frac{(1 - \epsilon_{\text{bed}})^2 \eta u_0}{\epsilon_{\text{bed}}^3 d_P^2} + B \frac{1 - \epsilon_{\text{bed}} \rho_G u_0^2}{\epsilon_{\text{bed}}^3 d_P} \right] \quad (3.4)$$

berechnet werden. Setzt man diesen Wert in Gleichung (3.1) ein, erhält man für die Reynoldszahl im Lockerungszustand

$$Re_{\text{mf}} = \frac{A}{2B} (1 - \epsilon_{\text{bed,mf}}) \left[\sqrt{1 + \frac{\epsilon_{\text{bed,mf}}^3 Ar}{(1 - \epsilon_{\text{bed,mf}})^2 \frac{A^2}{4B}}} - 1 \right] \quad (3.5)$$

mit den ERGUN-Konstanten $A = 150$ und $B = 1,75$.

In Wirklichkeit liegt insbesondere bei feinen Partikeln die Lockerungsreynoldszahl höher als nach Gleichung (3.5) berechnet, da Haftkräfte zwischen den Partikeln untereinander und gegenüber den Wänden zu berücksichtigen sind. Diese Haftkräfte werden vor allem durch Verzahnungen bei unregelmäßig geformten Partikeln, aber auch durch elektrostatische Kräfte und Brückenbindungen verursacht. Der Druckverlust steigt zunächst weiter an, bis nicht nur die Gewichtskraft, sondern auch die Haftkräfte überwunden werden können, und fällt dann auf den rechnerischen Wert ab, da sich die Partikel voneinander gelöst haben.

Bei sehr feinen Partikeln ($d_P < 10\text{-}20 \mu\text{m}$) liegen die Haftkräfte in der gleichen Größenordnung wie die Gewichtskraft der Einzelpartikel, so dass eine normale Fluidisation nicht möglich ist; mehr oder weniger große Agglomerate bleiben erhalten, und die Luft strömt in Kanälen durch das Bett.

Bei hoher Gasgeschwindigkeit nähert sich die Bettporosität dem Wert $\epsilon_{\text{bed}} = 1$, was gleichbedeutend mit einem unendlich ausgedehnten Bett ist. Der Austragspunkt ist erreicht, der Bereich der pneumatischen Förderung beginnt. Die Austragsgeschwindigkeit ist theoretisch gleich der stationären Sinkgeschwindigkeit des Einzelpartikels, in der Praxis hat sich aber die von REH vorgeschlagene empirische Gleichung

$$Re_A = \sqrt{\frac{4}{3} Ar} \quad (3.6)$$

für blasenbildende Wirbelschichten besser bewährt [10]. Die so berechneten Austragsgeschwindigkeiten liegen etwas unterhalb der stationären Sinkgeschwindigkeit.

Sowohl aus praktisch-konstruktiver Sicht als auch für Modellrechnungen ist die Kenntnis der Bettporosität bzw. – direkt damit verknüpft – der Betthöhe in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit wichtig. Ausgehend von den beiden bekannten Extremwerten (Lockerungszustand: $u = u_{\text{mf}} \rightarrow \epsilon_{\text{bed}} = \epsilon_{\text{bed,mf}}$; Austrag: $u = u_A \rightarrow \epsilon_{\text{bed}} = 1$) haben RICHARDSON und

ZAKI [11] auf Basis von Experimenten ein exponentielles Anwachsen beobachtet und dementsprechend

$$\frac{u_0}{u_A} = \frac{Re}{Re_A} = \epsilon_{\text{bed}}^n \quad (3.7)$$

zur Berechnung der Bettexpansion vorgeschlagen. Der Expansionsexponent n war Gegenstand zahlreicher Untersuchungen, z.B. von MOLERUS [12] für homogene Expansion sowie von WERTHER [13] für blasenbildende Wirbelschichten unter Berücksichtigung der Blasencharakteristika. MARTIN [14] fasst die Ansätze kurz zusammen und schlägt für den praktischen Gebrauch den einfachen Ansatz nach DAVIDSON und HARRISON [15]

$$n = \frac{\ln \frac{Re_{mf}}{Re_A}}{\ln \epsilon_{\text{bed,mf}}} \quad (3.8)$$

vor. Diese Gleichung wird zusammen mit Gleichung (3.7) im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Eine genauere Beschreibung des Ausdehnungsverhaltens ist nur möglich, wenn zusätzliche materialspezifische Parameter experimentell bestimmt werden.

3.2 Blasenbildung in Gaswirbelschichten

Wie im vorhergehenden Abschnitt erläutert, expandiert eine Wirbelschicht bei steigender Gasströmungsgeschwindigkeit immer stärker. Diese Expansion verläuft im Falle von Gaswirbelschichten, d.h. bei großer Dichtedifferenz zwischen Partikeln und Fluidisationsmedium, nicht homogen, sondern es kommt, wie in Abbildung 3.1 (Zustand c) dargestellt, zur Blasenbildung, die für Bettporositäten zwischen $\epsilon_{\text{bed,mf}} \lesssim \epsilon_{\text{bed}} \lesssim 0,8$ charakteristisch und somit namensgebend ist. Laut Wirbelschicht-Phasendiagramm nach REH [16, 17] liegt die obere Grenze blasenbildender Wirbelschichten bei $\epsilon_{\text{bed}} \approx 0,65$; unklar ist, ob dieser Bereich stoßende Betten mit einschließt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Porositäten bis $\epsilon_{\text{bed}} \approx 0,8$ verwirklicht. Dementsprechend wurden die Zustände „c“ und, bei größeren Partikeln, „d“ (Abbildung 3.1) realisiert.

Die Blasen stellen feststoffarme Zonen dar, die sich ähnlich verhalten wie Gasblasen in Flüssigkeiten. Zahlreiche Veröffentlichungen befassen sich mit der qualitativen und quantitativen Beschreibung und Berechnung ihrer Entstehung, ihres Aufstiegs und ihres Wachstums. Die Phänomene, die im Rahmen dieser Arbeit für das Verständnis der untersuchten Stoff- und Wärmeübergangsprozesse wichtig sind, werden hier zusammengefasst:

- Blasen verursachen die intensive Partikelbewegung im Bett, die in Abschnitt 4.3.1 erläutert wird.
- Blasen entstehen direkt am Verteilerboden; ihre anfängliche Größe hängt mit der Größe der Gasaustrittsöffnung zusammen — ein Glockenboden erzeugt wenige große Blasen, eine poröse Platte viele kleine [5].
- Blasen können als Störungen aufgefasst werden, die sich in Gaswirbelschichten sehr schnell innerhalb der Suspension ausbreiten [18, Kapitel 2]. DAVIDSON und HARRISON [4] haben ein physikalisch begründetes Modell für den Aufstieg einer kugelförmigen Blase in der Wirbelschicht vorgeschlagen.

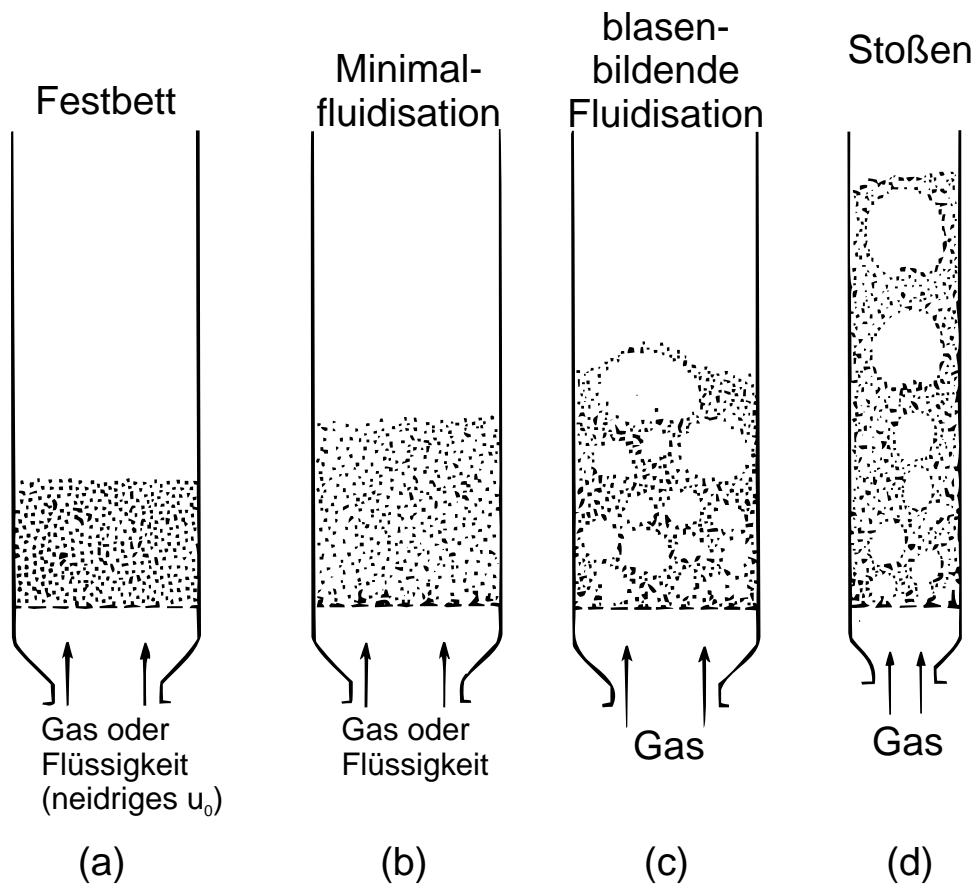


Abb. 3.1: Zustände einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht bei unterschiedlichen Gasgeschwindigkeiten (nach [5]).

- Eine Gasströmung, die unten in die Blase eintritt und oben austritt, hindert Partikel daran, in die Blase zu „fallen“.
- Nach DAVIDSON und HARRISON [4] bildet sich eine Wolke („cloud“) um die Blase, wenn die Blasenauftiegs geschwindigkeit größer ist als die Gasgeschwindigkeit in der Suspension. Innerhalb dieser Wolke findet eine Zirkulation des Blasen-Gases statt, so dass dieses mit Partikeln in Kontakt kommt.
- Die Blasenform ist etwa vergleichbar mit einer Kugelkappe [4]. Unmittelbar unterhalb der Blase befindet sich der Sogbereich („wake“), in dem Partikel mit der Blase zusammen aufsteigen.
- Die typische Blasenform entspricht derjenigen von Gasblasen in Flüssigkeiten, wenn die Oberflächenspannung vernachlässigbar ist. Insofern besteht eine Analogie zwischen den beiden Systemen.
- Die Blasengröße ist durch drei Mechanismen geprägt [5, 17]:
 1. Wachstum: Blasen nehmen während des Aufstiegs laufend Gas aus der Suspension auf.
 2. Zerfall: Partikel fallen von oben in die Blase und spalten sie. Dieses findet ständig und für alle Blasengrößen gleich häufig statt; in Betten aus groben Partikeln seltener.
 3. Koaleszenz: Eine „nachfolgende“ Blase steigt schneller auf und kann sich so mit der „vorausgehenden“ vereinigen.

Zerfall und Koaleszenz finden oft unmittelbar nacheinander statt, so dass sich nichts ändert. Nur bei einer großen Blase kann es zum bleibenden Zerfall kommen. Dadurch ergibt sich eine maximale Blasengröße, die sich aus einem dynamischen Gleichgewicht zwischen Wachstum und Zerfall ergibt [5]. Dieses Maximum stellt sich erst ab einer bestimmten Betthöhe ein, denn zunächst bilden sich am Verteilerboden kleinere Blasen.

- Der Anteil des Gasvolumenstroms v , der als Blasen durch das Bett strömt, ist definiert durch

$$v = v_{\text{rel}} \frac{u_0 - u_{\text{mf}}}{u_{\text{mf}}} \quad (3.9)$$

Der Quotient $\frac{u_0 - u_{\text{mf}}}{u_{\text{mf}}}$ für sich genommen beschreibt die bezogene Gasmenge, die nicht zur Minimalfluidisation benötigt wird. Diese wird mit dem relativen Blasenanteil $v_{\text{rel}} < 1$ gewichtet. Dabei hängt v_{rel} von den Partikeleigenschaften, insbesondere der Gruppenzugehörigkeit – siehe Abschnitt 3.3 – und vom Bettdurchmesser ab, wie in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Zusammen mit den oben erwähnten Erkenntnissen über das Blasenwachstum kann man folgern, dass das Blasenwachstum im unteren Bereich des Bettes durch Koaleszenz bzw. durch Kollabieren verursacht wird; welche Mechanismen sich genau abspielen, wird in der Literatur nicht beantwortet.

- Blasen tendieren in kleineren Wirbelschicht-Apparaten (Labormaßstab) von den Wänden zur Mitte hin [5]. Es ergeben sich entsprechende bevorzugte Bewegungsbahnen für die Partikel, auf die ausführlich in Abschnitt 4.3.1 eingegangen wird. Demzufolge sind Blasen nicht gleichmäßig über dem Querschnitt des Bettes verteilt; zudem ist die Verteilung abhängig von der Höhe innerhalb des Bettes und dem Bettdurchmesser.

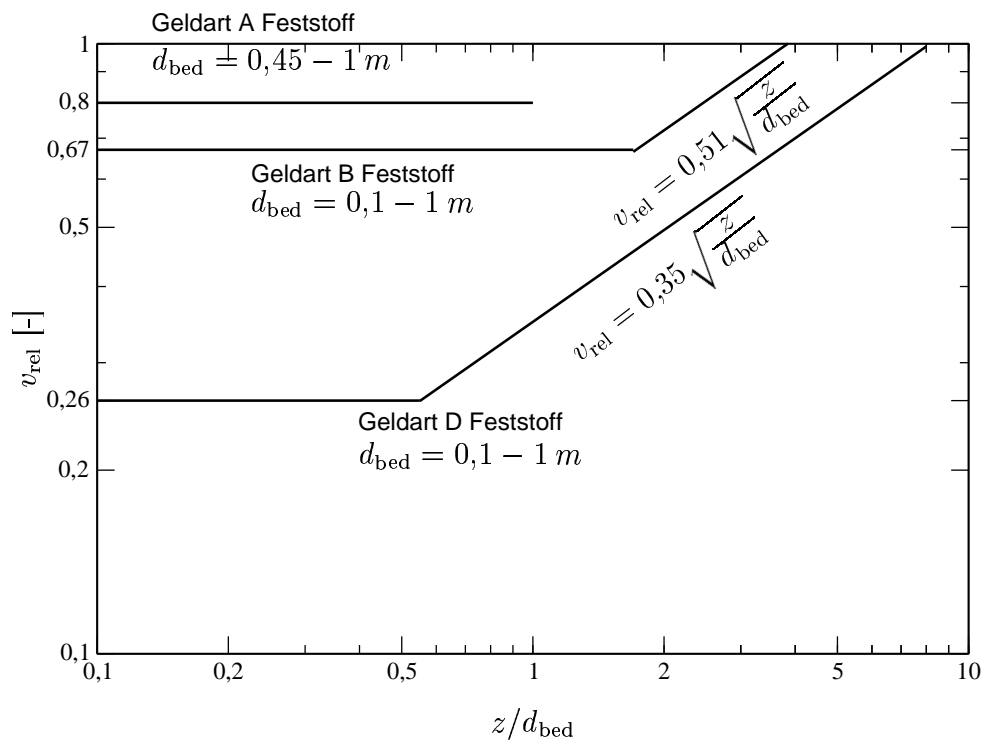


Abb. 3.2: Relativer Blasenanteil, definiert durch Gleichung (3.9); empirische Approximation nach HILLIGARDT und WERTHER [19]. Angegeben sind die zugehörigen Gleichungen und die gültigen Bett Durchmesser.

- Um Kenntnisse über das Blasenverhalten zu gewinnen, werden neben tomographischen Verfahren (z.B. [20, 21, 22, 23, 24]) und Sondenmessungen der lokalen Bettporosität (z.B. [25, 26, 27]) auch die Schwankungen des Gesamtdruckverlustes des Bettes ausgewertet. Das Platzen einer Blase an der Bettoberfläche bedeutet einen Druckabfall, deren Entstehung am Verteilerboden einen Anstieg. Die Schwankungen wurden z.B. in [28, 29, 30, 31, 32] untersucht. Weiterhin haben ARAGON et al. [33] die Druckschwankungen mit Hilfe der Chaostheorie analysiert. Es zeigt sich, dass das gesamte Blasenverhalten scheinbar stark chaotisch geprägt ist und nicht einfachen physikalischen Regeln folgt.

Fazit: Das Verhalten von Blasen in einer Wirbelschicht ist sehr komplex. Sicher kann jedoch festgestellt werden, dass sie am Verteilerboden entstehen, beim Aufstieg durch das Bett anwachsen, wobei ihre Anzahl abnimmt, und vor allem dass sie Partikel nach oben mitnehmen, die sich an anderer Stelle wieder nach unten bewegen. Die Blasen verursachen also die starke Partikelvermischung. Zum anderen stellen sie einen Gasstrom dar, der nicht oder nur wenig mit den Partikeln in Kontakt kommt. Letzteres spielt insbesondere bei der Modellierung von Stoffübergangsprozessen eine entscheidende Rolle, worauf in den folgenden Abschnitten eingegangen wird. Weiterführende, zusammenfassende Darstellungen über das Blasenverhalten geben z.B. [5, 18, 34, 35].

3.3 Fluidisationsverhalten, Gruppeneinteilung von Feststoffen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde ausführlich über das Verhalten von Blasen in der Wirbelschicht berichtet. Dieses Verhalten wird entscheidend geprägt von den wirbelnden Partikeln, die entsprechend ihrem Fluidisationsverhalten in vier Gruppen eingeteilt werden. Die am meisten verwendete Einteilung ist diejenige nach GELDART [36], bei der die Partikelgröße und -dichte zur Klassifizierung herangezogen werden. MOLERUS [37] hat vorgeschlagen, zusätzlich Kohäsionskräfte zwischen den Partikeln zu berücksichtigen.

Beide Autoren schlagen die Einteilung in vier Gruppen vor, deren Fluidisationsverhalten wie folgt unterschieden werden (vgl. auch z.B. [5, 17, 38]):

- A Nach Überschreiten der Fluidisationsgeschwindigkeit u_{mf} dehnt sich das Bett zunächst homogen aus; erst bei höheren Gasgeschwindigkeiten bilden sich Blasen, deren Größe begrenzt ist. Die Blasen steigen schneller auf als das Gas in der Suspension.
- B Blasenwachstum setzt sofort nach Überschreitung von u_{mf} ein; das Blasenwachstum scheint unbegrenzt; die Blasen steigen schneller auf als das Gas in der Suspensionsphase.
- D Das Verhalten ist demjenigen der Gruppe B ähnlich, allerdings ist die Blasenauftiegs geschwindigkeit kleiner als die Gasgeschwindigkeit in der Suspensionsphase. Es bilden sich sehr große Blasen. Die Fluidisation wird als sprudelnd beschrieben.
- C Die merkliche Kohäsion der (kleinen) Partikel führt zu einer starken Agglomeratbildung; das Fluidisationsgas strömt in Kanälen durch das Bett; ohne zusätzliche mechanische Fluidisationshilfen (Rührer, Vibration) sind Gruppe-C Partikel nicht fluidisierbar.

Als Kriterien zur Abgrenzung der einzelnen Gruppen wurden nach GELDART folgende Gleichungen herangezogen, die aus einer graphischen Darstellung von KUNII und LEVENSPIEL [5] abgeleitet und empirisch ermittelt wurden:

$$\text{Gruppe D:} \quad (\rho_P - \rho_G)d_P^2 > 10^{-3} \quad (3.10)$$

$$\text{Gruppe B:} \quad (\rho_P - \rho_G)d_P > 0,225 \quad (3.11)$$

$$\text{Gruppe A:} \quad (\rho_P - \rho_G) > \left| \frac{1}{66,98d_P - 0,000768} \right|$$

oder: $d_P > 15\mu\text{m}$ (3.12)

$$\text{Gruppe C:} \quad \text{sonst} \quad (3.13)$$

Da die Gleichungen dimensionsbehaftet sind, müssen der Partikeldurchmesser in [m] und die Dichten in [kg/m³] eingesetzt werden.

Die Klassifizierung von MOLERUS beruht auf einer Abschätzung des Verhältnisses zwischen der auf das Partikel wirkenden Strömungskraft F_D und der Haftkraft F_H der Partikel untereinander. Die Grenze zwischen den Gruppen C und A ist definiert durch gleich große Kräfte ($F_D/F_H = 1$), die Grenze zwischen A und B durch die Vernachlässigbarkeit der Haftkraft ($F_H \ll F_D$) und die Grenze B–D dadurch, dass die Eulerzahl der Minimalfluidisation

$$Eu_{mf} = \frac{4(\rho_P - \rho_G)d_P g \epsilon_{bed,mf}}{3\rho_G u_{mf}^2} \quad (3.14)$$

konstant ist. Die Gruppen lassen sich durch

$$\text{Gruppe D:} \quad (\rho_P - \rho_G)d_P g > 15,3 \text{ N/m}^2 \quad (3.15)$$

$$\text{Gruppe B:} \quad \frac{(\rho_P - \rho_G)\frac{\pi d_P^3}{6}g}{F_H} > 0,16 \quad (3.16)$$

$$\text{Gruppe A:} \quad 10\frac{(\rho_P - \rho_G)d_P^3 g}{F_H} > 10^{-2} \quad (3.17)$$

$$\text{Gruppe C:} \quad \text{sonst} \quad (3.18)$$

voneinander abgrenzen, wobei die Konstanten der rechten Seiten dieser Ungleichungen empirisch bestimmt wurden. Unbekannt ist lediglich die Größe der Haftkraft. MOLERUS gibt Werte zwischen $F_H = 8,76 \cdot 10^{-8}$ N für harte Materialien (z.B. Glas, Katalysatorträger) und $F_H = 3,71 \cdot 10^{-7}$ N für weiche Materialien (z.B. Polypropylen) an. Auf die Gruppeneinteilung wird anhand der für diese Arbeit verwendeten Materialien in Abschnitt 6.6 ausführlicher eingegangen.

Sollen die Gleichungen (3.10) bis (3.18) auf feuchte Partikel angewendet werden, ist die Partikeldichte ρ_P jeweils mit $(1 + X)$ zu multiplizieren.

3.4 Modellansätze aus der Literatur

3.4.1 Grundsätze

Ein physikalisch begründetes Modell zur Beschreibung des Wärme- und Stoffübergangs in einer Wirbelschicht (oder allgemein in einem dispersen System) sollte von der einfachen Grundgleichung

chung für den lokal übergehenden Massenstrom des Stoffübergangs

$$\dot{M} = \rho_G \beta_{P-G} A_P (Y_P - Y_G) \quad (3.19)$$

ausgehen. Für den Wärmeübergang lässt sich eine analoge Gleichung formulieren. Nach Gleichung (3.19) hängt der Stoffmassenstrom \dot{M} , ab von:

1. Dem kinetischen Koeffizienten β_{P-G} .
2. Dem treibenden Gefälle $\rho_G (Y_P - Y_G)$. Y_P bedeutet hier die Beladung an der Partikeloberfläche und Y_G ist diejenige des Gases.
3. Der Stoffaustauschfläche A_P . Für umströmte Partikel, wie in der Wirbelschicht, ist dies die form- und größenabhängige Partikeloberfläche. Bei überströmten Schüttungen würde hingegen die Schüttungsoberfläche verwendet werden.

Während die Fläche A_P für annähernd kugelförmige Partikel eindeutig definiert ist, sind β_{P-G} und das treibende Gefälle schwieriger zu bestimmen:

1. Der kinetische Koeffizient β_{P-G} wird in der Regel als SHERWOODzahl bestimmt. Diese hängt vor allem von den Strömungsbedingungen (REYNOLDSzahl) ab und kann als Kriteriengleichung angegeben werden. Es ist möglich, über das System gemittelte Werte zu verwenden. Lokal definierte kinetische Kennzahlen dürfen im Prinzip nicht von geometrischen Dimensionen des Apparates abhängen, sonst wäre ihre physikalische Definition missachtet. Dennoch ist es oft stark vereinfachend, die Geometrie mit in die Kriteriengleichung aufzunehmen, da sich die unten beschriebenen Gleichungen zur Strömungsmechanik vereinfachen. Man erhält dann sogenannte scheinbare kinetische Kennzahlen, deren Gültigkeit auf die untersuchten Apparate eingeschränkt ist und die vor allem nur zusammen mit dem verwendeten Modell gültig sind. Eine scheinbare SHERWOODzahl wird in der Literatur häufig verwendet (siehe Abschnitt 3.4.2). Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell baut ebenfalls auf einer scheinbaren SHERWOODzahl auf, die aber nicht die Bauform berücksichtigt, sondern die Rückvermischung des Gases (siehe Abschnitt 3.5.2).
2. Das treibende Gefälle ändert sich im Verlauf der Strömung des Gases durch das Bett. Das eintretende Gas wird – z.B. in einem Trockner – mehr und mehr befeuchtet: Y_G steigt. Daher ist es entscheidend, auf welchem Weg das Gas durch den Apparat strömt und mit welchen Partikeln es dabei in Kontakt kommt.

Letzteres ist bei Laborwirbelschichten eindeutig: Die Partikel gelten als ideal durchmischt, was z.B. von BURGSCHEWIGER [39] experimentell bestätigt wird. Diese ideale Vermischung kann in den meisten Fällen vorausgesetzt werden; lediglich bei der Sprühgranulation [40] ist es entscheidend, das Partikelverhalten näher zu beachten, da die Kinetik der Granulationstrocknung durch das laufende Besprühen ähnlich schnell ist wie die Feststoffvermischung.

Die Gasströmung hingegen ist unter anderem wegen der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Blasenbildung komplexer. Das durch die Blasen strömende Gas hat kaum Kontakt zum Feststoff und nimmt somit nicht direkt am Stoffaustausch teil, es wirkt als Bypassgasstrom. Außerdem strömt das übrige Gas nicht geradlinig (als Kolbenströmung) durch das

Bett, sondern die starke Partikelbewegung sorgt für Turbulenz und Vermischung. Diesen Eigenschaften muss in einem entsprechenden Reaktormodell (z.B. Kolbenströmungsmodell mit axialer Dispersion und aktivem Bypass) Rechnung getragen werden.

Das Reaktormodell liefert dann, gekoppelt mit der kinetischen Gleichung (entsprechend Gleichung 3.19), die Änderung der Gaszusammensetzung aufgrund des übergehenden Stoffstroms. In der Regel muss das Gleichungssystem integriert werden, was entweder analytisch oder numerisch erfolgen kann.

3.4.2 Zusammenfassung der Veröffentlichungen

Um den Wärme- und Stoffübergang in einer Wirbelschicht (oder allgemeiner: in einem Gas-Partikel-System) beschreiben zu können, muss vor allem die Art der Gasströmung bekannt sein, denn diese bestimmt zum einen das Ausbilden der Grenzschicht und damit den Übergangskoeffizienten (β_{P-G} in Gleichung (3.19)) und zum anderen das lokal herrschende treibende Gefälle.

Der einfachste Fall ist sicherlich das umströmte Einzelpartikel, hier sind beide Faktoren eindeutig bestimmt. Komplizierter wird es für durchströmte Festbetten. Bei eindimensionaler Betrachtungsweise ändert sich das treibende Gefälle kontinuierlich, die mathematische Beschreibung bleibt mit dem Kolbenströmungsmodell jedoch einfach. Will man allerdings Wandeffekte, insbesondere die Auflockerung der Schüttung an der Wand berücksichtigen, muss die erweiterte BRINKMAN-Gleichung bzw. die NAVIER-STOKES-Gleichung numerisch gelöst werden [41, 42].

Sehr viel komplizierter wird es in Wirbelschichten. Hier kommt die ungeordnete Partikelbewegung hinzu, die mit der Gasströmung in Wechselwirkung steht. Es ist zusätzlich für jedes Partikel die Impulsbilanz zu lösen. Hierzu muss aber auch der Kräfteaustausch beim Stoß mit anderen Partikeln sowie der Wand berechnet werden. Dieses ist nach heutigem Stand nur näherungsweise und nur für Kugeln möglich. Üblicherweise werden deshalb statistische Mittelwerte für die interessierenden Größen wie z.B. den Blasenanteil herangezogen.

Aber auch mit solchen Werten ist, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben wird, die Fluidodynamik in blasenbildenden Wirbelschichten sehr komplex. Die Komplexität wird allein dadurch offensichtlich, dass die Blasen dem Bett einen heterogenen Charakter aufprägen. Fluiddynamische Modellierung sollte dieses berücksichtigen. Dennoch waren die frühen Ansätze fast ausschließlich einfache, homogene Kolbenströmungsmodelle [43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50]. KETTENRING et al. [51] haben bei Wärmeübergangsversuchen die Betttemperatur in Abhängigkeit von der Höhe gemessen und einen der Kolbenströmung entsprechenden Verlauf festgestellt; daher schien die Annahme dieses recht einfachen Ansatzes gerechtfertigt. So ist er auch noch in der neueren Literatur zu finden [52, 53, 54], vor allem aber dann, wenn das Hauptaugenmerk der Berechnungen nicht auf dem Wärme- bzw. Stoffübergang zwischen der Partikeloberfläche und dem Fluidisationsgas liegt: So gibt es verschiedene Veröffentlichungen zur Trocknung langsam trocknender Stoffe (z.B. Lebensmittel), bei denen der Stofftransportwiderstand nahezu ausschließlich im Partikelinneren liegt [55, 56]. Ebenso werden einfache Modelle angewendet, wenn sie Teil einer komplexen Modellierung sind, z.B. bei kontinuierlichen Trocknern [55, 57, 58].

Die meisten der veröffentlichten Modelle fallen aber in die Kategorie der sogenannten Zwei-Phasen-Modelle. Als Phasen werden hier die Blasen- und die Suspensionsphase bezeichnet, wobei letztere aus den Partikeln und dem Gas zwischen ihnen besteht. Dieser Modellansatz geht

also auf den heterogenen Charakter einer Gas-Wirbelschicht ein. TOOMEY und JOHNSTONE [59] waren die ersten, die ein solches Modell vorschlugen. Es folgten sehr viele weitere, von denen vor allem diejenigen von KUNII und LEVENSPIEL [5, 60], ORCUTT et al. [61], VAN DEEMTER [62], MAY [63] sowie das Blasenmodell von DAVIDSON und HARRISON [4] auch von anderen Autoren verwendet werden. Diese Modelle unterscheiden sich zunächst in den Annahmen über die Strömungsverhältnisse: Meist wird entweder Kolbenströmung oder ideale Rückvermischung des Suspensionsgases angenommen. Kolbenströmung der partikelfreien Blasenphase sowie ideale Vermischung der Partikel sind in den meisten Fällen üblich.

Wichtigstes Kriterium bei der weiteren Beurteilung der Modelle ist die Art der Bestimmung der Modellparameter:

1. Der Blasenanteil wird entweder aufgrund der Annahme bestimmt, dass sich die Suspension im Zustand der Minimalfluidisation befindet, z.B. [4, 5, 60, 61, 63, 64, 65, 66, 67, 68], auf Basis von Gleichungen über Blasengröße, -wachstum und -anzahl, z.B. [17, 69, 70, 71], oder empirisch festgelegt, z.B. [72, 73].
2. Für den Stoff- bzw. Wärmeübergang zwischen den Partikeln und dem Suspensionsgas wird von den meisten Autoren eine empirische SHERWOOD- bzw. NUSSELT-Korrelation verwendet, eine Auflistung geben z.B. [74, 75]. Eine unendlich große SHERWOODzahl wird z.B. in [76, 77] angesetzt. Das Phänomen, dass bei niedrigen REYNOLDSzahlen SHERWOODzahlen bestimmt werden, die nicht einem endlichen Wert zustreben – wie im Fall des Einzelpartikels ($Sh|_{Re=0} = 2$) – wird unten diskutiert.
3. Der Stoffübergang zwischen der Suspension und den Blasen ist sicherlich schwierig zu erfassen, da das Blasenverhalten kompliziert ist (vgl. Abschnitt 3.2). Einige Autoren geben deshalb einfache empirische Ansätze für den entsprechenden Koeffizienten an, z.B. [77], nehmen ihn als unendlich groß an, z.B. [65], oder – als anderes Extrem – setzen ihn gleich null, z.B. [72]. Viele der veröffentlichten Modellansätze versuchen, diesen Stoffübergang physikalisch begründet zu erfassen, d.h. sie verwenden Ansätze, die die Gas- (und Partikel-) bewegung in den und um die Blasen beschreiben, z.B. [4, 5, 17, 18, 71, 76, 78]. Hierzu werden allerdings eine Vielzahl weiterer Gleichungen und zugehörige Parameter benötigt, z.B. für die Blasengröße und -aufstiegsgeschwindigkeit sowie für Stoffströme. Manche Autoren berücksichtigen sehr detailliert Phänomene wie z.B. die Existenz einer Partikelwolke („cloud“) um die Blasen, z.B. KUNII und LEVENSPIEL [5], VERKOOIJEN [71], andere geben einfache empirische Gleichungen an, die mit Blasencharakteristiken gebildet sind, z.B. [17, 79].

Diese Vielzahl der unterschiedlichen Herangehensweisen zur Beschreibung des Stoffübergangs zwischen Suspension und Blasen verdeutlicht vor allem, wie unklar das Gasströmungsverhalten insgesamt ist. Weitergehende Übersichten über die verschiedenen Zwei-Phasenmodelle sind in [80, 81, 82, 83] zu finden. CAUSSAT et al. [84] vergleichen verschiedene Modelle miteinander, die Blasencharakteristiken explizit berücksichtigen.

Neben den bisher beschriebenen einphasigen (Kolbenströmungs-) und den zweiphasigen Modellen gibt es eine Reihe weiterer Ansätze. Z.B. nehmen BRODKEY et al. [85] an, dass der Wärmeübergang nur in einer etwa 15 Partikellagen hohen Schicht über dem Boden stattfindet, oder GUNN und NARAYANAN [86] formulieren ein Modell mit axialer Dispersion ohne Blasenphase.

Der unmittelbare Vergleich der drei Parameter des Zwei-Phasenmodells ist selten möglich, weil sie nur zusammen mit dem jeweiligen Modell gültig sind und sich außerdem noch gegenseitig beeinflussen; z.B. ergeben ein kleiner Blasenanteil und ein niedriger Stoffübergangskoeffizient zwischen Suspension und Blasen das gleiche Ergebnis wie jeweils hohe Werte. Deshalb ist es sinnvoll, die Parameter unabhängig voneinander zu bestimmen. Z.B. haben HILLIGARDT und WERTHER [19] den Blasenanteil gemessen und CAUSSAT et al. [87] den Stoffübergang zu einer Einzelblase.

Der Stoffübergang zwischen den Partikeln und dem Gas wurde von vielen Autoren behandelt. Allgemein wird beobachtet, dass SHERWOODzahlen, die nach dem Kolbenströmungsmodell an experimentelle Ergebnisse angepasst wurden, für kleiner werdende REYNOLDSzahlen stetig abfallen und – auf $Re = 0$ extrapoliert – unendlich klein werden. Das würde bedeuten, dass kein Stofftransport mehr stattfindet. Dieses wäre physikalisch unsinnig, weil auch bei ruhender Umgebung Diffusion einen Stofftransport hervorruft. Bei Einzelkugeln führt die Diffusion zu einer minimalen SHERWOODzahl von 2; einen entsprechenden Wert muss es auch für Wirbelschichten geben. Warum er nicht beobachtet wird, ist Gegenstand verschiedener Untersuchungen und Modellvorstellungen: ZABESCHEK [72] sowie KUNII und LEVENSPIEL [5] erklären das Phänomen durch den Bypassseffekt der Blasen, KATO und WEN [47] meinen, dass sich im Bett die Stoffübergangs-Grenzschichten um die Partikel überlagern, so dass effektiv weniger Stoffaustauschfläche zur Verfügung steht, GUNN und NARAYANAN [86] denken über axiale Dispersion des Suspensionsgases nach.

Im Rahmen dieser Arbeit (vgl. Abschnitt 3.5.2) werden sowohl Rückvermischung als auch der Bypassseffekt der Blasen berücksichtigt. Als physikalisch sinnvolle Ausgangsgröße für die SHERWOODzahl – also als reale SHERWOODzahl – dient diejenige, die nach den Gleichungen von GNIELINSKI [88] bestimmt wird. Durch Umrechnung erhält man eine scheinbare SHERWOODzahl. Diese wichtige Unterscheidung zwischen realer (physikalisch sinnvoller) und scheinbarer SHERWOODzahl haben u.a. auch KUNII und LEVENSPIEL [5] betont.

Nicht unerwähnt bleiben sollte die ständig wachsende Zahl von numerischen Berechnungen, die das fluiddynamische Verhalten der Partikel innerhalb des Bettes zu modellieren versuchen [89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97]. Grundsätzlich lassen sich zwei Berechnungs- bzw. Modellierungsmethoden unterscheiden.

- Die Euler/Lagrange-Methode beschreibt das Fluidisationsgas als Kontinuum mit Eigenschaften wie Temperatur, Druck und Viskosität, während die Partikel als diskrete Körper angesehen werden, die Masse und Geschwindigkeit aufweisen und untereinander und mit der Wand kollidieren. Wesentlich für die Qualität der Berechnungen ist die Genauigkeit der Beschreibungen der Partikelkollisionen und des stattfindenden Impulsaustausches. Der Rechenaufwand ist dadurch hoch, dass sehr viele Einzelpartikel betrachtet werden müssen.
- Die Euler/Euler-Methode beschreibt nicht nur das Fluidisationsgas, sondern auch das Wirbelbett als Kontinuum mit entsprechenden Eigenschaften. Die Modellierung dieser zwei nicht mischbaren Kontinua benötigt weniger Rechenaufwand, erfordert aber die „Umrechnung“ von diskreten Partikeleigenschaften in Größen wie Druck und Viskosität.

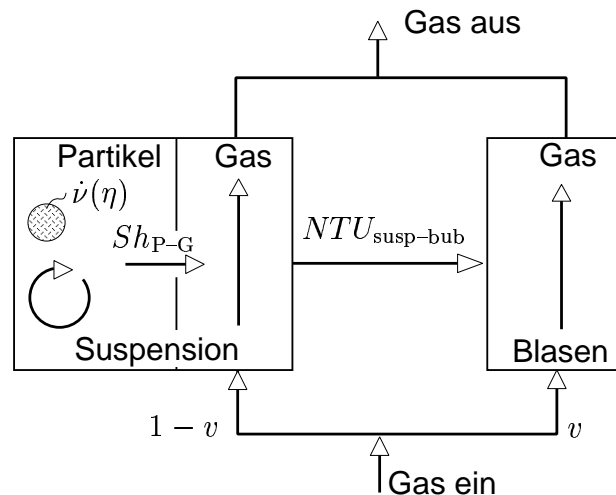


Abb. 3.3: Schema des Ursprungsmodells von TSOTSAS [98], dem alle weiteren Modellentwicklungen dieser Arbeit zugrunde liegen.

3.5 Entwicklung des eigenen Wirbelschichtmodells

3.5.1 Basismodell

Ausgehend von den in Abschnitt 3.4.2 dargestellten Erkenntnissen hat TSOTSAS [98] ein zwei-phases Wirbelschichtmodell vorgeschlagen, das auf den grundlegenden Annahmen

- perfekte Partikelrückvermischung,
- Existenz von Blasen als nahezu feststofffreier Gasvolumenstromanteil und
- Existenz des Stoffaustauschs zwischen Suspension und Blasen (= aktiver Bypass)

beruht, und alle anderen Phänomene in drei zunächst empirisch bestimmten Parametern ausgedrückt. Diese Parameter sind

1. die SHERWOODzahl Sh_{P-G} zur Beschreibung des Stoffübergangs zwischen den Partikeln und dem Suspensionsgas ($\hat{=}$ gaseitige Kinetik nach Kapitel 2),
2. die Anzahl der Übertragungseinheiten $NTU_{susp-bub}$ zur Beschreibung des Stoffaustauschs zwischen dem Suspensions- und dem Blasengas sowie
3. der Blasenanteil v , der den Anteil des Gasvolumenstroms darstellt, der durch die Blasen strömt.

Für die Gasströmungen durch die Suspension und Blasen wird jeweils Kolbenströmung angenommen. Abbildung 3.3 zeigt ein Schema des Modells.

Die Modellgleichungen hat TSOTSAS in Form von partiellen Differenzialgleichungen aufgestellt und analytisch gelöst unter der Annahme, dass die Feststoffeigenschaften einschließlich der

Gutsfeuchte X konstant sind. Die Lösungen sind in [99, 100] wiedergegeben. Diese Annahme gilt natürlich nur für einen kurzen Zeitschritt Δt . Daher wird die Zeitintegration zur Berechnung des Trocknungsverlaufs numerisch durchgeführt, wobei hierfür ein einfaches EULER-Verfahren ausreicht (vgl. Abschnitt C.1).

Die partikelinnere Kinetik (vgl. Kapitel 2 und 5) wird durch eine normierte Trocknungskurve nach VAN MEEL berücksichtigt. Diese beschreibt, wie in Abschnitt 5.4 ausführlich erläutert wird, die Verminderung des Stoffübergangs im 2. im Vergleich zum 1. Abschnitt.

Das Modell benötigt keine expliziten Energiebilanzen, da es davon ausgeht, dass die Partikel während des gesamten Trocknungsverlaufes adiabatische Sättigungstemperatur aufweisen. Diese Annahme, die streng genommen nur für nicht-hygroscopische Partikel und nur während des 1. Abschnitts gilt (vgl. Kapitel 2), ist insofern gerechtfertigt, als der Anstieg der Partikeltemperatur im 2. Abschnitt auch bei der Ermittlung der normierten Einzelpartikel-Trocknungskurve nicht berücksichtigt wird. Man kann sagen, dass der Fehler der Annahme einer konstanten Partikeltemperatur durch die normierte Trocknungskurve ausgeglichen wird.

Dieses von TSOTSAS entwickelte Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit in zwei wesentlichen Stufen erweitert. Zum einen wurde die Bestimmung der Modellparameter überarbeitet — darauf wird im Folgenden eingegangen. Zum anderen wurden Energiebilanzen in das Modell eingeführt (siehe Abschnitt 3.5.4).

Die entscheidende erste Erweiterung des Modells betrifft die Bestimmung der drei oben erwähnten Modellparameter. Diese werden nicht mehr empirisch bestimmt, sondern können prädiktiv, d.h. ohne Anpassungen an Apparate- oder Feststoffeigenschaften, berechnet werden. Die Ableitung der Berechnungsvorschriften für die Modellparameter erfolgte jeweils unabhängig voneinander. Anderenfalls – bei der Bestimmung von zwei oder mehr Parametern aus einem Experiment – wäre es möglich, dass ein Fehler bei einem Parameter durch einen weiteren Fehler bei einem anderen Parameter ausgeglichen wird. Dieser Ausgleich wäre aber nur scheinbar; bei der Übertragung auf andere Bedingungen und/oder einen anderen Messbereich würden solche Fehler zutage treten.

In den folgenden beiden Abschnitten wird auf die neu entwickelten Berechnungsmethoden der Modellparameter und auf die durchgeführte Validierung des Modells anhand zahlreicher Stoffübergangsversuche aus der Literatur eingegangen, die beweist, dass die Herangehensweise der unabhängigen Bestimmung erfolgreich war.

3.5.2 Berechnungsmöglichkeiten für Modellparameter

Zur Berechnung des Trocknungsverlaufes benötigt das Modell neben den Grundgleichungen (siehe GROENEWOLD und TSOTSAS [99, 100]) Berechnungsvorschriften für die drei Modellparameter Sh_{P-G} , v und $NTU_{\text{susp-bub}}$. Alle in den folgenden Gleichungen vorkommenden Stoffgrößen werden für jeden Zeitschritt neu bestimmt.

Stoffübergang zwischen Partikeln und Suspensionsgas (Sh_{P-G}):

Die SHERWOODzahl für den Stoffübergang zwischen Partikeln und Suspensionsgas stellt den entscheidenden Parameter dar, der die Trocknungsgeschwindigkeit bestimmt. Er liefert unmittelbar den Stoffübergangskoeffizienten β_{P-G} in Gleichung (2.1), während der „Rest des Modells“ das treibende Gefälle bestimmt. Zur Berechnung der SHERWOODzahl Sh_{P-G} wurde eine Gleichung aufgrund folgender Erkenntnisse entwickelt:

1. Für ein durchströmtes Festbett hat GNIELINSKI [88] einen Satz empirischer Kriteriengleichungen zur Bestimmung des Wärme- und Stoffübergangs als Funktion der REYNOLDS- und PRANDTL- bzw. SCHMIDTzahl angegeben und anhand von Experimentaldaten überprüft. Die Gleichungen gelten insbesondere für Fälle, bei denen Rückvermischung des Gases ausgeschlossen werden kann (vor allem also für hohe REYNOLDSzahlen). Sie zeigen physikalisch „richtiges“ Verhalten, indem sie für kleine REYNOLDSzahlen gegen einen endlichen Wert streben (für Einzelpartikel: $Sh_{P-G}|_{Re=0} = 2$).
2. Aufgrund der allgemeingültigen Analogie zwischen Stoff-, Wärme- und Impulsübertragung und da der Druckverlust einer Wirbelschicht (= Impulsaustausch) für alle Gasgeschwindigkeiten (= REYNOLDSzahlen) konstant ist, kann man schließen, dass auch die SHERWOOD- und NUSSELTzahlen unabhängig von der REYNOLDSzahl sind. Daher kann man sie – unabhängig von der tatsächlichen Gasgeschwindigkeit – immer für den Lockerungszustand berechnen. Damit aber kann man Festbett-Gleichungen anwenden, d.h. die Gleichungen von GNIELINSKI (s.o.).

Wie von GROENEWOLD und TSOTSAS [99, 100] dargelegt, wurden zunächst die Gleichungen nach GNIELINSKI, angewendet bei Re_{mf} , verwendet, um Sh_{P-G} zu berechnen. Es zeigte sich, dass die Trocknungsgeschwindigkeit des 1. Abschnitts nur dann wiedergegeben werden konnte, wenn statt der Kolbenströmung des Suspensionsgasstromes dessen perfekte Rückvermischung angenommen wird. Das bedeutet, dass die für rückvermischungsfreie Strömung entwickelte Kriteriengleichung hier nur anwendbar ist, wenn man intensive Rückvermischung berücksichtigt. Das heißt aber, dass das Suspensionsgas im Gegensatz zur Modellannahme perfekt rückvermischt ist. In [99, 100] ist aber weiterhin dargestellt, dass mit der Annahme eines rückvermischten Suspensionsgases und der Sherwoodzahl nach GNIELINSKI der „2. Abschnitt“ der Wirbelschicht-Trocknungskurve trotz Berücksichtigung partikelinnerer Kinetik nicht zufriedenstellend vorhergesagt werden kann. Dieses gelingt hingegen mit der Annahme der Kolbenströmung des Suspensionsgases und empirisch angepasster SHERWOODzahl. Man kann also zusammenfassen, dass der 1. Abschnitt mit Rückvermischung und SHERWOODzahl nach GNIELINSKI vorhergesagt werden kann, während der 2. Abschnitt die Annahme der Kolbenströmung „benötigt“.

Dieser Widerspruch wurde von TSOTSAS so aufgelöst, dass innerhalb der Bilanzgleichungen des Modells weiterhin Kolbenströmung des Suspensionsgases angenommen wird und die SHERWOODzahl nach GNIELINSKI, die sich für Rückvermischung als „richtig“ erwiesen hat, auf Kolbenströmung umgerechnet wird gemäß

$$Sh_{P-G} = \frac{Re_0 Sc}{A_V H_{bed}} \ln \left(\frac{Sh_{real} A_V H_{bed}}{Re_0 Sc} + 1 \right) \quad , \quad (3.20)$$

wobei Sh_{real} die SHERWOODzahl bedeutet, die nach den Gleichungen von GNIELINSKI [88] für ein Bett im Lockerungszustand bestimmt wird.

Gleichung (3.20) wurde wie folgt abgeleitet: Zunächst wird das Suspensionsgas isoliert betrachtet, d.h. Bypass-Effekte durch Blasen spielen keine Rolle. Da die SHERWOODzahl nach GNIELINSKI physikalisch sinnvoll ist, wird sie zusammen mit dem rückvermischten Suspensionsgas als „realer“ Fall betrachtet. Im Gegensatz dazu gibt es einen „scheinbaren“ Fall mit Kolbenströmung und zunächst unbekannter SHERWOODzahl. Für den realen Fall lässt sich der

Stoffübertragungswirkungsgrad ($\eta \equiv 1$ bei Sättigung am Austritt) gemäß

$$\eta_{\text{real}} = \frac{NTU_{\text{real}}}{1 + NTU_{\text{real}}} \quad (3.21)$$

berechnen, während er sich im scheinbaren Fall aus

$$\eta_{\text{appar}} = 1 - \exp(-NTU_{\text{appar}}) \quad (3.22)$$

ergibt. Da hier der reale in den scheinbaren Fall umgerechnet werden soll, müssen beide Wirkungsgrade gleich sein. Durch Gleichsetzen der Gleichungen (3.21) und (3.22) erhält man Gleichung (3.20), wenn man für NTU

$$NTU_j = \frac{\rho_G \beta_{P-G} A_P}{\dot{M}_G} = \frac{Sh_j A_V H_{\text{bed}}}{Re_0 Sc} \quad , j=\text{real, appar} \quad (3.23)$$

einsetzt.

Blasenanteil v :

Der Modellparameter v beschreibt den Anteil des eintretenden Gasvolumenstroms, der das Bett in Form von Blasen durchströmt, d.h. nicht in unmittelbarem Kontakt zum Feststoff kommt, und wird nach

$$v = v_{\text{rel}} \frac{u_0 - u_{\text{mf}}}{u_{\text{mf}}} \quad (3.24)$$

bestimmt. Der Bruch in Gleichung (3.24) beschreibt genau den Anteil des Gasvolumenstromes, der nicht zur Minimalfluidisation benötigt wird. Dieser Term ist eingeführt worden, als innerhalb des so genannten „einfachen Zweiphasenmodells“ [59, 62, 63] angenommen wurde, dass sich die feststoffreiche Suspension grundsätzlich im Minimalfluidisationszustand befindet, während alles „überschüssige“ Gas durch die Blasen strömt. Dass das nicht der Fall ist, wurde durch Messungen unter anderem von HILLIGARDT und WERTHER [19] bewiesen. Die Abweichung von dieser Annahme wird durch v_{rel} ausgedrückt: Wenn $v_{\text{rel}} = 0$ ist, strömt sämtliches Gas durch die Suspension ($\hat{=}$ homogene Fluidisation), und wenn $v_{\text{rel}} = 1$ ist, gilt die ursprüngliche Annahme (Bett in Minimalfluidisation). Normalerweise liegt v_{rel} zwischen 0 und 1, d.h. ein mittlerer Zustand stellt sich ein.

HILLIGARDT und WERTHER [19] haben bei zahlreichen Versuchen den Blasenvolumenstromanteil gemessen. Sie haben das Bett zwischen zwei Kondensatorplatten platziert und seine elektrische Kapazität gemessen. Diese ist abhängig vom Blasenanteil, weil Luft eine andere Dielektrizitätskonstante aufweist als der Feststoff. Die resultierenden Messergebnisse wurden gemäß Gleichung (3.24) ausgewertet und in Abhängigkeit von der Betthöhe aufgetragen. Abbildung 3.2 stellt die Ergebnisse dar, sie werden in Abschnitt 3.2 erläutert. Wichtig ist, dass diese Messmethode unabhängig von Stoffübergangsprozessen ist und somit eine sichere Grundlage für Modellentwicklungen darstellt.

Zur Berechnung des Bypassvolumenstromanteils v werden die Werte für v_{rel} gemäß den grup-

penabhängigen Gleichungen

$$\text{Gruppe A} \quad v_{\text{rel}} = 0,8 \quad (3.25a)$$

$$\text{Gruppe B} \quad v_{\text{rel}} = \begin{cases} 0,67 & \text{wenn } \frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}} < 1,7 \\ 0,3854 \frac{d_{\text{bed}}}{H_{\text{bed}}} + 0,34 \sqrt{\frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}}} & \text{wenn } 1,7 \leq \frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}} < 4,0 \\ 1 - 0,8946 \frac{d_{\text{bed}}}{H_{\text{bed}}} & \text{wenn } \frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}} \geq 4,0 \end{cases} \quad (3.25b)$$

$$\text{Gruppe D} \quad v_{\text{rel}} = \begin{cases} 0,26 & \text{wenn } \frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}} < 0,55 \\ 0,0478 \frac{d_{\text{bed}}}{H_{\text{bed}}} + 0,2333 \sqrt{\frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}}} & \text{wenn } 0,55 \leq \frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}} < 8,0 \\ 1 - 2,6724 \frac{d_{\text{bed}}}{H_{\text{bed}}} & \text{wenn } \frac{H_{\text{bed}}}{d_{\text{bed}}} \geq 8,0 \end{cases} \quad (3.25c)$$

berechnet und in Gleichung (3.24) eingesetzt. Abbildung 3.2 stellt die Abhängigkeit des lokalen Bypassanteils (d.h. desjenigen, der nicht über die Betthöhe gemittelt ist) von der Betthöhe dar und gibt die zugehörigen Gleichungen an.

Stoffübergang zwischen Suspension und Blasen $NTU_{\text{susp-bub}}$:

Der Stoffübergang zwischen der Suspension und den Blasen ist durch die komplexe Gasströmung in den und um die Blasen (vgl. Abschnitt 3.2) geprägt. Zahlreiche physikalisch begründete bzw. empirische Ansätze sind in der Literatur zu finden [5, 76, 77, 79, 87], die Berechnungen des übergehenden Stoffstroms erlauben. Vergleichsrechnungen zeigen, dass die Ergebnisse der verschiedenen Ansätze für $NTU_{\text{susp-bub}}$ um mehrere Größenordnungen variieren. In dem hier vorgestellten Modell wird der Stoffübergang durch eine „number of transfer units“

$$NTU_{\text{susp-bub}} = \frac{\rho_G \beta_{\text{susp-bub}} A_{\text{susp-bub}}}{\dot{M}_G} \quad (3.26)$$

beschrieben, die sowohl einen Stoffübergangskoeffizienten $\beta_{\text{susp-bub}}$ als auch die Gesamtoberfläche der Blasen $A_{\text{susp-bub}}$ umfasst. Beide Größen sind, wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben, unbekannt. Deshalb wird vereinfachend angenommen, dass $NTU_{\text{susp-bub}}$ linear mit der Betthöhe anwächst; für eine Betthöhe von 50 mm wird ein Wert von $NTU_{\text{susp-bub}}^0 = 1$ angesetzt. Es gilt somit

$$NTU_{\text{susp-bub}} = NTU_{\text{susp-bub}}^0 \frac{H_{\text{bed}}}{50 \text{ mm}} = 1 \frac{H_{\text{bed}}}{50 \text{ mm}} \quad (3.27)$$

Eine genauere Bestimmung des Stoffübergangs ist nicht unbedingt nötig, weil durch den relativ intensiven Stoffaustausch die Blasen meistens nahezu die gleiche Feuchtebelastung aufweisen wie die Suspension. Gleichung 3.27 gibt diesen Sachverhalt wieder. Ein anderer (insbesondere ein größerer) Wert für $NTU_{\text{susp-bub}}^0$ ändert nichts daran. Lediglich für feine Partikel (Gruppe A, siehe Abschnitt 6.6) ergibt sich ein hoher Bypassanteil v , so dass das Gleichgewicht zwischen Suspension und Blasen in der Regel nicht angenähert wird. Dieses entspricht aber dem Blasenverhalten von Gruppe-A-Blasen, die schnell aufsteigen und stärker in sich geschlossen sind (vgl. Abschnitt 3.2).

3.5.3 Validierung

Das in den vorhergehenden Abschnitten erläuterte Basismodell zur Beschreibung des Stoffübergangs in blasenbildenden Wirbelschichten wurde, unter Berücksichtigung der prädiktiv

bestimmten Modellparameter, im Rahmen dieser Arbeit validiert, indem eine große Zahl von experimentellen Daten neu evaluiert wurde, die in der Literatur gegeben sind. Zu diesem Zweck mussten zunächst geeignete Quellen gefunden werden. Die gegebenen Daten wurden so aufbereitet, dass eine Nach-Berechnung mit dem Basismodell möglich war. Insgesamt wurden sechs geeignete Quellen gefunden. Die Kriterien ihrer Auswahl sowie Details der Datenaufbereitung sind in Anhang E dargelegt. Hier sollen die prinzipielle Vorgehensweise der Evaluierung sowie vor allem deren Ergebnisse dargestellt werden.

Die Datenaufbereitung umfasst (1.) die Stoffwerte der verwendeten Feststoffe, (2.) die experimentellen Parameter jedes einzelnen Versuchs (meist wurden Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit variiert) und (3.) das jeweilige Versuchsergebnis, das entweder tabellarisch oder graphisch gegeben war. Als Versuchsergebnis ist z.B. eine Feuchtebeladung der Austrittsluft oder ein Partialdruck des sublimierten Naphthalins anzusehen.

Die Auswertung der Ergebnisse geschieht generell nach folgendem Schema:

1. Aus der gemessenen Beladung der Austrittsluft wird nach

$$\eta_{\text{exp}} = \frac{Y_{\text{out}} - Y_{\text{in}}}{Y^* - Y_{\text{in}}} \quad (3.28)$$

der experimentelle Stoffübergangs-Wirkungsgrad bestimmt. Die Größe Y^* ist die Gleichgewichtsbeladung, also diejenige, die maximal erreicht werden kann. Für Trocknungsprozesse z.B. ist es die adiabatische Sättigungsbeladung Y_{as} . Entsprechende Gleichungen können auch angegeben werden, wenn die Austrittskonzentration o.ä. gegeben ist.

2. Umrechnung des Wirkungsgrades η_{exp} in eine scheinbare SHERWOODzahl $Sh_{\text{plug,exp}}$. Die Umrechnung erfolgt auf Basis des einfachen Kolbenströmungsmodells ohne Blasen (vgl. Abschnitt 3.4.2), d.h. mit der Gleichung

$$Sh_{\text{plug,exp}} = -\frac{Re_0 Sc}{A_V H_{\text{bed}}} \ln(1 - \eta_{\text{exp}}) \quad (3.29)$$

Die Größe Sh_{plug} ist diejenige, auf deren Ebene der Vergleich zwischen Experiment und Modell durchgeführt werden soll. Daher muss sie entsprechend auch aus Modellrechnungen bestimmt werden:

1. Zunächst werden Modellrechnungen durchgeführt, wobei als Feststoffeigenschaften und experimentelle Parameter diejenigen eingesetzt werden, die aus der Literaturquelle bestimmt wurden. Die Berechnungen liefern einen Wirkungsgrad η_{calc} .
2. Dieser wird analog zu Gleichung (3.29) in eine Kolbenströmungs-SHERWOODzahl $Sh_{\text{plug,calc}}$ umgerechnet.

Die beiden SHERWOODzahlen können nun verglichen werden. Um diesen Vergleich auch quantifizieren zu können, wurde ein relativer Fehler gemäß

$$f = \left| \frac{Sh_{\text{plug,exp}} - Sh_{\text{plug,calc}}}{Sh_{\text{plug,exp}}} \right| \quad (3.30)$$

Tab. 3.1: Zusammenfassung der wesentlichen experimentellen Parameter der evaluierten Versuche.

Autor	Re_0 [-]	d_P [mm]	Geldart Gruppe	Sh_{plug} [-]	Anzahl Werte
(1) ZABESCHEK [72]	48 – 1750	0,92 – 4,12	B, D	0,5 – 30	355
(2) SCHWARZBACH [81]	29 – 193	0,61 – 1,35	B, D	0,075 – 2,0	75
(3) SUBRAMANIAN [73]	38 – 1525	0,92 – 4,3	B, D	0,46 – 36,7	39
(4) HSIUNG [53]	1,32 – 207	0,25 – 2,0	B, D	0,15 – 6,5	137
(5) RAMIREZ [52]	0,3 – 3,23	0,125 – 0,35	A, B	0,0009 – 0,073	23
(6) RESNICK [49]	0,62 – 121	0,27 – 1,16	B	0,027 – 3,9	102
alle	0,3 – 1750	0,125 – 4,3	A, B, D	0,0009 – 36,7	731

Tab. 3.2: Zusammenfassung der relativen Fehler der Evaluierung mit dem hier vorgestellten bzw. dem jeweils vom Autor vorgeschlagenen Modell.

Autor	neues Modell	Autorenmodell	$\overline{\eta_{\text{exp}}}$
(1) ZABESCHEK [72]	22,8 %	28,3 %	0,808
(2) SCHWARZBACH [81]	29,2 %	25,9 %	0,925
(3) SUBRAMANIAN et al. [73]	33,8 %	13,5 %	0,831
(4) HSIUNG und THODOS [53]	27,6 %	77,1 %	0,734
(5) RAMIREZ et al. [52]	81,6 %	33,2 %	0,999
(6) RESNICK und WHITE [49]	59,8 %	21,5 %	0,969
alle	33,6 %	35,4 %	

definiert. Beim Vergleich einer größeren Anzahl von Werten – z.B. von allen Versuchen eines Autors – wurde ein arithmetischer Mittelwert gebildet.

Da alle sechs Autorengruppen, ausgehend von den eigenen Messungen, jeweils Modelle mit angepassten empirischen Parametern vorgeschlagen haben, wurden mit diesen sechs Modellen (nur auf jeweils „eigene“ Versuche angewendet) zusätzliche Kolbenströmungs-SHERWOODzahlen berechnet, die ebenfalls nach Gleichung (3.30) mit den experimentell bestimmten verglichen wurden. Es wäre zu erwarten, dass diese jeweils angepassten Modelle die experimentellen Werte auf jeden Fall sehr gut wiedergeben.

Die Ergebnisse dieser Modellvalidierung wurden schon von GROENEWOLD und TSOTSAS [101, 102] dargestellt. Sie sollen hier zusammenfassend wiederholt werden. Tabelle 3.1 zeigt die wesentlichen experimentellen Parameter, Abbildung 3.4 stellt die experimentellen und berechneten SHERWOODzahlen gegenüber, und in Tabelle 3.2 werden die nach Gleichung (3.30) bestimmten relativen Fehler für die sechs Literaturquellen sowie die mittleren experimentellen Wirkungsgrade η_{exp} , auf die weiter unten eingegangen wird, dargestellt.

Anhand der Werte in Tabelle 3.2 wird deutlich, dass das hier vorgestellte Modell die Experimentaldaten im Mittel sogar besser wiedergeben kann als die jeweils angepassten Autorenmodelle. Dieses wird darauf zurückgeführt, dass die Autorenmodelle die physikalischen Effekte wie Blasenbildung und Rückvermischung nicht berücksichtigen. Weiterhin ist festzustellen, dass das

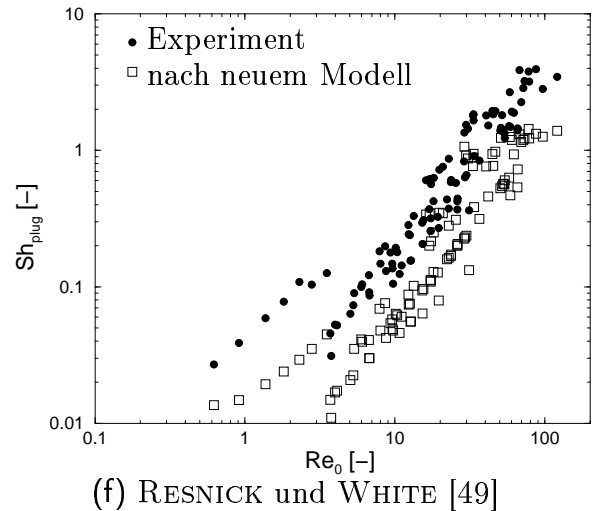
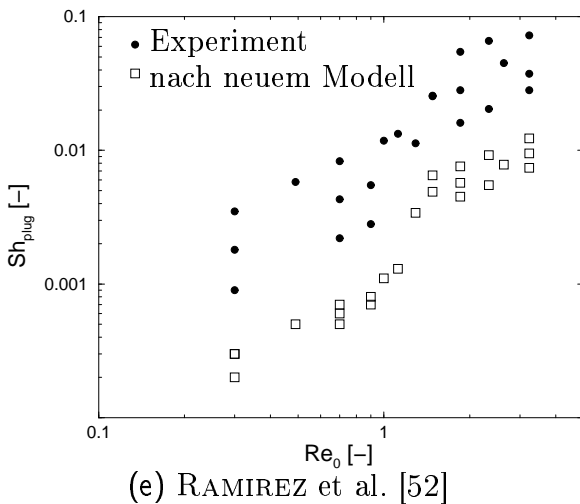
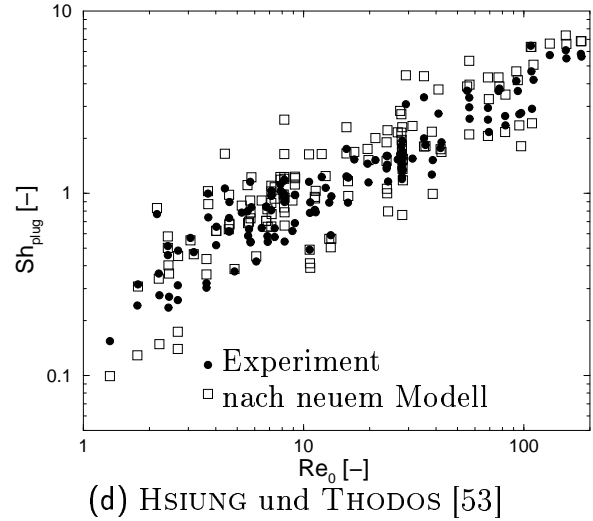
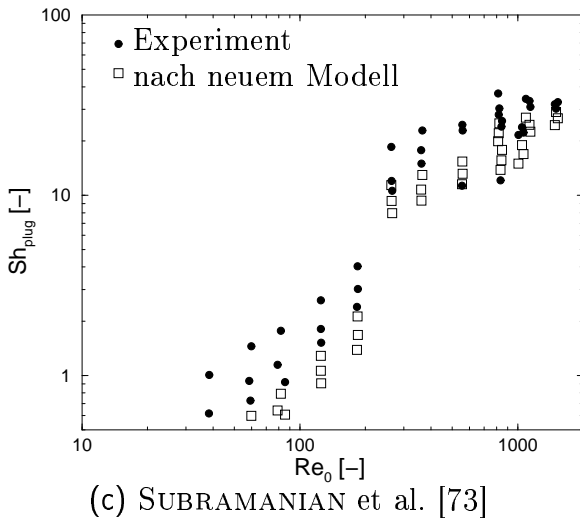
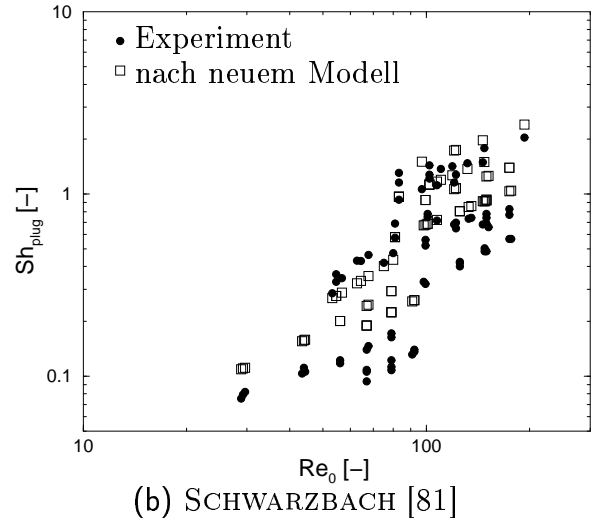
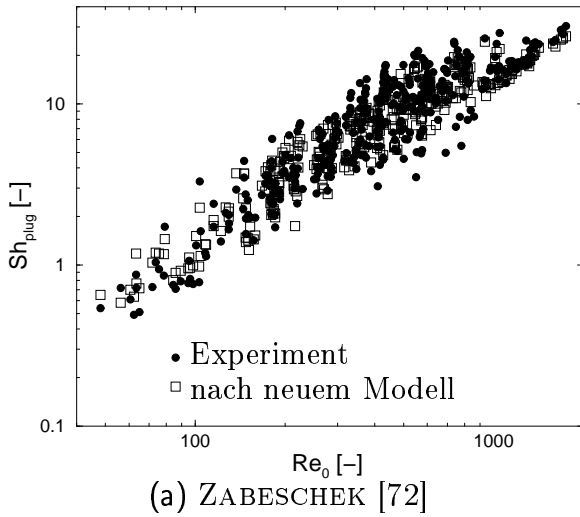


Abb. 3.4: Experimentelle und berechnete Kolbenströmungs-SHERWOODzahlen. Die Berechnungen sind nach dem in Abschnitt 3.5.1 vorgestellten Modell durchgeführt und die Ergebnisse gemäß Gleichung (3.29) auf Sh_{plug} umgerechnet worden. Die Experimente stammen von der jeweils angegebenen Quelle.

neue Modell bessere Vorhersagen bei den Versuchen mit größeren Partikeldurchmessern liefert. Dieser scheinbare Zusammenhang ergibt sich daraus, dass bei den Versuchen mit feinen Partikeln jeweils nahezu Sättigung erreicht wurde, wie die in Tabelle 3.2 gegebenen mittleren Wirkungsgrade zeigen (RAMIREZ et al. [52] geben bei einigen Messwerten sogar eine Überschreitung der Sättigung an, was physikalisch unmöglich ist). In diesem Bereich spielen Messfehler aber eine entscheidende Rolle: Eine Schwankung des Wirkungsgrades zwischen 98 und 99% – also ein Messfehler von 1% – bewirkt Veränderungen des angepassten $Sh_{\text{plug,exp}}$ um 17%. D.h. eine Anpassung eines kinetischen Koeffizienten an Messwerte nahe dem Gleichgewichtszustand ist stark fehlerbehaftet. Trotzdem wurden diese Messungen nicht verworfen, weil sie zum einen realistisch sind, d.h. auch in der Praxis wird man bei solch feinem Material nahezu Gleichgewicht erreichen, und zum anderen weil für diesen Partikelgrößenbereich keine anderen Messwerte zur Verfügung standen.

Zusammenfassung:

Das hier vorgestellte Modell liefert im Mittel genauere Vorhersagen als spezifisch und willkürlich angepasste Modelle. Somit kann das Modell als validiert gelten, d.h. es erlaubt die Vorausberechnung von Stoffübergangsprozessen in blasenbildenden Wirbelschichten. Da das Modell vollständig prädiktiv ist, d.h. da keinerlei empirische Anpassungen nötig sind, besteht die Möglichkeit, es als Basis für Weiterentwicklungen zu verwenden, über die es bisher keine zuverlässigen Erfahrungen gab. Im Rahmen dieser Arbeit sind dieses (1.) die Anwendung auf stark hygroskopische Materialien und (2.) der Einfluss der indirekten Beheizung auf die Trocknung. Außerdem hat BURGSCHEWIGER [39] das Modell verwendet, um das dynamische Verhalten eines kontinuierlich betriebenen Wirbelschichttrockners zu modellieren.

3.5.4 Vollständiges Modell

Das hier als „vollständig“ bezeichnete Wirbelschichtmodell unterscheidet sich primär nur durch die Einführung von Energiebilanzen vom in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen Basismodell. Diese Energiebilanzen wurden von BURGSCHEWIGER [8, 39] in vollständiger Analogie zu den Stoffbilanzen formuliert. Sie werden durch den Wärmeübergang von und zur Apparatewand ergänzt, die für die Berechnungen als genau so hoch wie die aktuelle Betthöhe angesetzt wird. Dabei wird die Wandtemperatur als örtlich konstant angenommen, und die entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten werden für den gas- und den partikelkonvektiven Anteil nach dem in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Modell von MARTIN [14] berechnet. Durch die Energiebilanzierung ist das Modell nicht mehr an die Annahme der adiabatischen Sättigung gebunden. Im Gegenteil, die Partikeltemperatur wird explizit bestimmt, und der entsprechende Gleichgewichtsdampfdruck, der während des 1. Abschnittes an der Oberfläche herrscht, ergibt sich unmittelbar. Dieses ermöglicht recht einfach die Berücksichtigung der hygroskopischen Eigenschaften eines Stoffes: Entsprechend der Desorptionsisotherme erniedrigt sich der Dampfdruck. Dass sich aufgrund dieser Gleichgewichtsverschiebung (das treibende Gefälle ist geringer, vgl. Kapitel 2) eine höhere Partikeltemperatur einstellt, ergibt sich automatisch.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieses Modell insbesondere durch die Berücksichtigung des in die Wirbelschicht eingebauten Heizstabes erweitert. Dieser wird analog zur Apparatewand behandelt, wobei seine Temperatur bei Versuchen mit indirekter Beheizung sowohl örtlich als auch zeitlich konstant ist. Außerdem wurde der Anströmboden mit in die Energiebilanzen aufgenommen, da sich herausstellte, dass sein Einfluss teilweise nicht ganz zu vernachlässigen ist. Als

weitere minimale Änderung gegenüber der ursprünglichen Version von BURGSCHEWIGER wird berücksichtigt, dass die Apparatewand im unteren Teil aus Stahl, darüber aus Glas besteht; bisher wurde mit einer mittleren Wärmekapazität gerechnet.

Das Modell besteht aus mathematischer Sicht aus miteinander gekoppelten Differentialgleichungen, die auf zwei Ebenen gelöst werden: die örtlich variablen Größen (Y_{susp} , Y_{bub} , ϑ_{susp} , ϑ_{bub}) und die nur zeitlich variablen Größen (X_{P} , ϑ_{P} , ϑ_{W} , ϑ_{dist} , ϑ_{H}) werden nacheinander berechnet, es findet also zuerst eine Höhen- und dann eine Zeitintegration statt. In Anhang C.2 ist die mathematische Realisierung der Modellgleichungen ausführlich dargestellt.

Es sei darauf hingewiesen, dass das Modell die vom Heizstab an das Fluidisationsgas bzw. an den Feststoff übertragenen Wärmemengen getrennt berücksichtigt. Dieses physikalisch richtige Vorgehen ermöglicht erst die detaillierten Analysen, die in Abschnitt 8.2 dargestellt sind, und die Erweiterung des Wand-Wärmeübergangsmodells nach Abschnitt 8.4. Damit steht das vollständige Modell im Gegensatz zum Basismodell (Abschnitt 3.5.1), wo diese getrennte Berücksichtigung aufgrund fehlender Energiebilanzierung nicht möglich ist, so dass dort ein Umweg über die Addition der übertragenen Energie zu derjenigen der Eintrittsluft genommen werden muss.

3.5.5 Zusammenfassende Bewertung

Das entscheidende Charakteristikum, das das vorgestellte Modell von zahlreichen anderen Modellen aus der Literatur unterscheidet, ist die Tatsache, dass es prädiktiv ist, d.h. es benötigt keinerlei Anpassung der Modellparameter an spezifische Anlagen oder Feststoffe.

Trotzdem ist das Modell in der Basisversion, die für die meisten praktischen Fälle ausreicht, einfach und damit anwenderfreundlich gehalten.

Dass es dennoch, wie die Validierung (Abschnitt 3.5.3) gezeigt hat, genauer ist als andere in der Literatur vorgeschlagene Ansätze, ist darauf zurückzuführen, dass es die wichtigsten physikalischen Effekte der Trocknung in Wirbelschichten berücksichtigt. Hierzu zählen

1. der Bypassseffekt der Blasen,
2. die Rückvermischung des Suspensionsgases sowie
3. die Trennung der partikelinneren Stofftransportkinetik von der gasseitigen.

Das validierte Basismodell bildet die Grundlage, auf der die Weiterentwicklung in Form des vollständigen Modells aufbaut. Da die im Rahmen dieser Arbeit erzielten (Kapitel 8) sowie die von BURGSCHEWIGER [39] und BURGSCHEWIGER et al. [8] vorgestellten Versuchsergebnisse beweisen, dass die Hygroskopizität richtig berücksichtigt wird, kann es als ebenso validiert gelten wie das Basismodell.

4. MODELLIERUNG DER INDIREKTEN BEHEIZUNG

4.1 Einführung

Während im vorangegangenen Kapitel auf die Fluidodynamik der Wirbelschicht und damit auf die Grundlagen des konvektiven Wärme- und Stoffübergangs zwischen den Partikeln und dem Fluidisationsgas eingegangen wurde, soll hier die indirekte Beheizung und dabei vor allem der Wärmeübergang zwischen einer Wand und der Wirbelschicht behandelt werden. Diese stellt dadurch, dass der Feststoff unmittelbar eine beheizte Fläche berührt, eine Art der Kontakt-trocknung dar; insgesamt handelt es sich bei der Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung um eine Kombination aus Konvektions- und Kontakt-trocknung. In diesem Kapitel wird zunächst auf den Wand-Wärmeübergang an *trockene* Partikel eingegangen, da der Einfluss der Feuchte auf diesen Prozess bisher außer in dieser Arbeit nur sehr wenig untersucht wurde. Die wenigen bekannten Ergebnisse über die Beeinflussung partikelinnerer Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang werden in Abschnitt 4.6.2 erläutert.

Der Wärmeübergangskoeffizient zur Beschreibung des Wärmeübergangs zwischen Wand und Wirbelschicht ist gemäß

$$\alpha_{\text{W-bed}} = \frac{\dot{Q}}{A_{\text{W}}(\vartheta_{\text{W}} - \vartheta_{\text{bed}})} \quad (4.1)$$

definiert. In den meisten Fällen wird er zur Berechnung in drei Wärmeübertragungsmechanismen unterteilt:

1. Gaskonvektion: Die Gaskonvektion beschreibt den Wärmeübergang zwischen der Wand und dem Fluidisationsgas (\rightarrow Abschnitt 4.2). Sie entspricht prinzipiell den Vorgängen in einem gasdurchströmten Wärmeübertrager, aber durch die Anwesenheit und im Besonderen durch die Verwirbelung der Partikel ergeben sich andere Strömungsbedingungen und deshalb gelten auch andere Berechnungsgrundlagen.
2. Strahlung: In vielen Fällen wird der Wärmeübergangskoeffizient durch Strahlung entsprechend der Gleichung

$$\alpha_{\text{rad}} = C_s \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{W}}} + \frac{1}{\epsilon_{\text{bed}}} - 1 \right)^{-1} \frac{T_{\text{W}}^4 - T_{\text{bed}}^4}{T_{\text{W}} - T_{\text{bed}}} \quad (4.2)$$

berechnet, wobei die Temperaturen, wie üblich, in Kelvin einzusetzen sind. PETROVIC [103] hat festgestellt, dass α_{rad} mit der Partikelgröße ansteigt und führt dieses darauf zurück, dass kleine Partikel während ihres Wandkontaktes schneller die Wandtemperatur erreichen, so dass die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Partikel im Mittel niedriger ist als durch Gleichung (4.2) angenommen wird. Da die Temperaturen im Rahmen dieser Arbeit immer unter 200 °C liegen, kann α_{rad} maximal 5 bis 10 W/m²K betragen.

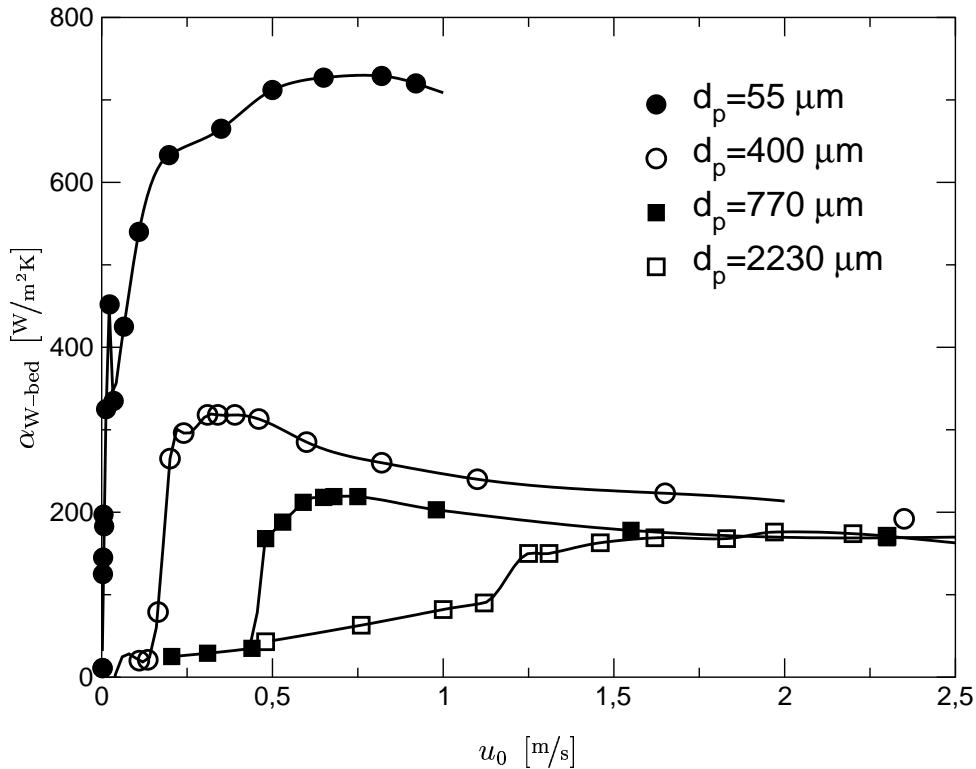


Abb. 4.1: Wand-Wärmeübergangskoeffizienten α_{W-bed} als Funktion der Leerrohrgasgeschwindigkeit für vier verschiedene Partikelgrößen. Messwerte von WUNDER [104] für trockene Partikel.

3. Partikelkonvektion: Der Mechanismus der Partikelkonvektion beruht darauf, dass sich die Partikel während eines kurzen Zeitabschnittes an der Wand aufhalten, dort instationär aufgeheizt werden und die aufgenommene Wärme an das Bett abgeben, nachdem sie sich wieder von der Wand entfernt haben (\rightarrow Abschnitt 4.3).

Insgesamt ergibt sich α_{W-bed} aus der Addition:

$$\alpha_{W-bed} = \alpha_{G,C} + \alpha_{rad} + \alpha_{P,C} \quad . \quad (4.3)$$

Die additive Berücksichtigung der Einzelmechanismen wird u.a. von MAZZA et al. [105] kritisiert, weil der jeweilige Wärmetransport in der gleichen Grenzschicht stattfindet und damit eine gegenseitig Beeinflussung unvermeidbar ist. In Ermangelung anderer Ansätze wird Gleichung (4.3) im Rahmen dieser Arbeit trotzdem verwendet.

Typische Messkurven des Wärmeübergangskoeffizienten α_{W-bed} als Funktion der Leerrohrgasgeschwindigkeit zeigt Abbildung 4.1. Die Kurven, die für verschiedene Partikeldurchmesser gelten, zeigen alle den typischen Anstieg bei Überschreiten der jeweiligen Lockerungsgeschwindigkeit. Dieser ist auf die einsetzende Partikelbewegung zurückzuführen, die sowohl den partikelkonvektiven Mechanismus in Gang setzt als auch – durch Erzeugung von Turbulenz – die Gaskonvektion verstärkt. Die Kurven weisen jeweils einen Maximalwert auf, der aus den konkurrierenden Einflüssen „Anstieg der Partikelbeweglichkeit“ und „Abnahme der Partikelkonzentration

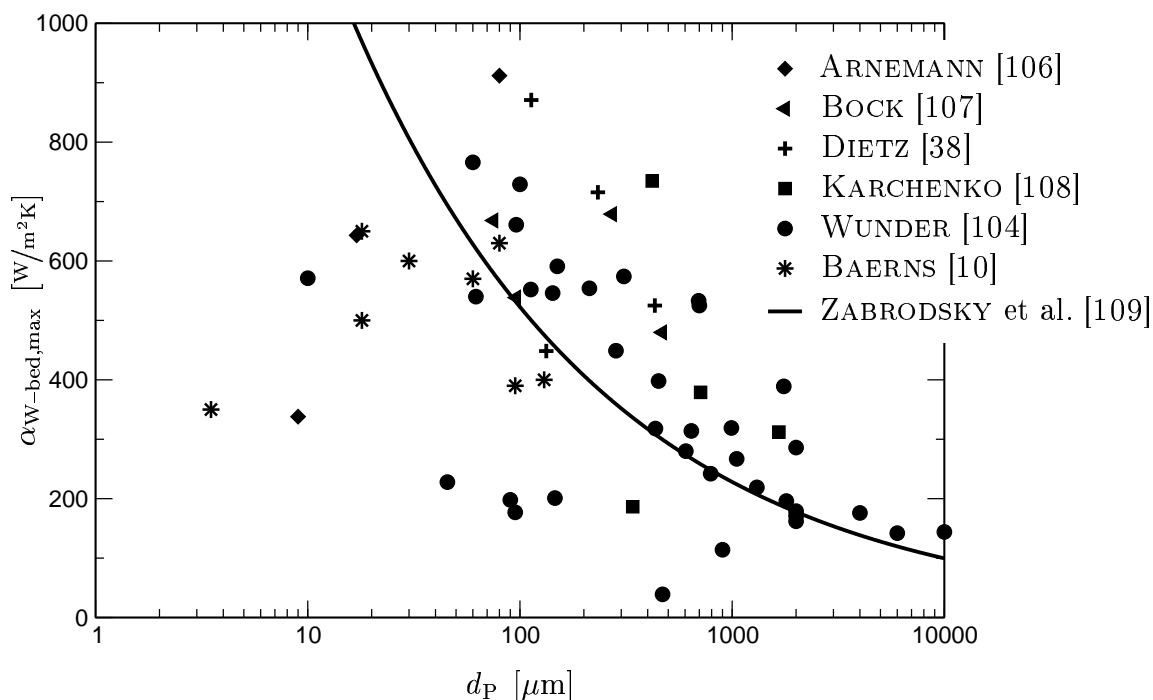


Abb. 4.2: „Optimale“ Wärmeübergangskoeffizienten α_{W-bed} in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser, Messwerte verschiedener Autoren verglichen mit Berechnungen nach ZABRODSKY et al. [109] (Gleichung (4.4) mit $\lambda_G = 0,0257 \text{ W/mK}$ und $\rho_P = 2500 \text{ kg/m}^3$).

an der Wand“ resultiert. Beide Einflüsse sind auf die steigende Bettporosität zurückzuführen. Bei großen Partikeln tritt dieses Maximum bei Gasgeschwindigkeiten knapp oberhalb des Lockerungspunktes auf, während es für kleinere Partikel zu relativ höheren Fluidisationsgeschwindigkeiten hin verschoben ist. Die Ursache hierfür liegt in der größeren Beweglichkeit für feinere Partikel, was in Abschnitt 4.4 erläutert wird. Die Maxima werden meist als „optimal“ bezeichnet, da sie die höchsten übertragbaren Wärmemengen angeben, die für eine Partikelsorte erreicht werden (vgl. Gleichung (4.5)).

Um die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Partikelgröße zu analysieren, werden die Maximalwerte über d_P aufgetragen. Abbildung 4.2 zeigt die entsprechenden Messwerte verschiedener Autoren und vergleicht sie mit Berechnungen nach der empirischen, dimensionsbehafteten Gleichung von ZABRODSKY et al. [109]

$$\frac{\alpha_{W-bed,max}}{\text{W/m}^2\text{K}} = 35,7 \left(\frac{\lambda_G}{\text{W/mK}} \right)^{0,6} \left(\frac{d_P}{\text{m}} \right)^{-0,36} \left(\frac{\rho_P}{\text{kg/m}^3} \right)^{0,2} \quad (4.4)$$

Die Abweichungen zwischen Messungen und Berechnungen resultieren aus ungenauer Bestimmung der Kurvenmaxima sowie vor allem aus differierenden Werten für die Wärmeleitfähigkeit des Gases und der Partikeldichte. Die absolut höchsten Werte für α_{W-bed} werden für Partikeldurchmesser von etwa $100 \mu\text{m}$ gemessen. Dieses Maximum – das von Gleichung (4.4) nicht wiedergegeben wird – resultiert aus der Wechselwirkung von zwei Effekten: Zum einen kommen kleinere Partikel „näher“ an die Heizfläche heran, zum anderen können sie während ihres Kontaktes weniger Wärme aufnehmen. Eine genauere Erläuterung der Zusammenhänge gibt Abschnitt 4.4.

4.2 Gaskonvektive Wärmeübertragung

BASKAKOV et al. [110] haben den Wärmeübergang von einer beheizten Wand an das Fluidisationsgas unabhängig von den anderen Mechanismen untersucht, indem sie, die Analogie zwischen Wärme- und Stoffübertragung nutzend, die Sublimation von Naphthalin gemessen haben. Die Messergebnisse konnten durch die empirische Gleichung

$$\alpha_{G,C} = \left(\frac{\lambda_G}{d_P} \right) 0,009 Pr^{1/3} Ar^{1/2} \begin{cases} \left(\frac{u}{u_{opt}} \right)^{0,3} & \text{wenn } u \leq u_{opt} \\ 1 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.5)$$

wiedergegeben werden. Dass $\alpha_{G,C}$ demnach nur schwach von der Gasgeschwindigkeit abhängt (der Term $(u/u_{opt})^{0,3}$ wird oft vernachlässigt), ist darauf zurückzuführen, dass die interpartikuläre Gasgeschwindigkeit in einer Wirbelschicht (genau wie ihr Druckverlust) konstant ist. Gleichung (4.5) fasst die Wärmeübertragung an die Blasen und an das Suspensionsgas zusammen. Damit ist sie nicht anwendbar für Modellansätze, die zwischen beiden unterscheiden. Das Paketmodell von KUNII und LEVENSPIEL [5] gehört zu dieser Gruppe: Der Wärmeübergang an die Blasen wird als Summe des gaskonvektiven Mechanismus und der Strahlung beschrieben, während derjenige an das Suspensionsgas nur indirekt, indem die Pakete als gasdurchströmte Partikelhaufen betrachtet werden, berücksichtigt wird. Beide werden mit dem Blasenanteil gewichtet. Es sei erwähnt, dass KUNII und LEVENSPIEL den gaskonvektiven Anteil der Wärmeübertragung an die Blasen fast immer vernachlässigen.

Weitere Ansätze zur Beschreibung des gaskonvektiven Wärmeübergangs geben z.B.:

- ADAMS [111] (auf Basis fluiddynamischer Berechnungen zwischen den Partikeln bzw. in den Blasen),
- GOEDICKE und REH [112, 113] (Partikelschwankungen induzieren Gasbewegung an der Wand),
- SHI [114] (empirisch) und
- MOLERUS [115] und DIETZ [38] (dimensionsanalytisch).

4.3 Partikelkonvektive Wärmeübertragung

Der partikelkonvektive Mechanismus der Wärmeübertragung beruht darauf, dass sich Partikel der Wirbelschicht zur beheizten Wand bewegen, während ihres Kontakts instationär aufgeheizt werden und die aufgenommene Wärme danach an das Bett abgeben. Es ist offensichtlich, dass die Partikelbewegung und die daraus resultierende Kontaktzeit einerseits und der Mechanismus des Aufheizens während des Kontakts andererseits für die Partikelkonvektion bestimmend sind. Die Ausführungen dieses Abschnittes zielen darauf ab, diese beiden Einflüsse zu erfassen.

4.3.1 Partikelbewegung in blasenbildenden Wirbelschichten

Die Analyse der Partikelbewegung in Wirbelschichten kann sowohl auf makroskopischer als auch auf mikroskopischer Ebene erfolgen. Dabei ergeben sich grundlegende Unterschiede der Betrachtungsweise: Makroskopisch beobachtet man eine eher geordnete Auf- und Abwärtsbewegung (Abschnitt 4.3.1.1), während mikroskopisch vor allem Schwankungsbewegungen und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten eine Rolle spielen (Abschnitt 4.3.1.2). Diese beiden Herangehensweisen spiegeln sich auch in zwei Gruppen von Modellen wider, die in Abschnitt 4.4 beschrieben werden.

Dass sowohl die makroskopische als auch die mikroskopische Betrachtungsweise sinnvoll sind, zeigen die experimentellen Untersuchungen BURSCHKAS [116]. Er hat fluoreszierende Partikel durch die Wand hindurch angeblitzt und dann die nachleuchtenden Partikel mit einer Kamera verfolgt. Zu beobachten war zum einen, dass sich die Partikel als Schwarm entlang des vertikalen Stabes bewegen. Zum anderen aber hat BURSCHKA festgestellt, dass das Abklingverhalten wesentlich durch ein Platzwechselverhalten der Partikel geprägt ist, d.h. dass sich einzelne Partikel aus dem Schwarm lösen und durch andere ersetzt werden. Die mathematische Auswertung der abklingenden Nachleuchtintensitäten ergab mittlere Partikelverweilzeiten in der Nähe der Wand. Ermittelt wurden Zeiten von etwa 1,3 s ($d_P = 50 \mu\text{m}$) und 1,6 s ($d_P = 250 \mu\text{m}$). BURSCHKA stellt die Übertragbarkeit dieser Zeiten allerdings selbst infrage, denn es ist unklar, inwiefern Nachleuchten (= Übertragung durch Strahlung) und Partikelerwärmung (= Übertragung hauptsächlich durch Leitung und evtl. durch Konvektion) miteinander verglichen werden können.

4.3.1.1 Makroskopische Betrachtung der Partikelbewegung

Von verschiedenen Autoren wird über die unmittelbare Messung der Partikelbewegung in blasenbildenden Wirbelschichten berichtet. Meist wurden Tracer-Experimente durchgeführt, wobei z.B. SHEN und ZHANG [117] erwärmte oder SEVILLE et al. [118] Positronen emittierende Partikel verwenden. Außerdem wurden faseroptische Methoden [119] oder Röntgen-Tomografie [21] verwendet. LIM et al. [34] und auch KUNII und LEVENSPIEL [5] geben Übersichten über Experimente zur Analyse der Partikelbewegung. Die Ergebnisse zeigen, dass die Partikelbewegung durch die aufsteigenden Blasen verursacht wird. Diese schleppen in ihrem „Kielwasser“ (engl. wake) Partikel mit nach oben, welche sich in blasenfreien oder -ärmeren Zonen wieder nach unten bewegen. Deshalb ist die axiale Partikelvermischung deutlich stärker als die radiale [117]. Nach den Messungen von SEVILLE et al. [118] ist die mittlere Geschwindigkeit der sich aufwärts bewegenden Partikel etwa gleich der Blasenauftiegs geschwindigkeit abzüglich einer Konstanten. Diese allgemeine Erkenntnis hat SHEN et al. [120] dazu veranlasst, Gleichungen für die Partikelbewegung zu entwickeln, die mit Blasenauftiegs gleichungen korrelieren.

KUNII und LEVENSPIEL zeigen [Kapitel 6, Abb. 3 5] qualitative Partikelbewegungsmuster in Wirbelschichten unterschiedlicher Geometrie. Es wird deutlich, dass der Wand einfluss auf die Blasen- und Partikelbewegung nicht zu vernachlässigen ist. Die im vorhergehenden Absatz erwähnten Messungen wurden in Laborwirbelschichten gemacht, in denen sich Bewegungsmuster einstellen, die sich deutlich von denen in größeren Anlagen unterscheiden. Ein weiterer Aspekt, der die Vergleichbarkeit der Messergebnisse unterschiedlicher Anlagen einschränkt, ist die möglicherweise ungleichmäßige Anströmung des Bettes. Es ist im Allgemeinen sehr schwierig, eine

über dem gesamten Anströmboden gleiche Gasgeschwindigkeit zu erreichen, so dass sich Blasenverteilung und damit Partikelbewegung unterschiedlich ausbilden.

Ergänzend zu den oben erwähnten unmittelbaren Beschreibungen der Partikelbewegungen kann aus Messungen von örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten oder auch von Partikelstößen (bzw. Erosion, vgl. z.B. [121]) an horizontalen Rohren der Schluss gezogen werden, dass die axiale Partikelbewegung in der Wirbelschicht dominant ist und somit auch den Wärmeübergang bei indirekter Beheizung bestimmt.

4.3.1.2 Mikroskopische Betrachtung der Partikelbewegung

Die im vorhergehenden Abschnitt erläuterte makroskopische Partikelbewegung beschreibt nicht, wie sich einzelne Partikel in unmittelbarer Wandnähe verhalten. Wie oben erwähnt, deuten die Beobachtungen von BURSCHKA [116] darauf hin, dass sich Partikel auch spontan von der Wand weg bewegen. Verschiedene Autoren haben dieses Verhalten als Grundlage einer Modellentwicklung herangezogen. Zunächst hat MARTIN [14] die Partikelbewegung in Analogie zur Bewegung der Moleküle eines Gases (kinetische Gastheorie) beschrieben. Er erhält so eine mittlere Partikelgeschwindigkeit, die die Bestimmung einer Kontaktzeit erlaubt. Die Gleichungen des Modells werden in Abschnitt 4.4.1 erläutert. DEIBEL [122] hat die Partikelbewegung hingegen als analog zu derjenigen von Flüssigkeitsmolekülen gesehen und gelangt so zu definierten Wahrscheinlichkeiten der Bewegung in Richtung zur Wand bzw. von ihr weg. Aufgrund des prinzipiell ähnlichen Ansatzes erhält er Gleichungen, die mit denjenigen MARTINS vergleichbar sind. Auch GOEDICKE [113] hat Schwankungswahrscheinlichkeiten eingeführt; er verwendet zur Beschreibung der Abhängigkeit der Partikelgeschwindigkeit von der Bettporosität einen Ansatz, der nicht auf der kinetischen Gastheorie, sondern auf Messungen beruht. SHI [114] hat diesen von GOEDICKE eingeführten Zusammenhang näher analysiert und mathematisch modifiziert.

4.3.2 Zusammenfassung wesentlicher Messergebnisse des Wand-Wärmeübergangs

Aufgrund zahlreicher experimenteller Untersuchungen sind alle wesentlichen Phänomene, die beim Wärmeübergang von einer Wand an eine Wirbelschicht auftreten, bekannt. Ausführliche Übersichten geben u.a. KUNII und LEVENSPIEL [5], GREWAL [123] und insbesondere SAXENA et al. [124]. Hier sollen lediglich die Erkenntnisse wiedergegeben werden, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit wichtig sind. Die Messungen lassen sich vor allem nach den Kriterien

- horizontale oder vertikale Anordnung des Heizelements bzw. Verwendung eines Rohrbündels,
- Messung lokaler oder globaler α -Werte,
- Messung der zeitlichen Veränderung, bzw.
- Messung bei hohen Temperaturen (\rightarrow Strahlung)

unterscheiden. Zunächst wird auf lokale α -Messungen eingegangen, die an horizontal angeordneten Rohren gemacht wurden. Diese bestätigen die in Abschnitt 4.3.1.1 beschriebenen Partikelbewegungsmuster und lassen deren Einfluss auf den Wand-Wärmeübergang erkennen.

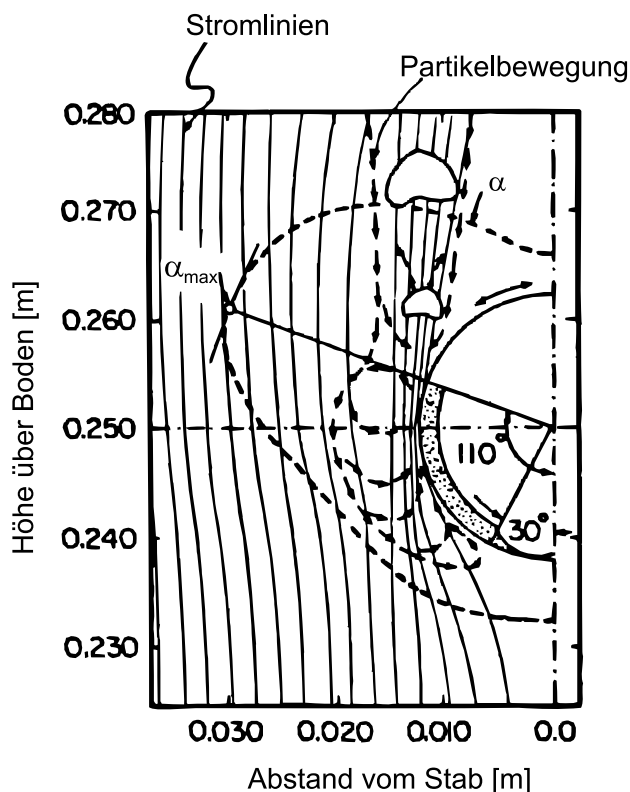


Abb. 4.3: Variation lokaler Wand-Wärmeübergangskoeffizienten um ein horizontales Rohr und schematische Darstellung der blaseninduzierten Partikelbewegung (Abbildung entnommen aus [123]).

Abbildung 4.3 zeigt schematisch die blaseninduzierten Partikelbewegungen und dazu den Verlauf der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten, wie er von GREWAL [123] gemessen wurde. Man erkennt ein lokales Maximum an der 110° -Position ($0^\circ \hat{=}$ unten, $180^\circ \hat{=}$ oben, $90^\circ \hat{=}$ seitlich). Weitere Messergebnisse [125, 126, 127, 128] zeigen, dass die größten α -Werte zwischen 45° und 135° gemessen werden. In diesem Bereich treffen, bedingt durch die Auf- bzw. Abwärtsbewegung die meisten „frischen“ Partikel unmittelbar auf die beheizte Fläche auf und nehmen viel Wärme auf (vgl. Abbildung 4.3). An den 0° - und 180° -Positionen verharren die ankommenden Partikel länger, so dass dort am wenigsten Wärme übertragen wird. Der Zusammenhang zwischen Kontaktzeit und Wärmeübergangskoeffizienten wird in Abschnitt 4.3.3 erläutert.

Wegen ihrer hohen zeitlichen Auflösung lassen die Wärmeübergangsmessungen von GEORGE und SMALLEY [128] unmittelbare Aussagen über die Kontaktzeit zu. Für Partikel zwischen 0,9 und 2,1 mm werden Werte von $t_{con} \approx 0,3 - 0,4$ s für die Partikel und $t_{con} \approx 0,1$ s für die Blasen bestimmt, wobei sich nicht ablesen lässt, ob der als Partikelkontaktzeit identifizierte Zeitraum den Kontakt eines einzelnen (\rightarrow mikroskopische Partikelbewegung) oder einer Gruppe von Partikeln (\rightarrow makroskopische Partikelbewegung) bedeutet.

Zahlreiche Veröffentlichungen beschreiben die Ermittlung globaler Wärmeübergangskoeffizienten. Die berichteten Ergebnisse über die Abhängigkeit von α_{W-bed} von der Position der Heizfläche im Bett (z.B. [107]) lassen erkennen, dass sich die größten Werte an den Stellen ergeben, an denen sich am meisten Blasen bewegen, d.h. an denen die intensivste Partikelvermischung stattfindet. Andere Untersuchungen beschäftigen sich mit den Einflüssen von Partikel- und

Gaseigenschaften auf $\alpha_{W\text{-bed}}$ und sollen hier nicht weiter behandelt werden.

4.3.3 Wärmeübergang zwischen Wand und Schüttung

Die wissenschaftlichen Grundlagen des Wärmeübergangs zwischen einer beheizten Wand und einer Schüttung werden ausführlich von SCHLÜNDER und TSOTSAS [10] behandelt. Er beruht auf dem instationären Aufheizvorgang einer ruhenden Schüttung, bei dem ein steiler Temperaturabfall zwischen der Wand und der ersten Partikellage gefolgt von einem weiteren, stetigen Temperaturabfall bis hin zur anfänglichen Betttemperatur auftreten. Der Temperatursprung an der Wand ist auf den Kontaktwiderstand $1/\alpha_{W-P}$ zurückzuführen, während der weitere Temperaturabfall in der Schüttung aus Wärmeleitung entsprechend dem FOURIERSchen Gesetz herrührt. Der Gesamtwiderstand zwischen Wand und Schüttung kann aus der Serienschaltung der Teilwiderstände

$$\frac{1}{\alpha_{W\text{-bulk}}} = \frac{1}{\alpha_{W-P}} + \frac{1}{\alpha_{\text{bulk}}} \quad (4.6)$$

ermittelt werden. Geschwindigkeitsbestimmend ist der größere der beiden Widerstände; sie werden im Folgenden näher erläutert.

Für die Wärmeleitung in der Schüttung stehen durch den instationären Aufheizvorgang immer kleiner werdende Temperaturgradienten zur Verfügung, so dass die übertragene Wärmemenge sinkt. Mathematisch lässt sich die FOURIERSche Gleichung lösen, indem ein stetiges Temperaturprofil in der Schüttung angenommen wird. Die Beschreibung als unendlich ausgedehnter, homogener Körper mit mittleren Stoffwerten ermöglicht dieses. Als Lösung erhält man zunächst den zeitabhängigen Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_{\text{bulk}}(t) = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{(\rho c \lambda)_{\text{bulk}}}}{\sqrt{t}} \quad , \quad (4.7)$$

und über die gesamte Kontaktzeit t_{con} gemittelt

$$\alpha_{\text{bulk}} = \frac{2}{\pi} \frac{\sqrt{(\rho c \lambda)_{\text{bulk}}}}{\sqrt{t_{\text{con}}}} \quad . \quad (4.8)$$

Dieses sogenannte Wurzel-Zeit-Gesetz beschreibt also, in welchem Maß die übertragbare Wärmemenge mit zunehmender Kontaktzeit abnimmt. Es ist durch zahlreiche Messungen bestätigt worden.

Das Auftreten des Kontaktwiderstandes $1/\alpha_{W-P}$ erklären SCHLÜNDER und TSOTSAS [10] damit, dass die Wärme zwischen der Wand und den sie unmittelbar berührenden Partikeln allein durch Leitung im Gaszwickel – siehe Abbildung 4.4(a) – zwischen diesen übertragen wird. Für die Wärmeübertragung an ein Partikel geben sie die Gleichung

$$\alpha_{W-P} = \frac{4\lambda_G}{d_P} \left\{ \left[1 + \frac{2(l + \delta)}{d_P} \right] \ln \left[1 + \frac{d_P}{2(l + \delta)} \right] - 1 \right\} \quad (4.9)$$

an. Hierin ist δ die Oberflächenrauigkeit von Partikel und Wand und l die modifizierte mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle. In Luft bei 1 bar und 20°C (Akkommodationskoeffizient $\gamma = 0,9$) beträgt $l = 26 \mu\text{m}$. Abbildung 4.4(b) stellt die Abnahme des

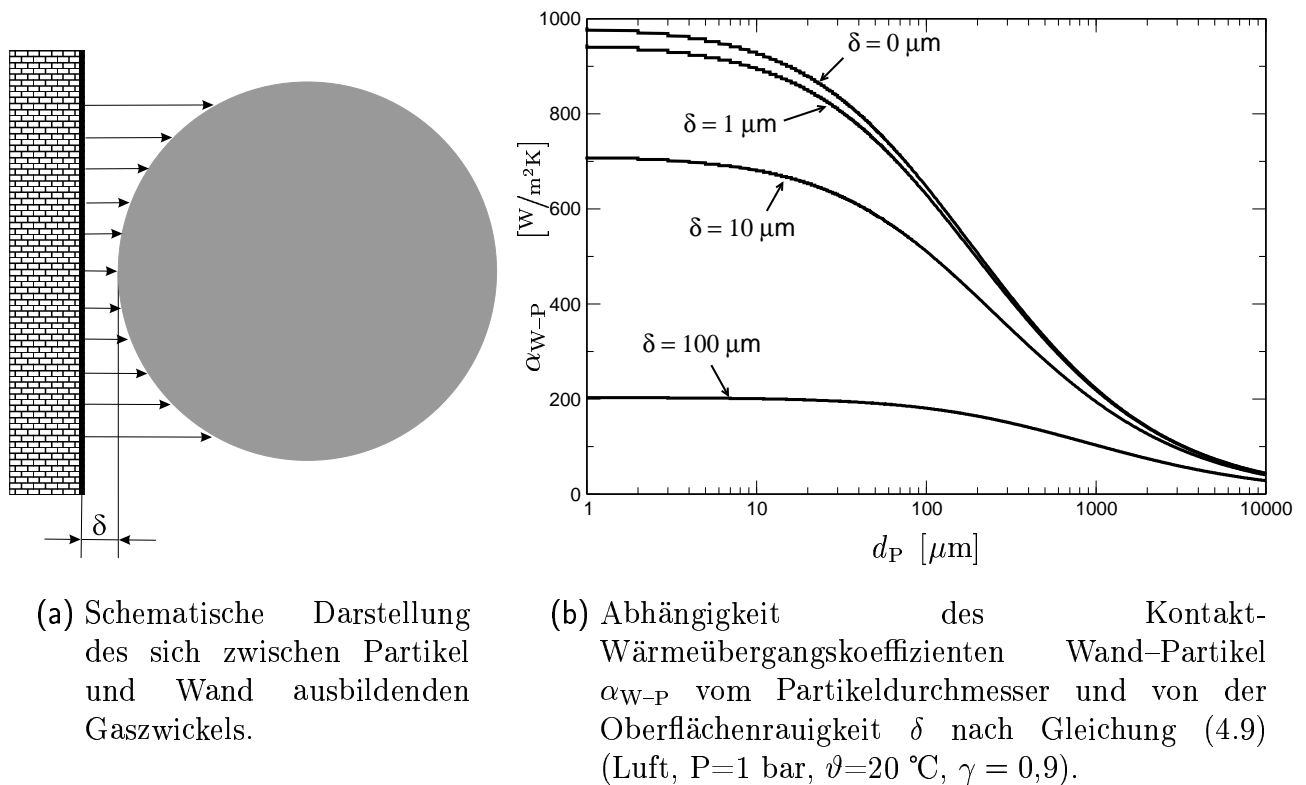


Abb. 4.4: Abbildungen zur Erläuterung des Wärmeübertragung zwischen einer Wand und einem Partikel.

Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Partikeldurchmesser und den Einfluss der Oberflächenrauigkeit dar. Aufgrund der seriellen Addition der Einzelwiderstände (Gleichung (4.6)) kann aus Abbildung 4.4(b) abgelesen werden, wie groß α_{bulk} maximal werden kann. Bei großen Partikeln kann nur wenig Wärme durch Kontakt übertragen werden. Außerdem hat die Oberflächenrauigkeit Einfluss auf den Wärmeübergang.

Da Modellvorstellungen zum Kontaktwiderstand $1/\alpha_{W-P}$ nicht unmittelbar von Schüttungen auf die Situation in Wirbelschichten übertragen werden können, werden im Folgenden die in diesem Bereich verbreiteten Ansätze angeführt:

1. Den Ansatz der Wärmeleitung im Gaswickel (Gleichung (4.9)) haben u.a. MARTIN [14], JANSSEN [129] und GOEDICKE [113] übernommen.
2. Häufig angewendet wird die Annahme eines Gasspaltes zwischen Wand und Partikeln, wobei dessen Breite i.d.R. als Modellparameter an Versuchsergebnisse angepasst wird [18, 130, 131].
3. Die von Festbetten bekannte Auflockerung der Bettporosität in Wandnähe [41] wird z.B. in [110, 132] zur Erläuterung des Kontaktwiderstandes herangezogen.

Eine Beurteilung dieser Ansätze soll hier nicht gegeben werden. Es ist aber offensichtlich, dass über die Vorgänge bei der Wärmeübertragung zwischen Wand und wirbelnden Partikeln Wissenslücken vorliegen.

4.3.4 Allgemeine Beschreibung der Modellansätze des partikelkonvektiven Mechanismus

Dieser Abschnitt erläutert zwei wesentliche Modellansätze zur Beschreibung des partikelkonvektiven Wärmeübertragungsmechanismus und fasst die Gemeinsamkeiten zusammen, die allen bekannten mechanistischen Modellansätzen zugrunde liegen.

Wie schon erläutert, gehen alle Modelle davon aus, dass sich Partikel (einzeln oder als Paket) aus dem Inneren des Bettes zur beheizten Wand hinbewegen, dort während ihres Kontaktes instationär Wärme aufnehmen und diese dann nach dem Kontakt an das Bett abgeben. Der letzte Schritt wird innerhalb der Modellierung vernachlässigt, weil er aufgrund der langen Verweilzeit der Partikel im Bett die Kinetik der Wärmeübertragung nicht hemmt. D.h. die übertragene Wärmemenge wird durch die Wärme bestimmt, die die Partikel während des Kontaktes aufnehmen. Diese wiederum hängt ab von

1. der Dauer des Kontaktes t_{con} ,
2. dem Wärmeübergangskoeffizienten an der Kontaktstelle $\alpha_{\text{W-P}}$ und
3. dem Wärmetransport innerhalb des Partikels bzw. des Pakets von der Wand weg.

Die große Zahl der sogenannten Paketmodelle, die sich aufbauend auf der grundlegenden Arbeit von MICKLEY und FAIRBANKS [133] entwickelt hat [5, 18, 103, 104, 107, 110, 129, 130, 134, 135, 136, 137], geht davon aus, dass sich die Partikel als fester Verband (Paket) entlang der Wand bewegen. Die Pakete werden als halb-unendlich ausgedehnte Betten im Lockerungszustand betrachtet. Während des Kontaktes findet Wärmeleitung ins Innere des Paketes statt (Punkt 3). Die in der Literatur vorgeschlagenen Modelle unterscheiden sich u.a. in der Art der Berechnung der Stoffeigenschaften des Paketes. Die Kontaktzeit (Punkt 1) ergibt sich aus der Zeit zwischen zwei Blasenkontakten und lässt sich daher mit der Blasengeschwindigkeit korrelieren. Zur Beschreibung des Kontaktwiderstandes an der Wand (Punkt 2) werden zahlreiche Varianten vorgeschlagen, die in Abschnitt 4.3.3 erwähnt wurden. Insgesamt basieren die Paketmodelle auf der Beobachtung der makroskopischen Partikelbewegung (Abschnitt 4.3.1.1) und bauen damit auf einem gesicherten Fundament auf. Ungesichert ist, ob die Partikel innerhalb der Pakete wirklich unbeweglich sind.

Einzelpartikelmodelle [14, 113, 114, 122] basieren auf einer Beschreibung der mikroskopischen Partikelbewegung (Abschnitt 4.3.1.2). Sie gehen davon aus, dass sich die Partikel in einer Wirbelschicht unabhängig voneinander mit einer mittleren Geschwindigkeit bewegen. Aus dieser lässt sich eine Kontaktzeit (Punkt 1) korrelieren. Da die Partikel sich nicht gegenseitig beeinflussen, findet auch kein Wärmetransport von Partikel zu Partikel statt, so dass nur der Aufheizprozess eines Einzelpartikels modelliert werden muss. Darüber hinaus ist ein Einzelpartikel klein im Vergleich zu einem Paket, so dass es als isotherm angenommen werden kann. Deshalb ist Punkt 3 mathematisch einfach zu erfassen: Lediglich die Wärmekapazität der Partikel bestimmt die abführbare Wärmemenge. Der Wärmeübergangskoeffizient an der Kontaktstelle (Punkt 2) kann grundsätzlich genau so erfasst werden wie bei Paketmodellen, also gemäß den in Abschnitt 4.3.3 genannten Punkten. Einzelpartikelmodelle setzen voraus, dass sich die Partikel ungehindert bewegen können. Fraglich ist, ob dieses in Wirbelschichten gegeben ist. Zumindest stehen sie diesbezüglich im Gegensatz zu den Paketmodellen.

Neben den Paket- und Einzelpartikelmodellen gibt es noch andere Ansätze, von denen zwei erwähnt werden sollen:

- MOLERUS [38, 138] geht bei der Entwicklung seines dimensionsanalytischen Modells davon aus, dass sich die Partikel an der Wand vollständig aufheizen und ihre Bewegung von der Wand weg den Wärmeübergang limitiert.
- BOTTERILL et al. [139] nutzen den Ansatz des Paketmodells, betrachten aber das Paket nicht als homogen, sondern als 2-lagige Partikelschicht, deren Temperaturfeld sie berechnen.

Der Prozess des instationären Aufheizens wird zur Berechnung des partikelkonvektiven Wärmeübergangsmechanismus allgemein angewendet. Daraus ergeben sich die zwei wesentlichen Modellparameter: (1.) die Kontaktzeit und (2.) der Wärmeübergangskoeffizient an der Kontaktstelle. Zu ihrer Bestimmung wäre es sinnvoll, sie unabhängig voneinander zu messen. Dieses Ziel verfolgen die Untersuchungen von MOLERUS [140], der den Wärmeübergang an eine bewegte Schüttung gemessen und das Wurzelzeit-Gesetz (Gleichung (4.8)) bestätigt hat, sowie von BURSCHKA [116], der versucht hat, die Kontaktzeit durch Anblitzen fluoreszierender Partikel zu bestimmen. Die Übertragbarkeit auf den Wand-Wärmeübergang in Wirbelschichten ist aber in beiden Fällen nicht gegeben, da entweder nicht in einer Wirbelschicht gemessen wurde oder die Messung des Nachleuchtverhaltens zu indirekt war (siehe Abschnitt 4.3.1). Deshalb müssen für beide Parameter Annahmen getroffen werden, sie sich gegenseitig beeinflussen: Eine zu kurz angenommene Kontaktzeit erfordert niedrige Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten, damit die Messwerte wiedergegeben werden können, und umgekehrt.

Diese Ausführungen machen deutlich, dass die wesentliche Unsicherheit bei der Entwicklung eines Modells für den partikelkonvektiven Wärmeübergang die Partikelbewegung ist. Diese beeinflusst aber nicht nur die Kontaktzeit, sondern auch die Wärmeübergangskoeffizienten an der Kontaktstelle und den Wärmetransport von der Wand weg, indem sie bestimmt, wie viel Bewegungsfreiheit die Partikel haben und ob es Wärmetransport zwischen den Partikeln gibt.

Fazit:

Über die drei oben erwähnten, den Wand-Wärmeübergang bestimmenden Faktoren herrscht in der Literatur Uneinigkeit, weil keine Messmethoden zur Verfügung stehen, sie unabhängig voneinander zu bestimmen. Aufschluss können in Zukunft eventuell numerische fluiddynamische Modellierungen [121, 141, 142, 143, 144] geben, die die Bewegung der Einzelpartikel und deren Einfluss auf den Wand-Wärmeübergang zu beschreiben versuchen. Insbesondere die Euler/Lagrange-Methode (vgl. Abschnitt 3.4.2) erlaubt die Betrachtung von Partikelbewegungen und damit die Bestimmung der Kontaktzeit mit einer beheizten Wand [145]. Bislang sind die Modellierungen aber nicht genau genug, um hier neue und verlässliche Ergebnisse zu liefern.

4.4 Gesamte Modellierung des Wand-Wärmeübergangs

Aufbauend auf Abschnitt 4.3.4 sollen hier die beiden im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modelle des Wand-Wärmeübergangs – das Einzelpartikel-Modell nach MARTIN [14] (mikroskopische Partikelbewegung) und das Paketmodell nach KUNII und LEVENSPIEL [5] (makroskopische Partikelbewegung) – erläutert werden.

4.4.1 Modell nach MARTIN

MARTIN [14] ist bei der Ableitung seines Modells von einem Mechanismus ausgegangen, der auf der instationären Erwärmung eines als isotherm angenommenen Einzelpartikels beruht (vgl. auch Abschnitt 4.3.1.2). Die folgende Ableitung der Grundgleichung des Modells für den partikelkonvektiven Wärmeübergang (siehe auch in [10, 146]) weicht von der originellen formell etwas ab. Dieser Weg wird hier gegangen, weil in Abschnitt 8.4.1 darauf unmittelbar Bezug genommen werden kann. Es ist möglich, die von einem einzelnen Partikel während des Wandkontaktes aufgenommene Wärmemenge Q auf drei Weisen

$$Q = M_P c_P (\vartheta_P - \vartheta_{\text{bed}}) \quad , \quad (4.10a)$$

$$Q = \alpha_{W-P} A_{P,\text{proj}} \int_0^{t_{\text{con}}} (\vartheta_W - \vartheta) dt \quad , \quad (4.10b)$$

$$Q = \dot{q}_{W-P} A_{W,P} t_{\text{con}} \quad (4.10c)$$

auszudrücken. Dabei ist ϑ die momentane und ϑ_P die Partikeltemperatur nach dem Kontakt. Die Partikelprojektionsfläche $A_{P,\text{proj}}$, die Partikelmasse M_P und die Wandfläche $A_{W,P}$, die einem Einzelpartikel zur Verfügung steht, werden gemäß

$$A_{P,\text{proj}} = \frac{\pi}{4} d_P^2 \quad , \quad M_P = \rho_P \frac{\pi}{6} d_P^3 \quad , \quad A_{W,P} = \frac{A_{P,\text{proj}}}{1 - \epsilon_{\text{bed}}}$$

bestimmt. Dabei entspricht der Term $(1 - \epsilon_{\text{bed}})$ dem Flächenbedeckungsgrad der Partikel an der beheizten Wand.

Die Gleichungen (4.10) beschreiben (a) wie viel Wärme ein *trockenes* Partikel aufnimmt, (b) wie viel Wärme, abhängig von der veränderlichen Partikeltemperatur, während des Aufheizens durch den Gaszwickel übertragen wird und (c) den Zusammenhang zwischen Wärmemenge und dem mittleren (zeitlich veränderlichen) spezifischen Wärmestrom \dot{q}_{W-P} . Gleichungen (4.10a) und (4.10b) lassen sich auch differenziell formulieren:

$$dQ = M_P c_P d\vartheta \quad , \quad (4.11a)$$

$$dQ = \alpha_{W-P} A_{P,\text{proj}} (\vartheta_W - \vartheta) dt \quad . \quad (4.11b)$$

Diese zunächst zusammenhanglos definierten Gleichungen lassen sich nun kombinieren. Aus (4.10c) und (4.10a) folgt

$$\dot{q}_{W-P} = \frac{4}{6} (1 - \epsilon_{\text{bed}}) \rho_P c_P d_P (\vartheta_P - \vartheta_{\text{bed}}) \frac{1}{t_{\text{con}}} \quad . \quad (4.12)$$

Vergleicht man diese Gleichung mit der von MARTIN angegebenen (Gleichungen (29) und (30) in [14]), so kann man leicht ableiten, dass die Kontaktzeit nach

$$t_{\text{con}} = \frac{4d_P}{\bar{w}_P} \quad (4.13)$$

definiert sein muss. Diese Definition weicht von der von Martin gegebenen

$$t_{\text{con,Martin}} = 4d_P / (\bar{w}_P C) = t_{\text{con}} / C \quad (4.14)$$

bezüglich der empirischen Konstante C ab. Wie unten deutlich gemacht wird, führt MARTIN diese Korrektur aber nur bei der Integration nach Gleichung (4.17) ein; er arbeitet also mit zwei verschiedenen Kontaktzeiten. Dieses rührt daher, dass MARTIN nicht von den Gleichungen (4.10), sondern von der „Partikelkonvektionsgeschwindigkeit“ \bar{w}_P ausgeht.

Unbekannt ist noch die Partikeltemperatur ϑ_P nach dem Kontakt. Sie kann durch Gleichsetzen der Gleichungen (4.11a) und (4.11b)

$$\alpha_{W-P} A_{P,proj} (\vartheta_W - \vartheta) dt = c_P M_P d\vartheta \quad (4.15)$$

abgeleitet werden. Integration führt zu

$$\vartheta_W - \vartheta_P = (\vartheta_W - \vartheta_{bed}) \exp\left(-\frac{3\alpha_{W-P}}{2\rho_P c_P d_P} t_{con}\right) . \quad (4.16)$$

Auflösung zum in Gleichung (4.12) geforderten Term $(\vartheta_P - \vartheta_{bed})$ ergibt

$$\vartheta_P - \vartheta_{bed} = (\vartheta_W - \vartheta_{bed}) \left[1 - \exp\left(-\frac{3\alpha_{W-P}}{2\rho_P c_P d_P} t_{con}\right)\right] . \quad (4.17)$$

Fügt man Gleichung (4.17) mit (4.12) zusammen und verwendet zudem die Definitionsgleichung des partikelkonvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_{P,C} = \frac{\dot{q}_{W-P}}{\vartheta_W - \vartheta_{bed}} \quad (4.18)$$

erhält man

$$\alpha_{P,C} = \frac{4}{6}(1 - \epsilon_{bed})\rho_P c_P d_P \frac{1}{t_{con}} \left[1 - \exp\left(-\frac{3\alpha_{W-P}}{2\rho_P c_P d_P} \frac{t_{con}}{C}\right)\right] , \quad (4.19)$$

wobei die schon in Zusammenhang mit Gleichung (4.13) erwähnte empirische Konstante C so eingefügt wird, dass das gleiche Resultat wie von MARTIN erzielt wird. Wenn man an dieser Stelle die Kontaktzeit durch die Partikelkonvektionsgeschwindigkeit \bar{w}_P ersetzt (Gleichung (4.13)) erhält man die von MARTIN angegebene Lösung zur Berechnung des partikelkonvektiven Wand-Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_{P,C} = \frac{1}{6}(1 - \epsilon_{bed})\rho_P c_P \bar{w}_P \left[1 - \exp\left(-\frac{6\alpha_{W-P}}{\rho_P c_P \bar{w}_P} \frac{1}{C}\right)\right] . \quad (4.20)$$

Anhand dieser Ableitung wird deutlich, dass MARTIN in der Tat zwei verschiedene Kontaktzeiten verwendet. Und zwar setzt er $t_{con} = 4d_P/\bar{w}_P$ in der Basisgleichung (4.10c) und $t_{con,Martin} = t_{con}/C$ in (4.10b) ein.

Gleichung (4.20) wird ergänzt durch eine aus der kinetischen Gastheorie abgeleiteten Beziehung zur Berechnung von

$$\bar{w}_P = \sqrt{\frac{gd_P}{5(1 - \epsilon_{bed,mf})} \frac{\epsilon_{bed} - \epsilon_{bed,mf}}{1 - \epsilon_{bed,mf}}} , \quad (4.21)$$

während α_{W-P} nach Gleichung (4.9) bei vernachlässigter Oberflächenrauigkeit bestimmt wird.

Zur Berechnung des gaskonvektiven Anteils nutzt MARTIN Gleichung (4.5) nach BASKAKOV et al..

Ausgangspunkt für obige Ableitung war das Gleichsetzen der Gleichungen (4.11a) und (4.11b). Nur unter Verwendung von Gleichung (4.10a), also auch nur unter der Annahme trockener, isothermer Partikel, lässt sich für diese Gleichungen die analytische Lösung (4.19) herleiten. Für den allgemeinen Fall, also auch für feuchte Partikel, erhält man aus den Gleichungen (4.10c) und (4.10b)

$$\dot{q}_{W-P} A_{W,P} t_{\text{con}} = \alpha_{W-P} A_{P,\text{proj}} \int_0^{t_{\text{con},\text{Martin}}} (\vartheta_W - \vartheta) dt \quad . \quad (4.22)$$

Aufgelöst nach \dot{q}_{W-P} und unter Verwendung von Gleichung (4.18) erhält man

$$\alpha_{P,C} = \frac{\alpha_{W-P} (1 - \epsilon_{\text{bed}}) \int_0^{t_{\text{con},\text{Martin}}} (\vartheta_W - \vartheta) dt}{t_{\text{con}} (\vartheta_W - \vartheta_{\text{bed}})} \quad , \quad (4.23)$$

wobei die Integration i.d.R. numerisch durchgeführt werden muss. Da das Modell MARTINS Grundlage für eine Weiterentwicklung und Anpassung für feuchte Partikel sein soll, müssen diese unterschiedlichen Kontaktzeiten t_{con} und $t_{\text{con},\text{Martin}}$ beibehalten werden, damit Gleichung (4.23) das gleiche Ergebnis liefern kann wie Gleichung (4.20). Dieses Ergebnis wird in Abschnitt 8.4.3 wieder aufgegriffen.

MARTIN verwendet unter anderem die Begriffe der konduktiven und der kapazitiven Hemmung, um einige Zusammenhänge zu erklären. Unter konduktiver Hemmung ist zu verstehen, dass die übertragene Wärmemenge – und damit der Wand-Wärmeübergangskoeffizient – durch den Wärmeübergang im Gaszwickel zwischen Wand und Partikel (Gleichung (4.10b)) limitiert ist, während die kapazitive Hemmung die Limitierung durch die vom Partikel aufnehmbare Wärmemenge (Gleichung (4.10a)) bedeutet.

4.4.2 Modell nach KUNII und LEVENSPIEL

Für ihr Paketmodell treffen KUNII und LEVENSPIEL [5] folgende Annahmen:

- Die Pakete befinden sich im Zustand der Minimalfluidisation.
- Ihre Wärmeleitfähigkeit wird nach einem Parallelschaltungsmodell aus denjenigen von Feststoff und Gas berechnet.
- Unmittelbar an der Wand (Abstand= $d_P/2$) ist das Bett aufgelockert, so dass ein Kontakt-Wärmeübergangskoeffizient zu berücksichtigen ist.
- Dieser wird erhöht durch Strahlung und Durchströmung in dieser Zone.
- Das Wurzelzeit-Gesetz (Gleichung (4.8)) wird angewendet.
- Wärmeübergang an die Blasen findet durch Strahlung und Gaskonvektion statt, wobei für letztere keine Berechnungsvorschrift gegeben wird.
- Die Kontaktzeit folgt aus einer empirisch ermittelten Blasenfrequenz und dem Blasenanteil im Bett.

Insgesamt wird der Wand-Wärmeübergangskoeffizient bestimmt nach

$$\alpha_{W-\text{bed}} = v [\alpha_{\text{rad}} + \alpha_{G,C}] + (1 - v) \left[\frac{1}{\alpha_{\text{rad}} + \alpha_{W-P}} + \frac{1}{\alpha_{\text{Paket}}} \right]^{-1} . \quad (4.24)$$

Der erste Summand gilt, wenn sich eine Blase an der Wand aufhält, und der zweite für ein Paket. Der Blasenanteil v wird nach Gleichung (3.9) berechnet. Dabei ist

$$\alpha_{\text{rad}} = C_{\text{rad}} \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{bed}}} + \frac{1}{\epsilon_{\text{W}}} - 1 \right)^{-1} (T_{\text{bed}}^4 - T_{\text{W}}^4) \frac{1}{T_{\text{bed}}^4 - T_{\text{W}}^4} \quad (4.25)$$

$$\alpha_{G,C} = \text{keine Gleichung angegeben} \quad (4.26)$$

$$\alpha_{W-P} = 2 \frac{\lambda_{\text{eff,Paket,W}}}{d_{\text{P}}} + 0,05 c_G \rho_G u_0 \quad (4.27)$$

$$\alpha_{\text{Paket}} = 1,13 \sqrt{\frac{\lambda_{\text{eff,Paket}} \rho_{\text{P}} (1 - \epsilon_{\text{mf}}) c_{\text{P}} n_{\text{bub}}}{1 - v}} \quad (\text{folgt aus dem Wurzelzeit-Gesetz}) \quad (4.28)$$

mit:

$$\lambda_{\text{eff,Paket,W}} = \epsilon_{\text{mf}} \lambda_G + (1 - \epsilon_{\text{mf}}) \lambda_{\text{P}} \left(\phi_{\text{W}} \frac{\lambda_{\text{P}}}{\lambda_G} + \frac{1}{3} \right)^{-1} \quad (4.29)$$

$$\lambda_{\text{eff,Paket}} = \epsilon_{\text{mf}} \lambda_G + (1 - \epsilon_{\text{mf}}) \lambda_{\text{P}} \left(\phi_{\text{bed}} \frac{\lambda_{\text{P}}}{\lambda_G} + \frac{2}{3} \right)^{-1} \quad (4.30)$$

$$\phi_{\text{W}} = \frac{1}{3} \left(\frac{\lambda_{\text{P}}}{\lambda_G} \right)^{-0,2174} \quad \text{eigene Anpassung nach [5, Bild 15, Kapitel 13]} \quad (4.31)$$

$$\phi_{\text{bed}} = \frac{1}{3} \left(\frac{\lambda_{\text{P}}}{\lambda_G} \right)^{-0,2366} \quad \text{eigene Anpassung nach [5, Bild 15, Kapitel 13]} \quad (4.32)$$

$$n_{\text{bub}} = 2,5593 (z/m)^{-0,2807} \quad \text{eigene Anpassung nach [5, Bild 12, Kapitel 5]} \quad (4.33)$$

Da n_{bub} vom Abstand vom Boden z abhängt, wird der Wert (in m) sowohl für die obere als auch für die untere Kante des Heizstabes berechnet und der arithmetische Mittelwert verwendet. Das Modell beinhaltet mehrere empirische Faktoren, wobei – wie bei anderen Modellen auch – die größte Unsicherheit bei der Kontaktzeit (hier: der Blasenfrequenz n_{bub}) und dem Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten α_{W-P} herrscht.

4.5 Berücksichtigung der indirekten Beheizung in den eigenen Wirbelschichtmodellen

In den vorhergehenden Abschnitten wurde erläutert, wie die Wärmeübergangskoeffizienten der einzelnen Mechanismen berechnet werden können. Hier wird beschrieben, wie ihre Integration in die in Abschnitt 3.5 aufgeführten eigenen Wirbelschichtmodelle erfolgt. Das Modell FLU-BED wurde ausschließlich mit dem Wärmeübergangsmodell MARTINS [14] verwendet, während mit dem WSMOD-Modell Berechnungen sowohl nach MARTIN als auch nach KUNII und LEVENSPIEL [5] durchgeführt wurden. Im ersten Fall ergeben sich ähnliche $\alpha_{W-\text{bed}}$ -Werte wie bei FLUBED.

FLUBED

Die in Abschnitt 4.1 erwähnte Addition der Einzelmechanismen (Gleichung (4.3)) wird auch in FLUBED verwendet. Mit dem berechneten Wert für $\alpha_{W\text{-bed}}$ wird die an das Bett übertragene Wärmemenge \dot{Q} (vgl. Gleichung (4.1)) bestimmt. Dieser zusätzliche Energieeintrag wird innerhalb des Wirbelschichtmodells berücksichtigt, indem er zur Enthalpie der Eintrittsluft addiert wird. Es wird also eine fiktive höhere Eintrittstemperatur gemäß

$$\vartheta_{\text{in}}^* = \vartheta_{\text{in}} + \frac{\dot{Q}}{\dot{M}_G c_{p,G}} \quad (4.34)$$

bestimmt, die für alle Modellberechnungen zugrunde gelegt wird. Der Wand-Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{W\text{-bed}}$ wird nach dem Modell MARTINS (vgl. Abschnitt 4.4.1) bestimmt.

Trotz der Verwendung der gleichen Formeln zur Berechnung des Wand-Wärmeübergangskoeffizienten ergeben die Berechnungen innerhalb von FLUBED andere Werte als mit WSMOD. Hierfür gibt es zwei Ursachen. Zum einen rechnet FLUBED grundsätzlich mit der adiabatischen Sättigungstemperatur als Partikeltemperatur; dadurch ergeben sich andere Stoffwerte, wobei hier insbesondere die Wärmeleitfähigkeit der Luft relevant ist. Zum anderen wird bei der vereinfachten Modellierung der gaskonvektive Anteil ohne den Faktor $(u/u_{\text{opt}})^{0,3}$ vernachlässigt.

WSMOD

Das erweiterte Modell WSMOD erlaubt es, die beiden Wärmeübertragungsmechanismen Gas- und Partikelkonvektion getrennt zu berücksichtigen, da es explizit Energiebilanzen für Gas und Feststoff enthält. Wärmeübertragung durch Strahlung wird vernachlässigt. Bezüglich der gaskonvektiv übertragenen Wärmemenge muss zwischen der Verwendung des Modells nach MARTIN bzw. nach KUNII und LEVENSPIEL unterschieden werden:

- MARTIN übernimmt die Gleichung (4.5) nach BASKAKOV et al. [110], die per se nicht zwischen Blasen und Suspensionsgas unterscheidet. Deshalb wird im Wirbelschichtmodell die übertragene Wärmemenge mit dem Blasenanteil gewichtet.
- Da KUNII und LEVENSPIEL keine Berechnungsvorschrift für die gaskonvektive Wärmeübertragung angeben (vgl. Abschnitt 4.2), wird sie vernachlässigt.

Innerhalb des Gleichungssystems von WSMOD wird nicht zwischen den Partikeln mit bzw. ohne unmittelbaren Wandkontakt unterschieden, d.h. die Modellannahme gleicher Partikeltemperatur im Bett wird trotz des teilweise intensiven Aufheizens während des Wandkontaktes beibehalten. Die von BURGSCHEWIGER [8, 39] angegebenen Modellgleichungen wurden – wie in Anhang C dargelegt – so erweitert, dass der eingebaute Heizstab analog zur Apparatewand beschrieben wird. Im Falle eines Versuchs mit indirekter Beheizung ist die Heizstabtemperatur immer gleich dem entsprechenden Sollwert, sonst ist sie veränderlich.

4.6 Indirekte Beheizung von Wirbelschichttrocknern

4.6.1 Physikalische Grundüberlegungen

Die indirekte Beheizung von Wirbelschichttrocknern unterscheidet sich von der bisher beschriebenen (und in der Literatur fast ausschließlich behandelten) indirekten Beheizung von Wirbelschichten dadurch, dass sich in den Partikeln Feuchtigkeit befindet, die verdunsten kann. Die zur

Verdunstung benötigte Enthalpie stellt eine latente Wärmesenke dar, die unmittelbar Einfluss auf den partikelkonvektiven Wärmeübertragungsmechanismus hat, weil sich der Mechanismus des instationären Aufheizens ändert. Die verdunstende Feuchte übt einen „Kühleffekt“ aus, indem die von der Wand übertragene Wärme nicht nur zur Aufheizung des Partikels führt, sondern auch in Verdampfungsenthalpie umgesetzt wird. Dadurch steigt die Partikeltemperatur während des Wandkontaktes weniger an, so dass im zeitlichen Mittel ein höheres Temperaturgefälle zwischen Wand und Partikeloberfläche herrscht. Dadurch wird mehr Wärme übertragen, die in Verdampfungsenthalpie umgesetzt wird. Der Einfluss dieser latenten Wärmesenke wird hier als *direkter Einfluss* bezeichnet und in Abschnitt 8.2 eingehend diskutiert. Entscheidend ist, dass er durch die Stofftransportmechanismen der Trocknung beeinflusst wird. Diese bestimmen nämlich, wie viel Wasser während des Wandkontaktes verdunsten kann, und damit, wie die übertragene Wärmemenge zwischen Aufheizen und Verdunsten „aufgeteilt“ wird. Die Grenzfälle dieser Aufteilung sind:

1. Keine Verdampfung. Dieser Fall ist gleichbedeutend mit der Wärmeübertragung an trockene Partikel.
2. Ungehinderte Verdampfung. Dieser theoretische Grenzfall führt zu Wand-Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{W\text{-bed}}$, die sich unmittelbar in Abbildung 4.4(b) ablesen lassen. Er ist gleichbedeutend mit einer unendlich großen latenten Wärmesenke.

Der Feuchtegehalt in den Partikeln hat über den direkten Einfluss hinaus auch einen *indirekten*, der sich aus zwei Faktoren zusammensetzt.

1. Feuchte Partikel haben eine höhere Dichte, so dass das Wirbelbett weniger stark expandiert; d.h. bei gleichbleibender Gasgeschwindigkeit sinkt die Bettporosität.
2. Feuchte Partikel weisen aufgrund ihres Wassergehaltes eine höhere Wärmekapazität (die des Wassers) auf.

Dieser indirekte Einfluss unterscheidet sich u.a. dadurch vom direkten, dass er physikalisch eindeutig zu beschreiben ist und unmittelbar in vorhandenen Modelle für den partikelkonvektiven Wärmeübergangsmechanismus berücksichtigt werden kann. Die Gaskonvektion wird ebenfalls indirekt durch die Anwesenheit von Feuchte in den Partikeln beeinflusst. Nach Gleichung (4.5) hängt $\alpha_{G,C}$ von der Archimedeszahl und damit von der Partikeldichte ab.

Der indirekte Einfluss bewirkt insgesamt, dass der Wand-Wärmeübergangskoeffizient mit zunehmender Feuchte ansteigt.

4.6.2 Literaturübersicht

In der Literatur sind nur wenige Messungen der indirekten Beheizung von Wirbelschichten aus feuchten Partikeln bekannt. So haben MACCHI et al. [147] den Wärmeübergang an Partikel mit Durchmessern von etwa 2 mm gemessen und eine Erhöhung um etwa 15 % bei feuchtem Feststoff beobachtet. Da für Partikel dieser Größe der partikelkonvektive Mechanismus zu vernachlässigen ist (wie von sämtlichen Autoren angenommen wird), kann diese Erhöhung nur

auf den indirekten Einfluss der Gaskonvektion zurückzuführen sein. Das Gleiche gilt für die Beurteilung der Messergebnisse von JONASSEN und STROMMEN [148] ($d_P = 5 \text{ mm}$).

PAKOWSKI und MUJUMDAR [149] haben kleinere Partikel verwendet ($d_P = 450$ und $670 \mu\text{m}$), die mit Glycerin befeuchtet waren. Beobachtet wurde eine Verminderung des Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmendem Feuchtegehalt, die auf Agglomeration der Partikel zurückgeführt werden kann.

BROWN et al. [150, 151] haben keine verdunstende Flüssigkeit, sondern den Phasenwechsel fest/flüssig als latente Wärmesenke eingesetzt, um deren Einfluss zu untersuchen. Die Partikel bestanden aus mit Gelatine gekapseltem n -Oktadekan und hatten Partikeldurchmesser von $d_P = 142$ bis $585 \mu\text{m}$. Gemessen wurde eine 30 %-ige Erhöhung der Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund des an der Wand schmelzenden Oktadekans. Modellrechnungen der Autoren ließen eine Erhöhung um 80 % erwarten. Dass diese nicht gemessen wurde, ist darauf zurückzuführen, dass das Oktadekan während eines Wandkontaktes nicht vollständig aufgeschmolzen wurde, weil die Kontaktzeit zu klein, der Kontaktwärmeübergang zu niedrig und/oder die Wärmeleitung ins Partikelinnere zu langsam war.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass weder die Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung im Allgemeinen noch der Einfluss latenter Wärmesenken auf den Wand-Wärmeübergang im Besonderen bisher gezielt und ausreichend untersucht wurden.

5. PARTIKELINNERER STOFFTRANSPORT, EINZELPARTIKELTROCKNUNG

5.1 Grundsätzliches

Bei der Untersuchung und Modellierung konvektiver Trocknungsprozesse ist es sinnvoll, zwischen Produkt- und Prozesseigenschaften zu unterscheiden. Diese Differenzierung beruht darauf, dass der Prozessablauf durch den Apparatetyp geprägt ist, d.h. durch die Fluidströmung und Partikelbewegung und den dadurch beeinflussten Wärme- und Stoffübergang. Im Gegensatz dazu sind die Transportvorgänge im Inneren der Partikel unabhängig von der Fluidodynamik. Sie werden von der Porenstruktur und sonstigen Feststoffeigenschaften geprägt. Diese Unterteilung zwischen Produkt und Prozess spiegelt sich bei der Entwicklung mathematischer Modelle insofern wider, als entsprechende Ansätze getrennt voneinander erarbeitet werden können, die über Wärme- und Stofftransportkinetiken an der Partikeloberfläche miteinander gekoppelt sind. Das heißt, dass z.B. ein Wirbelschichtmodell mit unterschiedlichen Arten von Modellen der partikelinneren Vorgänge kombiniert werden kann und umgekehrt. Voraussetzung hierfür ist, dass die jeweiligen Modelle unter Bedingungen getestet werden, die sie unabhängig von anderen Einflüssen machen. Wärme- und Stoffübergangsuntersuchungen in der Wirbelschicht müssen demnach ohne Einfluss partikelinnerer Kinetik durchgeführt werden; hierzu bieten sich die Naphthalin-sublimation und die Trocknung nicht-hygroscopischer Güter während des ersten Abschnitts an; dieses wurde bei der in Abschnitt 3.5.3 beschriebenen Evaluierung berücksichtigt. Andererseits müssen Untersuchungen der partikelinneren Vorgänge so durchgeführt werden, dass sich alle Partikel unter gleichen Bedingungen befinden, also als Einzelpartikelexperimente (siehe in den folgenden Abschnitten). In der Reaktionstechnik entspricht diese Unterscheidung zwischen Prozess und Produkt derjenigen zwischen Reaktor und Reaktionskinetik; letztere wird unter gradientenfreien Bedingungen – z.B. im Berti-Reaktor – bestimmt.

Dieser Unterscheidung zwischen Prozess und Produkt muss auch bei der Beurteilung von Trocknungs- (oder allgemein: Wärme- und Stofftransport-) kinetiken Rechnung getragen werden. Der (umgeformte) 2. Abschnitt einer Einzelpartikel-trocknungskurve beschreibt allein eine Produkteigenschaft während eine Wirbelschicht-trocknungskurve in ihrem gesamten Verlauf von Prozessparametern beeinflusst ist. Auf den gaseitigen Anteil des Wärme- und Stoffübergangs in Wirbelschichtprozessen wurde in Kapitel 3 eingegangen; hier soll der produktseitige Aspekt beschrieben werden. Dazu werden zunächst die Mechanismen des Stofftransports und dann mögliche Messmethoden für Einzelpartikel-trocknungskurven erläutert. Im Anschluss daran werden zwei Konzepte vorgestellt, die die Kopplung der Einzelpartikelkinetik mit dem Wirbelschichtmodell ermöglichen: Als erstes wird das sehr einfache und dennoch recht genaue Konzept der „normierten Trocknungskurve“ erläutert, danach auf das „volume-averaging“-Modell nach WHITAKER eingegangen, das den Einfluss der Porenstruktur auf die einzelnen Stofftransportmechanismen detailliert wiederzugeben versucht.

5.2 Mechanismen des Stofftransports in porösen Partikeln

Zum Verständnis eines Trocknungsprozesses ist es wichtig, nicht nur die Fluidodynamik des Apparates (vgl. Kapitel 3), sondern auch die Trocknung des Feststoffes selbst zu betrachten. Insbesondere bei langsam trocknenden und/oder großen Partikeln spielt der Stofftransport im Inneren eine so wesentliche Rolle, dass der äußere Stoffübergang ggf. sogar vernachlässigt werden kann; insbesondere in der Lebensmitteltrocknung wird so oft verfahren.

Im Allgemeinen wird bei der konvektiven Trocknung eines Einzelpartikels ein Verhalten beobachtet, wie es in Abbildung 2.1(b) als Trocknungskurve dargestellt ist. Dieser Abschnitt beleuchtet nur einen der Aspekte, die diesen Kurvenverlauf beeinflussen, nämlich den Stofftransport im Partikelinneren. D.h. der Stoffübergang zwischen der Partikeloberfläche und der Umgebung (vgl. hierzu Abschnitt 3.1) und die Verminderung des treibenden Gefälles durch Hygroskopizität (siehe Abschnitt 6.7) werden nicht behandelt. Zu beachten ist, dass die Poren in trocknenden Partikeln ganz, teilweise oder gar nicht mit Flüssigkeit gefüllt sein können; der andere Anteil des Porenvolumens sind Dampf und Inertgas (Luft). Damit steht die Trocknung im Gegensatz z.B. zur heterogenen Katalyse, bei der nur eine fluide Phase im Katalysatorpartikel auftritt.

Es ist bekannt, welche Mechanismen zum Stofftransport von Wasser und Dampf in porösen Partikeln beitragen:

1. Diffusion des Dampfes: Verursacht durch Partialdruckgradienten.
2. Kapillarer Flüssigkeitstransport: Aufgrund der Oberflächenspannung wird benetzende Flüssigkeit bevorzugt in Poren kleinen Durchmessers gezogen.
3. Oberflächendiffusion der Flüssigkeit: Moleküle werden auf der Feststoffoberfläche bewegt, ohne in die Gasphase überzugehen.
4. Konvektion: Durch Druckgradienten werden sowohl Gas als auch Flüssigkeit transportiert. Diese Gradienten können z.B. durch Dampfbildung im Poreninneren entstehen.
5. Diffusion im Feststoff: Wasser-Moleküle werden aufgrund von Konzentrationsgradienten in der Feststoffmatrix transportiert.

Modellierungsansätze lassen sich in zwei wesentliche Gruppen unterteilen. (1.) Kontinuumsmodelle, die den Transport des Wassers nach den oben beschriebenen Mechanismen in einem als homogen gedachten Körper beschreiben; z.B. gibt TURNER [152] eine gute Zusammenfassung dieser Gruppe von Modellen. Verbreitet ist der Ansatz LUIKOVs [153], der sowohl mathematisch als auch physikalisch auf gut fundierten Gleichungen basiert. Es gibt zahlreiche Anwendungen und Erweiterungen dieser Gleichungen; z.B. haben neben anderen Autoren auch ANTONIJEVIĆ und VORONJEC [154] nachgewiesen, dass die Abhängigkeit der Stoffwerte von der Temperatur und Feuchte zu berücksichtigen ist. Ein weiterer Vertreter der Kontinuumsmodelle ist die volume-averaging-Methode nach WHITAKER, die in Abschnitt 5.5 beschrieben ist.

(2.) Porennetzwerkmodelle beschreiben die Poren als „Kanäle“ in der Feststoffmatrix und den Stofftransport in ihnen. Sie gehen also nicht von einem Kontinuum, sondern von einem strukturierten Material aus. Die Modelle unterscheiden sich vor allem in der Art der Beschreibung des

Porennetzwerkes [155]. Die ersten Ansätze gingen von parallel verlaufenden Poren aus. Erweiterungen betrafen z.B. die Berücksichtigung der Tortuosität. Weiterhin wurde von unregelmäßig „schräg“ verlaufenden Poren ausgegangen, die sich an zufälligen Stellen kreuzen. Modernere Ansätze gehen von quadratischen (bzw. im dreidimensionalen Fall kubischen) Gittern aus, deren Gitterstäbe die Poren bilden. Die Durchmesser der einzelnen Poren werden zufällig gewählt und an gemessene Porengrößenverteilungen angepasst. Weiterhin gibt es Ansätze, die das Porennetzwerk mit Hilfe fraktaler Geometrie zu beschreiben versuchen.

Unabhängig von der Art der Modellierung (Netzwerk- oder Diffusionsmodell) ist es immer schwierig, die notwendigen Stoffwerte, insbesondere Diffusivitäten und Permeabilitäten, zu ermitteln. Messungen von Temperatur- und Feuchteverteilungen im Partikelinneren sind hier wünschenswert. Die Möglichkeit hierzu eröffnet seit kurzer Zeit die NMR-Analyse (nuclear magnetic resonance) [156, 157, 158]. Ein weiterer wichtiger Ansatz, um Einblick in partikelinnere Prozesse zu gewinnen, ist die Untersuchung von Partikeln, die gezielt in einzelnen Stoffeigenschaften, insbesondere hinsichtlich ihrer Porosität und ihres mittleren Porendurchmessers, variiert werden. Ergebnisse solcher Untersuchungen zeigen GROENEWOLD und TSOTSAS [159, 160] anhand von nicht-hygroskopischen, keramischen Partikeln mit etwa 1 mm Durchmesser bzw. in [9] anhand eines Vergleichs hygroskopischer (die hier verwendete Charge G1800b) und nicht-hygroskopischer Partikel.

5.3 Messmethoden

Zur Bestimmung der Kinetik des partikelinneren Stofftransports können direkte und indirekte Methoden unterschieden werden. Direkte Methoden gehen von einer oder mehreren Einzelpartikel-Trocknungskurven aus, während die indirekten auf einer Messung in einem Bett (Wirbelschicht oder Festbett) beruhen. Literatur zu diesem Themenkomplex findet sich in [98, 161].

Direkte Methoden (für größere Partikel) liefern genaue und reproduzierbare Ergebnisse, während die indirekten Methoden (für kleinere Partikel) zunächst von der Qualität des verwendeten Auswertemodells (s.u.) abhängen. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten stark hygroskopischen Güter spielt außerdem die Genauigkeit der zugrunde gelegten Sorptionsisotherme eine große Rolle. Da die Bedeutung der partikelinneren Trocknungskinetik für kleine Partikel abnimmt, nimmt auch die Relevanz einer genauen Messung und Auswertung ab.

5.3.1 Direkte Messmethoden für Einzelpartikel-Trocknungskurve

Die Einzelpartikel-Trocknungskurve beschreibt die Trocknungskinetik eines Partikels, das nicht durch die Nachbarschaft anderer Partikel beeinflusst wird, d.h. es muss sich in einem gradientenfreien Reaktor befinden. Allen direkten Methoden ist gemeinsam, dass die zu untersuchenden Partikel einzeln gehandhabt werden müssen, d.h. sie dürfen nicht zu klein sein; als Grenzdurchmesser kann $d_p \approx 1$ mm angegeben werden. Insgesamt sind drei direkte Methoden bekannt:

1. Die Messung auf der **Mikrowaage** ist sehr grundlegend und experimentell einfach zu realisieren. Ein einziger Partikel wird entweder direkt auf die thermisch isolierte Waagschale gelegt oder – besser – mit Hilfe einer Klemmvorrichtung in ein bis zwei Zentimeter Höhe

gehalten, so dass es vollständig von Luft umgeben ist. Die Abnahme der Partikelmasse im Verlauf der Trocknung wird von einem Computer aufgezeichnet; die Messdaten werden geglättet (s.u.).

Nachteile: Messung nur unter Umgebungsbedingungen, nur jeweils ein Partikel (Repräsentanz der Probennahme), niedrige Trocknungsgeschwindigkeiten evtl. nicht vergleichbar mit technischem Trockner.

2. Das Messprinzip im **Trocknungskanal** ist demjenigen der Mikrowaage sehr ähnlich. Der Unterschied ist, dass das Partikel hier von konditionierter Luft umströmt wird. Durch diese Umströmung lassen sich technisch übliche Trocknungsbedingungen einstellen (hohe Temperaturen, hohe Sherwoodzahlen). Allerdings verursacht die Turbulenz der Strömung Störungen der Waagenaufzeichnung, die mathematisch nicht ausgeglichen werden können. Daher ist eine unempfindlichere Waage nötig, die wiederum die Verwendung von vielen Partikeln (50 – 100 Stück) erfordert. Damit diese weiterhin als Einzelpartikel angeströmt werden, werden sie mit Abständen auf ein Netz geklebt.

Nachteil: ggf. Einfluss des Klebers.

3. Außerdem ist es möglich, ein Partikel in einem akustischen **Levitor** zu untersuchen [162]. Hierbei wird die stehende Welle eines Ultraschallfeldes genutzt, um das Partikel in Schwebe zu halten. Im Gegensatz zu den anderen beiden Methoden wird während der Trocknung nicht direkt die Masse bestimmt, sondern die Abluftfeuchte aufgezeichnet. Bei bekanntem Luftmassenstrom durch den Levitor kann – genau wie bei Wirbelschichtmessungen – aus einer Feuchtebilanz auf den zeitlichen Verlauf der Partikelfeuchte geschlossen werden.

Nachteile: Bilanzierung macht X -Bestimmung ungenau, Einfluss des Ultraschalls auf partikelinnere Prozesse ungeklärt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Levitormessungen nicht verwendet.

Die von einer Waage aufgenommene zeitabhängige Abnahme der Masse (Methoden Mikrowaage und Trocknungskanal) wird durch Turbulenzen oder Bodenerschütterungen meistens so stark gestört, dass die Daten geglättet werden müssen. Hierzu wird eine Kombination aus glättender kubischer Spline-Interpolation, Entfernen von Ausreißern und laufender Mittelwertbildung verwendet. Ausführlich wird von KEMP et al. [163] auf die Bedeutung und die Methoden der Glättung eingegangen.

Die oben beschriebenen direkten Methoden liefern alle eine Kurve „Gutsfeuchte X als Funktion der Zeit“ ($X(t)$ -Kurve). Diese kann durch Differenzenbildung in eine Trocknungskurve umgerechnet werden (siehe Kapitel 2). Die direkten Methoden zur Messung der Einzelpartikel-trocknungskurven wurden im Rahmen eines anderen Projektes am Lehrstuhl für Thermische Verfahrenstechnik in Magdeburg durchgeführt. Deshalb werden diese Methoden nur soweit beschrieben, wie es nötig ist, die Ergebnisse zu beurteilen.

Die Normierung der so erhaltenen Einzelpartikel-trocknungskurven erfolgt gemäß den unten aufgeführten Gleichungen (5.1) und (5.2). Die Werte für X_{cr} und \dot{m}_1 können einfach abgelesen und X_{eq} aus der Sorptionsisotherme bestimmt werden.

5.3.2 Indirekte Methoden

Als indirekte Methoden zur Ermittlung normierter Trocknungskurven kommen Messungen des Trocknungsverlaufs in einer Labor-Wirbelschicht oder in einer so genannten Dünnschicht („thin layer“ = Festbett mit kleiner Betthöhe [161]) in Frage. Da die Partikel nicht einzeln gehandhabt werden müssen, entfällt die Limitierung auf große Partikel; für kleine Partikel ($d_p < 1$ mm) stellen indirekte Methoden die einzige Möglichkeit dar, normierte Trocknungskurven zu bestimmen.

Weil die Bedingungen eines gradientenfreien Reaktors nicht eingehalten werden können, muss unter Anwendung eines fluiddynamischen Modells auf die sich örtlich und zeitlich verändernden Werte für die Gutsfeuchte und ggf. die Partikeltemperatur geschlossen werden. Die Einzelpartikel-trocknungskurve wird unmittelbar aus der gemessenen Wirbelschicht- bzw. Dünnschicht-Trocknungskurve gewonnen, indem für jeden Messpunkt (= für jedes X) $\dot{\nu}$ als normierte Trocknungsgeschwindigkeit (s.u.) angepasst wird. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur eigene Wirbelschichtmessungen mit dem in Abschnitt 3.5.4 beschriebenen Modell ausgewertet. Aus der Anpassung erhält man Kurven, die bezüglich der Trocknungsgeschwindigkeit schon normiert ist. Zur Normierung der Gutsfeuchte wird X_{cr} abgelesen und X_{eq} aus der Sorptionsisotherme bestimmt. Die Normierung wird im folgenden Abschnitt ausführlich erläutert.

Die zur Bestimmung der Einzelpartikel-trocknungskurven herangezogenen Wirbelschichtversuche müssen mit geringer Feststoffmenge durchgeführt werden, um Sättigung der Luft zu vermeiden; andernfalls ließe sich keine Einzelpartikelkinetik bestimmen. Diese Einschränkung gilt auch für die Dünnschichtmethode.

5.4 Normierte Trocknungskurven

Das von VAN MEEL [164] vorgeschlagene Konzept der normierten Trocknungskurve, auch „characteristic drying curve“ genannt, greift den Grundsatz der Differenzierung zwischen Prozess und Produkt (s.o.) unmittelbar auf. Es geht davon aus, dass die Charakteristik des Stofftransports im Partikelinneren unbeeinflusst vom äußeren, gaseitigen Stoff- und Wärmeübergang ist. Außerdem macht sich das Konzept die Existenz des 1. Abschnitts zunutze, der, wie in Kapitel 2 bzw. Abschnitt 5.2 beschrieben ist, dadurch hervorgerufen wird, dass nur gaseitige Transportwiderstände die Trocknungsgeschwindigkeit bestimmen.

Die Normierung einer gemessenen Einzelpartikel-trocknungskurve bezieht sich sowohl auf die Gutsfeuchte als auch auf die Trocknungsgeschwindigkeit. Letztere wird auf den konstanten Wert m_I (der Trocknungsgeschwindigkeit im 1. Abschnitt, siehe Abbildung 2.1(b)) bezogen, so dass die normierte Kurve die Verminderung der Trocknungsgeschwindigkeit durch die partikelinnere Kinetik während des 2. Abschnitts wiedergibt. Die Gutsfeuchte wird auf die kritische Gutsfeuchte bezogen, d.h. auf den Beginn des 2. Abschnitts. Da der Trocknungsprozess bei der hygroskopischen Gleichgewichtsfeuchte X_{eq} endet und diese wiederum von den äußeren Bedingungen (ϑ_{in} , Y_{in}) abhängt, wird diese jeweils abgezogen. In Formeln ausgedrückt lauten die Normierungsbedingungen

$$\eta = \frac{X - X_{eq}}{X_{cr} - X_{eq}} \quad (5.1)$$

und

$$\dot{\nu} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_I} \quad . \quad (5.2)$$

Die Normierung geht davon aus, dass sich die Form der normierten Kurve für das betreffende Material nicht ändert, unabhängig davon, unter welchen Bedingungen und wie schnell getrocknet wird. Dieses ist gleichbedeutend mit der Vorstellung, dass der Stofftransport in den Poren immer exakt gleichartig abläuft. Dass dieses oft nicht der Fall ist, zeigen schon die Ergebnisse von KRISCHER und KAST [1]. Sie stellen fest, dass X_{cr} mit zunehmender Trocknungsgeschwindigkeit größer wird. Dieser Zusammenhang ist leicht erklärlich: Oberhalb der kritischen Gutsfeuchte können definitionsgemäß die Poren mindestens so viel Feuchte an die Guts Oberfläche transportieren, wie dort durch die Grenzschicht abgeführt werden kann. Bei schneller Trocknung kann viel abgeführt werden und die Poren erreichen schon bei höherer Beladung ihre „Transportkapazitätsgrenze“; X_{cr} ist höher. Das Konzept der normierten Trocknungskurve vermag diesen Zusammenhang nicht wiederzugeben, weil es von einem konstanten X_{cr} ausgeht.

Messungen mit den Chargen G1800 und G1150, für die Einzelpartikel Trocknungskurven nach verschiedenen Methoden bestimmt wurden (siehe Abschnitt 6.8), bestätigen, dass sowohl X_{cr} als auch die Form der Kurve von der Trocknungsgeschwindigkeit abhängen. Auf diese Ergebnisse wird außer in Abschnitt 6.8 auch in [8] und [161] eingegangen.

Voraussetzung für die Bestimmung einer normierten Trocknungskurve aus gemessenen Einzelpartikel Trocknungskurven ist die Existenz des 1. Trocknungsabschnittes, nur dann lässt sich \dot{m}_I ablesen. Die theoretisch mögliche Berechnung dieser Trocknungsgeschwindigkeit nach Gleichung (2.1) scheitert in der Praxis an der genauen Bestimmung sowohl des Stoffübergangskoeffizienten als auch der aktiven Partikeloberfläche.

Wegen der mathematischen Einfachheit sowohl bei der Bestimmung als auch bei der Anwendung der normierten Trocknungskurve ist das Konzept dennoch zu empfehlen. Es könnte bei Bedarf z.B. auch mit variablem X_{cr} angewendet werden, wenn der Zusammenhang zwischen X_{cr} und \dot{m}_I experimentell ermittelt wurde.

Die Methode ist prinzipiell auch bei hygroskopischem Material anwendbar. Nachteilig ist, dass die physikalisch eindeutig als Gleichgewichtsverschiebung identifizierte Hygroskopizität im kinetischen Parameter „normierte Trocknungskurve“ ausgedrückt wird. Dadurch ist die Temperaturabhängigkeit des Gleichgewichtsdampfdruckes nicht mehr berücksichtigt. Streng genommen gilt die normierte Trocknungskurve dann nur für die gleichen Lufteintrittsbedingungen (ϑ_{in} , Y_{in}); nur dann ergibt sich während des Einzelpartikelexperimentes der gleiche Verlauf der Partikeltemperatur wie im Wirbelschicht-Versuch.

5.4.1 Modifizierte Normierung für stark hygroskopische Güter

Im vorhergehenden Abschnitt wurde das Konzept der Normierung der Einzelpartikel Trocknungskurve nach VAN MEEL erläutert. Es geht davon aus, dass das Material einen von partikelinneren Eigenschaften unbeeinflussten 1. Abschnitt mit konstanter Trocknungsgeschwindigkeit aufweist. Das Partikel befindet sich dann bezüglich Temperatur und Gasfeuchtebeladung an der Oberfläche im Beharrungszustand. Dieser Zustand ergibt sich zwar aufgrund anderer physikalischer Gesetzmäßigkeiten als der Zustand der adiabatischen Sättigung (vgl. Anhang A.5), weist aber

bei Temperaturen bis etwa 60°C nahezu die gleichen Werte für die Feststofftemperatur auf. Für die in dieser Arbeit verwendeten γ -Al₂O₃-Partikel gibt es diesen Beharrungszustand nicht; während des gesamten Trocknungsverlaufs ist das treibende Gefälle aufgrund der Hygroskopizität verringert, es gilt das sorptive Gleichgewicht.

Trotzdem ist das Normierungskonzept (nach den im Folgenden erläuterten Modifikationen) weiterhin anwendbar, denn die normierte Trocknungskurve beschreibt lediglich die Verminderung der Trocknungsgeschwindigkeit aufgrund kinetischer Hemmungen im Partikelinneren, nicht jedoch eine Veränderung des Gleichgewichts. Bei bekannter Abhängigkeit des hygroskopischen Gleichgewichts von der Gutsfeuchte, d.h. bei gemessener Sorptionsisotherme, lassen sich also die beiden Einflüsse (Kinetik und Gleichgewicht), die beide zur Verminderung der gemessenen Trocknungsgeschwindigkeit führen, von einander unterscheiden und auch mathematisch trennen. Hierzu wird der Nenner von Gleichung (5.2) so umdefiniert, dass er nicht mehr die als konstant angenommene Trocknungsgeschwindigkeit des 1. Abschnitts, sondern eine variable, vom hygroskopischen Gleichgewicht beeinflusste Trocknungsgeschwindigkeit entsprechend

$$\dot{\nu} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_I(X, \vartheta_P)} \quad (5.3)$$

beschreibt. Die so definierte normierte Trocknungsgeschwindigkeit $\dot{\nu}$ (mit $\dot{m}_I(X, \vartheta_P)$ nach Gleichung (2.2)) beinhaltet auch den nicht-hygroskopischen Fall, da dann $\dot{m}_I(X, \vartheta_P)$ wiederum konstant und gleich \dot{m}_I gemäß Gleichung (2.1) ist. Die Normierungsgleichung für die Gutsfeuchte X kann unverändert bleiben (Gleichung (5.1)). Da aber die Sorptionsisotherme für die Berechnung von $\dot{m}_I(X, \vartheta_P)$ sowieso vollständig bekannt sein muss, kann X_{eq} immer in Abhängigkeit vom Zustand des Gases bestimmt werden, das das Partikel jeweils umgibt. Es wird nicht mehr als konstant (d.h. in Abhängigkeit von den Gaseintrittsbedingungen) angegeben.

Um die normierte aus einer gemessenen Trocknungskurve zu bestimmen, muss – wie schon in Kapitel 2 angedeutet – die Partikeltemperatur bekannt sein. Da sie in der Regel einer direkten Messung nicht zugänglich ist, wird sie aufgrund einer Energiebilanz des Einzelpartikels berechnet. Ein Einzelpartikelmodell, das die Stoff- und Energiebilanzen in Abhängigkeit von den gaseitigen Bedingungen löst, wurde völlig analog zum entsprechenden Wirbelschichtmodell (Abschnitt 3.5.4) von BURGSCHWEIGER [8, 39] entwickelt. Mit Hilfe dieses Modells kann $\dot{m}_I(X, \vartheta_P)$ und damit $\dot{\nu}$ nach Gleichung (5.3) bestimmt werden.

Praktisch erfolgt die Bestimmung der normierten Trocknungskurve so, dass die SHERWOODzahl, die für die Modellrechnungen vorgegeben werden kann (die NUSSELTzahl wird analog dazu bestimmt), so lange variiert wird, bis im Bereich hoher Gutsfeuchten die gemessene und berechnete Trocknungskurve übereinstimmen. Die kritische Gutsfeuchte wird dann als jene Feuchte bestimmt, bei der die Messkurve unter die Modellkurve fällt. Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft ein solches Ergebnis. Da die berechnete Kurve nur die hygroskopische Verminderung des treibenden Gefälles berücksichtigt, während die Messwerte auch kinetische Stofftransporthemmungen während des 2. Abschnitts beinhalten, ist ihr Abstand (dunkle Fläche in Abbildung 5.1) ein Maß für die Verminderung der Trocknungsgeschwindigkeit im 2. Abschnitt. Im Vergleich dazu zeigt die helle Fläche die Verminderung von \dot{m} durch Verminderung des treibenden Gefälles, d.h. durch Verschiebung des hygroskopischen Gleichgewichts.

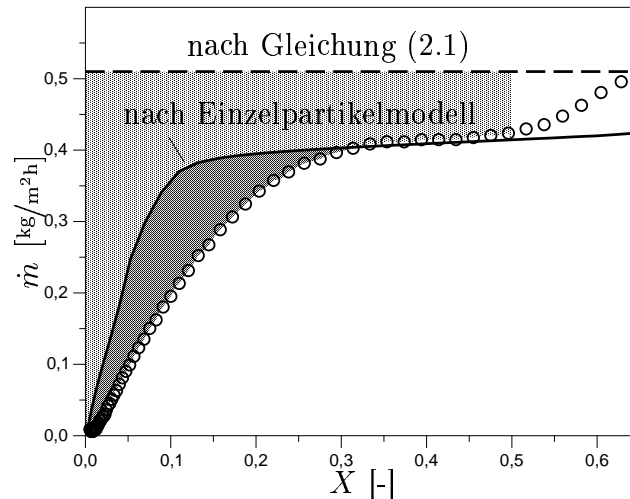


Abb. 5.1: Erläuterung zur Modifikation des Normierungskonzepts nach VAN MEEL für stark hygroskopische Güter; die Messkurve (Charge G1800a, Trocknungskanal, $\vartheta_G = 40^\circ\text{C}$, $u = 0,049\text{ m/s}$) im Vergleich zur Kurve gemäß Einzelpartikelmodell (basierend auf Gleichung (2.2)) und zu \dot{m}_1 nach Gleichung (2.1). Experimentelle Werte für $X > 0.5$ werden durch den Einfluss des Netzes verfälscht und vernachlässigt [9].

5.5 Die Anwendung der volume-averaging-Methode

Die in Abschnitt 5.4 beschriebene Methode der normierten Trocknungskurve beruht allein auf Messungen am Einzelpartikel. Sie erlaubt kaum Einblick in die Trocknung im Gutsinneren. Da aber andererseits im mikroskopischen Maßstab weder die Mechanismen des Stofftransports noch der Aufbau des Porensystems *genau* bekannt sind, hat WHITAKER die Methode der Volumenmittelung, engl.: volume averaging, vorgeschlagen [165, 166, 167] und auf die Trocknung angewendet. Er geht von fundamentalen Gleichungen für die Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie aus, die an jeder einzelnen Stelle im Partikel gelten müssen, an der sich die entsprechende Phase (fest, flüssig oder gasförmig) befindet.

Diese Gleichungen lassen sich zwar zusammen mit den entsprechenden Randbedingungen formulieren, aber wegen der komplexen Geometrie eines porösen Körpers nicht lösen. Lösbar sind sie hingegen auf makroskopischer Ebene, d.h. für ein Volumenelement, das groß genug ist, um eine Mittelwertbildung über alle Größen sinnvoll werden zu lassen. Andererseits soll es nicht zu groß sein, damit die Gradienten der einzelnen Größen erhalten bleiben. Abbildung 5.2 zeigt schematisch ein solches Volumenelement, das im Falle der Trocknung die drei Phasen Feststoff, flüssiges Wasser und feuchte Luft enthält. Durch das volume averaging werden die diskret vorliegenden Phasen mathematisch zu Kontinua umgeformt, so dass entsprechende Transport- und Erhaltungsgleichungen leicht gelöst werden können. WHITAKER beschreibt die physikalischen und mathematischen Grundlagen des volume averaging ausführlich in seinen Veröffentlichungen, weshalb hier nicht weiter darauf eingegangen wird. Lediglich zwei Punkte seien herausgegriffen: Lokales thermisches Gleichgewicht wird vorausgesetzt, d.h. an den Grenzflächen gibt es keine Temperatursprünge. Außerdem werden Wärme- und Impulsaustausch über Grenzflächen hinweg in Effektivwerte für die Wärmeleitfähigkeit bzw. die Permeabilität „gepackt“. Diese Werte müssen gemessen werden. Die volume-averaging-Methode hat inzwischen verbreitete Anwen-

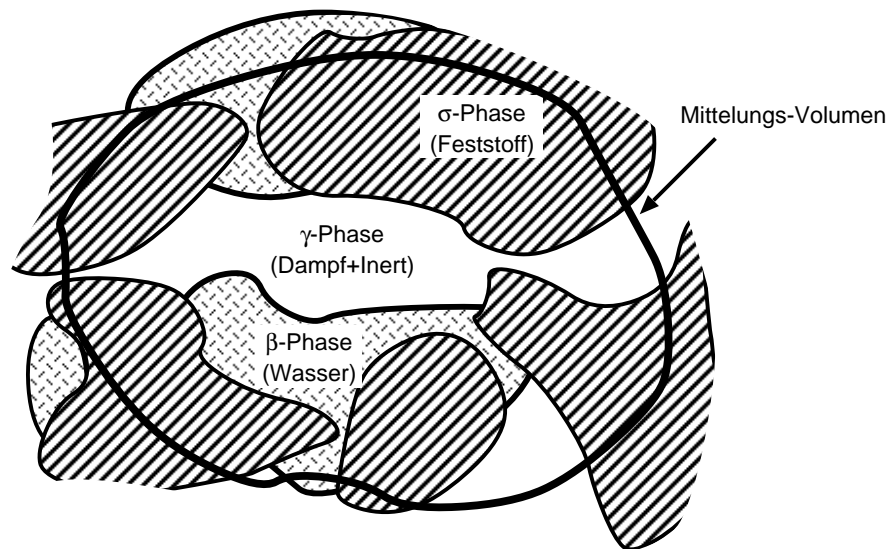


Abb. 5.2: Schematische Darstellung eines Volumenelements zur Mittelung nach der volume-averaging-Methode (entnommen aus [166]).

dung (z.B. [152, 168, 169]) gefunden. Die mathematische und physikalische Umsetzung im Rahmen dieser Arbeit ist in Anhang D beschrieben, Abschnitt 8.4.3 zeigt die Ergebnisse der Wand-Wärmeübergangs-Berechnungen, Abschnitt 6.8 berechnete Einzelpartikelrocknungskurven und vergleicht diese, soweit möglich, mit Messergebnissen.

6. VERSUCHSMATERIAL

In diesem Kapitel wird auf alle physikalischen Eigenschaften der für die Wirbelschichtversuche verwendeten Feststoffe eingegangen. Hierzu zählen neben primären Größen wie z.B. dem Partikeldurchmesser oder der spezifischen Wärmekapazität auch Eigenschaften, die für das Trocknungsverhalten entscheidend sind, nämlich die Hygroskopizität und die Kinetik des partikelinneren Stofftransports.

Bei allen behandelten Eigenschaften wird zunächst auf die verwendeten Bestimmungsmethoden eingegangen. Obwohl in der Literatur (siehe z.B. [170]) verschiedene Stoffwerte gegeben sind, wurden die Werte der verwendeten Feststoffe in der Regel gemessen. Dieses Vorgehen ist zum einen nötig, weil die meisten Werte für α - Al_2O_3 (Korund) gegeben sind und nicht für das verwendete γ - Al_2O_3 , und zum anderen, weil alle wichtige Stoffgrößen auch von der Porenstruktur beeinflusst werden und somit nicht allgemeingültig angegeben werden können. Dabei sind, unter anderem abhängig vom Partikeldurchmesser, verschiedene Messmethoden sinnvoll. Außerdem werden die Messergebnisse detailliert dargestellt.

Insgesamt standen verschiedene Chargen zur Verfügung, deren Bezeichnungen entweder derjenigen des Herstellers angeglichen oder von der mittleren Partikelgröße abgeleitet wurden. Die Chargen werden teilweise wie unten dargestellt noch einmal unterteilt, weil Material aus verschiedenen Produktionschargen verwendet wurde, da von der ersten Anlieferung nach Abschluss der Vorversuche (vgl. Abschnitt 7.2.1) nicht mehr genug Material zu Verfügung stand (betrifft Chargen G1800 und G1150).

In Tabelle 6.1 werden die Chargennamen sowie der jeweilige Hersteller genannt. Der Unterschied zwischen den Chargen G0260 und NWA bedarf der Erläuterung: NWA stellt ein Produkt mit breiter Partikelgrößenverteilung dar. Da von dieser Charge eine größere Menge zur Verfügung stand, sollten daraus durch Siebung mehrere Chargen mit enger Verteilung hergestellt werden. Die Siebung hat – wahrscheinlich wegen hoher interpartikulärer Haftkräfte – nicht funktioniert, so dass der Hauptanteil (Name: G0260) der gesiebten Chargen (wider Erwarten) nahezu die gleiche Partikelgrößenverteilung aufweist wie die Ursprungscharge. Auf weitere „Siebungsversuche“ wurde daraufhin verzichtet.

Tabelle 6.2 fasst die wesentlichen Eigenschaften aller verwendeten Chargen zusammen, die in den folgenden Abschnitten ausführlich erläutert werden.

Die Stoffwerte der Fluide (Luft, Dampf und Wasser) werden nach der Literatur entnommenen Gleichungen bestimmt, die in Anhang A zusammengefasst sind.

6.1 *Der Werkstoff Aluminiumoxid*

PETZOLD und ULBRICHT [171] haben den Werkstoff Aluminiumoxid und seine technische

Tab. 6.1: Herkunft und Namensvergabe aller verwendeten Chargen.

Charge	Beschreibung	Hersteller, Produktname
G1800a	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 1800 \mu\text{m}$, verwendet in Vorversuchsanlage	Condea Chemie, Hamburg, Aktivtonerde
G1800b	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 1800 \mu\text{m}$, verwendet in Hauptversuchsanlage	Condea Chemie, Hamburg, Aktivtonerde
G1150a	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 1150 \mu\text{m}$, verwendet in Vorversuchsanlage	Condea Chemie, Hamburg, Aktivtonerde
G1150b	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 1150 \mu\text{m}$, verwendet in Hauptversuchsanlage	Condea Chemie, Hamburg, Aktivtonerde
G0800	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 800 \mu\text{m}$	Condea Chemie, Hamburg, Aktivtonerde
G0260	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 260 \mu\text{m}$, hergestellt durch eigene Siebung aus Charge NWA (siehe auch Text)	
NWA	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 255 \mu\text{m}$	Condea Chemie, Hamburg, NWA-155
AOS	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 100 \mu\text{m}$	Aluminium Oxid Stade, Stade, Aluminiumoxid
NG100	γ -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 50 \mu\text{m}$	Nabaltec GmbH, Schwandorf, NG100
NO203	α -Al ₂ O ₃ mit $d_P \approx 50 \mu\text{m}$	Nabaltec GmbH, Schwandorf, NO203

Charge	Material	d_P μm	ρ_P kg/m^3	$\epsilon_{\text{bed,mf}}$ –	Geldart-Gruppe –
G1800a	γ -Al ₂ O ₃	1800	1040	0,4	D
G1800b	γ -Al ₂ O ₃	1820	1070	0,4	D
G1150a	γ -Al ₂ O ₃	1150	915	0,4	D
G1150b	γ -Al ₂ O ₃	1140	915	0,4	D
G0800	γ -Al ₂ O ₃	770	1350	0,39	B,D
G0260	γ -Al ₂ O ₃	255	1325	0,365	B
NWA	γ -Al ₂ O ₃	255	1325	0,365	B
AOS	γ -Al ₂ O ₃	100	1870	0,47	A
NG100	γ -Al ₂ O ₃	49	1850	0,4	A
NO203	α -Al ₂ O ₃	52	2040	0,44	A

Tab. 6.2: Zusammenfassung der wesentlichen Feststoffeigenschaften aller verwendeten Chargen.

Verwendung ausführlich beschrieben. Demnach ist Aluminiumoxid ein sehr häufig verwendeter keramischer Werkstoff, so z.B. als wichtiger Bestandteil des Porzellans, als Isolator in der Elektro- und Elektronikindustrie oder als Schleifmittel. Diese Anwendungen erfordern einen harten und chemisch stabilen Werkstoff, den Aluminiumoxid nur in seiner Konfiguration als α - Al_2O_3 (Korund) darstellt. Diese Kristallstruktur entsteht beim Brennen (Calcinieren) bei Temperaturen über 1200°C und ist als einzige bei allen Temperaturen thermodynamisch stabil. Die Charge NO203 (s.u.) besteht aus α - Al_2O_3 . Alle anderen Chargen bestehen aus γ - Al_2O_3 , also der γ -Kristallstruktur des Aluminiumoxids. Sie ist technisch insbesondere deshalb von großer Bedeutung, weil sie eine große innere Oberfläche (bis über $200\text{ m}^2/\text{m}^3$) aufweist. Dadurch sind γ - Al_2O_3 -Partikel ideale Katalysatorträger und Adsorptionsmittel. Die Herstellung von γ - Al_2O_3 erfolgt meist aus Böhmit (AlOOH) durch Dehydratation. γ -Aluminiumoxid ist weniger hart, weniger dicht und wesentlich instabiler als α -Aluminiumoxid. Elektronenmikroskopische Aufnahmen dieser beiden Hauptformen in [171] zeigen, woraus diese Unterschiede resultieren. α - Al_2O_3 weist deutlich größere Kristalle und wenige große Poren auf. Die Aktivität von γ - Al_2O_3 ist zum einen in der feinporigen Struktur und der großen inneren Oberfläche begründet. Zum anderen spielt die Kristallstruktur eine entscheidende Rolle. Das γ - Al_2O_3 -Gitter weist Verzerrungen und Stapelfehler auf und es können restliche OH-Gruppen vorhanden sein, wenn die Dehydratation nicht vollständig verlaufen ist. Beides führt zu aktiven Zentren, die sowohl für die Katalyse als auch für die Adsorption wichtig sind. Insbesondere das stark hygroskopische Verhalten, das in Abschnitt 6.7 beschrieben ist, spielt im Rahmen dieser Arbeit eine große Rolle.

6.2 Partikeldurchmesser

Es wurde versucht, Partikel mit Durchmessern $d_P \geq 800\ \mu\text{m}$ (Chargen G1800, G1150 und G0800) mit einem Bildverarbeitungssystem zu vermessen. Hierzu wurden etwa 100 Partikel auf einer von unten beleuchteten Platte so ausgebreitet, dass sie sich möglichst nicht berühren. Über eine CCD-Kamera wurde ein Bild aufgenommen und dann mittels der Bildverarbeitungssoftware ausgewertet, die ein Programmmodul zur Partikelgrößenanalyse beinhaltet. Hauptfehlerquelle der Auswertung war die Definition des Partikelrandes im Sinne eines Schwellwertes für die Helligkeit. Hell bedeutet hier „Hintergrund“ und dunkel „Partikel“. Da die Partikel nicht flach, sondern rund sind, bilden sich im Bereich des Partikelrandes Schatten, also fließende Übergänge zwischen hell und dunkel. Zum Vergleich wurden mindestens 100 Partikel mit einem Messschieber (Auflösung: $0,01\text{ mm}$) vermessen. Diese Messergebnisse zeigten sich als reproduzierbarer und weniger fehleranfällig als diejenigen des Bildverarbeitungssystems. Deshalb wurden nur die Ergebnisse der Messschieber-Messungen verwendet. Insgesamt wird der Messfehler auf maximal $\Delta d_P \approx 0,04\text{ mm}$ geschätzt; das ergibt einen relativen maximalen Fehler von etwa 5%. Messprinzipbedingt liefert diese Methode Anzahlverteilungen; eine Umrechnung auf Volumenverteilungen wurde nicht vorgenommen, da die entsprechenden Chargen sehr enge Größenverteilungen aufweisen, so dass beide Verteilungsarten sehr ähnlich sind.

Zur Partikelgrößenanalyse von kleineren Partikeln, $d_P < 800\ \mu\text{m}$, wurde ein Laserbeugungsspektrometer „Helos“ der Firma Sympatec verwendet. Diese Messmethode liefert Volumenverteilungen. Die Partikelgrößenverteilungen der Chargen AOS, NG100 und NO203 waren vom Hersteller mitgeliefert worden. Da sie mit anderen Messverfahren ermittelt wurden, sind sie nur bedingt vergleichbar mit den Laserbeugungsspektrometer-Messungen.

Als zusätzliche Fehlerquelle hat sich die Probennahme herausgestellt. Es zeigte sich, dass während des Transports große Partikel bevorzugt nach unten und kleine bevorzugt nach oben wandern. Dieses Phänomen gilt als typisch und wurde durch Probennahmen von verschiedenen Stellen des Transportbehälters (oben, mitte, unten) ausgeglichen. Die in Tabelle 6.3 aufgeführten Werte beruhen auf einer Mittelwertbildung der Messungen. Die angegebenen Werte für eine RRSB-Verteilung wurden an die gemessenen Verteilungen angenähert, wobei Besonderheiten wie Bidispersität nicht berücksichtigt wurden. Daher ist diese Annäherung als sehr ungenau zu betrachten. Aussagekräftig ist vor allem der RRSB-Exponent n , der ein Maß für die breite der Verteilung ist: Je höher n um so enger ist die Verteilung. Abbildung 6.1 zeigt die gemessenen Partikelgrößenverteilungen.

Tab. 6.3: Ergebnisse der Partikelgrößenmessungen. Die Werte der RRSB-Verteilung sind lediglich Näherungen (RRSB-Gleichung: $Q = 1 - \exp[-(d/d')^n]$). Die minimalen und maximalen Partikeldurchmesser geben ungefähr die Grenzen der Partikelgrößenverteilung an. Die Verteilungskurven sind in Abbildung 6.1 dargestellt.

Charge	RRSB			$d_{P,\min}$ μm	$d_{P,\max}$ μm	Bemerkung
	d_P μm	d' μm	n –			
G1800a	1800	1830	40	1700	1900	bidispers, Anzahlverteilung
G1800b	1820	1830	120	1740	1880	Anzahlverteilung
G1150a	1150	1200	30	1000	1400	Anzahlverteilung
G1150b	1140	1420	120	1100	1180	Anzahlverteilung
G0800	770	nicht bestimmbar		700	1000	bidispers, Anzahlverteilung
G0260	255	285	4,5	5	400	Volumenverteilung
NWA	255	288	5,0	5	400	Volumenverteilung
AOS	100	110	3,0	1	220	Volumenverteilung
NG100	49	58	3,0	1	130	Volumenverteilung
NO203	52	62	2,5	1	100	Volumenverteilung

6.3 Schüttdichte und Partikeldichte

Schüttdichte und Partikeldichte sind aus messtechnischer Sicht eng miteinander verknüpft. Deshalb werden sie hier zusammen behandelt.

Die Messung der Schüttdichte ρ_{bed} erfolgt in Anlehnung an ISO903. 250 ml ($= V_{\text{bed}}$) trockenes Schüttgut werden in einen entsprechenden Messzylinder (innerer Durchmesser $d_{\text{bed}} = 35$ mm) gefüllt und gewogen ($\Rightarrow M_{\text{bed}}$). Die scheinbare Schüttdichte ergibt sich aus $\rho_{\text{bed}} = M_{\text{bed}}/V_{\text{bed}}$. Die so berechnete Schüttdichte muss wegen des Wandinflusses korrigiert werden. Aus einer empirischen Gleichung nach SCHUSTER [172] für die Porosität der Schüttung an der Wand kann

$$\epsilon_{\text{bed,appar}} = \epsilon_{\text{bed}} \left[1 + 0,555 \frac{d_P}{d_{\text{bed}}} \left(\exp[1] + \exp \left[1 - \frac{d_{\text{bed}}}{d_P} \right] \right) \right] \quad (6.1)$$

abgeleitet werden. Die scheinbare Schüttungsporosität ist höher als ϵ_{bed} . Die Korrektur wurde bei allen Berechnungen berücksichtigt.

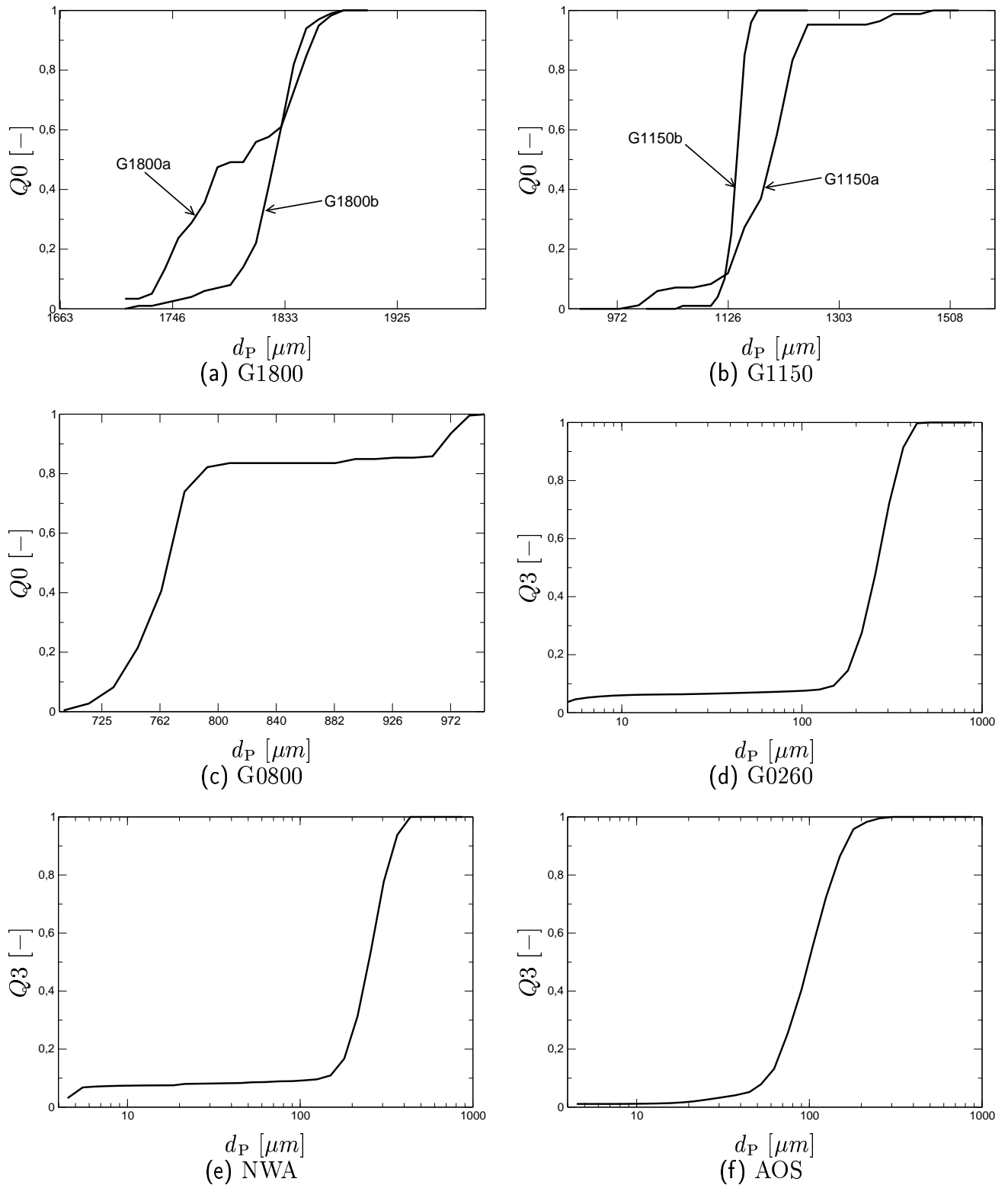


Abb. 6.1: Partikelgrößenverteilungen aller verwendeter Chargen.

(Q0: Anzahl-Summenkurven, Q3: Volumen-Summenkurven)

(Fortsetzung →)

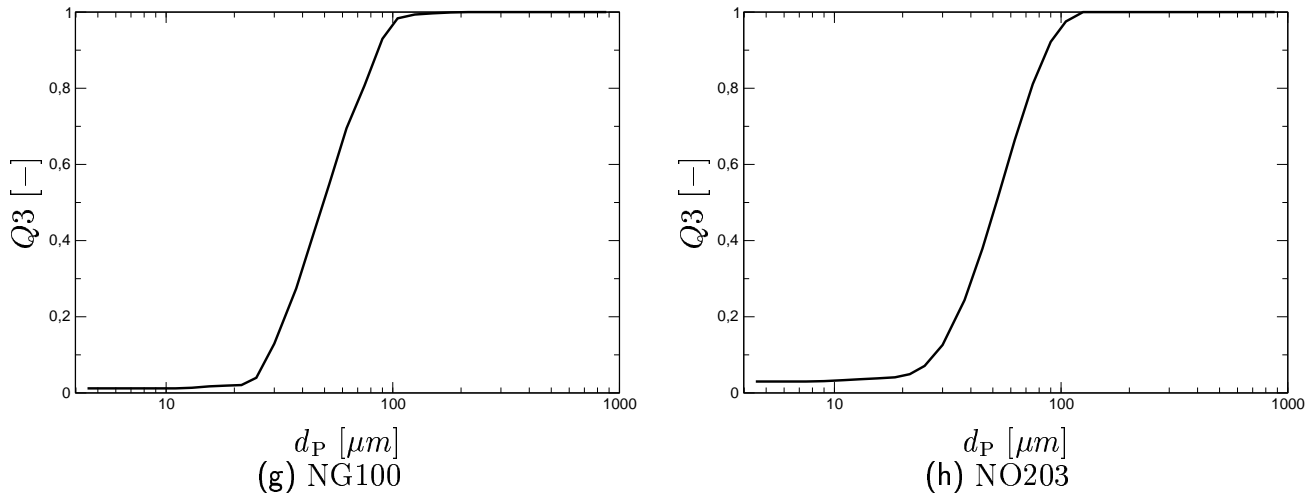


Abb. 6.1: (Fortsetzung:) Partikelgrößenverteilungen aller verwendeter Chargen.
(Q0: Anzahl-Summenkurven, Q3: Volumen-Summenkurven)

Bekannte Schüttungsporosität

Bei bekannter Schüttungsporosität ϵ_{bed} (bzw. $\epsilon_{\text{bed,appar}}$) kann die Partikeldichte bestimmt werden:

$$\rho_{\text{P}} = \rho_{\text{bed}} \frac{1}{1 - \epsilon_{\text{bed}}} \quad . \quad (6.2)$$

Umgekehrt ist es möglich, bei bekannter Partikeldichte die Schüttungsporosität zu bestimmen, die gleich der Lockerungsporosität $\epsilon_{\text{bed,mf}}$ ist:

$$\epsilon_{\text{bed}} = 1 - \frac{\rho_{\text{bed}}}{\rho_{\text{P}}} \quad . \quad (6.3)$$

Bei der Bestimmung der Partikeldichte ρ_{P} muss zwischen Feststoffchargen mit bekannter bzw. unbekannter Schüttungsporosität unterschieden werden. Monodisperse Schüttungen weisen eine mittlere Porosität der ungeordneten Schüttung von $\epsilon_{\text{bed}} = 0,4$ auf [10]. Aus der gemessenen Schüttdichte kann die Partikeldichte somit nach Gleichung (6.2) berechnet werden.

Fehler dieser Messmethode ergeben sich aus Ablesefehlern (Schüttvolumen, Messzylinderdurchmesser), aus ungenauer Bestimmung des Partikeldurchmessers (s.o.) und aus evtl. vorhandener Restfeuchte in den Partikeln. Der sich aus diesen drei Faktoren ergebende Fehler wird auf insgesamt $\Delta\rho_{\text{bed}} = \pm 15 \text{ kg/m}^3$ geschätzt. Vor allem ergeben sich Fehler aus der Annahme der Schüttungsporosität $\epsilon_{\text{bed}} = 0,4$ (der ungestörten Schüttung). Dieser Wert wird empfohlen aufgrund von Erfahrungen über die Porosität regelloser monodisperser Schüttungen, für die Werte zwischen 0,38 und 0,41 bestimmt wurden [10]. Insgesamt wird der Messfehler auf maximal $\Delta\rho_{\text{P}} \approx 50 \text{ kg/m}^3$ geschätzt; das ergibt einen relativen maximalen Fehler von etwa 5%.

Unbekannte Schüttungsporosität

Polydisperse Schüttungen (Chargen G0260, NWA, AOS, NG100 und NO203) weisen kleinere Schüttungsporositäten auf, wenn die Partikel näherungsweise kugelförmig sind. Für bidisperse Gemische hat JESCHAR [10, 173] Grenzkurven abgeleitet, die das minimal mögliche ϵ_{bed} als

Funktion des Feinanteils bestimmen. Für die aus zwei eindeutig differenzierbaren Partikelsorten zusammengesetzte Charge G0800 wurden die entsprechenden Gleichungen angewendet und eine Schüttungsporosität von $\epsilon_{\text{bed}} = 0,39$ bestimmt.

Eine Vorhersage von ϵ_{bed} ist für polydisperse Schüttungen nicht möglich; Messungen sind unerlässlich. Grundsätzlich ist hierfür die Helium-Pyknometrie geeignet, wenn die Partikel selbst nicht porös sind. Helium „unterscheidet“ nicht zwischen Hohlräumen innerhalb und außerhalb der Partikel, so dass sich die Schüttungsporosität nicht unabhängig von derjenigen der Partikel bestimmen lässt. Demnach müssen bei unbekannter Schüttungsporosität die Partikeldichte und die Schüttungsporosität indirekt bestimmt werden. Einen einfachen – wenn auch ungenauen – Weg hierfür eröffnen die durchgeführten Trocknungsversuche mit der gemessenen Anfangsfeuchte X_0 . Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Poren des Partikels zu Anfang des Trocknungsversuches vollständig gesättigt sind. Aufgrund dieser Annahme kann man bei bekannter Feststoffdichte ρ_S die Partikelporosität gemäß

$$\epsilon_P = \frac{1}{\frac{\rho_\ell}{\rho_S} \frac{1}{X_0} + 1} \quad (6.4)$$

und die Partikeldichte daraus gemäß

$$\rho_P = \rho_S(1 - \epsilon_P) \quad (6.5)$$

berechnen. Die Feststoffdichte ρ_S wurde mittels Heliumpyknometrie gemessen. Tatsächlich ist X_0 nicht immer gleich. Daher wurde so verfahren, dass ρ_P sowohl mit dem minimalen als auch dem maximalen X_0 bestimmt und daraus der Mittelwert berechnet wurde.

Die entscheidende Unsicherheit dieser Dichte- und Porositätsbestimmungsmethode ist die Annahme, dass bei Anfangsfeuchte X_0 alle Poren gefüllt sind. Vor allem angesichts der Tatsache, dass der Wert für X_0 einen Mittelwert darstellt, der sich aus dem Mischen von sehr feuchtem, klumpenden mit trockenem Material (vgl. Abschnitt 7.2.2) ergibt. Wenn man annimmt, dass Poren nur zu 90 % gefüllt sind, ergeben sich bei $X_0 = 0,4$ um etwa 4 %, bei $X_0 = 0,2$ um 6 % niedrigere Partikelporositäten. Aus diesen Werten kann man schließen, dass diese Methode trotz aller Unsicherheiten Partikelporositäten mit hinreichender Genauigkeit liefert. Insgesamt wird der relative Messfehler aufgrund der Mittelwertbildung sowohl für ρ_P als auch für ϵ_P auf unter 10 % geschätzt.

Tabelle 6.4 enthält alle bestimmten Werte. Für die Charge G1800a wurde der Messwert durch eine Quecksilberporosimetrie-Messung bestätigt.

6.4 Spezifische Wärmekapazität

Die spezifische Wärmekapazität c_P eines Stoffes ist ein Maß für die Energie, die die Moleküle bei Temperaturerhöhung in Form von kinetischer Energie aufnehmen [174]. Deshalb hängt c_P nur von der Kristall- (= Molekül-) struktur, nicht aber von der Geometrie oder Porenstruktur des Feststoffes ab, so dass sie nur einmal für die Charge G1800a gemessen wurde. Hierzu wurde das Material getrocknet und gemahlen in ein DSC-Thermoanalysator (differential scanning calorimeter) langsam von 30 °C bis 150 °C aufgeheizt und aus der dazu benötigten Energie

Tab. 6.4: Ergebnisse der Bestimmung der Partikeldichten und Lockerungsporositäten.

Charge	ρ_P	$\epsilon_{\text{bed,mf}}$	ρ_S	ϵ_P	nach Gleichung
	kg/m ³	–	kg/m ³	–	
G1800a	1040	0,4	3200	0,67	(6.2) und (6.3)
G1800b	1070	0,4	2992	0,64	(6.2) und (6.3)
G1150a+b	915	0,4	3250	0,58	(6.2) und (6.3)
G0800	1350	0,39	3000	0,55	(6.2) und (6.3)
G0260	1325	0,365	3188	0,44	(6.4) und (6.5)
NWA	1325	0,365	3223	0,445	(6.4) und (6.5)
AOS	1870	0,47	3466	0,45	(6.4) und (6.5)
NG100	1850	0,40	3401	0,46	(6.4) und (6.5)
NO203	2040	0,44	3922	0,48	(6.4) und (6.5)

die Wärmekapazität bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit von c_P kann mit der empirischen Gleichung

$$c_P = 925,27[\text{J/kg K}] + 0,4786[\text{J/kg K}] \frac{\vartheta_P}{^\circ\text{C}} \quad (6.6)$$

beschrieben werden. Diese Gleichung wurde für alle Chargen verwendet. Da der Einfluss von c_P auf die Berechnungsergebnisse gering ist, wurde auf genauere Messungen verzichtet.

6.5 Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit eines porösen Feststoffs hängt nicht nur von der Wärmeleitfähigkeit des Materials, sondern auch von seiner Porenstruktur ab. Dabei spielen zum einen die Porosität und der Porendurchmesser eine entscheidende Rolle, zum anderen muss der Einfluss der Partikelfeuchte berücksichtigt werden, die sich in Form der höheren Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Wassers sowie durch Dampfdiffusion in benetzten Poren bemerkbar machen kann. Dampfdiffusion ist ein Wärmetransportmechanismus, der auf der Diffusion von Wasserdampf von einer Porenwand zur anderen beruht (SCHLÜNDER und TSOTSAS [10]). Dabei wird an der warmen Seite Wärme zur Verdunstung aufgenommen und an der kalten durch Kondensation wieder abgegeben. Berechnungen zeigen, dass bei Temperaturen über 60 °C die Wärmeleitfähigkeit λ_{diff} diejenige des flüssigen Wassers übersteigt. Trotzdem wird dieser Effekt im Falle des hier untersuchten hygroskopischen Materials vernachlässigt. Zum einen weisen nicht alle Poren benetzte Wände auf, sondern sind entweder ganz trocken oder (häufiger) noch vollständig mit Wasser gefüllt. Zum anderen bedeuten benetzte Wände sorptiv gebundenes Wasser entsprechend einer monomolekularen Bedeckung (vgl. Abschnitt 6.7.1), also einen deutlich erniedrigten Dampfdruck. Dementsprechend ist λ_{diff} auch deutlich niedriger.

Die Wärmeleitfähigkeit des porösen Partikels wird nach einem Vorschlag von KRISCHER (siehe auch [10]) bestimmt, der eine gemischte parallele und serielle Wärmeleitung in der Feststoff-

matrix und den Poren annimmt. Danach gilt

$$\lambda_P = \left(\frac{1 - \alpha}{\lambda_{\text{seriell}}} + \frac{\alpha}{\lambda_{\text{parallel}}} \right)^{-1}, \quad (6.7)$$

wobei:

$$\lambda_{\text{parallel}} = \left(\frac{\epsilon_P}{\lambda_{\text{pore}}} + \frac{1 - \epsilon_P}{\lambda_S} \right)^{-1},$$

$$\lambda_{\text{seriell}} = \epsilon_P \lambda_{\text{pore}} + (1 - \epsilon_P) \lambda_S,$$

$$\lambda_{\text{pore}} = S \lambda_\ell + (1 - S) \lambda_G$$

und $\alpha = 0,2$ (empirischer Faktor [10])

sind. In [175] ist für die Wärmeleitfähigkeit von $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (Dichte $\rho_S = 3970 \text{ kg/m}^3$) bei 27°C ein Wert von 36 W/mK gegeben. Mit diesem Wert als Feststoffwärmeleitfähigkeit λ_S wird λ_P berechnet.

6.6 Fluidisationsverhalten

Wie in Abschnitt 3.3 dargestellt, kann das Fluidisationsverhalten von Feststoffen in vier verschiedene Gruppen eingeteilt werden, für die GELDART [36] und MOLERUS [37] verschiedene (halb-)empirische Abgrenzungskriterien angeben. Die Unterschiede im Fluidisationsverhalten, die sich sowohl auf die Blasen als auch auf die Partikelbewegung in der Wirbelschicht beziehen, resultieren demnach aus dem Verhältnis zwischen Gewicht- und Haftkräften der Partikel. Die sich ergebenden Geldart- und Molerus-Gruppen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Feststoffe sind in Tabelle 6.5 aufgeführt. Dabei ist berücksichtigt, dass die Partikel während der Trocknung leichter werden und gegebenenfalls die Gruppenzugehörigkeit wechseln. Da es sich bei den hier eingesetzten Versuchsstoffen um keramische Partikel handelt, wurde der von MOLERUS angegebene Wert der Haftkraft von $F_H = 8,76 \cdot 10^{-8} \text{ N}$ (für harte Materialien) für die Berechnungen zugrunde gelegt. Zudem ist in Abbildung 6.2 die Gruppenzugehörigkeit der untersuchten Chargen auch in Abhängigkeit der Gutsfeuchte dargestellt.

Neben den berechneten Gruppenzugehörigkeiten ist in Tabelle 6.5 auch aufgeführt, welchen Gruppen die verschiedenen Chargen aufgrund eigener Beobachtungen zugeordnet werden können. Diese Beobachtungen wurden zum einen während der Wirbelschicht-Trocknungsversuche gemacht. Zum anderen wurden zur Dokumentation und zur detaillierten Auswertung Videoaufnahmen gemacht: Bei verschiedenen Luftvolumenströmen wurden sowohl feuchtes als auch trockenes Material untersucht. Auf die Wiedergabe dieser Aufnahmen in Form von Einzelbildern wird verzichtet, weil deren Aussagekraft eher gering ist. Für alle verwendeten Chargen gilt, dass bei feuchtem Material Partikel aneinander haften und dadurch das Fluidisationsverhalten verändert ist. Dass sich für (oberflächen-) feuchtes Material die Haftkräfte ändern und damit die Gruppengrenzen verschieben, wird auch von UHLEMANN und MÖRL [40] erwähnt. Beobachtet wurde, dass selbst Wirbelschichten der Charge G1800 zur Kanalbildung neigen, d.h. zu einem Verhalten entsprechend Gruppe C. Je feiner die Partikel sind, um so stärker ist diese Agglomerationseigenschaft ausgeprägt. Dementsprechend wurde, wie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben wird, diesen Chargen vor Versuchsbeginn trockenes Material zugemischt, um die Oberflächenfeuchte zu binden, die interpartikulären Haftkräfte zu vermindern und so die Fluidisation überhaupt erst zu ermöglichen.

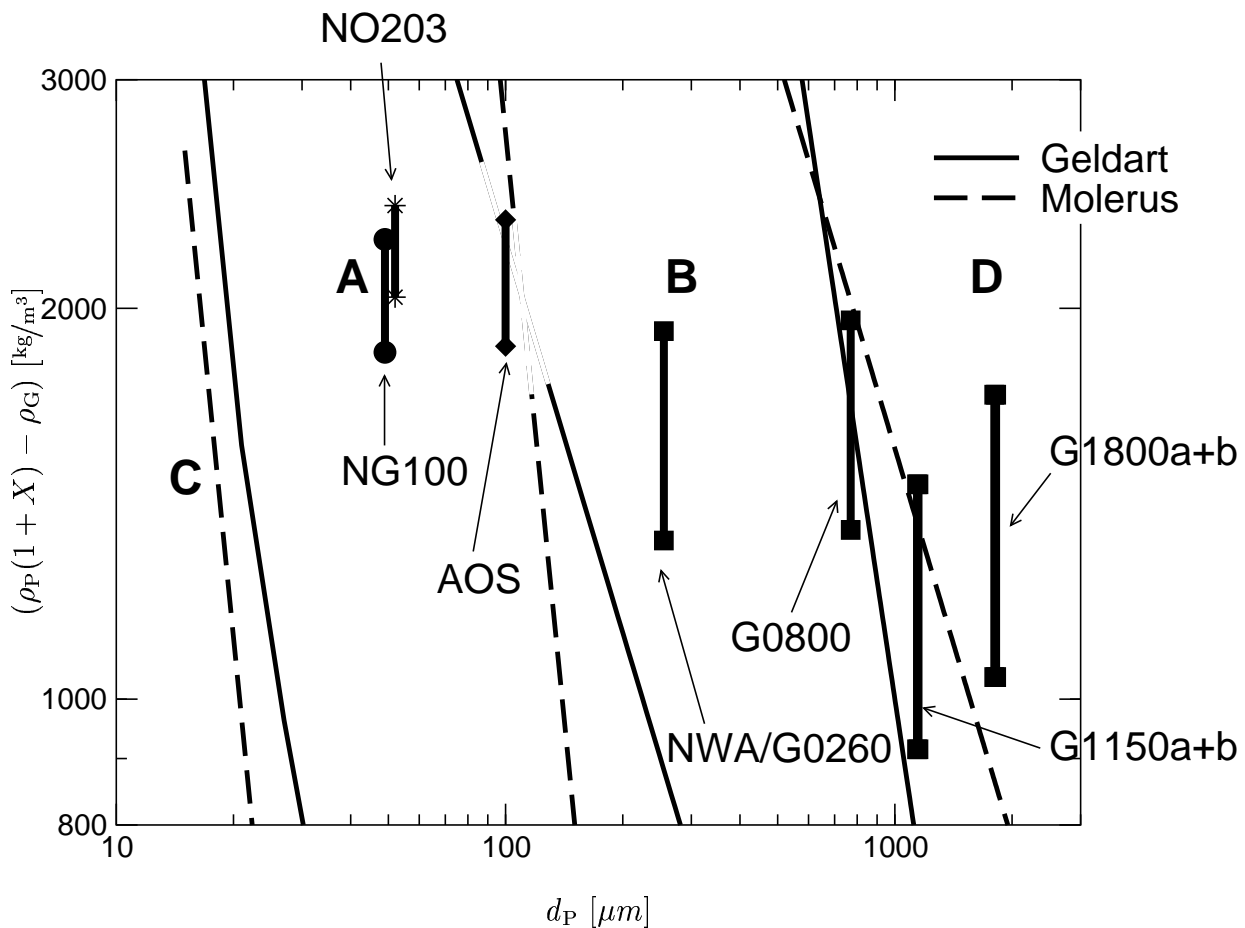


Abb. 6.2: Ausschnitt aus dem Gruppenzugehörigkeitsdiagramm nach GELDART. Gruppengrenzen nach GELDART [36] und MOLERUS [37]; Versuchsstoffe als Bereichsbalken (oben: bei maximaler Feuchte, unten: trockener Feststoff). Für die Berechnungen wurde der von MOLERUS angegebene Wert der Haftkraft von $F_H = 8,76 \cdot 10^{-8} \text{ N}$ (für harte Materialien) zugrunde gelegt.

Tab. 6.5: Gruppenzugehörigkeit der verwendeten Feststoffe. Angegeben sind die Gruppen nach GELDART [36] und MOLERUS [37] sowie die eigene Klassifizierung aufgrund von Beobachtungen des Fluidisationsverhaltens. Wenn die Partikel die Gruppe während der Trocknung aufgrund der abnehmenden Dichte wechseln, sind beide Gruppen (zuerst die für feuchtes Gut) sowie die Gutsfeuchte angegeben, bei der der Wechsel stattfindet.

Charge	Gruppe nach GELDART	Gruppe nach MOLERUS	eigene Beobachtung
G1800a	D	D	D
G1800b	D	D	D
G1150a	D	D / B ($X=0,480$)	D
G1150b	D	D / B ($X=0,482$)	D
G0800	D / B ($X=0,317$)	B	B
NWA/G0260	B	B	B
AOS	B / A ($X=0,203$)	A	B
NG100	A	A	A
NO203	A	A	A

6.7 Hygroskopizität

6.7.1 Physikalische Grundlagen

Adsorption bedeutet die Bindung einer zunächst gasförmigen oder flüssigen Molekülsorte an die Oberfläche eines Feststoffs. Der umgekehrte Vorgang heißt Desorption. Da es sich bei der Trocknung um einen Prozess handelt, bei dem flüssiges Wasser aus einem Feststoff entfernt wird, spielt hier die Desorption die wichtigste Rolle. Die physikalischen Grundlagen der Sorption werden z.B. von KAST [176] ausführlich erläutert. Hier sollen sie lediglich soweit dargestellt werden, wie es für das Verständnis der Arbeit wichtig ist.

Die sorptive Bindung der Moleküle an den Feststoff kann entweder auf chemischem Wege erfolgen (Chemisorption) oder – häufiger – durch verschiedene physikalische Mechanismen. Hierzu zählen insbesondere Bindungen durch VAN-DER-WAALS-Kräfte und Kapillarkondensation. VAN-DER-WAALS-Kräfte wirken auf molekularer Ebene und führen zu Bindungen, deren Stärke sowohl vom zu bindenden Molekül als auch vom Feststoff und seiner Kristallstruktur abhängt. Man kann vereinfachend sagen, dass die Bindung um so stärker ist, je besser beide zueinander „passen“. Im Falle des γ - Al_2O_3 tragen zwei in Abschnitt 6.1 erwähnte Eigenschaften zu dieser Art der sorptiven Bindung bei: Zum einen ist dieses die Anwesenheit von Rest-OH-Gruppen, an denen sich H_2O -Moleküle bevorzugt anlagern, zum anderen sind es die Kristallgitterfehler, die ebenfalls zu bevorzugten Bindungsstellen führen. Da das Material außerdem eine große innere Oberfläche aufweist, kann viel Wasser auf diese Weise gebunden werden. Sorption aufgrund dieser Mechanismen wird häufig LANGMUIR-Sorption genannt.

Der zweite wichtige Bindungsmechanismus, die Kapillarkondensation, beruht darauf, dass in Poren kleinen Durchmessers der Dampfdruck des Wassers erniedrigt ist, so dass es auch bei relativen Luftfeuchten unter 100 % zu Kondensation kommt. Als einfache Beziehung zwischen der relativen Feuchte und dem Porendurchmesser gilt das THOMSONSche Gesetz für eine benetzte

Kapillare (Randwinkel gleich null)

$$\varphi = \exp\left(\frac{4\sigma}{d_{\text{pore}}}\frac{\tilde{v}}{\mathcal{R}T}\right) \quad (6.8)$$

mit dem molaren Volumen von Wasser \tilde{v} und der Oberflächenspannung σ . Der Gleichgewichtsdampfdruck ist umso niedriger, je kleiner die Pore ist. Unter Normalbedingungen ($P = 10^5$ Pa, 25°C) tritt Kapillarkondensation bei einer relativen Feuchte der Umgebungsluft von 98 % in Poren mit $d_{\text{pore}} = 83$ nm, bei $\varphi = 90$ % in $d_{\text{pore}} = 16$ nm, bei $\varphi = 50$ % in $d_{\text{pore}} = 2,5$ nm und bei $\varphi = 10$ % in $d_{\text{pore}} = 0,7$ nm auf.

Unabhängig von der Art der Bindung bewirkt Sorption (bzw. die Hygroskopizität als Eigenschaft des Feststoffs) eine Erniedrigung des Dampfdrucks: Während der Gleichgewichtsdampfdruck über einem nicht-hygroskopischen Material identisch ist mit demjenigen über einer freien Wasseroberfläche (und damit nach der ANTOINE-Gleichung (A.8) berechnet werden kann), ist der Dampfdruck über hygroskopischem Material aufgrund der sorptiven Bindungskräfte niedriger. Anschaulich kann man sagen, dass der Dampfdruck ein Maß für das Bestreben der Wassermoleküle ist, in die Dampfphase überzugehen. Durch die sorptiven Bindungsmechanismen ist dieses Bestreben herabgesetzt.

Dargestellt wird die Stärke der Hygroskopizität eines Feststoffs in Form von Sorptionsisothermen, die die Abhängigkeit der hygroskopischen Gleichgewichtsfeuchte X_{eq} von der relativen Feuchte φ der Umgebungsluft wiedergeben. Im Allgemeinen gelten die Isothermen – ihrem Namen entsprechend – für eine bestimmte Temperatur; in der Regel nimmt die Hygroskopizität mit zunehmender Temperatur ab. Abbildungen der Sorptionsisothermen der in dieser Arbeit verwendeten Stoffe finden sich im Abschnitt 6.7.3. Sie können auf zweierlei Weise interpretiert werden: Zum einen zeigen sie, bis zu welcher Feuchte X_{eq} das Material bei einer bestimmten Luftfeuchte φ getrocknet werden kann; zum anderen kann man den Kurven entnehmen, welche relative Feuchte an der Oberfläche herrscht, wenn das Partikel die Beladung X_{eq} aufweist. Letzteres ist entscheidend für das Verständnis der Modellierung des Trocknungsprozesses stark hygroskopischer Materialien, wie sie in Abschnitt 3.5.4 dargelegt ist.

6.7.2 Messung von Sorptionsisothermen

Für die Messung von Sorptionsisothermen wurden zwei verschiedene Prinzipien verfolgt: Entweder wurde die Luftfeuchte φ eingestellt und das dazugehörige X_{eq} bestimmt (Durchströmungsmethode); oder umgekehrt φ für ein bekanntes X_{eq} gemessen (Short-Cut-Methode).

6.7.2.1 Sorptionsisothermenapparatur nach Durchströmungsmethode

Für diese Methode wurde eine Apparatur gemäß THURNER [177] realisiert. Sie ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Das Funktionsprinzip beruht darauf, einen Luftstrom bei einer Temperatur ϑ_1 mit Wasserdampf zu sättigen, und diesen dann bei der Temperatur ϑ_2 durch ein mit dem zu untersuchenden Material gefülltes Festbett strömen zu lassen. ϑ_2 ist die eigentliche Messtemperatur (in der Regel $\vartheta_2 = 25^\circ\text{C}$); das Verhältnis der Satttdampfdrücke bei ϑ_1 und ϑ_2 ergibt die relative Luftfeuchte φ .

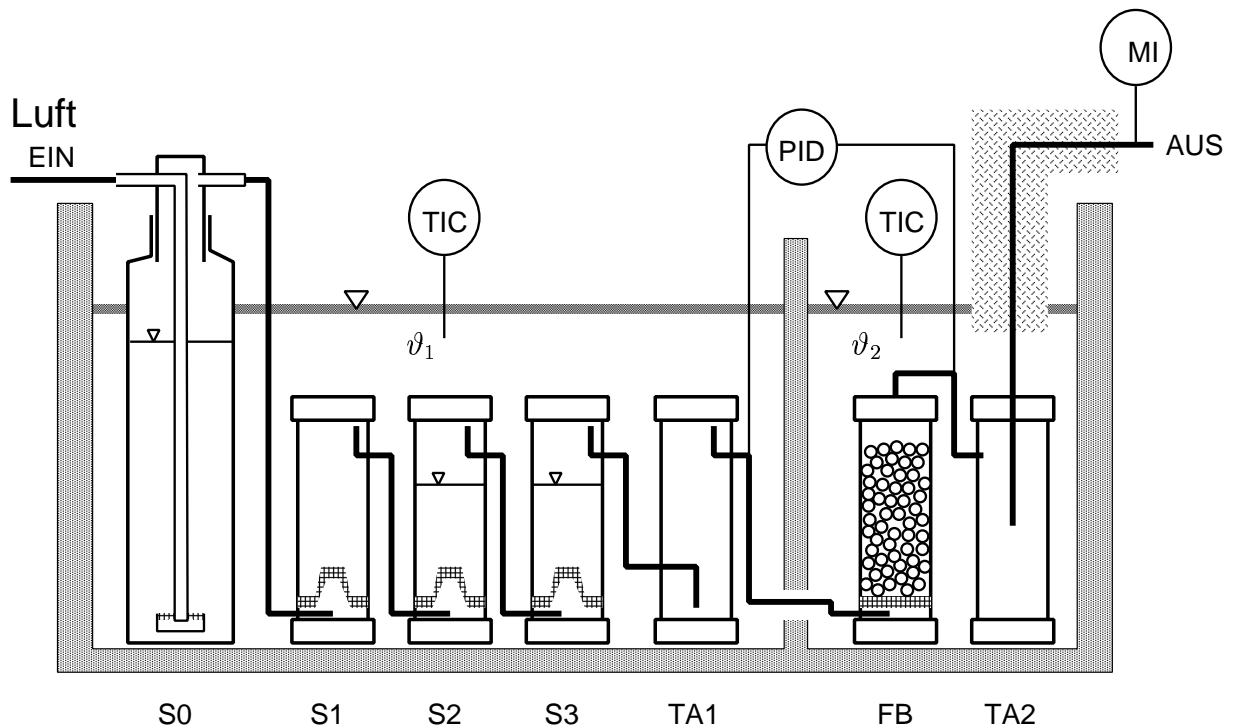


Abb. 6.3: Schematische Darstellung der Apparatur zur Messung von Sorptionsisothermen mit der Durchströmungsmethode.

Die gesamte Apparatur ist in einem Wasserbad angeordnet, das durch eine isolierende Trennwand in zwei Kammern aufgeteilt ist. Durch getrennte Beheizung und nötigenfalls Kühlung werden so zwei eng nebeneinander liegende Wasserkammern mit unterschiedlichen Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 realisiert. Aus dem Druckluftnetz gelangt die Luft zunächst in eine mit demineralisiertem Wasser gefüllte Gaswaschflasche (S0), wo sie vorgesättigt wird. Weil die Flasche insgesamt höher ist als das Wasserbad, kann in ihrem Kopf Dampf kondensieren, wenn die Raumtemperatur unter ϑ_1 liegt; in diesem Fall wird die Flasche S0 außerhalb des Bades angeordnet. Die vorgesättigte Luft gelangt dann nacheinander durch drei baugleiche Sättiger S1, S2 und S3. Diese sind ebenfalls mit demineralisiertem Wasser gefüllt. Als Gasverteiler besitzen die Sättiger einen konisch geformten Bronzesinterkörper, der für eine gute Dispergierung des Luftstroms sorgt. Sie sind aus Messing gefertigt und weisen somit eine deutlich höhere Wärmeleitfähigkeit auf als die gläserne Gaswaschflasche S0. Daher liegt die Temperatur im Inneren sehr nahe bei ϑ_1 . Im Anschluss an den Sättiger S3 ist ein Tropfenabscheider TA1 angeordnet, der verhindert, dass mitgerissene Wassertropfen zum Feststoff gelangen. Seine Bauweise ist derjenigen der Sättiger sehr ähnlich. Lediglich der Gasverteiler ist nicht vorhanden und natürlich ist er nicht mit Wasser gefüllt.

Nach dem Tropfenabscheider wird das Gas durch eine kleine Öffnung in der Trennwand von der Wasserkammer 1 zur Wasserkammer 2 geführt. Bereits nach sehr kurzem Strömungsweg ist die befeuchtete Luft auf die Temperatur ϑ_2 aufgeheizt. Sie tritt dann von unten in das Festbett FB ein, in dem sich der Feststoff oberhalb eines ebenen Gasverteilers aus Sinterbronze befindet. Das Festbett ist wie die Sättiger aus Messing gefertigt, so dass der Feststoff mit Sicherheit die Temperatur ϑ_2 aufweist. Nach dem Verlassen des Festbettes gelangt die Luft, die entspre-

chend der Ad- bzw. Desorption entweder getrocknet oder befeuchtet ist, über einen weiteren Tropfenabscheider TA2 und über eine isolierte und gegebenenfalls schutzbeheizte Leitung zu einem Gasfeuchtemessgerät. Diese Feuchtemessung ist nicht unbedingt nötig, erleichtert aber den Betrieb der Apparatur, weil der Sorptionsprozess verfolgt werden kann: Wenn die gemessene Feuchte der eingestellten entspricht bzw. wenn sie – bei nicht kalibriertem Messgerät – lange konstant ist, ist das Gleichgewicht erreicht. Der Tropfenabscheider TA2 dient dazu, Kondensat aus der Abgasleitung auf jeden Fall vom Feststoff fernzuhalten. Dieses Kondensat kann entstehen, wenn die Isolierung der Leitung nicht gut genug ist. Alle Rohre der Apparatur sind aus Kupfer gefertigt, sie haben einen Außendurchmesser von 3 mm und einen Innendurchmesser von 1,5 mm. Die Sättiger, Tropfenabscheider und das Festbett haben einen Innendurchmesser von jeweils 15 mm.

Da die Gasverteiler einen relativ hohen Druckverlust aufweisen, sinkt der Gesamtdruck von Sättiger zu Sättiger. Durch die Expansion des Gases nach jedem Gasverteiler (alle anderen Anlagenteile werden als druckverlustfrei betrachtet) sinkt der Wasserdampfpartialdruck, so dass in jedem Sättiger weitere Verdunstung stattfindet. Ebenso führt der Druckverlust des Gasverters im Festbett zu Expansion und somit zur Verringerung der relativen Luftfeuchte φ . Kontrollmessungen haben gezeigt, dass die Luft gesättigt ist, wenn sie den dritten Sättiger S3 verlässt. Um den Einfluss der Expansion auf φ innerhalb des Festbetts bestimmen zu können, wird der Differenzdruck zwischen dem letzten Sättiger, genauer nach dem Tropfenabscheider TA1, und dem Festbett gemessen. Mit dieser Druckdifferenz und dem ebenfalls gemessenen Umgebungsdruck wird φ korrigiert.

Versuchsdurchführung

Für Desorptionsversuche wird mechanisch vorgetrockneter Feststoff in das Festbett gefüllt, während für Adsorptionsversuche getrocknetes Material verwendet wird. Nach dem Zusammenbau der Apparatur werden alle von Luft durchströmten Komponenten in die Wasserbäder gesetzt und die Trennwand möglichst weitgehend geschlossen. Der Luftvolumenstrom wird auf $0,3 \text{ l/min}$ eingestellt, bei höheren Durchflüssen ist die Sättigung der Luft nicht mehr gewährleistet. Nach Beendigung des Versuches (je nach Bedingungen und Form der Sorptionsisotherme nach etwa einem bis maximal acht Tagen) wird der Feststoff entnommen und die Gutsfeuchte bestimmt (vgl. Gleichung (F.2)). Danach kann eine andere Temperatur ϑ_1 und damit ein anderes φ eingestellt werden.

Die Durchströmungsmethode ist eine genaue und zuverlässige Methode zur Messung von Sorptionsisothermen, weil der Feststoff solange von Luft konstanter Feuchte umgeben ist, bis sich das Gleichgewicht eingestellt hat. Die Strömung dient zur Beschleunigung des Stoffübergangs. Die Genauigkeit hängt im wesentlichen davon ab, wie genau und stabil die relative Luftfeuchte φ eingestellt werden kann. Dementsprechend wichtig ist es, die Wasserbad-Temperaturen während der gesamten Versuchsdauer konstant zu halten. Hierzu sind Regler mit kleinen Temperaturschwankungen nötig. Ein extremes Zahlenbeispiel: $\vartheta_1 = 21,1 \text{ °C}$, $\vartheta_2 = 25 \text{ °C}$, $\Rightarrow \varphi = 79 \%$; eine Schwankung von ϑ_1 um $\pm 0,2 \text{ °C}$ bedeutet eine Schwankung von φ um $\pm 1 \%$. Für die am stärksten hygroskopische Charge G1150 folgt eine Schwankung der Gutsfeuchte X_{eq} zwischen 0,4 und 0,53. Das heißt, es ist in so einem Fall nicht möglich, ein Gleichgewicht einzustellen. Wegen dieses Verhaltens kann ein kleiner experimenteller Fehler eine eventuell einwöchige Messung falsifizieren. Abschnitt 6.7.3 führt deshalb nur Werte auf, die sich im Vergleich zur Short-Cut-Methode (s.u.) als richtig erwiesen haben.

6.7.2.2 Sorptionsisothermenapparatur nach Short-Cut-Methode

Die von BURGSCHWEIGER und TSOTSAS [178] entwickelte Short-Cut-Methode geht zur Messung von Desorptionsisothermen einen umgekehrten Weg: Nicht die relative Luftfeuchte φ wird eingestellt und die zugehörige Gleichgewichtsgutsfeuchte X_{eq} wird bestimmt, sondern φ wird bestimmt für eine Atmosphäre, die mit dem zu untersuchenden Feststoff in direktem Kontakt steht, dessen Feuchte X eingestellt ist. Sie ist zur Untersuchung der Adsorption nicht geeignet.

Die Feststoffproben werden in einer kleinen, einfach aufgebauten Wirbelschicht erzeugt. Dazu wird mechanisch entfeuchtetes Material in der mit Umgebungsluft betriebenen Wirbelschicht getrocknet. Zu vorgegebenen Zeiten wird eine Probe genommen (etwa 10 ml \cong 5 g) und in einen kleinen, geschlossenen Probenbehälter (etwa 12 ml Volumen) gefüllt. Dieser wird 24 h bei der gewünschten Messtemperatur gelagert, damit sich das Gleichgewicht zwischen dem Feststoff und der ihn umgebenden Luft einstellt. Im Anschluss daran wird die relative Luftfeuchte über der Probe bestimmt. Hierzu dient ein Messgerät der Firma *Novasina* (siehe Abschnitt I.2), das die Gasfeuchte in einem geschlossenen Raum über einer Feststoffprobe bestimmt. Die Temperatur dieses Raumes und damit auch der Probe wird konstant gehalten. Schließlich wird die Feststofffeuchte X durch Trocknen und Wiegen gemessen.

Die Verwendung der Wirbelschicht mit ihrer guten Feststoffvermischung gewährleistet, dass alle Partikel der Probe die gleiche Gutsfeuchte aufweisen. Durch die Wahl der Zeitpunkte der Probennahme wird bestimmt, welche Gutsfeuchten X untersucht werden, so dass mit einem Versuch eine gesamte Sorptionsisotherme ermittelt werden kann. Die gesamte Versuchsdauer beträgt drei Tage (inklusive Gleichgewichtszeit und Trocknungszeit zur Bestimmung von X).

Bei der Durchführung dieser Messmethode ist zu beachten, dass die Trocknung mit Hilfe nicht-erhitzter Umgebungsluft durchgeführt wird, um eine niedrige Trocknungsgeschwindigkeit zu gewährleisten. Eine schnelle Trocknung würde dazu führen, dass äußere Bereiche der Partikel stärker trocknen als innere. Während der Gleichgewichtszeit migriert die Feuchte dann von innen nach außen, wobei sie entsprechend der Ad-Sorptionsisotherme wiederaufgenommen wird. Da in der Regel Ad- und Desorptionskurven aufgrund von Hystereseerscheinungen nicht identisch sind, würde ein Mischzustand als Gleichgewicht bestimmt. Ein Vergleich mit Messwerten, die nach der Durchströmungsmethode (s.o.) ermittelt wurden, zeigte, dass dieses für die realisierte Versuchsdurchführung nicht der Fall war, Abweichungen zwischen den Methoden konnten immer auf Messfehler in der Durchströmungsmethode zurückgeführt werden. Insgesamt hat sich gezeigt, dass die Short-Cut-Methode bei einer Messtemperatur von 25 °C sehr gut reproduzierbare Werte liefert, bei 50 °C ergeben sich etwas größere Streuungen, die aber durch die Approximation der Sorptionsisotherme ausgeglichen werden.

6.7.3 Ergebnisse

In Abbildung 6.4 sind die gemessenen Desorptionsisothermen aller verwendeten Partikelchargen dargestellt. Außerdem sind für Charge G1800a auch Messwerte einer 25 °C-Adsorptionsisotherme nach der Durchströmungsmethode aufgetragen (angedeutet durch punktierte Linie). Die typische Hysterese zwischen Ad- und Desorption ist deutlich erkennbar.

Die dargestellten Messpunkte der Desorptionsisothermen stammen aus Messungen nach der Short-Cut-Methode und für die Chargen G1800a+b, G1150a+b und G0800 auch nach der

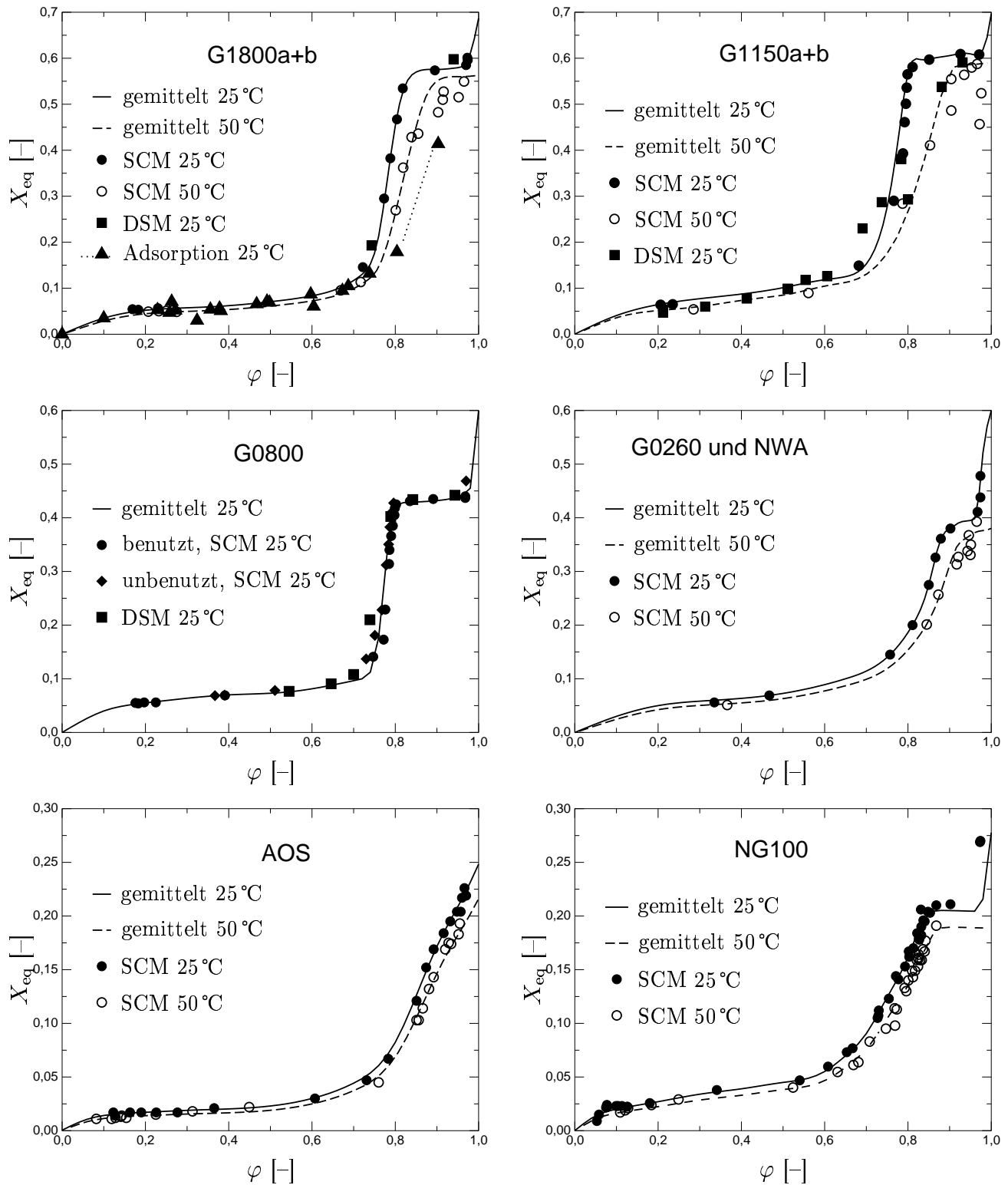


Abb. 6.4: Sorptionsisothermen aller verwendeter Chargen.

SCM: nach Short-Cut-Methode; DSM: Durchströmungsmethode; weitere Erläuterungen im Text. (Fortsetzung →)

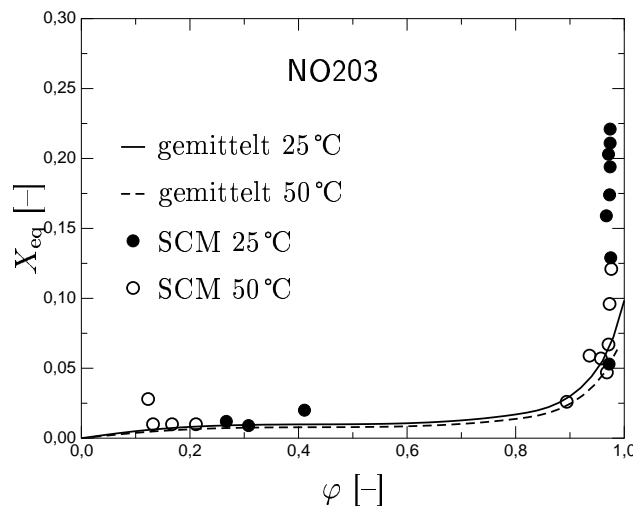


Abb. 6.4: (Fortsetzung:) Sorptionsisothermen aller verwendeter Chargen.

SCM: nach Short-Cut-Methode; DSM: Durchströmungsmethode; weitere Erläuterungen im Text.

Durchströmungsmethode. Die Sorptionsisothermen der Chargen G1800a und G1800b bzw. G1150a und G1150b sind nahezu identisch, so dass sie in Abbildung 6.4 nicht weiter unterschieden werden. Für die Charge G0800 wurden Messungen nicht nur für unbenutztes, sondern auch für benutztes Material durchgeführt. Da sich keine Unterschiede zeigten, wurde für die anderen Chargen auf solche Vergleichsmessungen verzichtet. Die durchgezogenen Linien sind die Kurven, mit denen die in Kapitel 8 dargestellten Modellrechnungen durchgeführt wurden, wobei die Temperaturabhängigkeit der Hygroskopizität so behandelt wurde: Zunächst wurde eine Vielzahl von Messwerten für 25 °C ermittelt. Aufgrund dieser Werte wurde dann die dargestellte „mittlere“ Kurve festgelegt, die die Messwerte am besten wiedergibt. Diese besteht aus 50 Einzelpunkten, zwischen denen linear interpoliert wird. Dann wurden die Messwerte für 50 °C herangezogen, um die Temperaturabhängigkeit der Hygroskopizität gemäß dem empirischen Gleichungssystem

$$X_{\text{eq},\vartheta} = (X|_{\vartheta=25^{\circ}\text{C}}) \left(1 + A_{50} \frac{\vartheta - 25^{\circ}\text{C}}{25^{\circ}\text{C}} \right) \quad (6.9)$$

$$\varphi_{\vartheta} = \varphi|_{\vartheta=25^{\circ}\text{C}} + X \left(B_{50} \frac{\vartheta - 25^{\circ}\text{C}}{25^{\circ}\text{C}} \right) \quad (6.10)$$

zu beschreiben. Die Werte für A_{50} und B_{50} wurden so gewählt, dass die 50 °C-Messwerte richtig wiedergegeben werden. Tabelle 6.6 führt die angepassten Werte auf. Es wird angenommen, dass die Temperaturabhängigkeit sich allgemein nach den Gleichungen (6.9) und (6.10) beschreiben lässt, obwohl nur Messwerte für 25 bzw. 50 °C ermittelt wurden. Es sei darauf hingewiesen, dass die Temperaturabhängigkeit kaum Einfluss auf die berechneten Trocknungskurven hat. Außerdem bewegt sich die Partikeltemperatur für alle Versuche während des 1. Trocknungsabschnitts – d.h. hier im „steilen“ Bereich der Sorptionsisotherme – in diesem Temperaturbereich, für Eintrittstemperaturen von 50 °C liegt sie nahe bei 25 °C, so dass die Korrektur kaum zum Tragen kommt.

Charge	A_{50} [-]	B_{50} [-]
G1800	0,1	0,05
G1150	0,15	0,05
G0800	nicht gemessen	
G0260, NWA	0,1	0,05
AOS	0,08	0,05
NG100	0,1	0,05
NO203	0,1	0,05

Tab. 6.6: Anpassungswerte zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Sorptionsisothermen der verschiedenen Chargen gemäß Gleichungen (6.9) und (6.10).

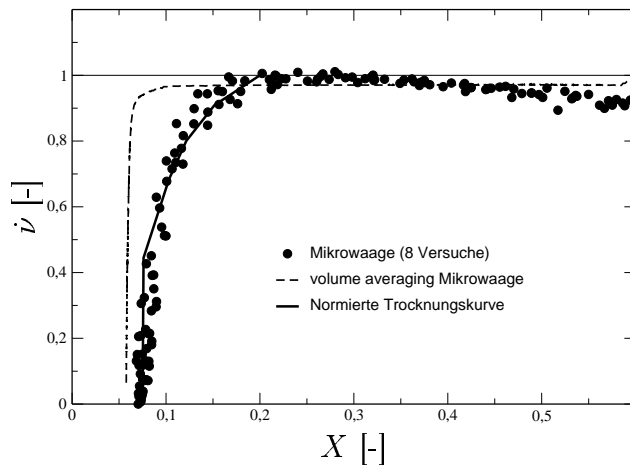
Die Isothermen insbesondere der Chargen G1800a+b und G1150a+b lassen Rückschlüsse auf die Porenstruktur dieser Materialien zu: Der Bereich $\varphi \lesssim 0,6$ ist gekennzeichnet durch die LANGMUIR-Adsorption (vgl. Abschnitt 6.7.1). Dass hier schon Partikelbeladungen bis $X_{eq} \approx 0,1$ erreicht werden, deutet auf die sehr große innere Partikeloberfläche hin. Im Bereich $0,6 < \varphi < 0,9$ steigt die Gleichgewichtsfeuchte sehr stark an. Dieser Anstieg kann eindeutig auf Kapillarkondensation zurückgeführt werden, d.h. hier lässt sich eine Porengrößenverteilung ablesen. Die in diesem Bereich für Charge G1800 beobachtet Hysterese zwischen Ad- und Desorption zeigt, dass das einfache Kapillarkondensationsmodell [176] nicht anwendbar ist. Es geht von zylindrischen Poren aus, während die Hysterese meist mit dem Vorhandensein von Flaschenhalsporen begründet wird.

Ein Vergleich der Sorptionsisothermen der Chargen AOS und NG100 z.B. mit derjenigen der Charge G1800 zeigt deutlich, das letztere wesentlich hygroskopischer ist, sie gilt als „aktiv“. Die Aktivität, die mit einer hohen Zahl von Gitterfehlern und aktiven Zentren (vgl. Abschnitt 6.7.1) zusammenhängt, lässt sich auch an der gemessenen Materialdichte ρ_s (Tabelle 6.4) ablesen: Je niedriger ρ_s desto aktiver das Material, je höher ρ_s umso mehr ähnelt es $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Die Chargen AOS und NG100 weisen eine Materialdichte von etwa 3400 kg/m^3 auf im Gegensatz zu 3200 kg/m^3 bei den vom Hersteller als Aktivtonerde bezeichneten Chargen.

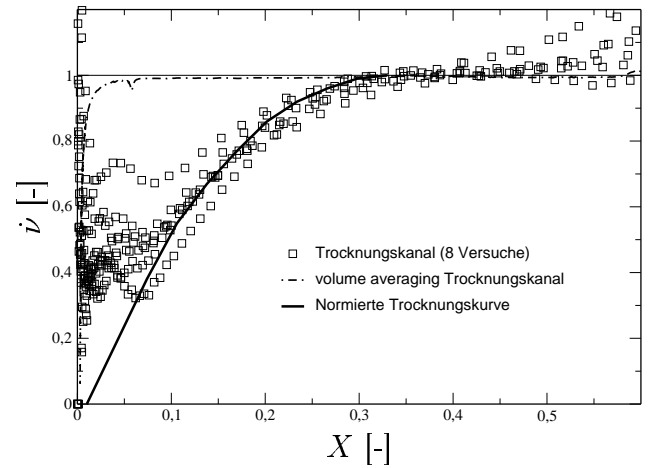
Anhand der Sorptionsisotherme der Charge NO203 wird erkennbar, dass die maximale relative Feuchte, die das Feuchtemessgerät registrieren kann, 98% beträgt. Ob die Messungen knapp unterhalb dieser Grenze genau sind, konnte nicht ermittelt werden. Die Messgenauigkeit in diesem Bereich spielt aber für die Berechnungsergebnisse keine entscheidende Rolle.

6.8 Einzelpartikel Trocknungskinetik

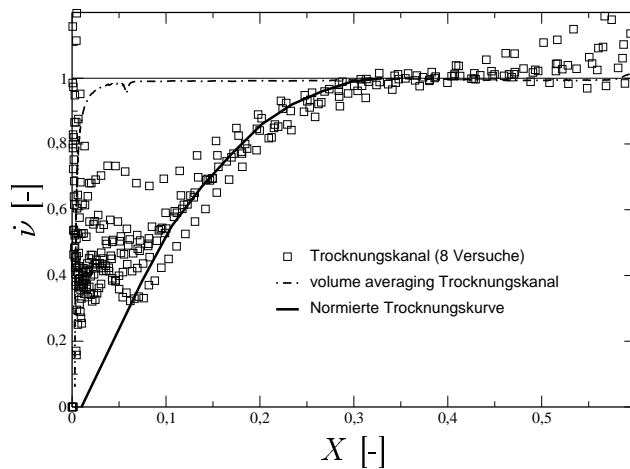
Die theoretischen Grundlagen des Stofftransports im Partikelinneren und die Messmethoden zur Bestimmung von Einzelpartikel Trocknungskurven wurden in Abschnitt 5.3 beschrieben; hier werden die Messergebnisse in Form normierter Trocknungskurven zusammengefasst. Um Übersichtlichkeit zu gewährleisten, werden die Kurven jeweils für Mikrowaagen- und für Trocknungskanal-Messungen getrennt dargestellt. Für die Darstellung in diesem Abschnitt wird eine teilnormierte Form gewählt, d.h. die Trocknungsgeschwindigkeiten wird nach Gleichung (5.3) normiert, während die Gutsfeuchte X unverändert bleibt.



(a) G1800 – Mikrowaage



(b) G1800 – Trocknungskanal



(c) G1150 – Trocknungskanal

Abb. 6.5: Teilnormierte gemessene Einzelpartikeltrochnungskurven der Chargen G1800 und G1150, ergänzt durch die jeweiligen mittleren normierten Trocknungskurven, sowie durch die Kurven, die nach der volume-averaging-Methode berechnet wurden (vgl. Abschnitt 6.9). Weitere Erläuterungen im Text.

Für die Chargen G1800 und G1150 wurden Einzelpartikelrocknungskurven am intensivsten untersucht. Für beide Chargen wurden Messergebnisse am Trocknungskanal und für Charge G1800 auch mit der Mikrowaage ermittelt. Abbildung 6.5 zeigt für diese beiden Chargen alle Ergebnisse, die nachfolgend erläutert werden. Die Kurven für die Charge G1800 wurden schon in [8, 9] veröffentlicht und werden hier nochmals wiedergegeben. Für die Charge G1150 wurden bisher keine experimentellen Daten veröffentlicht. Dieses nachzuholen würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, weshalb hier lediglich die zusammenfassende Abbildung gezeigt wird. Bei der Interpretation der Kurvenverläufe sind zwei Punkte zu beachten:

- Die Messwerte für größere X -Werte sind bei der Trocknungskanal-Methode durch den Einfluss des ebenfalls trocknenden Netzes verfälscht. Dieser Bereich ist bei der Auswertung nicht zu berücksichtigen.
- Die Messwerte für kleine X -Werte streuen sehr stark, weil der Abstand zwischen der Messkurve und derjenigen nach dem Einzelpartikelmodell berechneten (vgl. Abbildung 5.1) sehr gering wird. Dadurch wirken sich kleine Messungenauigkeiten stark aus.

Die Chargen mit Partikelgrößen $d_p \leq 1$ mm sollten nach der Wirbelschichtmethode untersucht werden. Trotz geringer Feststoffmengen ($M_{S,dry} \approx 50$ g $\Rightarrow H_{bed} \approx 5$ mm (je nach Porosität) $\Rightarrow \approx 14$ Partikellagen) konnte Sättigung nicht vollständig vermieden werden. Rechnungen mit einer Feststoffmenge von 5 g, bei denen immer noch nahezu Sättigung in der Suspensionsphase berechnet wird (während die Blasenphase nahezu keine Feuchte aufgenommen hat), zeigen, dass die Partikel Wärme von der Wand aufnehmen, die während der kurzen Versuchszeit nur um $0,2^\circ\text{C}$ abkühlt. Obwohl der Wandeinfluss in den Modellrechnungen und damit auch bei der Bestimmung der normierten Trocknungskurve berücksichtigt wird, war die modellgestützte Auswertung der Wirbelschichtversuche nicht möglich. Die ermittelten Kurven zeigten keinen Verlauf, der auch nur annähernd einer Trocknungskurve entspricht. Deshalb konnten keine gemessenen Einzelpartikelrocknungskurven für diese Chargen ermittelt werden.

Abbildung 6.5 zeigt außerdem teilnormierte Einzelpartikelrocknungskurven, die nach der volume-averaging-Methode berechnet wurden, indem typische Versuchsparameter eines Mikrowaagen- und eines Trocknungskanal-Versuches angenommen wurden. Auf diese Kurven wird gesondert in Abschnitt 6.9 eingegangen.

Darüber hinaus sind in Abbildung 6.5 die normierten Trocknungskurven – wobei η de-normiert wurde – eingezeichnet. Der Vergleich der Abbildungen 6.5(a) und 6.5(b) zeigt, dass sich, abhängig von der Art der Messung, zwei verschiedene normierte Trocknungskurven ergeben. Entsprechend der Analyse von KRISCHER und KAST [1] wird dieses Verhalten des Materials darauf zurückgeführt, dass das Trocknungsverhalten während des 2. Abschnitts von der von außen aufgeprägten Trocknungsgeschwindigkeit abhängt. Je schneller die Trocknung, um so höher ist X_{cr} und um so flacher verläuft die normierte Trocknungskurve [8]. Die Modellrechnungen in dieser Arbeit werden mit den Kurven durchgeführt, die an die Messergebnisse des Trocknungskanals angepasst wurden. Auf die Anwendung verschiedener Kurven wird hier verzichtet, weil die Genauigkeit des Verlaufs der Trocknungskurven für die Bestimmung des Wand-Wärmeübergangs nicht entscheidend ist — an anderen Stellen werden Modell-Fehler mit wesentlich größerem Einfluss gemacht. Für die Chargen mit $d_p \leq 1$ mm wird grundsätzlich ohne normierte Trocknungskurve gerechnet, d.h. $\dot{\nu} \equiv 1$ für alle η . Tabelle 6.7 listet die verwendeten normierten Trocknungskurven auf.

Tab. 6.7: Bei den Berechnungen in dieser Arbeit verwendete normierte Trocknungskurven. X_{eq} wird abhängig vom aktuellen φ -Wert aus der Desorptionsisotherme bestimmt.

Charge	X_{cr}	Daten												
G1800	0,33	η	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	
		$\dot{\nu}$	0,0	0,19	0,38	0,55	0,67	0,77	0,86	0,92	0,96	0,99	1,0	
G1150	0,20	η	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	
		$\dot{\nu}$	0,0	0,25	0,45	0,60	0,67	0,71	0,75	0,80	0,86	0,92	1,0	
andere	0,0	$\dot{\nu} \equiv 1$ für alle η												

6.9 Anwendung der volume-averaging-Methode auf die Einzelpartikel Trocknung

Wie im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, zeigt Abbildung 6.5 u.a. auch Einzelpartikel-Trocknungskurven, die nach der volume-averaging-Methode berechnet wurden. Die Methode ist in Abschnitt 5.5 bzw. in Anhang D beschrieben. Die dargestellten Berechnungen zeigen, dass die gemessenen Kurven nicht genau genug wiedergegeben werden. Die Trocknungsgeschwindigkeit ist auch bei niedrigen Gutsfeuchten nahezu konstant bei $\dot{\nu} \approx 1$.

Abbildung 6.6 zeigt beispielhaft für die Berechnung eines Partikels der Charge G1800b die während der Trocknung unter Bedingungen des Trocknungskanals auftretende Feuchteverteilung im Partikel. Demnach treten trotz des großen Partikeldurchmessers und der schnellen Trocknung ($\dot{m}_I = 1,7 \text{ kg/m}^2\text{h}$, gerechnet ohne Sorption) kaum Gradienten der S -Werte auf, die an einer deutlicheren Auffächerung der Kurven zu erkennen wären. Als Ursache wurde eine sehr hohe Stofftransportgeschwindigkeit im Partikelinneren identifiziert. Es sei darauf hingewiesen, dass die volume-averaging-Methode den Einfluss der Hygroskopizität richtig wiedergibt, das Modell ergibt also Einzelpartikel-trocknungskurven, die fast keine Verminderung der Trocknungsgeschwindigkeit durch partikelinnere Kinetik aufweisen. Die für alle anderen Chargen berechneten Kurven ergeben ähnliche Feuchteverteilungen, weshalb sie nicht abgebildet werden.

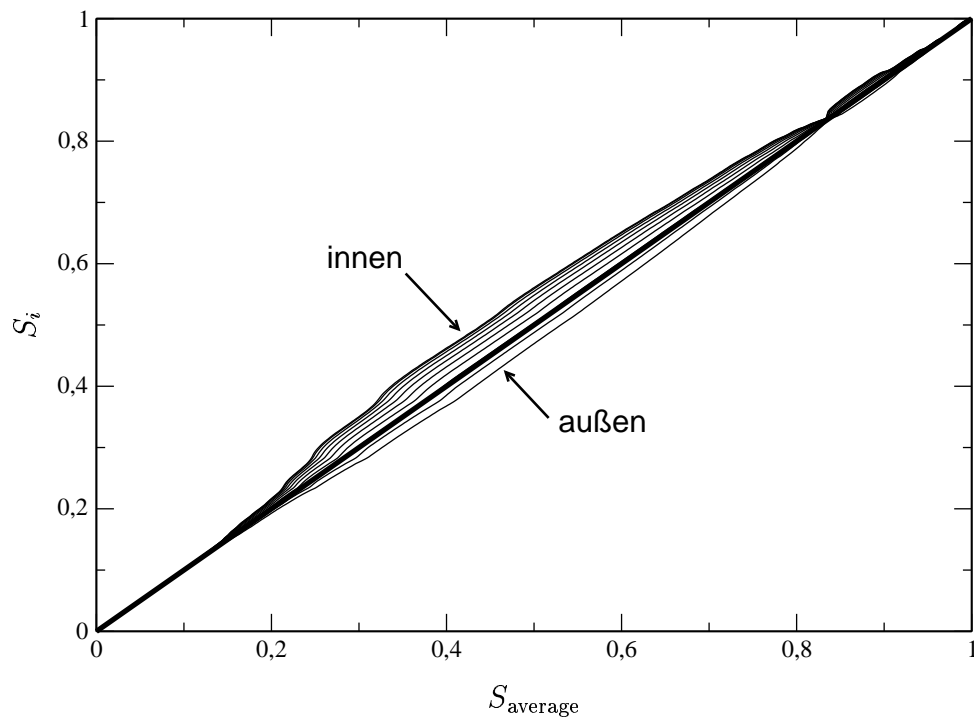


Abb. 6.6: Mit der volume-averaging-Methode berechnete Verläufe des Sättigungsgrades S der zehn einzelnen Volumenelemente in einem Partikel der Charge G1800b, aufgetragen über dem mittleren Sättigungsgrad. Umgebungsbedingungen: $\vartheta = 40^\circ\text{C}$, $u_G = 0,035\text{ m/s}$, $\varphi = 0,5\%$. Die fette Linie markiert die $S_i = S_{\text{average}}$ -Linie.

7. WIRBELSCHICHT-TROCKNUNGSEXPERIMENTE

In diesem Kapitel werden die konstruktive Gestaltung der Wirbelschichtversuchsanlage und der Vorversuchsanlage sowie der entsprechenden Heizstäbe erläutert. Außerdem werden die Versuchsdurchführung und Auswertemethoden der primären Messgrößen – d.h. zum Beispiel die Bestimmung der Trocknungsgeschwindigkeit aus der Austrittsfeuchte – beschrieben, Messergebnisse werden exemplarisch dargestellt.

7.1 Beschreibung der Versuchsanlagen

Die meisten der in dieser Arbeit berichteten Versuchsergebnisse wurden an der im Folgenden beschriebenen Anlage gewonnen. Sie wurde speziell für die Versuchsdurchführung der Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung konzipiert. Vor der Benutzung dieser Anlage wurde eine sehr ähnlich aufgebaute verwendet, die Vorversuchsanlage genannt wird. Diese war auch für kontinuierliche Wirbelschichtversuche geeignet, sie wird ausführlich von BURGSCHEWIGER [39] beschrieben. Die wesentlichen Unterschiede werden hervorgehoben. Das Fließbild der absatzweise betriebenen Laborwirbelschicht-Versuchsanlage ist in Abbildung 7.1 dargestellt.

7.1.1 Luftführung

Die zur Fluidisation benötigte Luft

- wird über ein Filter aus der Umgebung (Versuchshalle) angesaugt,
- wird in einem Seitenkanalgebläse¹ verdichtet,
- passiert eine Drosselklappe,
- strömt durch einen Schlauch in den Schwebekörperdurchflussmesser (siehe Abschnitt 7.1.4.3)
- gelangt über einen Schlauch in den Lufterhitzer,
- dann über einen hitzebeständigen Schlauch unten in das Plenum des Wirbelschichtapparats und
- verlässt diesen über weiteren einen Schlauch.

¹ Die technischen Daten aller Geräte sind in Anhang I.1 aufgeführt.

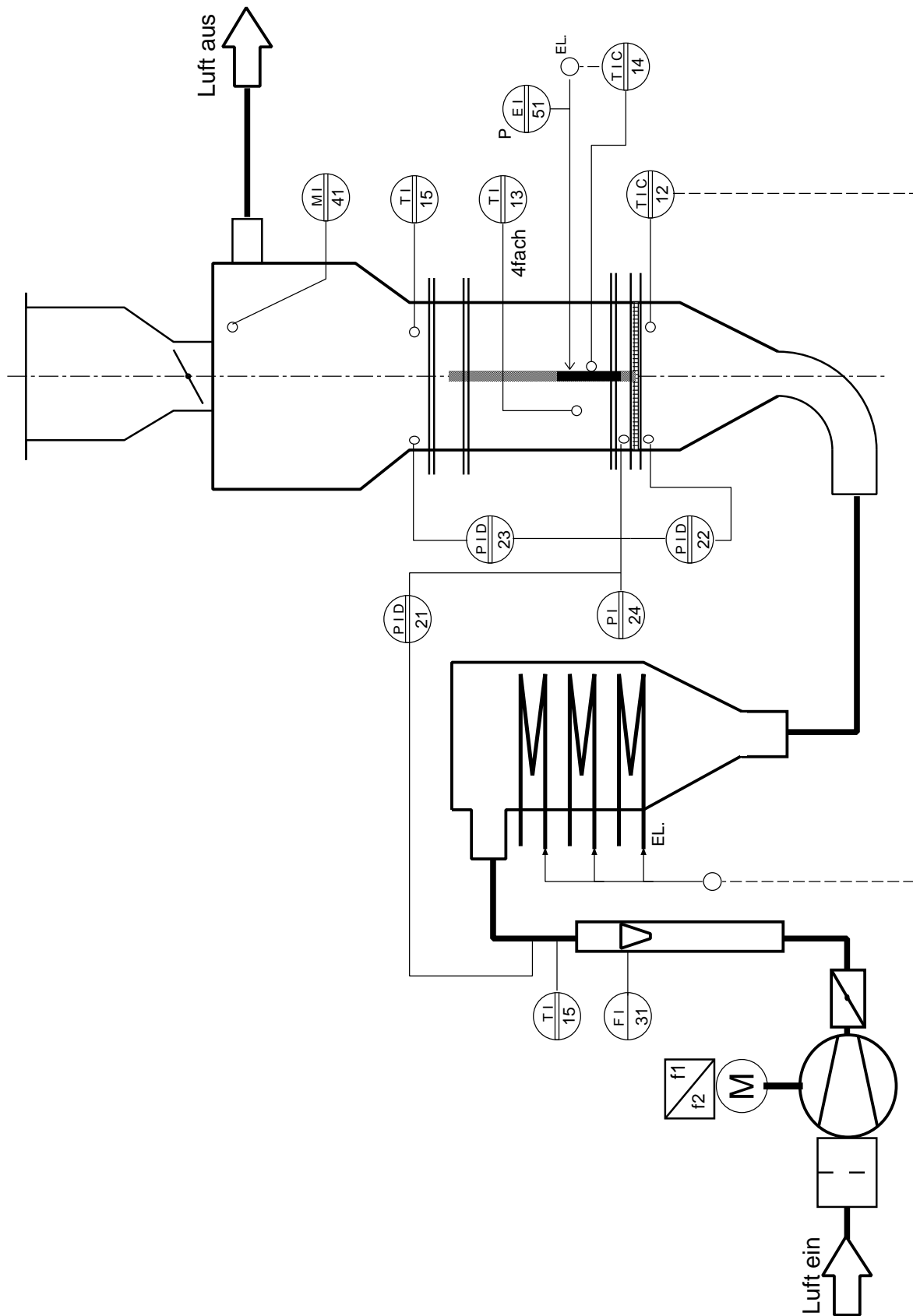


Abb. 7.1: Fließbild der Laborwirbelschicht-Versuchsanlage (Beschreibung im Text).

Alle Geräteanschlüsse sind als Rohrstummel mit dem Nenndurchmesser DN60 ausgeführt, die verwendeten Schläuche weisen einen Innendurchmesser von 60 mm auf, so dass sie leicht auf die Rohre aufgesteckt werden können.

Die Einstellung des gewünschten Luftvolumenstroms ist über eine Drehzahlregelung des Gebläses (mittels Frequenzumrichter, Frequenzbereich 10 bis 60 Hz) und/oder mit Hilfe der Drosselklappe möglich. Zur Fluidisation feiner Partikel wird deutlich weniger Luft benötigt als für große. Deshalb wurde ein anderer, kleinerer Lufterhitzer nahe an die Messstelle der Eintrittstemperatur platziert, da sonst keine Temperaturregelung möglich war (angewendet für Chargen NG100, AOS, NO203, und teilweise für NWA, G0260). Die Heizleistung beider Lufterhitzer werden über eine Thyristorsteuerung so eingestellt, dass die Eintrittstemperatur konstant ist.

Die Vorversuchsanlage unterscheidet sich vor allem in Bezug auf die Größen des Gebläses und des Lufterhitzers von der Hauptanlage.

7.1.2 Konstruktion der Wirbelschichtapparatur

Abbildung 7.2 zeigt die konstruktive Ausführung der eigentlichen Wirbelschichtapparatur inklusive aller wichtigen Abmessungen. Sie besteht aus den Hauptkomponenten:

1. Dem Plenum, bestehend aus genormten Stahlbauteilen. In den 90°-Boden am Eintritt sind Silikonschläuche eingesetzt, die für eine gleichmäßigere Strömung im Bereich der Umlenkung sorgen.
2. Dem Anströmboden aus Sinterbronze. Der Boden, der einen Durchmesser von 180 mm und eine Dicke von 3 mm hat, ist von einer U-förmigen Dichtung umgeben, so dass er vollständig abgedichtet ist. Auf der oberen Seite befindet sich eine Vertiefung von 25 mm Durchmesser und 1 mm Tiefe, die zur Zentrierung des Heizstabes dient.
3. Der Wirbelzone, die aus einem Stahlteil von 50 mm Höhe und einem Glasteil von 250 mm Höhe besteht. Beide Teile haben einen Durchmesser von exakt 150 mm und eine Wandstärke von 3 mm (Stahl) bzw. 5 mm (Glas). Das zylindrische Glasrohr ist zwischen dem Stahlteil und der Heizstabhalterung (s.u.) mit Hilfe von Stehbolzen eingeklemmt.
4. Der Heizstabhalterung aus Stahl, die aus einem 50 mm hohen Rohrstück (Durchmesser ebenfalls 150 mm) besteht, in das ein Steg eingeschweißt ist. Dieser Steg weist eine zentrale sowie je zwei seitliche Bohrungen auf, die zur Befestigung des Heizstabes sowie der Sensoren für die Betttemperatur dienen. Der Heizstab ist federnd aufgehängt, so dass er auf den Boden gedrückt wird. Die Temperatursensoren werden in dünnen Stahlrohren in das Wirbelbett geführt. Die beiden Pt100-Fühler sind jeweils außen angeordnet, die beiden Thermoelemente innen. Der Steg ist nach oben durch ein dachförmiges Blech abgedeckt. Die Signalleitungen sowie die Stromversorgungsleitung des Heizstabes werden über ein seitlich angebrachtes Loch nach außen geführt.
5. Dem Kopf, der einen Durchmesser von 300 mm aufweist, um das Austragen von Material zu verhindern. Die Abluft verlässt die Apparatur seitlich; sie wird nicht gefiltert. Der gesamte Kopf wird durch ein außen angebrachtes elektrisches Band auf eine Temperatur von mindestens 60 °C schutzbeheizt, um Kondensation zu vermeiden.

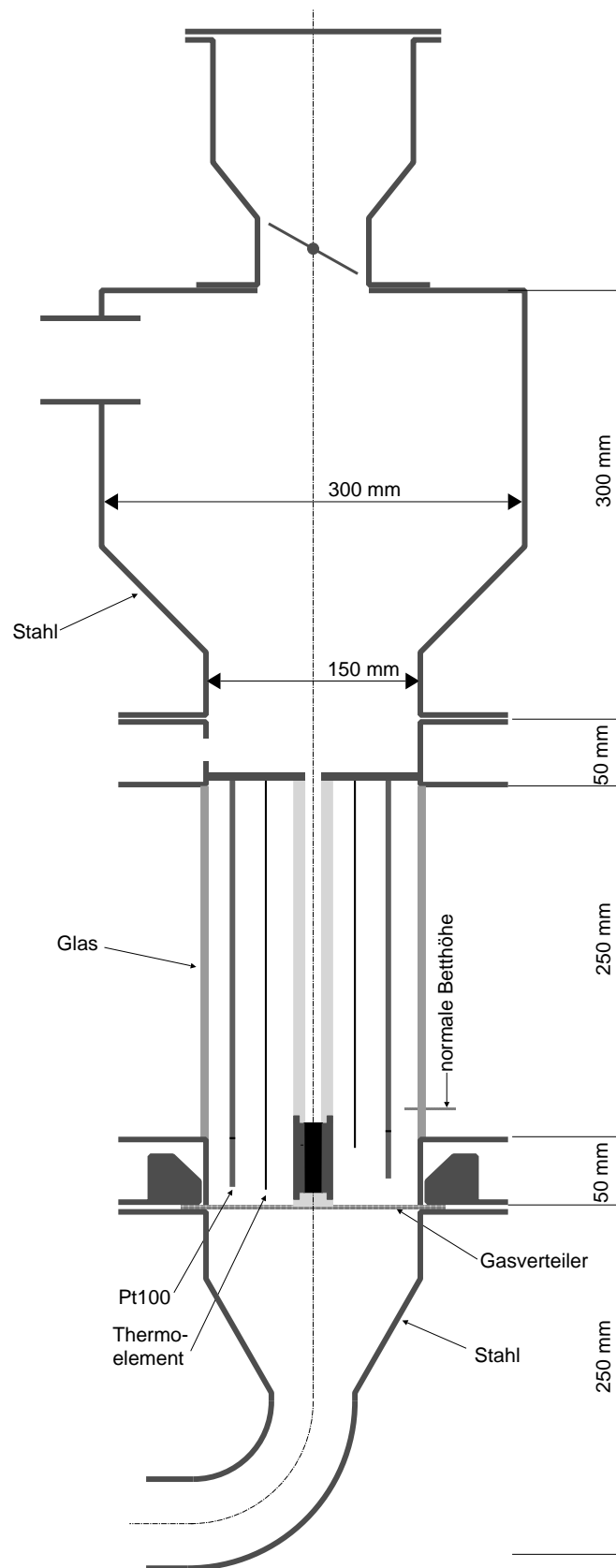


Abb. 7.2: Schematische Darstellung der Wirbelschichtapparatur (näherungsweise maßstäblich).

6. Der Feststoffschleuse zum schlagartigen Einfüllen des Feststoffs in die Wirbelschicht. Die Schleuse ist durch Klappe aus Stahlblech vom Wirbelschichtkopf getrennt; der Feststoff kann also unbeeinflusst von der Luftströmung eingefüllt werden, dann kann der obere Deckel geschlossen und die Klappe geöffnet werden, so dass der rieselfähige Feststoff nach unten fällt.

Zwischen allen Apparateteilen befinden sich Flachdichtungen aus Silikon. Das Plenum, der Kopf und der Glasteil der Wirbelzone sind durch 50 mm starke Glaswolle, die Stahlwände der Wirbelzone und der Heizstabhalterung durch Polyurethanschaum isoliert, die Flansche liegen frei.

Das Plenum inklusive Boden lässt sich über eine Spindel mit Handrad nach unten bewegen. Der Rest der Apparatur – also insbesondere die gesamte Wirbelzone – ist am Kopf aufgehängt. Dadurch ist ein einfaches Entleeren nach Versuchsende möglich. Beim Zusammensetzen dient der massive Stahlring oberhalb des Bodens (siehe Abbildung 7.2) zur Zentrierung. Die Stahlwand der Wirbelzone sitzt im zusammengebauten Zustand auf der Dichtung auf, die direkt auf dem Boden aufliegt; dadurch ist die Dichtheit der Wirbelzone gewährleistet.

Die Wirbelzone der Vorversuchsanlage ist derjenigen der Hauptanlage sehr ähnlich. Ein Unterschied besteht im Einbau des Heizstabes (s.u.), ein weiterer in der Tatsache, dass sich die Apparatur nicht nach unten öffnen lässt; der Feststoff wird über seitliche Klappen entfernt. Dieser Unterschied hat keinen Einfluss auf die Fluidisation bzw. Partikelbewegung. Außerdem ist das Plenum anders gestaltet.

7.1.3 Konstruktion des Heizstabes

Da der Heizstab das zentrale Messinstrument der durchgeführten Experimente ist, wurde er besonders sorgfältig konstruiert. Ziel war es, einen zylindrischen Körper mit einer konstanten und an jedem Oberflächenpunkt gleichen Temperatur zu entwickeln.

Hierzu wurde ein Hohlzylinder aus Kupfer auf eine elektrisch beheizbare Heizpatrone gepresst. In der Heizpatrone befindet sich, eingebettet in eine verdichtete Schüttung aus Magnesiumoxid, eine Heizwendel, die mit Netzspannung betrieben wird. Der Außenmantel ist aus Edelstahl gefertigt. Die Herstellerangaben bezüglich der Position der Heizwendel bezogen sich nur auf die Länge der unbeheizten Zone an den beiden Enden der Patrone. Daher wurde davon ausgegangen, dass im mittleren Teil die Wärmeentstehung gleichmäßig verteilt ist. Um eine definierte Länge der beheizten Oberfläche zu erreichen, war der Heizstab an den Enden aus PTFE gefertigt, das eine Wärmeleitfähigkeit von etwa $0,4 \text{ W/m K}$ aufweist und somit als Wärmeisolator wirkt.

In der Hauptanlage und der Vorversuchsanlage wurden zwei verschiedene Heizstäbe verwendet, die einen prinzipiell ähnlichen Aufbau haben. Sie sind in den Abbildungen 7.3 und 7.4 jeweils als Schnittbild und bemaßt dargestellt.

Die Oberflächentemperatur wurde in der ersten Bauweise (Vorversuchsanlage) mittels eines Thermoelements gemessen, das von innen an die Oberfläche herangeführt und dort verlötet war. In Anhang B.1 wird ausführlich auf die Temperaturverteilung in beiden Heizstäben eingegangen und diskutiert, inwiefern die Messstellen repräsentativ sind und wie die vorhandenen

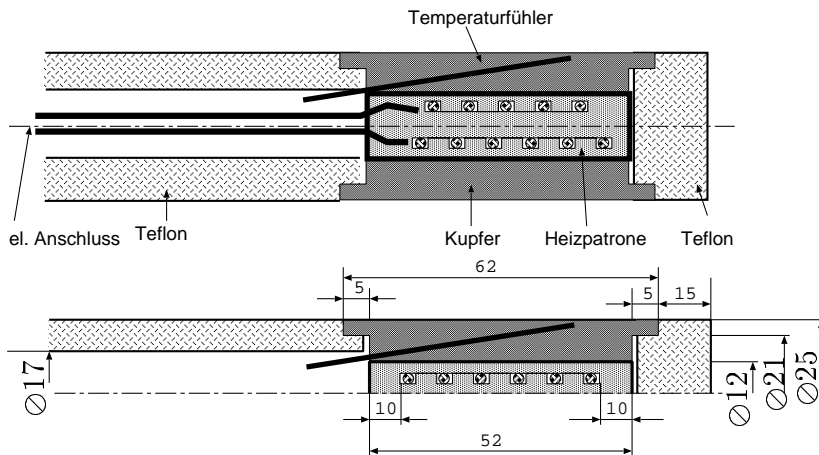


Abb. 7.3: Schematische und bemaßte Darstellung des Heizstabes zweiter Bauart. Nicht bemaßte Größen: Wandstärke Stahl = 1 mm, Durchmesser des Temperaturfühlers = 2 mm, Länge des Messwiderstands = 20 mm, Einbaulage etwa wie gezeichnet; die Länge der unbeheizten Zone ist nicht maßstäblich dargestellt. Der eingezeichnete Kanal für den Pt100-Temperaturfühler ist einmal am Umfang realisiert.

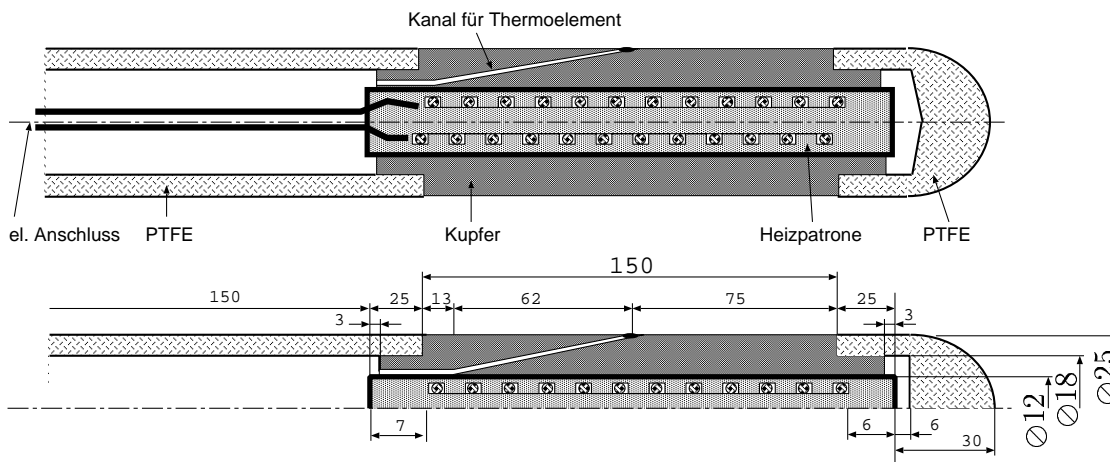


Abb. 7.4: Schematische und bemaßte Darstellung des Heizstabes erster Bauart. Nicht bemaßte Größen: Wandstärke Stahl = 1 mm, Durchmesser des Thermoelementkanals = 1 mm; die Länge der unbeheizten Zone ist nicht maßstäblich dargestellt. Der eingezeichnete Kanal für das Thermoelement ist einmal am Umfang realisiert. Dieser Heizstab wurde in der Vorversuchsanlage verwendet.

Fehler durch Ungleichverteilung der Temperatur ausgeglichen werden können. Wegen der messprinzipbedingten Ungenauigkeit eines Thermoelements wurde für den zweiten Heizstab ein Pt100-Widerstandsmessfühler vorgesehen. Dass dieser nicht die Temperatur an der Heizstab-Oberfläche, sondern im Inneren misst, wurde ebenfalls mathematisch ausgeglichen (vgl. Anhang B.1). Die sich aus den Temperaturfeldberechnungen für den Heizstab zweiter Bauart (Hauptanlage) ergebende Korrekturgleichung für den Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_{\text{real}} = \frac{\alpha_{\text{meas}}}{0,381785 + 0,0121717 \ln(1,22748 \cdot 10^{15} \alpha_{\text{meas}}) + 1,12945 \alpha_{\text{meas}}^{-0,327463} - 3,7366 \cdot 10^{-5} \alpha_{\text{meas}}} \quad (7.1)$$

ergibt eine maximale Abweichung von 0,2% zwischen dem durch das FEM-Programm berechneten und dem durch diese Gleichung bestimmten α_{real} . Die Differenz zwischen α_{real} und dem zur Berechnung des Temperaturfeldes vorgegebenen α_{meas} beträgt etwa +10% für $\alpha_{\text{meas}} = 100 \text{ W/m}^2\text{K}$ und -3% für $\alpha_{\text{meas}} = 1000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Abbildung B.4 zeigt die Verteilung der Oberflächentemperatur bei verschiedenen Wärmeübergangskoeffizienten.

7.1.4 Messtechnik

Die Messstellen, an denen die primären Messgrößen ermittelt werden, sind in Abbildung 7.1 gekennzeichnet. Im folgenden werden sie – aufgelistet nach ihrer Messstellenummer – kurz erläutert. Auf die technischen Daten, Genauigkeiten sowie Kalibriermethoden wird in Anhang I.2 eingegangen. Die Messstelle 14 (Heizstabtemperatur) ist ausführlich oben (Abschnitt 7.1.3) beschrieben.

7.1.4.1 Temperaturen

- 11 Temperatur am Austritt des Schwebekörperdurchflussmessers.
Sensortyp: Pt100 3 mm × 40 mm
- 12 Eintrittstemperatur.
Sensorsignal wird von einem elektronischen PID-Regler zur Regelung der Leistung des Lufterhitzers verarbeitet und gleichzeitig als Istwert-Signal (0–10V) an das Messwertfassungssystem weitergegeben.
Sensortyp: Pt100 3 mm × 40 mm
- 13 Betttemperatur (4-fach).
Von oben eingetaucht in das Bett, gegenüberliegend auf zwei Seiten des Heizstabes eingetaucht, etwa 20 mm über dem Boden,
 - zwei Sensoren Typ: Pt100 2 mm × 20 mm, etwa 50 mm Abstand vom Heizstab,
 - zwei Sensoren Typ: Thermoelement 1 mm, etwa 15 mm Abstand vom Heizstab.
- 14 Heizstabtemperatur.
Siehe Abschnitt 7.1.3, die Regelung erfolgt mit Hilfe eines programmierbaren Messwertfassungsmoduls (siehe Abschnitt I.2).
Sensortyp: Pt100 2 mm × 20 mm.
- 15 Austrittstemperatur.
Sensortyp: Pt100 2 mm × 40 mm.

7.1.4.2 Drücke

- 21 Differenzdruck zwischen Austritt des Schwebekörperdurchflussmessers und Wirbelzone.
Messbereich: 0 bis 7000 Pa.
- 22 Bodendruckverlust.
Messbereich: 0 bis 2500 Pa.
- 23 Wirbelschichtdruckverlust.
Messbereich: 0 bis 2500 Pa.
- 24 Absolutdruck in der Wirbelzone (etwa 20 mm über dem Boden).
Messbereich: 80.000 bis 110.000 Pa.

7.1.4.3 Volumenstrom

- 31 Luftvolumenstrom.
Gemessen durch vier verschieden große Schwebekörperdurchflussmesser mit an die Versuchsbedingungen angepasstem Messbereich.
Messbereich: insgesamt 0,5 bis 160 m³/h.

7.1.4.4 Austrittsfeuchte

- 41 Gasaustrittsfeuchte.
Aus dem Kopf der Anlage werden über ein selbstgebautes Glaswollefilter (Wirkung als Tiefenfilter) 0,4 l/min Luft abgesaugt. Durch Edelstahlrohre bzw. PTFE-Schläuche mit 4 mm Innendurchmesser gelangt die Luft von der Anlage direkt in das schutzbeheizte Infrarotspektrometer und wird dann durch die Membransaugpumpe hindurch zu einem Schwebekörperdurchflussmesser gepumpt. Da das Messsignal des IR-Spektrometers stark druckabhängig ist, muss der Druck in der Messzelle konstant gehalten werden. Dieses wird durch ein vor der Messzelle eingebautes Drosselventil erreicht, das so eingestellt wird, dass der mittels eines U-Rohr-Manometers gemessene Druck am Austritt des Spektrometers (= nahe der Messzelle) konstant ist. Dieser Druck wird auch während der Kalibrierung des Messgerätes eingehalten.

7.1.4.5 Heizleistung des Heizstabes

- 51 Die elektrische Leistung des Heizstabes wird als Produkt aus Spannung und Stromstärke ermittelt. Als elektrische Schaltung hat sich nach einigen Variationen folgende am geeignetsten erwiesen: Zur Spannungseinstellung wird ein geregelter Stelltransformator (0–260V) verwendet (anstatt eines Thyristorstellers, der steile „Spannungsflanken“ erzeugt, die die Leistungsmessung stark erschweren). Die Wechselspannung wird über einen Brückengleichrichter in eine ungeglättete Gleichspannung umgeformt. Der Spannungsabfall eines in Reihe geschalteten Widerstandes liefert das Stromsignal, ein parallel geschalteter Widerstand das Spannungssignal. Da die Spannung zwar gleichgerichtet, aber pulsierend ist, ergibt sich die maßgebliche Wirkleistung nach

$$P = 1,13 U I \quad . \quad (7.2)$$

7.2 Durchführung und Auswertung der Experimente

Das Ziel der durchgeführten Experimente ist die Untersuchung des Einflusses der indirekten Beheizung auf die Wirbelschichttrocknung kapillarporöser Stoffe. Zu diesem Zweck wurden mit den in Kapitel 6 beschriebenen Chargen absatzweise Versuche durchgeführt und aus den aufgezeichneten Messwerten Trocknungskurven und Wand-Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt. Das Versuchsprogramm, die Durchführung sowie die Auswertung werden im Folgenden beschrieben. Auf die experimentellen Fehler wird in Anhang F eingegangen.

7.2.1 Versuchsprogramm

Anhand von Gleichung (4.20) können die wesentlichen Einflussfaktoren auf den partikelkonvektiven Wärmeübergangsmechanismus identifiziert werden (vgl. Abschnitt 4.3.4). Als erster und wichtigster Parameter ist der Partikeldurchmesser zu nennen. Weiterhin spielt die Porosität des Wirbelbettes (bei KUNII und LEVENSPIEL [5] durch den Blasenanteil repräsentiert) eine entscheidende Rolle. Andere Betteigenschaften sind eher von untergeordneter Bedeutung.

Die Abhängigkeiten von d_P und ϵ_{bed} bestimmen unmittelbar das durchgeführte Versuchsprogramm. Die zur Verfügung stehenden Materialchargen (vgl. Kapitel 6) legten die Variation des Partikeldurchmessers fest. Für alle Chargen sollte durch Einstellen verschiedener Luftmassenströme die Bettporosität zwischen Lockerungspunkt und $\epsilon_{\text{bed}} \approx 0,8$ variiert werden. Für große Partikel konnten nicht so hohe Luftmassenströme eingestellt werden, da die Gebläseleistung begrenzt war. Die in Kapitel 8 dargestellten Ergebnisse zeigen aber, dass solche Versuche keine neuen Informationen gebracht hätten. Für die feinen Chargen war der Porositätsbereich nach unten durch schwierige Fluidisation (vgl. Abschnitt 6.6) und nach oben durch starken Austrag der jeweiligen feinsten Partikel der Charge begrenzt.

Durch die Versuche sollte außerdem der Einfluss der Lufteintritts- und der Heizstabtemperatur auf die Trocknung und den Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{W-bed}}$ untersucht werden. Eintrittstemperaturen von 50, 100 und 140 °C sowie Heizstabtemperaturen von 100, 140 und 180 °C wurden eingestellt. Da, wie in Abschnitt 7.3 gezeigt wird, kein Temperatureinfluss auf $\alpha_{\text{W-bed}}$ nachweisbar ist, wurde die Variation der beiden Temperaturen nicht für alle Chargen durchgeführt. Eine Einschränkung der Einstellmöglichkeiten der Heizstabtemperatur ergab sich auch aus dem Messbereich des IR-Spektrometers. Bei feinen Chargen (NG100, NO203) treten hohe Wärmeübergangskoeffizienten auf, die zu einem hohen Energieeintrag und damit zu hohen Austrittsfeuchten führen. Die Heizstabtemperatur musste daher von 100 auf 70 °C gesenkt werden.

Insgesamt wurden 188 Versuche durchgeführt. Anhang H führt sie mit ihren Versuchsparametern auf. Eine Übersicht über das Versuchsprogramm gibt Tabelle 7.1. Angegeben werden die Anzahl der jeweils durchgeführten Versuche und die Variationsbereiche der wesentlichen Versuchsparameter. Wie in Abschnitt 6.8 erläutert, wurden für die Chargen mit $d_P < 1$ mm auch Versuche durchgeführt, die der Bestimmung der partikelinneren Trocknungskinetik dienen sollten, indem durch Downscaling von der gemessenen Wirbelschicht-Trocknungskurve auf das Einzelpartikel geschlossen wird. Obwohl diese Versuche in diesem Sinn nicht auswertbar waren, sind sie in Anhang H und Tabelle 7.1 ebenfalls aufgeführt.

Tab. 7.1: Anzahl der je Charge durchgeführten Versuche und Variationsbereich der wesentlichen Versuchsparameter. o = ohne indirekte Beheizung, v = vertikaler Heizstab, h = horizontaler Heizstab, ndc = Versuch zur Ermittlung der Einzelpartikel-trocknungskinetik (vgl. Abschnitt 6.8). $Re_{0,dry}$ und $\epsilon_{bed,dry}$ sind berechnete Werte.

Charge	Anzahl / Heizstab					ϑ_{in} °C	ϑ_w °C	$Re_{0,dry}$ –	$\epsilon_{bed,dry}$ –
	ges.	o	v	h	ndc				
G1800b	21	12	7	2	–	50 – 120	100, 140	96,4–236	0,49–0,74
G1150b	29	9	10	3	7	50 – 140	100, 140	31,3–154	0,47–0,86
G0800	18	6	8	4	–	50 – 140	100, 140	17,7–108	0,48–0,88
G0260	24	5	8	2	9	50, 100	100, 140	2,23–9,21	0,60–0,77
NWA	18	4	7	3	4	50, 100	100, 140	2,00–8,05	0,54–0,75
AOS	18	5	5	3	5	50, 100	70, 100	0,49–2,28	0,64–0,81
NG100	17	5	6	3	3	50,100	70, 100	0,04–0,28	0,54–0,71
NO203	12	5	4	2	1	50	70	0,11–0,39	0,62–0,74
G1800a	18	11	7	–	–	50 – 150	100 – 180	157–325	0,57–0,80
G1150a	13	6	7	–	–	50 – 150	100 – 140	53,6–167	0,52–0,85
Summe	188	68	69	22	29	50–150	70–180	0,04–325	0,48–0,88

7.2.2 Versuchsdurchführung

Sämtliche durchgeführten Wirbelschichtexperimente waren absatzweise Trocknungsversuche, d.h. eine definierte Menge feuchtes Material wurde in die Versuchsanlage gegeben und nahezu vollständig getrocknet. Die Vorgehensweise bei den Versuchen mit bzw. ohne indirekte Beheizung unterscheidet sich nicht, abgesehen vom Zuschalten des Heizstabes. Im Einzelnen waren folgende Schritte zur Durchführung eines Trocknungsversuches nötig:

1. Das Versuchsmaterial wurde zur Befeuchtung mindestens drei Tage (in der Regel mehrere Wochen) in demineralisiertem Wasser unter Raumbedingungen gelagert.
2. Zu Beginn des Versuches wird die Anlage angeschaltet und der gewünschte Luftvolumenstrom sowie die Temperaturen der Eintrittsluft und ggf. des Heizstabes eingestellt. Die Anlage wird so aufgeheizt. Das Ende des Aufheizvorganges wird durch eine konstante Luftaustrittstemperatur angezeigt, die aufgrund von Wärmeverlusten bei hohen Volumenströmen 1 bis 2 °C, bei kleinen bis zu 5 °C unter der Eintrittstemperatur liegt. Während des Aufheizens wird die Luftfeuchte laufend gemessen. Dieser Wert entspricht der Eintrittsfeuchte während des eigentlichen Versuches.
3. Zur mechanischen Vortrocknung wurde das Gut in einer stehenden Siebzentrifuge etwa 10 Minuten von Oberflächenfeuchte befreit. Für die groben Chargen (G1800, G1150 und G0800) reicht diese Vortrocknung aus, um ein rieselfähiges Gut zu erhalten. Alle anderen, feinen Chargen klumpen, da auch nach dem Schleudern zu viel Oberflächenfeuchte haften bleibt. Deshalb wurde das zu feuchte Material händisch mit soviel trockenem vermischt, dass wiederum Rieselfähigkeit erreicht ist. Diese auch industriell übliche Methode des Rückvermischens weist zwei Nachteile in Bezug auf die Messergebnisse auf: (1.) Die Anfangsfeuchte der Partikel sinkt, so dass der Bereich kleiner wird, in dem der Einfluss der

Feuchte auf den zu untersuchenden Wärmeübergang beobachtet werden kann. (2.) Es ist unklar, welche Feuchte die zugemischten und welche die ursprüngliche Partikel aufweisen, und wie sich dieses auf die Wärmeübergangskoeffizienten auswirkt. Insbesondere bei der wenig hygroskopischen Charge NO203 ist es fraglich, ob die zunächst trockenen Partikel während des Mischens überhaupt Feuchte in den partikelinneren Poren aufnehmen. Da dieser „Mischungsfehler“ in der Praxis genau so auftritt, wird er bei der Auswertung und Modellierung nicht weiter berücksichtigt.

Die Gutsfeuchten der feuchten bzw. trockenen Ausgangsmengen werden jeweils bestimmt. Die sich daraus rechnerisch ergebende mittlere Gutsfeuchte wird mit derjenigen verglichen, die durch Probenahme vom gemischten Material bestimmt wird. Letztere liegt immer leicht unterhalb der rechnerischen, was auf Trocknung während des einige Minuten dauernden Mischvorgangs zurückgeführt werden kann. Als Anfangsfeuchte wird der X -Wert der Mischprobe genommen.

4. Dem zu trocknenden Material wird eine Probe von etwa 50 g zur Bestimmung der Anfangsfeuchte X_0 entnommen.
5. Danach wird eine gewogene Menge des Feststoffs so schnell wie möglich – um vorzeitige Trocknung zu minimieren – in die Schleuse (vgl. Abbildung 7.2) gefüllt und der Versuch sofort durch Öffnen der Schleusenklappen, d.h. durch schlagartiges Einfüllen des Feststoffs gestartet. Dieser Zeitpunkt wird, genau wie das Versuchsende, in der Messdatei gespeichert.
6. Während des eigentlichen Versuches muss lediglich darauf geachtet werden, dass der Luftvolumenstrom, angezeigt durch den Schwebekörperdurchflussmesser, konstant bleibt.
7. Am Versuchsende, das durch eine konstante Austrittsfeuchte charakterisiert ist, die in etwa der Eintrittsfeuchte entspricht, werden der Heizstab, der Lufterhitzer und das Gebläse abgeschaltet. Die Wirbelzone wird sofort durch Herunterdrehen des Plenums (vgl. Abschnitt 7.1.2) geöffnet, eine Probe für die Feststoffendfeuchte entnommen, und das restliche Material mit Hilfe eines Staubsaugers abgesaugt. Die Wirbelzone wird gereinigt. Dann wird der Staubsauger geleert und das Material zur Kontrolle gewogen.
8. Die Anlage wird wieder geschlossen und der nächste Versuch kann gestartet werden.

Während des Versuches lagert sich, insbesondere bei höherer Luftgeschwindigkeit, die zum Austrag von feinen Partikeln in den Anlagenkopf führt, an einigen Stellen Versuchsmaterial ab. Insbesondere trifft dieses für die Heizstabhalterung und die Querschnittserweiterung des Kopfes zu (vgl. Abschnitt 7.1.2). Dieses Material wurde nicht nach jedem Versuch, sondern nur bei Wechsel des Versuchsmaterials entfernt. Es wird davon ausgegangen, dass es keinen Einfluss auf die nachfolgenden Versuche hat.

7.2.3 Auswertung der Versuche

Während des Versuches werden die Werte sämtlicher Wägungen zur Bestimmung der Anfangs- und Endmasse sowie der entsprechenden Gutsfeuchten notiert. Die elektronisch erfassten Größen (Temperaturen, Drücke, Luftfeuchte usw.) werden in einer Datei gespeichert. Die Möglichkeit, innerhalb des Messwerterfassungsprogramms online sekundäre Größen zu berechnen (z.B.

die Leistung des Heizstabes als Produkt von Strom und Spannung) wurde genutzt. So berechnete Werte wurden ebenfalls gespeichert. Die Speicherung erfolgte in 2-Sekunden-Schritten. Die Auswertung der Messdaten aus dieser Datei und die Bestimmung der wesentlichen zeitabhängigen Größen (Gutsfeuchte X , Trocknungsgeschwindigkeit \dot{m} und Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{W\text{-bed}}$) erfolgte mit einem speziellen Auswerteprogramm, dem Gleichungen zugrunde liegen

- für die Gutsfeuchte, abgeleitet aus der Gesamtbilanz für die Feuchte,

$$X(t) = X_0 - \frac{\dot{M}_G}{M_{S,\text{dry}}} \int_{\tau=0}^t (Y_{\text{out}}(\tau) - Y_{\text{in}}) d\tau \quad , \quad (7.3)$$

- für die Trocknungsgeschwindigkeit

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}_G}{M_{S,\text{dry}}} \frac{\rho_P d_P}{6} (Y_{\text{out}}(t) - Y_{\text{in}}) \quad , \quad (7.4)$$

- und für den Wärmeübergangskoeffizienten, äquivalent zu Gleichung (4.1) bei zusätzlicher Berücksichtigung der Wärmekapazität des Heizstabes,

$$\alpha_{W\text{-bed}} = \frac{\dot{Q}_{\text{el}} - M_{\text{H}} c_{\text{H}} \frac{d\vartheta_{\text{H}}}{dt}}{A_{\text{H}} (\vartheta_{\text{H}} - \vartheta_{\text{bed}})} \quad , \quad (7.5)$$

wobei für die Wärmekapazität des Heizstabes zweiter Bauart $M_{\text{H}} c_{\text{H}} = 80 \text{ W/K}$ bestimmt wurden. Die zeitliche Veränderung der Heizstabtemperatur $d\vartheta_{\text{H}}/dt$ wurde aus Mittelwerten der letzten 15 s vor dem aktuellen Zeitpunkt bestimmt. Der Heizstab erster Bauart wurde nur für Versuche mit grobem Material (Chargen G1800 und G1150) eingesetzt, bei denen nur relativ niedrige Wärmeübergangskoeffizienten auftreten. Daher erreichte der Heizstab sehr schnell nach Versuchsbeginn wieder die Solltemperatur, so dass eine Berücksichtigung der Wärmekapazität hier nicht nötig war.

Weiterhin wurde das Auswerteprogramm genutzt, um die mittlere Eintrittstemperatur ϑ_{in} zu bestimmen, die etwa $+0,5^\circ\text{C}$ vom Sollwert abweicht. Der gemessene Luftmassenstrom \dot{M}_G , der sich als Produkt des am Schwebekörperdurchflussmesser abgelesenen Volumenstroms (der entsprechende Skalenwert wurde „von Hand“ ins Messwertprogramm übernommen) und der aktuellen Luftdichte ergibt, wird ebenfalls vom Auswerteprogramm gemittelt. Dieser Wert wurde mit demjenigen verglichen, der sich aus einer Feuchte-Gesamtbilanz ergibt. Zur Bestimmung dieses bilanzierten Luftmassenstroms wird Gleichung (7.3) über die gesamte Versuchszeit integriert und nach \dot{M}_G aufgelöst; man erhält

$$\dot{M}_G = \frac{(X_0 - X_{\text{end}}) M_{S,\text{dry}}}{\int_{\tau=0}^{t_{\text{end}}} (Y_{\text{out}}(\tau) - Y_{\text{in}}) d\tau} \quad . \quad (7.6)$$

Der Zähler beschreibt die aus dem Feststoff entfernte Wassermenge, während der Nenner, multipliziert mit \dot{M}_G , die durch die Luft abtransportierte Wassermenge ergibt; beide müssen gleich sein, damit die Bilanzbedingung erfüllt ist. Da alle Größen der rechten Seite von Gleichung 7.6 bekannt sind, kann der bilanzierte Luftmassenstrom einfach mit Hilfe des Auswerteprogramms errechnet werden. Die Entscheidung, nach welcher Methode – Bilanzierung oder direkte Messung – ein genauerer Massenstrom bestimmt wird, muss ausführlich anhand der erreichbaren Messgenauigkeiten diskutiert werden.

Die Genauigkeit der Bilanz-Methode hängt zum einen von der Bestimmung der Anfangs- und Endfeuchte sowie der Feststoffmasse, zum anderen von der Messung der Luftfeuchte ab. Erstere sind sicherlich als sehr genau zu beurteilen, für letztere wird der gleiche Fehler wie für die Gasaustrittsfeuchte (Anhang F.1) angesetzt, also weniger als 5 %.

Die direkte Luftvolumenstrommessung erwies sich als problematisch und stärker mit Fehlern behaftet. Ein Vergleich zwischen dem Bilanz-Luftmassenstrom und dem Schwebekörperdurchflussmesser-Wert zeigte, dass letzterer um mindestens 10 bis 30 % höher lag. Eine intensive Ursachenforschung umfasste neben einer Überprüfung der Kalibrierung des Infrarotspektrometers (siehe Anhang F.1) vor allem eine Kalibrierung des Schwebekörperdurchflussmessers mit Hilfe einer geeichten Gasuhr, die von den Magdeburger Stadtwerken ausgeliehen wurde. Deren Messbereich stimmte mit demjenigen des größten verwendeten Schwebekörperdurchflussmessers überein, so dass nur dieser überprüft werden konnte. Bei direkter Schlauchverbindung vom Schwebekörperdurchflussmesser zur Gasuhr wurden nahezu identische Volumenströme gemessen. Als Fehler wurden zahlreiche Undichtigkeiten der Anlage zwischen der Volumenstrommessstelle und dem Wirbelbett identifiziert, die von Hand nicht fühlbar waren. Insbesondere war der Luftherhitzer an den Bohrungen zur Durchführung der Heizelemente nicht ausreichend abgedichtet, und der hitzebeständige Schlauch zwischen Luftherhitzer und Plenum der Anlage war aus leicht luftdurchlässigem Material gefertigt. Zunächst wurde der Luftherhitzer besser abgedichtet. Ein Schlauch aus besser geeignetem Material stand erst für die letzte Versuchsreihe mit horizontal eingebautem Heizstab zur Verfügung. Während der meisten Versuche lag die Abweichung zwischen dem Bilanz-Luftmassenstrom und dem Schwebekörperdurchflussmesser-Wert bei etwa 10 bis 20 %.

Diese Abweichung hat aber keinen Einfluss auf die Messgenauigkeit insgesamt, da der Bilanz-Luftmassenstrom als genauere Messung (Fehler $< 5\%$) zur Verfügung steht. Dieser wurde grundsätzlich immer für die Modellrechnungen genutzt. Nachteilig war lediglich, dass sich ein bestimmter Luftmassenstrom nicht während des Versuches exakt einstellbar war, er ergab sich ja erst bei der Auswertung des Versuchsdaten.

7.3 Beispiele der experimentellen Ergebnisse

In diesem Abschnitt wird anhand beispielhaft ausgewählter Versuche dargestellt, welche experimentellen Ergebnisse die einzelnen Versuche liefern. In Anhang H sind die Parameter der für die Darstellung ausgewählten Versuche aufgeführt.

Weil das entscheidend Neue an der vorgestellten Arbeit die Messung von Wand-Wärmeübergangskoeffizienten ist, wird im nächsten Kapitel 8 nahezu ausschließlich auf diese eingegangen, Trocknungskurven werden dann in den Abschnitten 8.5 und 8.7 analysiert.

7.3.1 Trocknungskurven

Da die indirekte Beheizung in erster Linie dazu dient, mehr Energie in den Trockner einzutragen, um die Verdampfungsleistung zu erhöhen, sollen zunächst Trocknungskurven von Versuchen mit bzw. ohne indirekte Beheizung verglichen werden. Dieser Vergleich, der jeweils für ein Versuchspaar pro Charge in Abbildung 7.5 dargestellt wird, zeigt, dass die Trocknungsgeschwindigkeit

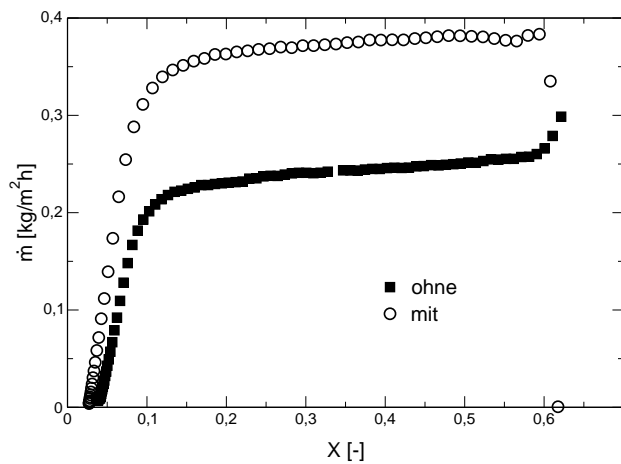
erwartungsgemäß in allen Fällen höher ist, wenn der zusätzliche Energieeintrag vorhanden ist. Ähnlich verhält es sich bei horizontalem Einbau des Heizstabes, und auch bei den Versuchen an der Vorversuchsanlage wurden entsprechende Erhöhungen der Trocknungsgeschwindigkeiten bestimmt. Aus diesem Grund werden die zugehörigen Messwerte nicht gesondert dargestellt.

Zwei Besonderheiten sollen jedoch kurz angesprochen werden:

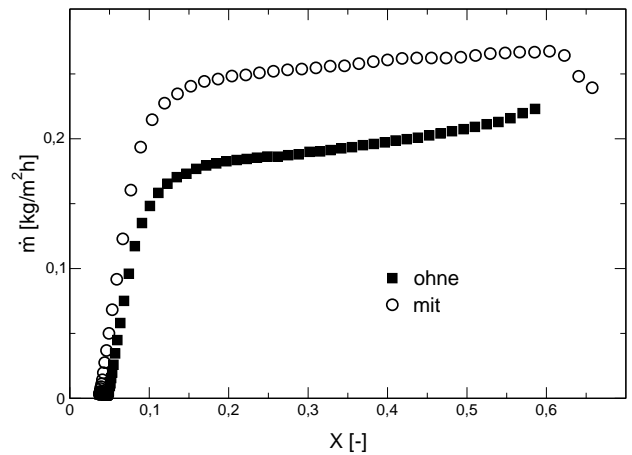
- Die Trocknungsgeschwindigkeit der Charge G0800 sinkt nach Abbildung 7.5(c) mit indirekter Beheizung nahezu kontinuierlich ab, während sie ohne indirekte Beheizung den üblichen Verlauf zwei Abschnitten zeigt. Dieser Effekt trat bei wiederkehrender Benutzung der Partikel auf, die sich von Versuch zu Versuch anscheinend verändert haben. Die Ursache hierfür bleibt unklar. Ausgeschlossen werden können ein Einfluss der Beheizung, da bei den anderen Chargen nichts ähnliches beobachtet wird, und die Veränderung der sorptiven Eigenschaften, da die Sorptionsisothermen benutzter und frischer Partikel nahezu identisch sind.
- Die Kurven der Chargen NG100 und NO203 sind durch Agglomeration und schlechte Fluidisation (feuchte Partikel verhalten sich entsprechend der Geldart-Gruppe C) beeinflusst. Dieser Einfluss wird bei den gemessenen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten noch deutlicher werden.

7.3.2 Wand-Wärmeübergangskoeffizienten

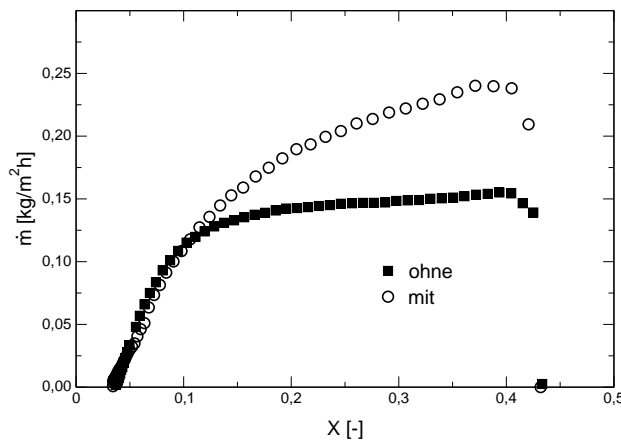
Für die Versuche mit indirekter Beheizung, deren Trocknungskurven in Abbildung 7.5 gezeigt sind, werden in Abbildung 7.6 die entsprechenden gemessenen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt. In Kapitel 8 werden diese und alle anderen gemessenen Kurven ausgewertet.



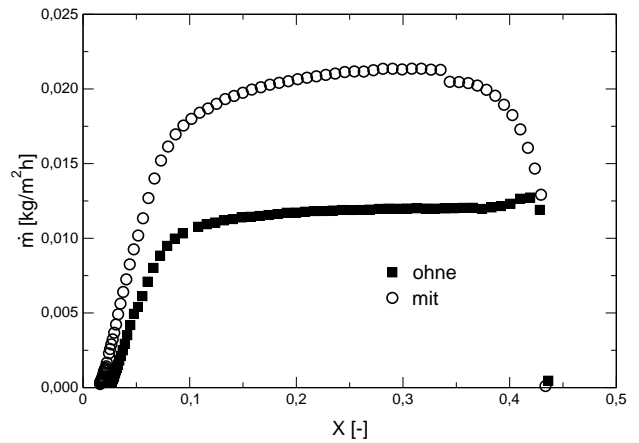
(a) G1800b, ohne=99091403, mit=99111901



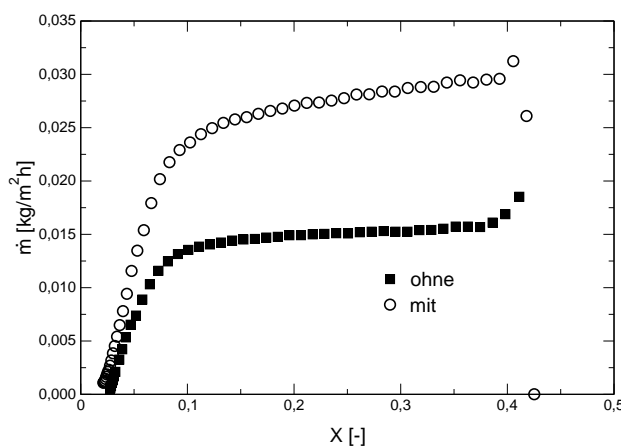
(b) G1150b, ohne=99092202, mit=99120801



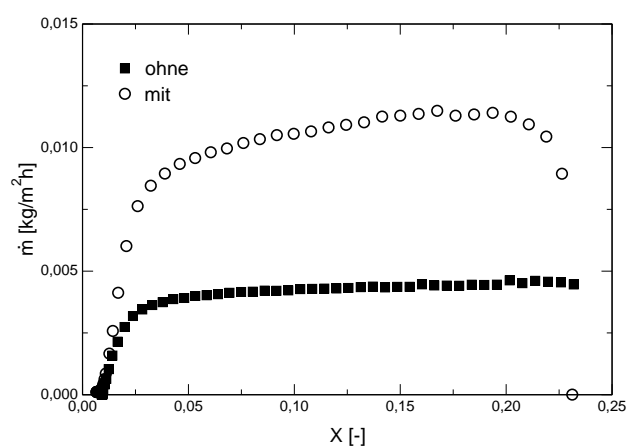
(c) G0800, ohne=99100202, mit=00010901



(d) G0260, ohne=00011001, mit=00020902

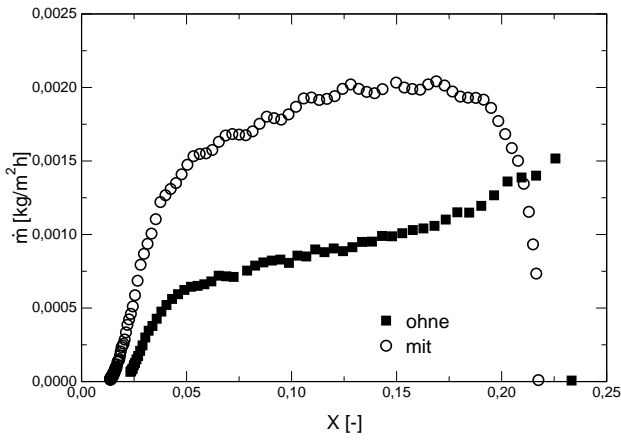


(e) NWA, ohne=00020901, mit=00020902

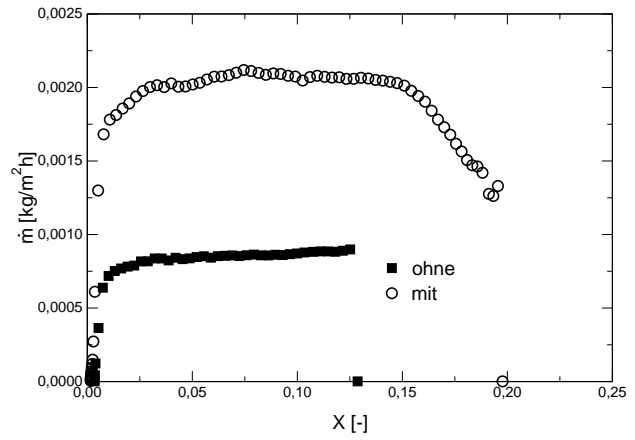


(f) AOS, ohne=00030601, mit=00032402

Abb. 7.5: Vergleich der Trocknungsgeschwindigkeiten ausgewählter Versuchspaare mit und ohne indirekte Beheizung (vertikaler Heizstab, Hauptversuchsanlage) für alle Chargen. Achtstellige Nummern bezeichnen den Versuch, experimentelle Parameter in Anhang H. (Fortsetzung →)

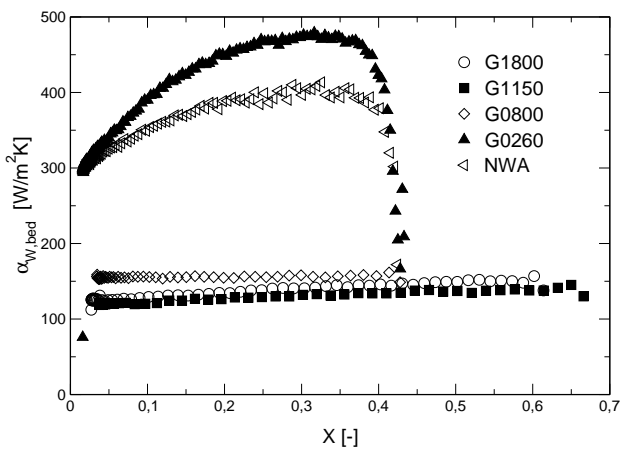


(g) NG100, ohne=00030601, mit=00031401

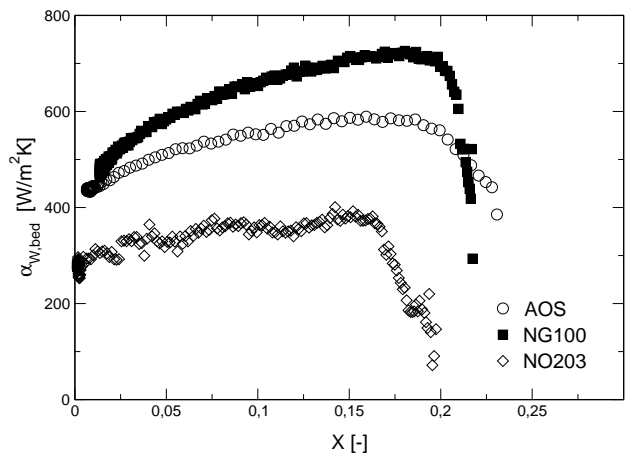


(h) NO203, ohne=00041301, mit=00040602

Abb. 7.5: (Fortsetzung:) Vergleich der Trocknungsgeschwindigkeiten ausgewählter Versuchspare mit und ohne indirekte Beheizung (vertikaler Heizstab, Hauptversuchsanlage) für alle Chargen. Achtstellige Nummern bezeichnen den Versuch, experimentelle Parameter in Anhang H.



(a) größere Partikel



(b) kleinere Partikel

Abb. 7.6: Gemessene Wand-Wärmeübergangskoeffizienten für die in Abbildung 7.5 dargestellten Versuche mit indirekter Beheizung, aufgetragen über der Gutsfeuchtebeladung. Versuchsparameter in Anhang H.

8. AUSWERTUNG DER WIRBELSCHICHTEXPERIMENTE

Ziel der Auswertung der durchgeführten Versuche (Kapitel 7) ist es, den Einfluss der indirekten Beheizung auf den Trocknungsprozess in der Wirbelschicht zu klären. Abbildung 7.5 zeigt beispielhaft, wie sich die Trocknungsgeschwindigkeit durch den zusätzlichen Energieeintrag erhöht. Die Basisgröße zur Bestimmung dieses Energieeintrags ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen der beheizten Wand und dem Bett. Entsprechende Messwerte sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Um diese Messergebnisse mit einem mathematischen Modell vorhersagen zu können und so die Grundlage zur Berechnung des zusätzlichen Energieeintrags und damit zur Modellierung der Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung zu schaffen, sind folgende Schritte nötig:

1. Analyse der Messergebnisse hinsichtlich des Einflusses der partikelinneren Feuchte auf die Wärmeübergangskoeffizienten,
2. Trennung des direkten vom indirekten Einfluss (vgl. Abschnitt 4.6.1),
3. Differenzierte Analyse der Messergebnisse der drei verschiedenen Heizstabgeometrien und
4. Modellierung des direkten Einflusses.

Die sich aus den Messergebnissen ergebende Modellierung des direkten Einflusses wird anschließend in Hinblick auf die

5. Modellierung der Trocknungskurven

analysiert. Anschließend werden

6. vereinfachte Modellierungsansätze für die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten und die Wirbelschichttrocknung

vorgeschlagen. Den Abschluss bildet eine

7. zusammenfassende Bewertung aller Modellierungsvarianten.

Die Abschnitte dieses Kapitels beziehen sich unmittelbar auf diese Punkte. Die Analyse erfolgt in diesem Kapitel in erster Linie anhand der schon für Abbildung 7.6 beispielhaft ausgewählten Versuche. Darüber hinaus zeigt Anhang G die entsprechenden Kurven für alle durchgeführten Versuche mit indirekter Beheizung, wobei pro Abbildung jeweils insgesamt 18 Diagramme für die verwendeten Partikelchargen und für alle Anlagenkonfigurationen (horizontal bzw. vertikal

in beiden Versuchsanlagen) gezeigt werden. Die Kurven sind durch laufende Mittelwertbildung geglättet, um ihren Verlauf genauer verfolgen zu können.

Innerhalb dieses Kapitels werden zahlreiche Modellvarianten zur Berechnung der Wirbelschichttrocknung und des Wand-Wärmeübergang verwendet. Diese Varianten werden zum Teil erst innerhalb dieses Abschnittes entwickelt. Um diese Varianten klar voneinander zu unterscheiden, werden sie in tabellarischer Form miteinander verglichen. Jede Modellvariante setzt sich primär aus drei Modulen für

1. die Wirbelschichttrocknung gemäß Abschnitt 3.5,
2. den Wand-Wärmeübergang gemäß Abschnitt 4.4 und
3. Intrapartikuläre Trocknungskinetik gemäß Abschnitt 5.4 bzw. 5.5

zusammen. Tabelle 8.1 zeigt die sich ergebenden Kombinationsmöglichkeiten der drei Module, die in diesem Kapitel genutzt wurden. Diese Tabelle wird im Laufe der folgenden Auswertung um weitere Varianten, sprich: Modellentwicklungen, erweitert werden.

Variante	Wirbelschichttrocknung F: FLUBED W: WSMOD	Wand-Wärmeübergang M: MARTIN [14] K: KUNII und LEVENSPIEL [5]	intrapartikulären Trocknungskinetik ndc: normierte Trocknungskurve va: volume-averaging-Methode
A	W	M	ndc
B	W	K	ndc
C	F	M	ndc

Tab. 8.1: Verwendete Modellvarianten als Kombination der drei Module zur Trocknung, zum Wärmeübergang, und zur intrapartikulären Trocknung.

8.1 Gesamter Einfluss der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang

Die in Abbildung 7.6 dargestellten gemessenen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten lassen eindeutige Abhängigkeiten von der Gutsfeuchte erkennen. Diese Abhängigkeiten werden nach einer einfachen Umrechnung in relative Werte nach

$$\text{rel } \alpha_{\text{exp}}(X) = \frac{\alpha_{\text{W-bed}}(X)}{\alpha_{\text{W-bed}}(X=0)} \quad (8.1)$$

unmittelbar miteinander vergleichbar. Die Abbildungen 8.1 bzw. G.1 zeigen die Ergebnisse der Umrechnungen. Dabei umfasst – wie oben erläutert – Abbildung 8.1 die drei beispielhaft ausgewählten Versuche und Abbildung G.1 alle durchgeführten Versuche. Die Auftragung der durch laufende Mittelwertbildung geglätteten Kurven verdeutlicht zwei Sachverhalte: Zum einen werden für kleinere Partikeldurchmesser höhere Werte für $^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$ erreicht. Zum anderen zeigt die Variation der Einzelkurven, die in den Diagrammen erkennbar ist, dass die Verstärkung des Wand-Wärmeübergangskoeffizienten nicht nur von der Feuchte, sondern auch von anderen Versuchsparametern abhängt. Als mögliche Faktoren für diese Abhängigkeit kommen die Bett- und die Wandtemperatur sowie die Bettporosität, die unmittelbar von der Gasgeschwindigkeit abhängt, in Frage. Darüber hinaus kann die horizontale bzw. vertikale Anordnung des Heizstabes relevant sein.

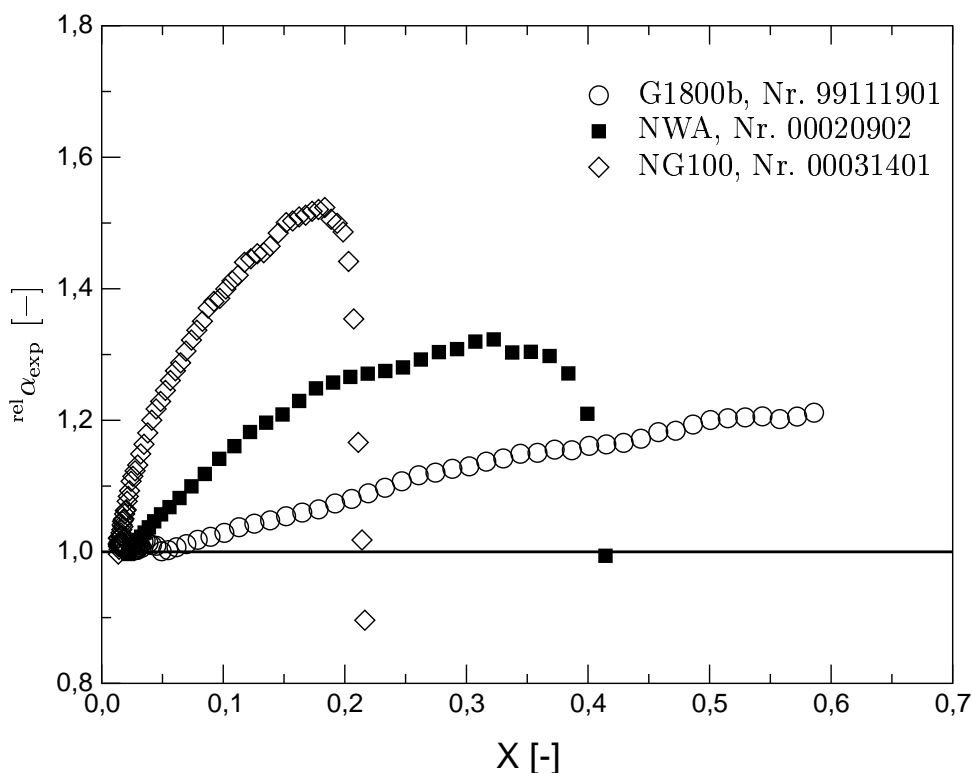


Abb. 8.1: Relativer gemessener Wärmeübergangskoeffizient $^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$ nach Gleichung (8.1) für die drei ausgewählten Versuche. Entsprechende Kurven für alle Versuche zeigt Abbildung G.1.

Um diese Einflussfaktoren zu analysieren, wurde für einen für jede Charge definierten X -Wert $^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$ für jeden Versuch abgelesen und in Abbildung G.2 entsprechend aufgetragen. Die jeweiligen X -Werte wurden gemäß $X = 0,66X_{\text{max}}$ bestimmt, wobei X_{max} in Tabelle 8.9 gegeben ist. Drei Sachverhalten werden deutlich:

1. Es ist weder ein Einfluss der Wand- noch der Luftertrittstemperatur erkennbar. Dieses Verhalten entspricht dem allgemeinen Verständnis eines Wärmeübergangskoeffizienten, der nicht von der Temperatur abhängen sollte, bei der er gemessen wird.
2. Mit steigender Bettporosität sinkt $^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$, d.h. der Kühleffekt nimmt ab. Diese Abhängigkeit ist nicht besonders stark und deshalb auch nicht eindeutig. Dennoch gibt es eine

physikalische Erklärung, die auf einer Kette von Ursache und Wirkung beruht: Höhere Bettporosität \rightarrow höhere Partikelbeweglichkeit \rightarrow sinkende Kontaktzeit \rightarrow Partikel wird weniger aufgeheizt \rightarrow Kühleffekt (= direkter Einfluss) weniger bedeutend \rightarrow $^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$ kleiner.

3. Am horizontalem Heizstab ergeben sich tendenziell höhere Werte für $^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$ als bei vertikaler Anordnung. Die in Abschnitt 4.3.1.1 erläuterte makroskopische Partikelbewegung in der Wirbelschicht und insbesondere die in Abbildung 4.3 gezeigten Messungen von GREWAL [123] zeigen, dass es am horizontalen Heizstab zwei Zonen gibt, an denen sich die Partikel unterschiedlich lang aufhalten. An den Seiten ist die Verweilzeit gering, weil eine axiale Partikelbewegung im Bett vorherrscht. Ober- und unterhalb des Stabes hingegen halten sich die Partikel aus dem gleichen Grund eher lange auf. Im Mittel ergibt sich scheinbar eine zur vertikalen Anordnung äquivalente Verweilzeit, so dass in vielen Modellen für den Wand-Wärmeübergang nicht zwischen horizontaler und vertikaler Anordnung unterschieden wird. Die in Abbildung G.2 gezeigten Ergebnisse deuten darauf hin, dass dieses indifferente Verhalten zwar prinzipiell auch für den Kühleffekt zutrifft, der verstärkende Effekt der teilweise langen Verweilzeit aber etwas überwiegt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Streuung der $^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$ -Kurven in Abbildung G.1 in erster Linie auf verschiedene Bettporositäten und weiterhin auf unterschiedliche Heizstabanordnungen zurückzuführen ist. Beide Faktoren lassen sich auf den Einfluss der Kontaktzeit auf den Kühleffekt zurückführen.

8.2 Trennung des direkten von den indirekten Einflüssen

Dieser Abschnitt erläutert, wie die in den Abbildungen 8.1 bzw. G.1 dargestellten gemessenen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten ausgewertet werden können, um die Einflüsse der partikelinneren Feuchte in indirekte und direkte aufzuschlüsseln. Wie in Abschnitt 4.6.1 erläutert wurde, ist diese Unterscheidung wichtig, um die Wirkung des verdunstenden Wassers als latente Wärmesenke von anderen Wirkungen zu trennen. Dadurch ist es möglich, diesen als Kühleffekt bezeichneten Mechanismus zu analysieren und, in einem weiteren Schritt, in einem physikalisch begründeten Modell zu erfassen.

8.2.1 Berechnung des Kühleffektes aus den Messdaten

Den Weg zu der genannten Trennung eröffnet die Berechnung der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten mit einem Modell, das zwar die indirekten Einflüsse, aber nicht den direkten Einfluss berücksichtigt. Aus dem Unterschied der so berechneten und gemessenen Werte kann man auf den direkten Einfluss schließen. Prinzipiell ist es recht einfach, die indirekten Einflüsse, die in Abschnitt 4.6.1 erläutert wurden, in vorhandene Modelle zu integrieren, da die Veränderungen der Partikeldichte und -wärmekapazität mit der Gutsfeuchte eindeutig sind. Um die Vorgehensweise, die schon früher sehr ähnlich in [179, 180, 181] angewendet wurde, zu veranschaulichen, sind in Abbildung 8.2 Messdaten von drei einzelnen Versuchen dargestellt und mit berechneten Werten nach der Modellvariante A, Tab. 8.1, d.h. mit dem Modell nach MARTIN [14] (vgl. Abschnitt 4.4.1), verglichen worden. Im Idealfall, d.h. wenn das Modell die Messergebnisse perfekt vorhersagt, müssten drei Bedingungen erfüllt sein:

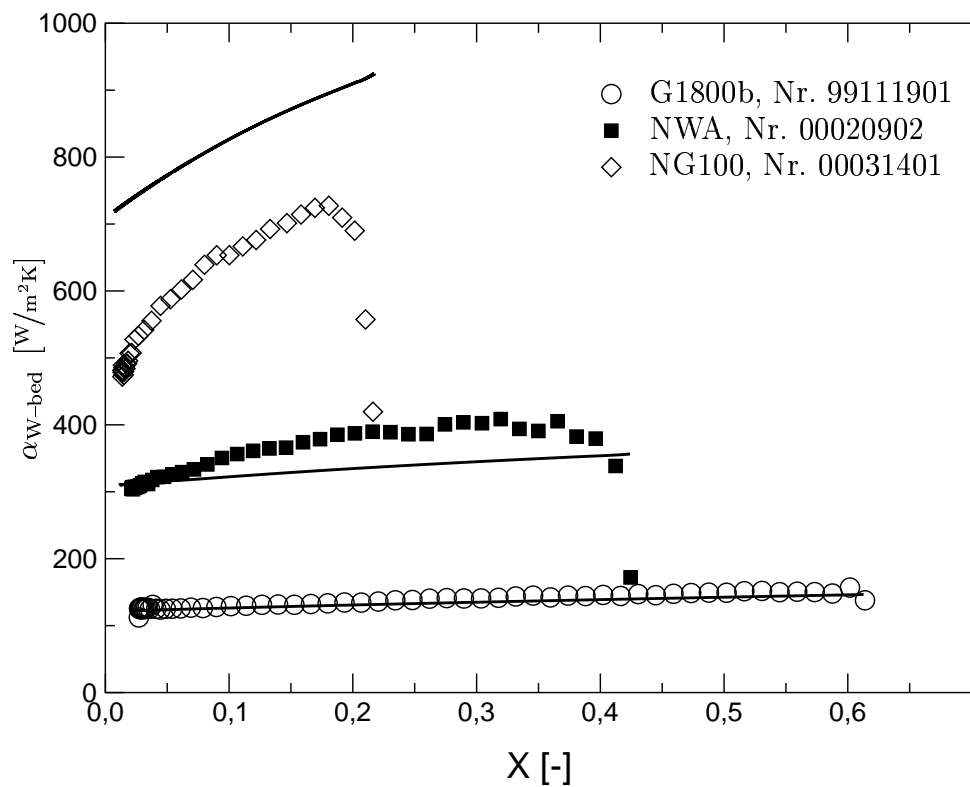


Abb. 8.2: Gemessene Wand-Wärmeübergangskoeffizienten von Einzelversuchen dreier Chargen (Wiederholung ausgewählter Kurven aus Abbildung 7.6), verglichen mit Modellberechnungen nach MARTIN [14] (Modellvariante A, Tab. 8.1) unter Berücksichtigung indirekter Einflüsse.

1. Gemessene und berechnete Kurven fallen für trockene Partikel ($X = 0$) zusammen, was für die gezeigten Versuche der Chargen G1800b und NWA näherungsweise zutrifft. Für den Versuch der Charge NG100 wird ein deutlich zu hoher Wert vorhergesagt, was auf Agglomeration der Partikel (auch trockener) zurückgeführt wird. Dadurch fluidisiert das Bett wie eines aus größeren Partikeln, die entsprechend kleinere Werte für $\alpha_{W\text{-bed}}$ aufweisen. Da ein Fluidisationsverhalten entsprechend der GELDART-Gruppe C nicht beobachtet wurde, wird davon ausgegangen, dass diese Agglomerate nur wenige Partikel umfassten und keine „großen Klumpen“ bildeten.
2. Die Steigung der berechneten Kurven ist ein Maß für die indirekten Einflüsse. Wenn es keine indirekten Einflüsse gäbe, wäre der berechnete Wand-Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{W\text{-bed}}$ konstant, d.h. unabhängig von der Gutsfeuchte X !
3. Der Abstand zwischen gemessener und berechneter Kurve ist ein Maß für den direkten Einfluss. Dieses trifft eindeutig auf den Versuch der Charge NWA zu. Derjenige der Charge NG100 lässt einen solchen Vergleich dann zu, wenn man nicht die Absolut-, sondern die Relativwerte miteinander vergleicht, d.h. nur die Krümmungen der Kurven berücksichtigt. Der Versuch der Charge G1800b lässt in dieser Auftragsung keine Unterscheidung zwischen Messung und Rechnung zu, d.h. das Modell sagt den Einfluss der Feuchte sehr gut voraus, was wiederum bedeutet, dass es keinen erkennbaren direkten Einfluss gibt.

Dieser Abstand zwischen den Kurven, dessen Ausarbeitung das Ziel dieses Abschnittes ist, lässt sich quantitativ ausdrücken, indem man die gemessenen und berechneten Werte in Verhältnis zueinander setzt. Weil zudem die Beurteilung des Einflusses der Feuchte und nicht die absolute Genauigkeit der Modellvorhersagen relevant ist, ist die Normierung der beiden Kurven auf ihren jeweiligen Endwert gemäß Gleichung (8.1) sinnvoll. Insgesamt lässt sich ein relativer Wärmeübergangskoeffizient nach

$$\text{rel} \alpha_{\text{rel}}(X) = \frac{\alpha_{\text{exp}}(X)}{\alpha_{\text{calc}}(X)} \times \frac{\alpha_{\text{calc}}(X=0)}{\alpha_{\text{exp}}(X=0)} \quad (8.2)$$

definieren. Ergebnisse der Berechnungen nach dieser Gleichung sind in Abbildung 8.3 bzw. G.3 dargestellt. Hier gilt, dass Werte größer als „eins“ ein Maß für die Stärke des direkten Einflusses, sprich für den Kühleffekt, sind.

Die Diagramme zeigen folgende Sachverhalte:

- Der direkte Einfluss der Gutsfeuchte auf den Wärmeübergangskoeffizienten ist für große Partikel (G1800, G1150, G0800) wenn überhaupt, dann nur schwach ausgeprägt. Deutlich erkennbar ist er für die Chargen G0260, NWA und AOS. Die Kurven der Chargen NG100 und NO203 sind durch Agglomeration und schlechte Fluidisation überlagert; ihre Interpretation ist dadurch erschwert.
- Die schon bei der Darstellung von $\text{rel} \alpha_{\text{exp}}$ in Abbildung G.1 beobachtete Streuung der Messkurven zeigt sich auch hier. Demnach ist diese Streuung, d.h. der Einfluss der Bettporosität und der Heizstabanordnung, nicht (nur) auf indirekte Einflüsse zurückzuführen.
- Die Kurven der Chargen G0260, NWA und AOS weisen einen Verlauf auf, der demjenigen von Trocknungskurven ähnelt. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass intrapartikulärer Stofftransport beim Kühleffekt eine Rolle spielt. Es steht damit im Gegensatz zur reinen Trocknung, für die intrapartikuläre Stofftransportwiderstände vernachlässigt wurden.

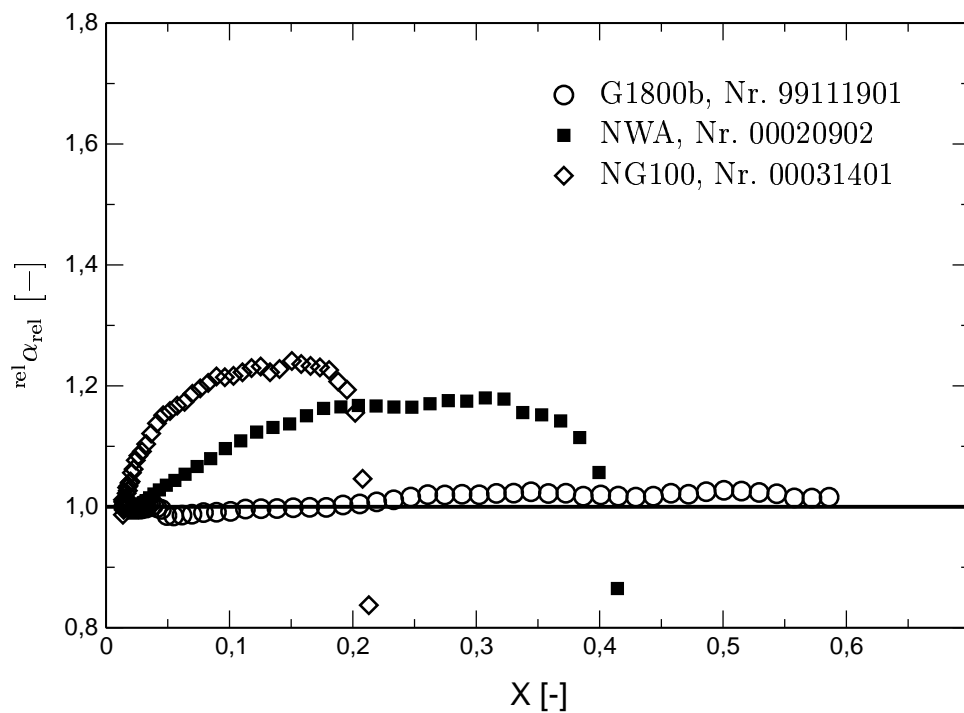


Abb. 8.3: Nach Gleichung (8.2) berechnete relative Wärmeübergangskoeffizienten für die drei ausgewählten Versuche. Modellrechnungen nach MARTIN [14] unter Berücksichtigung indirekter Einflüsse der Feuchte (Modellvariante A, Tab. 8.1). Entsprechende Kurven für alle Versuche zeigt Abbildung G.3.

- Dass bei den Chargen G1800, G1150 und G0800 Kurven unterhalb der ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}} \equiv 1$ -Linie verlaufen, deutet darauf hin, dass das Modell MARTINS die indirekten Einflüsse nicht ganz richtig erfasst. Diese Kurven würden sonst bedeuten, dass der Kühleffekt den Wärmeübergang vermindert, was physikalisch nicht zu begründen wäre. Auf die Zuverlässigkeit der Modellrechnungen wird im Folgenden detailliert eingegangen.

8.2.2 Analyse der Modellgenauigkeit

Die Qualität der Vorhersagen des Wärmeübergangsmodells nach MARTIN lässt sich in erster Linie an den Messwerten für *trockene* Partikel ablesen, für die das Modell entwickelt wurde. Diese Messwerte sollen zunächst analysiert werden, um die Modellvorhersagen bei verschiedenen Partikeldurchmessern, Bettporositäten (= Gasgeschwindigkeiten) und Heizstabanordnungen zu erfassen. Diese sind, wie Abbildung G.2 gezeigt hat, im Gegensatz zu den eingestellten Temperaturen entscheidend für den Einfluss der Feuchte auf den Wärmeübergang. Abbildung 8.4 zeigt die gemessenen und berechneten Werte für die einzelnen Chargen aufgetragen über der Bettporosität, und Abbildung 8.5 stellt die entsprechenden relativen Werte dar, die nach

$${}^{\text{rel}}\alpha_0 = \frac{\alpha_{\text{exp}}(X = 0)}{\alpha_{\text{calc}}(X = 0)} \quad (8.3)$$

berechnet sind. Die Differenzierung nach der Heizstabanordnung ist durch die verwendeten Symbole möglich. Da ${}^{\text{rel}}\alpha_0$ ein Maß für die Vorhersagegüte des Modells ist, zeigt Abbildung 8.5, dass diese eindeutig mit den drei genannten Einflussfaktoren (Partikeldurchmesser, Bettporosität und Heizstabanordnung) variiert. Da, wie in Abschnitt 4.6.1 festgestellt wurde, die Bettporosität auch von der Gutsfeuchte abhängt und als solche einen wesentlichen indirekten Einfluss darstellt, variiert die Vorhersagegüte auch mit der Gutsfeuchte. Das heißt aber, dass die in Abbildung 8.2 dargestellten berechneten Kurven zwar die indirekten Einflüsse beinhalten, aber in ihrer Steigung nicht ganz richtig wiedergeben. Dementsprechend stimmen auch die in Abbildung G.3 dargestellten Daten nicht ganz.

Dieser Modellfehler wird in dieser Arbeit empirisch ausgeglichen¹, indem die nach dem Modell berechneten α -Werte in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser, von der Bettporosität und von der Heizstabanordnung korrigiert werden. Hierzu wird ein Korrekturfaktor K gemäß

$$\alpha_{\text{calc}}^{\text{corr}} = K \cdot \alpha_{\text{calc}} \quad (8.4)$$

definiert, wobei K mit allen drei Einflussfaktoren korreliert wird. Zu seiner Bestimmung können die in Abbildung 8.5 dargestellten Werte herangezogen werden, weil K mit ${}^{\text{rel}}\alpha_0$ (Gleichung (8.3)) gleichzusetzen ist. Es gilt der Zusammenhang

$$K = {}^{\text{rel}}\alpha_0 = \frac{\alpha_{\text{exp}}}{\alpha_{\text{calc}}} \Rightarrow \alpha_{\text{calc}}^{\text{corr}} = \frac{\alpha_{\text{exp}}}{\alpha_{\text{calc}}} \cdot \alpha_{\text{calc}} \stackrel{?}{=} \alpha_{\text{exp}} \quad .$$

Als Korrekturfunktion K wird hier ein linearer Ansatz als Funktion der Bettporosität

$$K(\epsilon_{\text{bed}}) = A_K \epsilon_{\text{bed}} + B_K \quad (8.5)$$

¹ Ziel dieser Anpassung ist nicht die grundlegende Veränderung des Modells, sondern eine bestmögliche Vorhersage der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Werte.

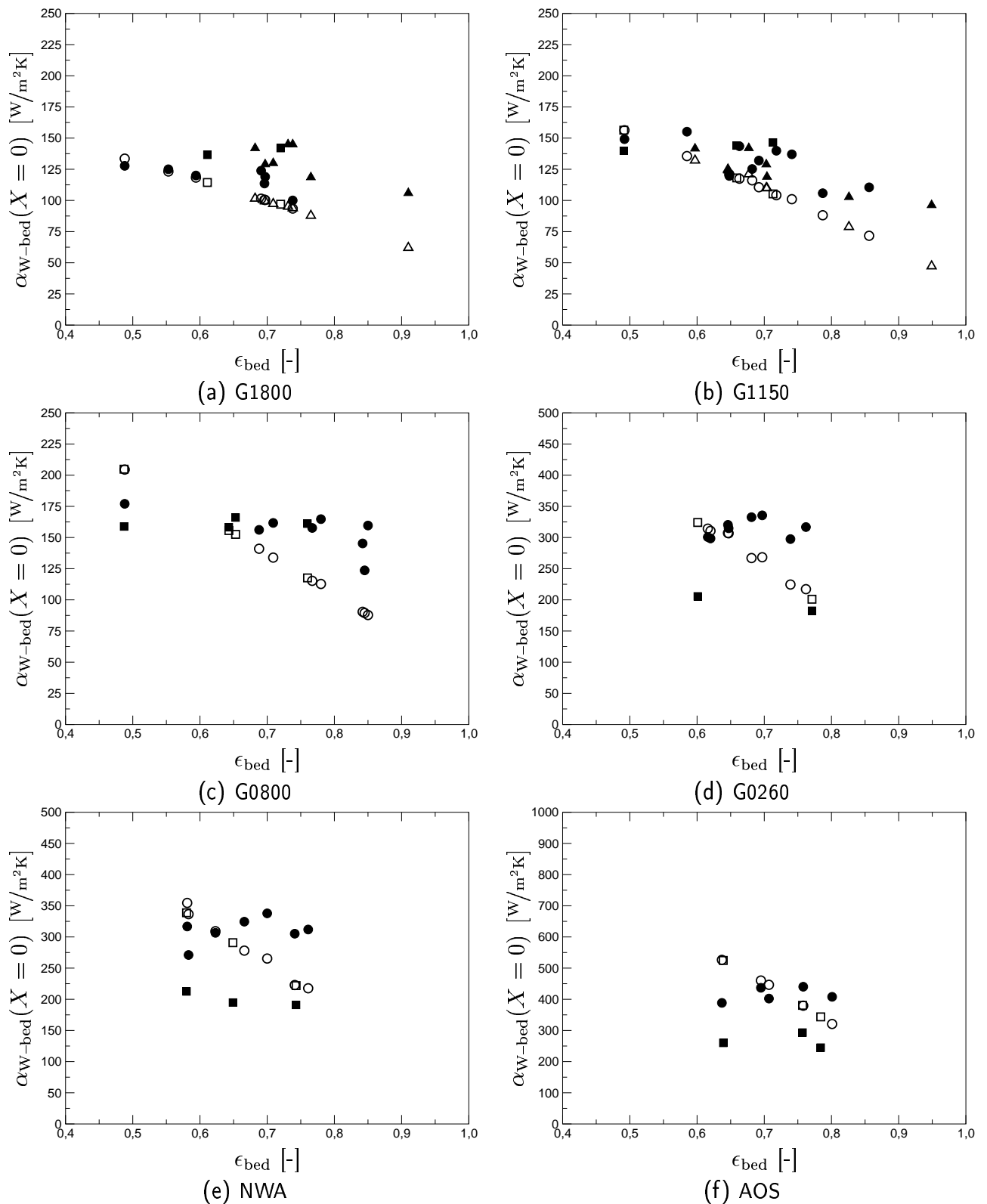


Abb. 8.4: Gemessene und nach MARTIN [14] (Modellvariante A, Tab. 8.1) berechnete Wärmeübergangskoeffizienten für trockene Partikel. Legende: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Chargen G1800a und G1150a); volle Symbole = Messung, leere Symbole = Rechnung. (Fortsetzung →)

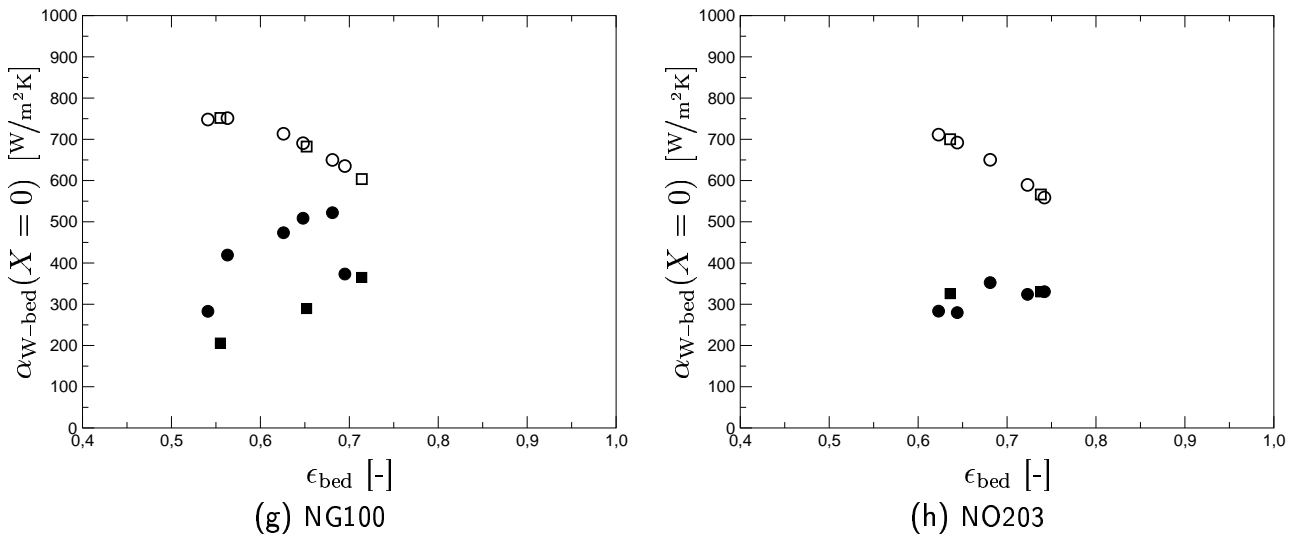


Abb. 8.4: (Fortsetzung:) Gemessene und nach MARTIN [14] (Modellvariante A, Tab. 8.1) berechnete Wärmeübergangskoeffizienten für trockene Partikel. Legende: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Chargen G1800a und G1150a); volle Symbole = Messung, leere Symbole = Rechnung.

Tab. 8.2: Durch lineare Regression ermittelte Werte für A_K und B_K , Modell nach MARTIN [14]. Darstellung der Regressionsgeraden in Abbildung 8.5.

Charge	vertikal		horizontal		vert. erste Bauart	
	A_K	B_K	A_K	B_K	A_K	B_K
G1800	0.831313	0.555194	2.48018	-0.321462	1.50909	0.323667
G1150	1.42682	0.223026	2.17051	-0.178893	2.70622	-0.710501
G0800	2.18955	-0.281588	2.13636	-0.295619	–	–
G0260	3.404	-1.14279	1.61029	-0.333325	–	–
NWA	3.29474	-1.05771	1.46783	-0.245494	–	–
AOS	3.34267	-1.40111	1.74922	-0.611301	–	–
NG100	1.792	-0.499961	2.03434	-0.868343	–	–
NO203	1.67836	-0.648527	1.15342	-0.268351	–	–

vorgeschlagen, wobei die Werte für A_K und B_K von der Partikelgröße und der Heizstabanordnung abhängen und durch lineare Regression über die entsprechenden $^{\text{rel}}\alpha_0$ -Werte ermittelt wurden. Die so bestimmten Regressionsgeraden sind in Abbildung 8.5 dargestellt, Tabelle 8.2 gibt die Werte für A_K und B_K wieder.

Durch die Einführung der empirischen Korrektur von $\alpha_{W\text{-bed}}$ wird eine neue Modellvariante D definiert, die in Tabelle 8.3 aufgenommen ist.

Führt man die Modellrechnungen für alle Versuche nach der Modellvariante D gemäß Tabelle 8.3 (d.h. Wand-Wärmeübergang nach MARTIN, Korrektur entsprechend Gleichung (8.5), Werte für A_K und B_K aus Tabelle 8.2) und berechnet erneut alle relative Wärmeübergangskoeffizienten $^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ nach Gleichung (8.2), erhält man die in Abbildung 8.6 bzw. Abbildung G.4 dargestellten Werte. Wider Erwarten hat die Korrektur der berechneten $\alpha_{W\text{-bed}}$ -Werte nicht dazu geführt,

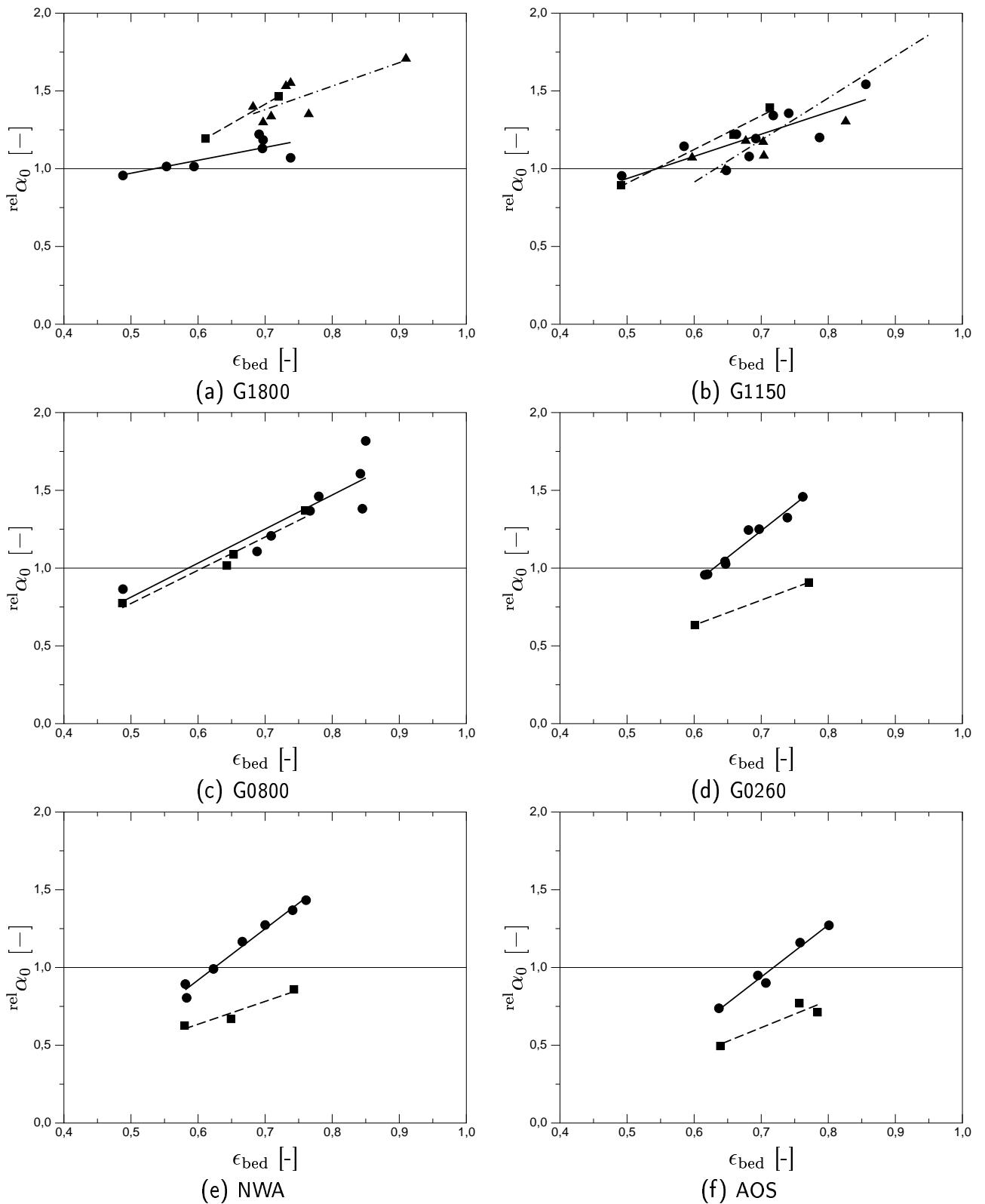


Abb. 8.5: Relative Wärmeübertragungskoeffizienten $\text{rel.}\alpha_0$ nach Gleichung (8.3), basierend auf dem Modell von MARTIN [14] (Modellvariante A, Tab. 8.1), für trockene Partikel sowie Regressionsgeraden nach Gleichung (8.5). Legende: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Chargen G1800a und G1150a). (Fortsetzung →)

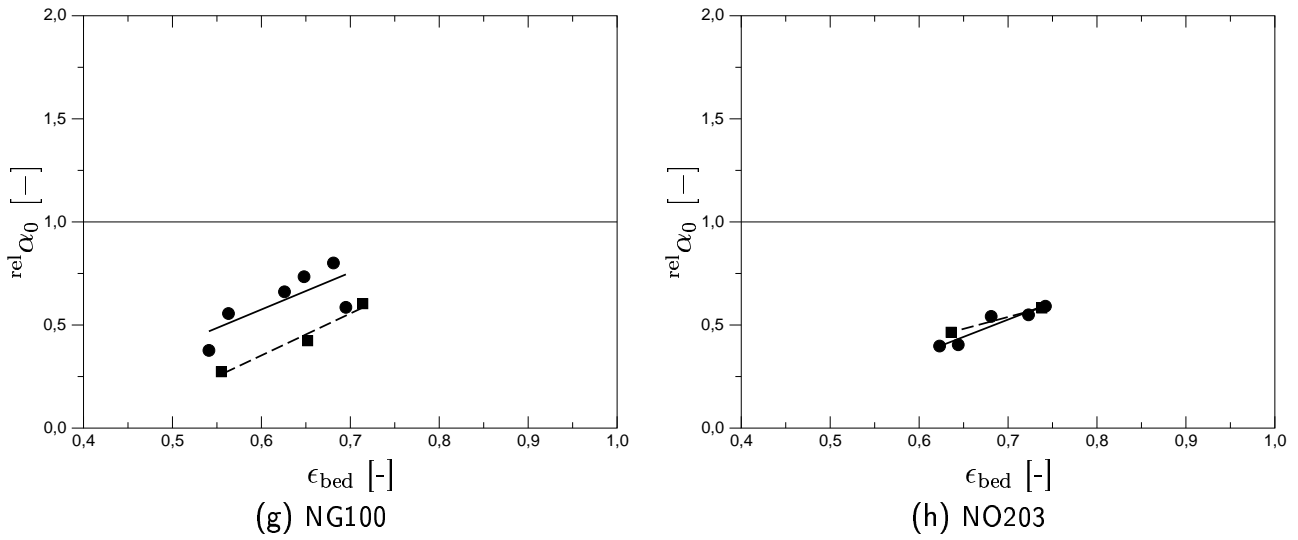


Abb. 8.5: (Fortsetzung:) Relative Wärmeübertragungskoeffizienten $^{\text{rel}}\alpha_0$ nach Gleichung (8.3), basierend auf dem Modell von MARTIN [14] (Modellvariante A, Tab. 8.1), für trockene Partikel sowie Regressionsgeraden nach Gleichung (8.5). Legende: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Chargen G1800a und G1150a).

Variante	Wirbelschichttrocknung F: FLUBED W: WSMOD	Wand-Wärmeübergang M: MARTIN [14] K: KUNII und LEVENSPIEL [5]	intrapartikulären Trocknungskinetik ndc: normierte Trocknungskurve va: volume-averaging-Methode	Korrektur von $\alpha_{W-\text{bed}}$ gemäß Gleichung (8.5)
A	W	M	ndc	nein
B	W	K	ndc	nein
C	F	M	ndc	nein
D	W	M	ndc	ja
E	W	K	ndc	ja

Tab. 8.3: Erweiterung der Tabelle 8.1 um Varianten mit empirischer Korrektur von $\alpha_{W-\text{bed}}$.

dass sämtliche relativen Wärmeübergangskoeffizienten über der $rel\alpha_{rel} = 1$ -Linie liegen. Das Modell sagt also trotz der empirischen Anpassung einen „negativen“ Kühleffekt voraus. Anscheinend berücksichtigt auch das entsprechend modifizierte Modell MARTINS die indirekten Einflüsse nicht ganz richtig.

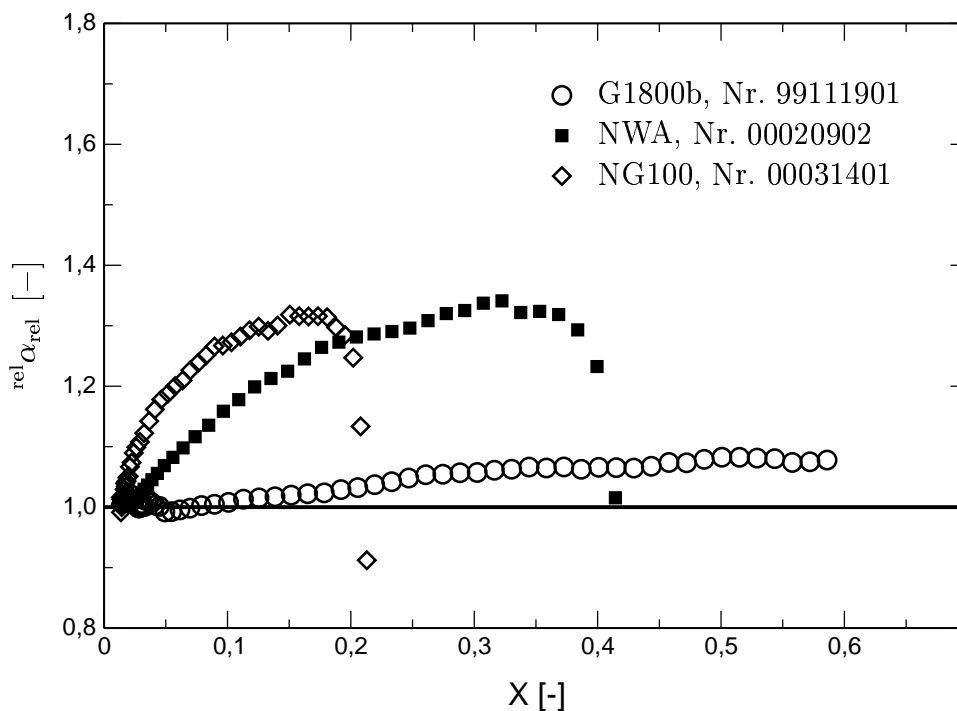


Abb. 8.6: Wiederholung von Abbildung 8.3 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach MARTIN [14] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante D, Tab. 8.3). Entsprechende Kurven für alle Versuche zeigt Abbildung G.4.

8.2.3 Analyse der Modellergebnisse mit dem Modell von KUNII und LEVENSPIEL

Die vorangegangene Erkenntnis legt nahe, auch ein anderes Wand-Wärmeübergangs-Modell zur Analyse der gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten zu verwenden. Identisch zur bisher beschriebenen Vorgehensweise wurden die Gleichungen (8.2) bis (8.5) – also einschließlich der Korrektur mit empirischer ϵ_{bed} -Korrelation – mit Berechnungen nach dem Modell von KUNII und LEVENSPIEL [5] (vgl. Abschnitt 4.4.2) angewendet. Es wurde also die Modellvariante B, Tab. 8.3, angewendet. Abbildung 8.7 zeigt – als Pendant zu Abbildung 8.5 – die relativen Wärmeübergangskoeffizienten nach Gleichung (8.3) für trockene Partikel sowie die Regressionsgeraden nach Gleichung (8.5). Die Werte für A_K und B_K sind in Tabelle 8.4 wiedergegeben und in den Abbildungen 8.8 bzw. G.5 werden (als Pendant zu Abbildung G.4) die nach der Modellvariante E bestimmten Kurven dargestellt. Als Ergebnis kann man zusammenfassen, dass weder das Modell von MARTIN noch dasjenige von KUNII und LEVENSPIEL in Bezug auf die Trennung von indirekten und direkten Einflüssen fehlerfrei sind. Ergänzend sei angemerkt, dass die *mittlere* Vorhersagegüte des Modells von KUNII und LEVENSPIEL für trockene Partikel

etwas besser ist als diejenige von MARTIN. Die Vorhersagegüte wurde anhand des Fehlers

$$F = \left| \frac{\alpha_{\text{exp}}}{\alpha_{\text{calc}}} - 1 \right|_{X=0} \quad (8.6)$$

gemessen, wobei F für alle Versuche mit indirekter Beheizung bestimmt und ein arithmetischer Mittelwert gebildet wurde. Dieser Mittelwert beträgt für die Berechnungen nach KUNII und LEVENSPIEL [5] $\bar{F} = 0.23$ und nach MARTIN [14] $\bar{F} = 0.29$.

Tab. 8.4: Durch lineare Regression ermittelte Werte für A_K und B_K , Modell nach KUNII und LEVENSPIEL [5] (Modellvariante B, Tab. 8.3). Darstellung der Regressionsgeraden in Abbildung 8.7.

Charge	vertikal		horizontal		vert. erste Bauart	
	A_K	B_K	A_K	B_K	A_K	B_K
G1800	-1.16152	1.5435	-0.534183	1.26897	-1.14978	1.72708
G1150	-1.0251	1.49478	0.00110213	0.879204	-0.637251	1.24018
G0800	0.0873297	1.08187	1.17744	0.392287	–	–
G0260	0.726219	0.888421	-0.170665	0.981847	–	–
NWA	1.13264	0.599174	-0.0672413	0.922922	–	–
AOS	2.63086	-0.269382	1.51034	-0.0550875	–	–
NG100	3.5779	-1.02731	3.5388	-1.44661	–	–
NO203	2.21483	-0.574571	1.05729	0.251367	–	–

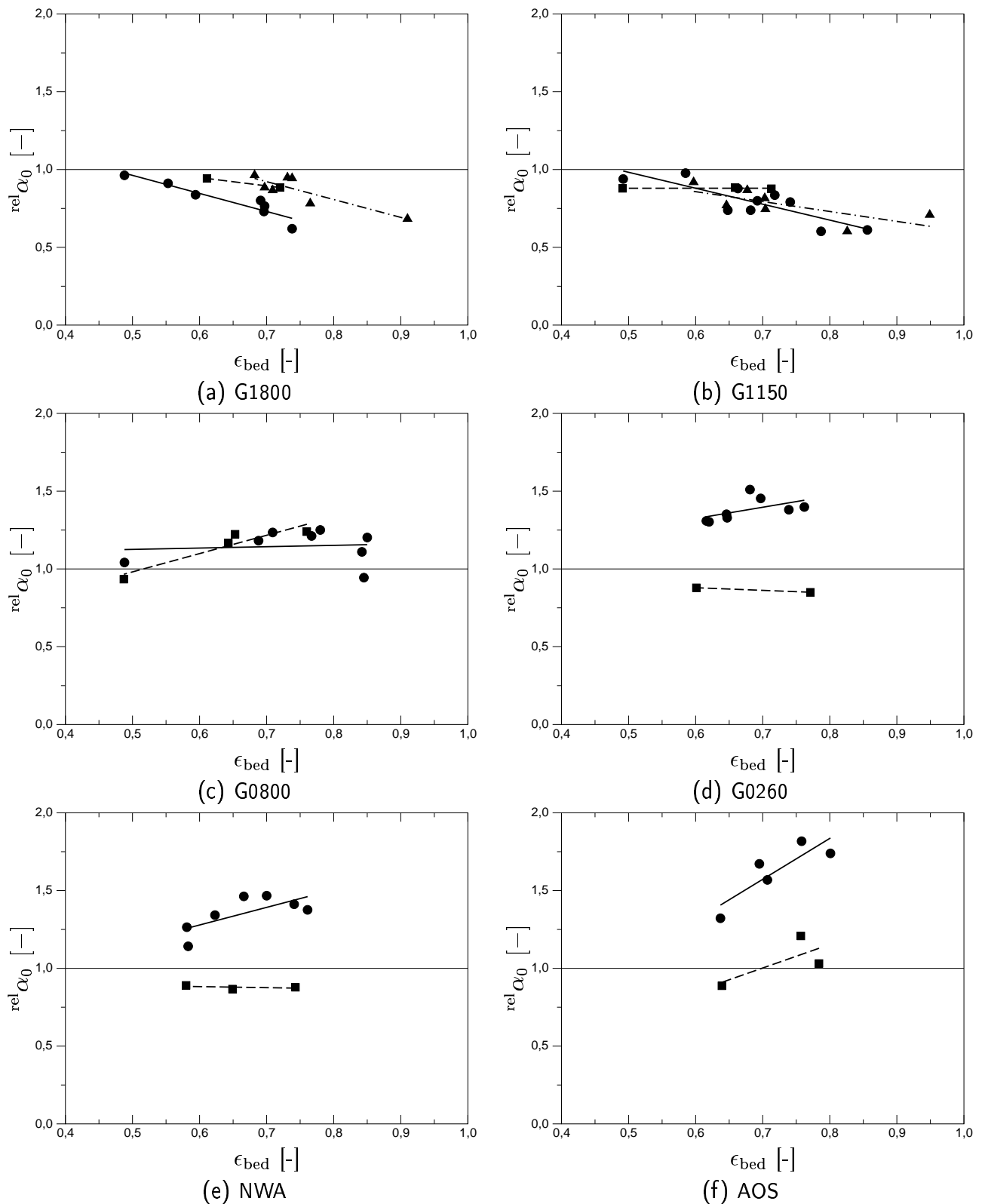


Abb. 8.7: Relative Wärmeübertragungskoeffizienten $\text{rel } \alpha_0$ nach Gleichung (8.3), basierend auf dem Modell von KUNII und LEVENSPIEL [5] (Modellvariante B, Tab. 8.3), für trockene Partikel sowie Regressionsgeraden nach Gleichung (8.5); diese Abbildung ist analog zu Abbildung 8.5. Legende: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Chargen G1800a und G1150a). (Fortsetzung →)

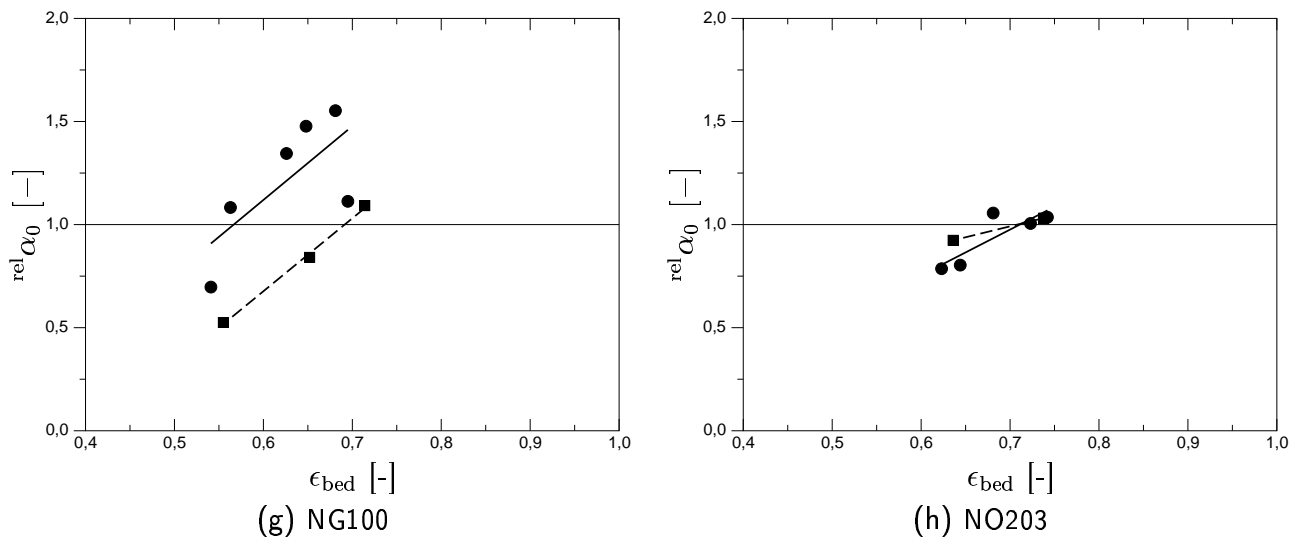


Abb. 8.7: (Fortsetzung:) Relative Wärmeübertragungskoeffizienten $rel\alpha_0$ nach Gleichung (8.3), basierend auf dem Modell von KUNII und LEVENSPIEL [5] (Modellvariante B, Tab. 8.3), für trockene Partikel sowie Regressionsgeraden nach Gleichung (8.5); diese Abbildung ist analog zu Abbildung 8.5. Legende: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Chargen G1800a und G1150a).

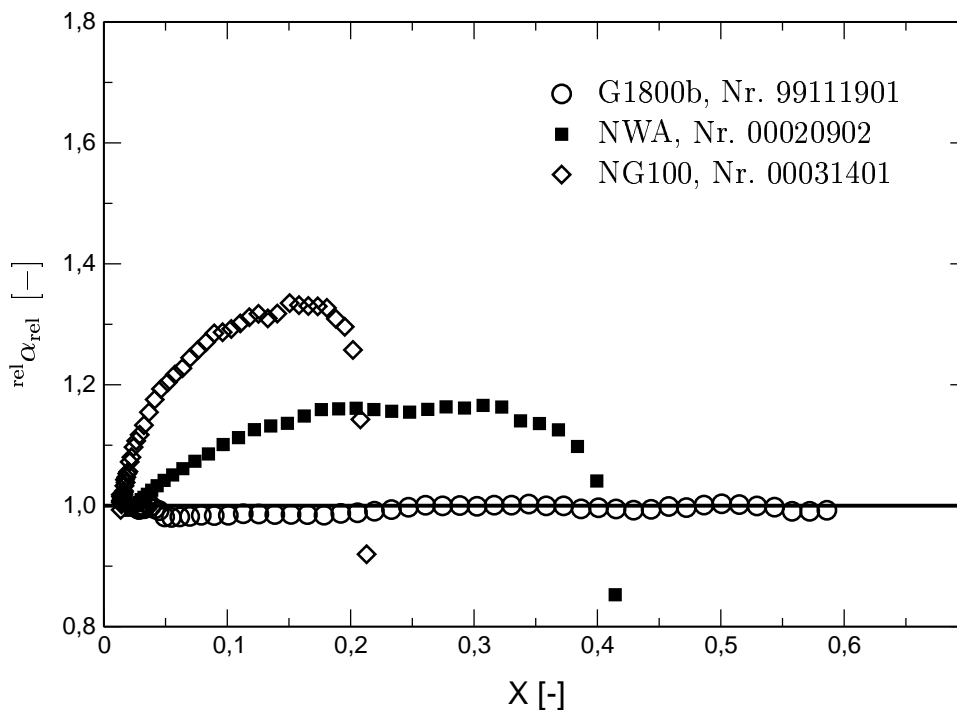


Abb. 8.8: Wiederholung von Abbildung 8.6 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach KUNII und LEVENSPIEL [5] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante E, Tab. 8.3). Entsprechende Kurven für alle Versuche zeigt Abbildung G.5.

8.3 Einfluss der Heizstabanordnung

In der bisherigen Analyse wurden die Messungen, die mit horizontalem Heizstab sowie mit demjenigen erster Bauart durchgeführt wurden, nur in sofern betrachtet, als eine Abhängigkeit des Wand-Wärmeübergangs von der Heizstabanordnung festgestellt wurde.

Bei den α_{W-bed} -Werten für trockene Partikel ($X = 0$), die in Abbildung 8.4 miteinander verglichen werden, fällt auf, dass sie für die Chargen G0260, NWA und AOS niedriger liegen, wenn der Heizstab horizontal eingebaut ist; sonst sind keine Unterschiede erkennbar. Eine Deutungsmöglichkeit geht von der makroskopischen Betrachtungsweise (Abschnitt 4.3.1.1) aus. Demnach lassen sich zwei grundlegende Unterschiede des partikelkonvektiven Wärmeübergangs zwischen vertikaler und horizontaler Heizstabanordnung feststellen:

1. Bei horizontaler Anordnung des Heizstabes und Auf- bzw. Abwärtsbewegung der Partikel (vgl. hierzu Abschnitt 4.3.1) ist die Kontaktzeit durch die Geometrie des Heizstabes begrenzt: Die Partikel können während eines Kontaktes maximal eine Strecke zurücklegen, die etwa dem Stabdurchmesser entspricht. Bei einer geschätzten Partikelgeschwindigkeit von $u_P = 0,5 \text{ m/s}$ ergibt sich bei einem Stabdurchmesser von 25 mm eine maximale Kontaktzeit von $t_{con} = 0,05 \text{ s}$, die damit nur etwa die Hälfte der berechneten Kontaktzeit nach den Modellen von z.B. MARTIN [14] oder KUNII und LEVENSPIEL [5] beträgt. Nach dem Wurzelzeit-Gesetz (Gleichung (4.8)) ergeben sich dadurch etwa 1,4-fache Wärmeübergangskoeffizienten.
2. Andererseits ergeben sich bei horizontaler Anordnung aufgrund der Partikelbewegung oben und unten am Heizstab Totzonen, so dass die effektiv zur Wärmeübertragung zur Verfügung stehende Fläche verkleinert wird. Dadurch kann der positive Effekt der kürzeren Kontaktzeit aufgehoben werden.

Diese beiden Effekte lassen sich prinzipiell auch auf die Gaskonvektion übertragen. Aus dem Zusammenwirken der gegenläufigen Mechanismen, die beide von der Anlagengeometrie abhängen, ist wohl zu erklären, dass die Vergleiche der Messwerte mit vertikaler und horizontaler Anordnung unterschiedlich ausfallen; in der Literatur sind beim Übergang zur horizontalen Anordnung hauptsächlich negative oder gar keine Abweichungen festgestellt worden [136]. Damit entsprechen die Ergebnisse dieser Arbeit den Erkenntnissen anderen Autoren. Man kann daraus schließen, dass der Effekt der Totzonen überwiegt.

Die beiden Mechanismen, die bei trockenen Partikeln zu unterschiedlichen α_{W-bed} -Messwerten bei horizontaler bzw. vertikaler Anordnung des Heizstabes führen, bewirken auch die in Abbildung G.1 (oder auch in G.3, G.4 und G.5) sichtbar werdenden Unterschiede bezüglich der Abhängigkeit von der Gutsfeuchte. Die Kurven zeigen, dass bei horizontaler Anordnung und hoher Gutsfeuchte höhere relative Wärmeübergangskoeffizienten gemessen werden. Diese nähern sich aber bei sinkender Feuchte den bei vertikaler Anordnung gemessenen Werten an.

Als Ursache hierfür wird die Abhängigkeit des Kühleffektes von der Stofftransportkinetik – sowohl der inneren als auch der äußeren – angesehen. Bei sehr kurzer Verweilzeit wird die übertragene Wärmemenge allein durch die Wärmeübertragung von der Wand an das Partikel bestimmt, weil sich dieses nicht oder nur wenig aufheizt; andererseits findet in der kurzen Zeit auch kaum Verdampfung statt. Bei langer Verweilzeit ist die an das Partikel übertragbare

Wärmemenge begrenzt; diese Wärmemenge wird aber durch den Kühleffekt erhöht, wenn das Partikel eine genügend große Feuchte aufweist. Also spielt der Kühleffekt bei langen Kontaktzeiten eine entscheidende Rolle, bei kurzen Kontaktzeiten keine. Auf die Situation am horizontalen Heizstab übertragen bedeutet das, dass der Wand-Wärmeübergang bei feuchten Partikel erhöht ist, weil in der Totzone mehr Wärme übertragen werden kann, während sich bei trockeneren Partikeln keine Änderungen ergeben.

Der Vergleich der Messwerte für $\alpha_{W-\text{bed}}$ bei vertikaler und horizontaler Anordnung bestätigt also die physikalische Erklärung des direkten Einflusses der Gutsfeuchte auf den Wärmeübergang.

Der Vergleich der Messwerte, die an den vertikalen Heizstäben erster und zweiter Bauart ermittelt wurden, zeigt keine erkennbaren Unterschiede. Demnach hat die Heizstablänge zumindest für die Chargen G1800 und G1150 keinen Einfluss auf $\alpha_{W-\text{bed}}$.

8.4 Modellierung des direkten Einflusses

Die Auswertungen in Abschnitt 8.2 haben gezeigt, wie sich die in Abschnitt 4.6.1 beschriebenen, direkten und indirekten Einflüsse voneinander trennen lassen. Hier wird nun beschrieben, wie der Kühleffekt, also der direkte Einfluss der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang modelliert werden kann. Dabei werden die Überlegungen aus Abschnitt 4.6.1 mit dem volume-averaging-Modell (Abschnitt 5.5) kombiniert.

8.4.1 Anwendung der volume-averaging-Methode zur Berechnung von Wand-Wärmeübergangskoeffizienten

In Abschnitt 4.4.1 wurde MARTINS Modell für den partikelkonvektiven Wand-Wärmeübergang inklusive der Ableitung der Gleichungen vorgestellt. Aufbauend auf dieser Ableitung und insbesondere auf Gleichung

$$\alpha_{P,C} = \frac{\alpha_{W-P}(1 - \epsilon_{\text{bed}}) \int_0^{t_{\text{con,Martin}}} (\vartheta_W - \vartheta) dt}{t_{\text{con}}(\vartheta_W - \vartheta_{\text{bed}})} \quad (4.23)$$

ist es prinzipiell recht einfach, das Modell zu modifizieren: Berechnet man nach der volume-averaging-Methode den partikelinneren Wärme- und Stofftransport, ist der Verlauf der Oberflächentemperatur (ϑ in Gleichung (4.23) entsprechend) bekannt. Damit kann das Integral in dieser Gleichung numerisch gelöst werden und $\alpha_{P,C}$ ergibt sich unmittelbar. Natürlich steckt der Aufwand hierbei in der volume-averaging-Methode nach WHITAKER.

Diese erlaubt die Berechnung des Stoff- und Wärmetransports in porösen Systemen (also z.B. im Partikelinneren), wobei es durch geeignete Mittelwertbildung möglich wird, mit makroskopischen Transportgleichungen für Volumenelemente zu rechnen, statt auf die physikalischen Phänomene in einzelnen Poren einzugehen. Die theoretischen Grundlagen werden in Abschnitt 5.5, ihre konkrete Anwendung und die Integration in das Wirbelschichtmodell in Anhang D und dort insbesondere in Abschnitt D.3 beschrieben. Dort ist unter anderem erläutert, dass die Berechnung des Kühleffektes mit der volume-averaging-Methode auch ihre Anwendung zur Berechnung der intrapartikulären Trocknungskinetik erfordert. Daraus ergibt sich eine neue Modellvariante, die in Tabelle 8.5 charakterisiert ist. Erst durch die Modellierung der Wärme- und Stoffübergangs ist die Berechnung des gleichzeitigen Aufheizens des Partikels und des Verdunstens von Wasser nachvollziehbar (vgl. Abschnitt 4.6.1).

Variante	Wirbelschichttrocknung F: FLUBED W: WSMOD	Wand-Wärmeübergang M: MARTIN [14] K: KUNII und LEVENSPIEL [5]	intrapartikulären Trocknungs- netik ndc: normierte Trocknungskurve va: volume-averaging-Methode	Korrektur von α_{W-bed} gemäß Gleichung (8.5)	Kühleffekt-Berechnung mit volume-averaging-Methode
A	W	M	ndc	nein	nein
B	W	K	ndc	nein	nein
C	F	M	ndc	nein	nein
D	W	M	ndc	ja	nein
E	W	K	ndc	ja	nein
F	W	M	va	ja	ja

Tab. 8.5: Erweiterung der Tabelle 8.3 um eine Variante zur Berechnung des Kühleffekts mittels der volume-averaging-Methode.

8.4.2 Darstellung der Berechnungsergebnisse anhand der Beispiel-Versuche

Anhand der in diesem Kapitel beispielhaft ausgewählten Versuche sollen die Berechnungsergebnisse der Modellvariante F analysiert werden, um einen genaueren Einblick in die Modellierung zu erhalten. Dabei werden die Feuchtegradienten im Partikel und die Temperatur- und Feuchteverläufe sowie der Einfluss des Kühleffektes auf das Aufheizen des Partikels während eines Wandkontaktes gezeigt.

Abbildung 6.6 zeigt die während der Trocknung eines Einzelpartikels der Charge G1800b auftretenden Gradienten der Feuchte im Partikel, die mit der volume-averaging-Methode berechnet wurden. Deutlich wird, dass nach dieser Berechnung auch bei nahezu trockenem Partikel kaum Gradienten auftreten, so dass die gemessenen Einzelpartikel-trocknungskurven und insbesondere die Verminderung der Trocknungsgeschwindigkeit im 2. Abschnitt nicht vorhergesagt werden kann. Während eines Wandkontaktes sind prinzipiell höhere Gradienten zu erwarten. Abbildung 8.9 zeigt die vergleichbaren Kurven, wobei die Daten während der Berechnung des Versuches Nr. 99111901 der Charge G1800b bestimmt wurden (Versuchsdaten in Anhang H.1). Der Verlauf der Kurven in den beiden Abbildungen ist nahezu identisch; die Aufspreizung der Kurven ist hier nur wenig stärker ausgeprägt als bei der Einzelpartikel-trocknung. Demnach wird auch hier die partikelinnere Stofftransportkinetik als zu schnell berechnet.

Abbildung 8.10 zeigt für die Versuche 00020902, Charge NWA, und 00031401, Charge NG100, die Verläufe der Partikel-Oberflächentemperatur vor und nach den Wandkontakten, die nach der volume-averaging-Methode berechnet wurden; ergänzt wird die Darstellung mit dem Verlauf der mittleren Partikeltemperatur, berechnet nach dem Originalmodell MARTINS. Wider Erwarten sind die berechneten Partikeltemperaturen nach dem Wandkontakt praktisch identisch.

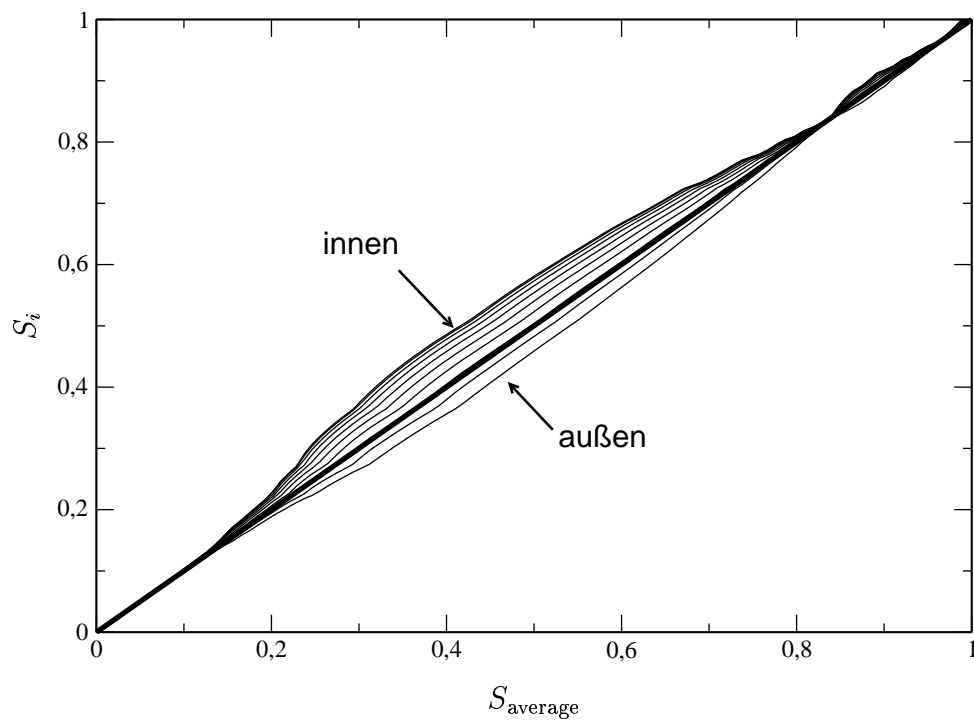


Abb. 8.9: Mit der volume-averaging-Methode berechnete Verläufe des Sättigungsgrades S der zehn einzelnen Volumenelemente in einem Partikel der Charge G1800b, aufgetragen über dem mittleren Sättigungsgrad. Die Bedingungen der Trocknung und indirekten Beheizung entsprechen denjenigen des Versuches Nr. 99111901. Die fette Linie markiert die $S_i = S_{\text{average}}$ -Linie. Die Berechnungen wurden mit der Modellvariante F, Tab. 8.5, durchgeführt.

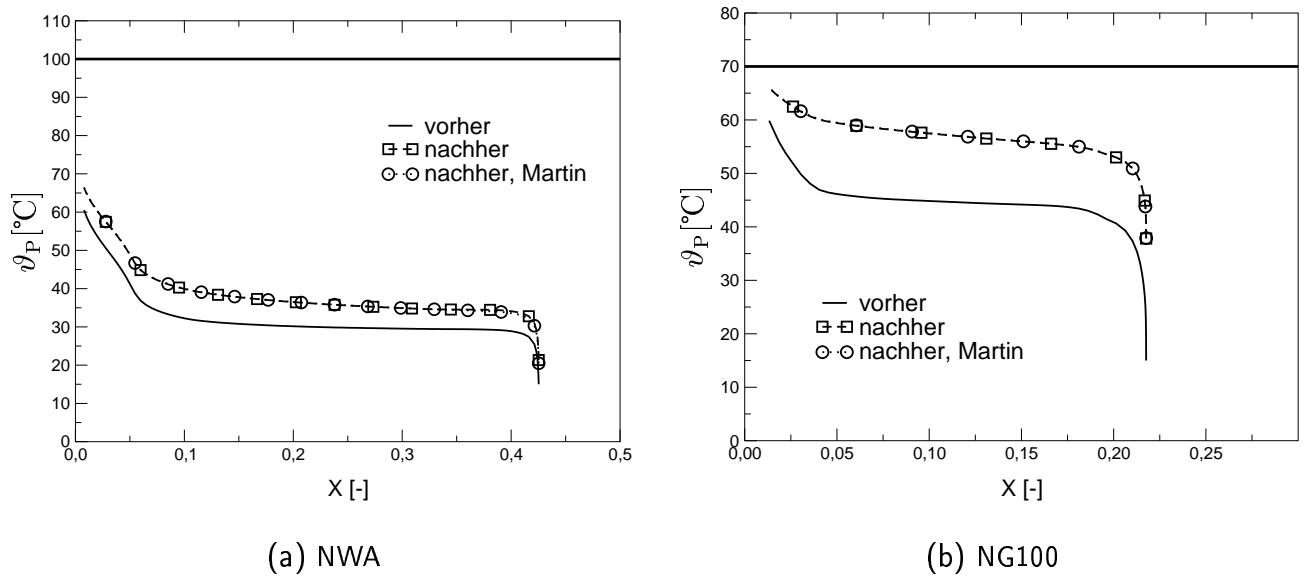


Abb. 8.10: Berechnete Verläufe (Modellvariante F, Tab. 8.5) der Partikeltemperatur bei den Versuchen 00020902, Charge NWA, und 00031401, Charge NG100. Verglichen werden die Temperaturen vor und nach dem Wandkontakt. Die Kontaktzeiten t_{con} (nicht $t_{\text{con,Martin}}$) betragen im Mittel 0,047 s (Versuch 00020902) bzw. 0,021 s (Versuch 00031401).

Demnach werden die Partikel bei Berücksichtigung des Kühleffektes genauso weit aufgeheizt wie ohne. Daraus folgt aber weiter, dass die während des Wandkontaktes verdunstende Wassermenge (und damit die zur Verdampfung benötigte Enthalpie) so klein ist, dass sie keinen nennenswerten Einfluss auf den Wand-Wärmeübergang hat. Eine weitergehende Deutung der Ergebnisse folgt im nächsten Abschnitt.

8.4.3 Vergleich zwischen Messung und Berechnung

Entsprechend der in Abschnitt 8.2 beschriebenen Auswertemethode soll der Erfolg dieser kombinierten Modellierung (Wirbelschicht, Wand-Wärmeübergang und Partikelinneres) am Verlauf der $\text{rel}\alpha_{\text{rel}}$ -Werte (Gleichung (8.2)) gemessen werden. Diese müssten im Idealfall für jede Gutsfeuchte gleich „1,0“ sein, da ja alle Einflüsse der Feuchte berücksichtigt werden. Die Abbildungen 8.11 bzw. G.6 zeigen wiederum die relativen $\text{rel}\alpha_{\text{rel}}$ -Werte, wobei die berechneten Werte unter Verwendung von Gleichung (4.23) und der volume-averaging-Methode bestimmt wurden.

Man erkennt sofort, dass die Forderung nach $\text{rel}\alpha_{\text{rel}} \equiv 1,0$ nicht erfüllt wird. Tatsächlich ergeben sich sogar keine nennenswerten Änderungen gegenüber den nach dem Originalmodell MARTINS berechneten Werten (Modellvariante D, Abbildung G.4). Die Ursache für dieses Ergebnis wird klar, wenn man die Veränderungen analysiert, die ein Partikel während eines Wandkontaktes erfährt. Abbildung 8.10 zeigt, dass die berechnete Partikeltemperatur nach einem Wandkontakt unabhängig davon, ob der Kühleffekt berücksichtigt wird (volume-averaging-Methode) oder nicht (Originalmodell nach MARTIN), gleich ist. Demzufolge ergeben sich auch bei den berechneten Wand-Wärmeübergangskoeffizienten keine nennenswerten Unterschiede. Das bedeutet aber, dass der Kühleffekt zwar innerhalb der Modellrechnungen berücksichtigt wird, aber

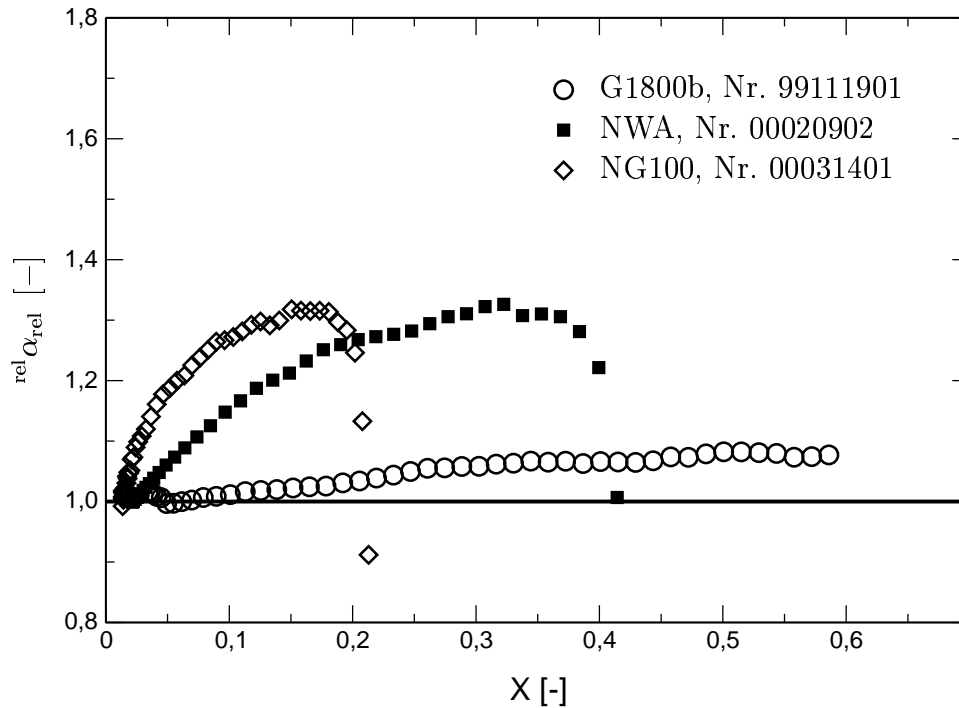


Abb. 8.11: Wiederholung von Abbildung 8.6 mit Berechnungen nach Modellvariante F, Tab. 8.5, d.h. mit der volume-averaging-Methode zur Berechnung des Kühleffekts. Entsprechende Kurven für alle Versuche zeigt Abbildung G.6.

keine Einfluss auf den Wand-Wärmeübergang zeigt. Dieses widerspricht den Messergebnissen. Aufgrund dieser Erkenntnis wurde eine weitergehende Modifikation des Modells vorgenommen, die im folgenden Abschnitt erläutert wird.

8.4.4 Anpassung der Modellparameter

Das Originalmodell MARTINS geht von zwei grundlegenden Annahmen aus:

1. Die Partikel bewegen sich den Gesetzen der kinetischen Gastheorie entsprechend. Daraus ergibt sich die Partikelgeschwindigkeit und damit die Kontaktzeit. Diese Annahme ist experimentell nicht unmittelbar verifiziert, und folgerichtig hat MARTIN bei der Kontaktzeit einen Anpassungsparameter eingeführt.
2. Die Partikel haben während der Kontaktzeit direkten Wandkontakt, und sie sind kugelförmig. Daraus ergibt sich der Kontakt-Wärmeübergangskoeffizient α_{W-P} . Diese Annahme ist für bewegte Schüttungen verifiziert [10], aber nicht für die Partikelbewegungen in der Wirbelschicht.

Demnach enthält das Modell also zwei unbekannte Faktoren. Modelle mit zwei Unbekannten haben aber den grundsätzlichen Nachteil, dass Fehler bei der Bestimmung eines Faktors zwangsläufig zu einer falschen Anpassung des anderen führen.

Der im vorhergehenden Abschnitt dargestellte Zusammenhang, dass sich der gemessene Kühleffekt mathematisch nicht nachvollziehen lässt, deutet darauf hin, dass die von MARTIN angenommene Kontaktzeit zu kurz ist. Bei längerer Kontaktzeit kann von einem feuchten Partikel mehr Wasser verdunsten (der äußere Stoffübergang ist sonst limitierend), so dass der Kühleffekt stärker zum Tragen kommt. Dass die Annahme einer längeren Kontaktzeit sinnvoll ist, zeigen auch die Messungen von BURSCHKA [116], die schon in Abschnitt 4.3.1 erwähnt wurden.

Eine einfache Veränderung der Kontaktzeit ist für die Modellrechnung nicht sinnvoll, der Kontakt-Wärmeübergangskoeffizient muss ebenfalls korrigiert werden, damit sich bei trockenen Partikeln der gleiche partikelkonvektive Wand-Wärmeübergangskoeffizient ergibt, denn für diesen Fall ist das Modell MARTINS getestet und an experimentelle Daten angepasst. Eine längere Kontaktzeit wird durch einen höheren Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten α_{W-P} ausgeglichen, so dass im Mittel bei längerer Kontaktzeit der gleiche Wärmestrom übertragen wird wie bei der ursprünglichen. Mögliche physikalische Begründungen für höhere Werte von α_{W-P} sind (1.) eine Gasströmung im Zwickel zwischen Partikel und Wand und/oder (2.) eine unregelmäßige Partikelform, die zu mehreren Kontaktstellen führt.

Im Folgenden wird gezeigt, wie α_{W-P} korrigiert werden muss, wenn t_{con} verändert wird. Grundbedingung ist, dass

$$\alpha_{P,C}|_{\text{original}} = \alpha_{P,C}|_{\text{korrigiert}} \quad , \quad (8.7)$$

wobei von trockenen Partikeln ausgegangen wird, weil die Bedingung nur für diese gelten soll; für feuchte Partikel soll ja ein anderes Ergebnis berechnet werden. Im Falle trockener Partikel lässt sich die Gleichung MARTINS (4.19) anwenden. Damit wird aus Gleichung (8.7)

$$\begin{aligned} \frac{4}{6}(1 - \epsilon_{\text{bed}})\rho_P c_P d_P \frac{1}{t_{\text{con}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{3\alpha_{W-P} t_{\text{con}}}{2\rho_P c_P d_P C}\right) \right] \\ = \frac{4}{6}(1 - \epsilon_{\text{bed}})\rho_P c_P d_P \frac{1}{C_t t_{\text{con}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{3C_\alpha \alpha_{W-P} C_t t_{\text{con}}}{2\rho_P c_P d_P C}\right) \right] \end{aligned} \quad (8.8)$$

mit den neu eingeführten Korrekturfaktoren C_t für die Kontaktzeit und C_α für den Kontakt-Wärmeübergangskoeffizienten. Mit der Abkürzung

$$E = -\frac{3\alpha_{W-P} t_{\text{con}}}{2\rho_P c_P d_P C} \quad (8.9)$$

folgt

$$1 - \exp(E) = \frac{1}{C_t} [1 - \exp(C_t C_\alpha E)] \quad . \quad (8.10)$$

Nach arithmetischen Umformungen erhält man daraus

$$C_\alpha = \frac{1}{C_t E} \ln(C_t \exp(E) - C_t + 1) \quad . \quad (8.11)$$

Damit ist der mathematische Zusammenhang zwischen C_t und C_α gegeben, wobei über den Faktor E sowohl die Stoffeigenschaften als auch die Kontaktzeit t_{con} einfließen. Gleichung (8.11) lässt sich nicht für jedes C_t lösen, da die Logarithmus-Funktion nur für positive Zahlen definiert ist, d.h. der Ausdruck $(C_t \exp(E) - C_t + 1)$ muss größer als null sein. Der maximale Wert für C_t lässt sich nach

$$C_{t,\text{max}} = (1 - \exp(E))^{-1} \quad (8.12)$$

bestimmen. Die physikalische Begründung für die Existenz des $C_{t,\max}$ -Wertes ist, dass bei einer langen Kontaktzeit der Kontakt-Wärmeübergangskoeffizient α_{W-P} nicht mehr so korrigiert werden kann, dass der gleiche Wert berechnet wird. Physikalisch bedeutet es, dass sich das Partikel während des Wandkontaktes auf Wandtemperatur aufheizt, so dass keine Wärme mehr übertragen wird. Die kapazitive Hemmung (vgl. Abschnitt 4.4.1) wird wirksam. Eine längere Verweilzeit führt zu einem Absinken des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten, $\alpha_{P,C}$ wird in diesem Fall niedriger berechnet.

Weil E nicht nur von den Stoffwerten, sondern auch – über t_{con} – von den Versuchsparametern abhängt, lässt sich $C_{t,\max}$ nicht allgemein angeben. Bei den durchgeführten Berechnungen wird so vorgegangen, dass unabhängig vom vorgegebenen C_t zunächst $C_{t,\max}$ berechnet wird. Wenn C_t größer als $C_{t,\max}$ ist, wird zur Bestimmung von C_α nach Gleichung (8.11) der Wert $0,9999C_{t,\max}$ anstelle von C_t eingesetzt. Für die eigentliche Berechnung wird C_t auf dem voreingestellten Wert belassen. Es wurde auch eine Variante getestet, wonach für den Fall $C_t > C_{t,\max}$ grundsätzlich mit $C_t = 0,9999C_{t,\max}$ gerechnet wurde. Dadurch ergibt sich, dass sich C_t mit der Gutsfeuchte ändert. Dementsprechend ändert sich die Kontaktzeit im Verlauf der Trocknung, sie nimmt mit abnehmender Feuchte ab. Da die Kontaktzeit entscheidenden Einfluss auf den Kühleffekt hat, sagen die durchgeführten Berechnungen eine stärkere Abnahme des Kühleffekts mit sinkendem X voraus als tatsächlich gemessen. Unabhängig davon, ob immer mit dem voreingestellten Wert von C_t gerechnet oder ob im „Bedarfsfall“ stattdessen $0,9999C_{t,\max}$ gesetzt wird, ist die Bedingung $\alpha_{P,C}|_{\text{original}} = \alpha_{P,C}|_{\text{korrigiert}}$ nicht mehr erfüllt, wenn $C_t > C_{t,\max}$ ist. Bei den Berechnungen wurde dieser Zusammenhang nicht gesondert berücksichtigt.

Abbildung 8.12 stellt die Abhängigkeit zwischen C_α und C_t grafisch dar, wobei für alle Chargen gleiche „Versuchs“-Parameter gewählt wurden. Es wird deutlich, dass $C_{t,\max}$ sehr stark von der Partikelgröße abhängt. Hier wirkt sich die kapazitive Hemmung, also die limitierend wirkende Wärmekapazität kleiner Partikel, unmittelbar aus. Zur Orientierung sind in der Abbildung die berechneten Kontaktzeiten t_{con} eingetragen.

Mit dem durch die Korrekturfaktoren C_t und C_α modifizierten Modell wurden Berechnungen durchgeführt mit dem Ziel, relative Wand-Wärmeübergangskoeffizienten $^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ für alle Gutsfeuchten konstant bei 1,0 zu erhalten. Hierzu wurden zwei verschiedene Varianten getestet:

1. Mit einem für die einzelnen Chargen näherungsweise angepassten Wert von C_t . Auf eine aufwändige Optimierung wurde verzichtet, weil sich in Abschnitt 6.8 gezeigt hat, dass die volume-averaging-Methode den Stofftransport im Inneren der Partikel ohnehin nicht ganz richtig wiedergibt. Eine genauere Anpassung ist daher wenig sinnvoll. Die angepassten Werte für C_t sind in Tabelle 8.7 aufgeführt.
2. Bei der Optimierung zeigte sich, dass für die meisten Chargen ein Wert von $C_t = 5,0$ gute Ergebnisse liefert. Deshalb wurde zum Vergleich für alle Chargen mit diesem Wert gerechnet.

Tabelle 8.6 führt die beiden neuen Modellvarianten auf. Natürlich ergibt die Variante mit angepasstem C_t die besseren Werte für $^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$. Die Abbildung 8.13 und G.7 zeigt in gewohnter Weise die relativen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten für diese Variante. Bei $C_t = 5,0$ ergibt sich ein ähnliches Bild. Der Übersichtlichkeit halber wird auf die dazugehörige Darstellung verzichtet.

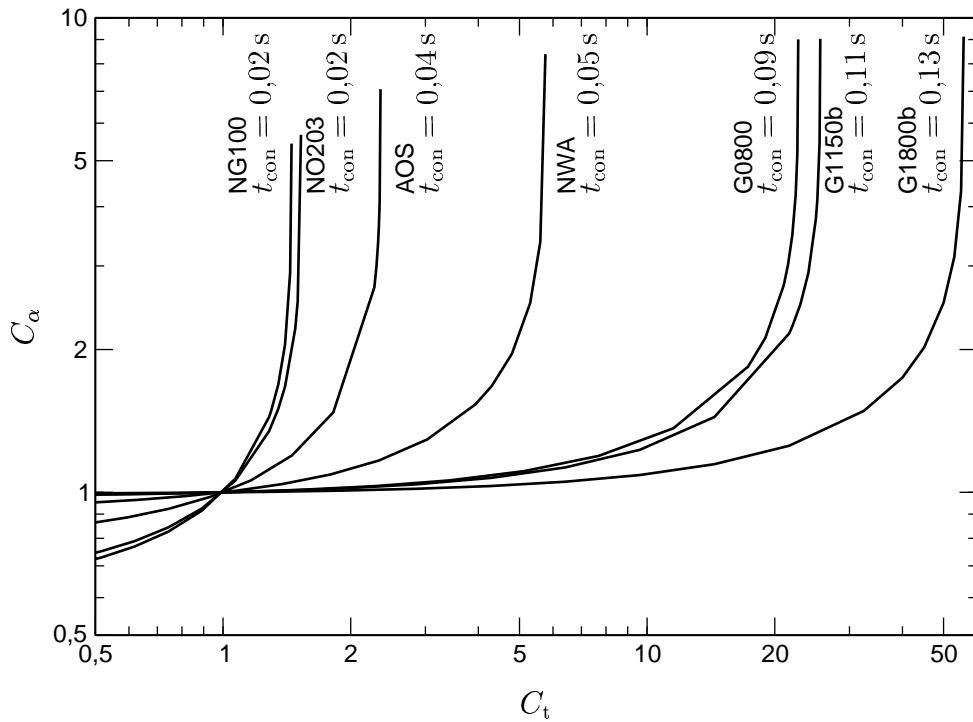


Abb. 8.12: Abhängigkeit zwischen C_α und C_t nach Gleichung (8.11) für alle Chargen für jeweils einen fiktiven Versuch mit $\vartheta_{\text{bed}} = 50^\circ\text{C}$ und $\epsilon_{\text{bed}} = 0,6$. Zusätzlich sind die berechneten Kontaktzeiten t_{con} eingetragen.

Variante	Wirbelschichttrocknung F: FLUBED W: WSMOD	Wand-Wärmeübergang M: MARTIN [14] K: KUNII und LEVENSPIEL [5]	intrapartikulären Trocknungs- netik ndc: normierte Trocknungskurve va: volume-averaging-Methode	Korrektur von $\alpha_{w-\text{bed}}$ gemäß Gleichung (8.5)	Kühleffekt-Berechnung mit volume-averaging-Methode	Kontaktzeit verändert mit orig: unverändert anp: C_t angepasst 5: $C_t = 5$
A	W	M	ndc	nein	nein	orig
B	W	K	ndc	nein	nein	orig
C	F	M	ndc	nein	nein	orig
D	W	M	ndc	ja	nein	orig
E	W	K	ndc	ja	nein	orig
F	W	M	va	ja	ja	orig
G	W	M	va	ja	ja	anp
H	W	M	va	ja	ja	5

Tab. 8.6: Erweiterung der Tabelle 8.5 um zwei Varianten mit veränderter Kontaktzeit.

Tab. 8.7: Angepasste Werte für C_t für alle Chargen. Erläuterungen im Text.

Charge	G1800b	G1800a	G1150b	G1150a	G0800	G0260	NWA	AOS	NG100	NO203
C_t	5	5	5	5	5	5	5	4	4	4

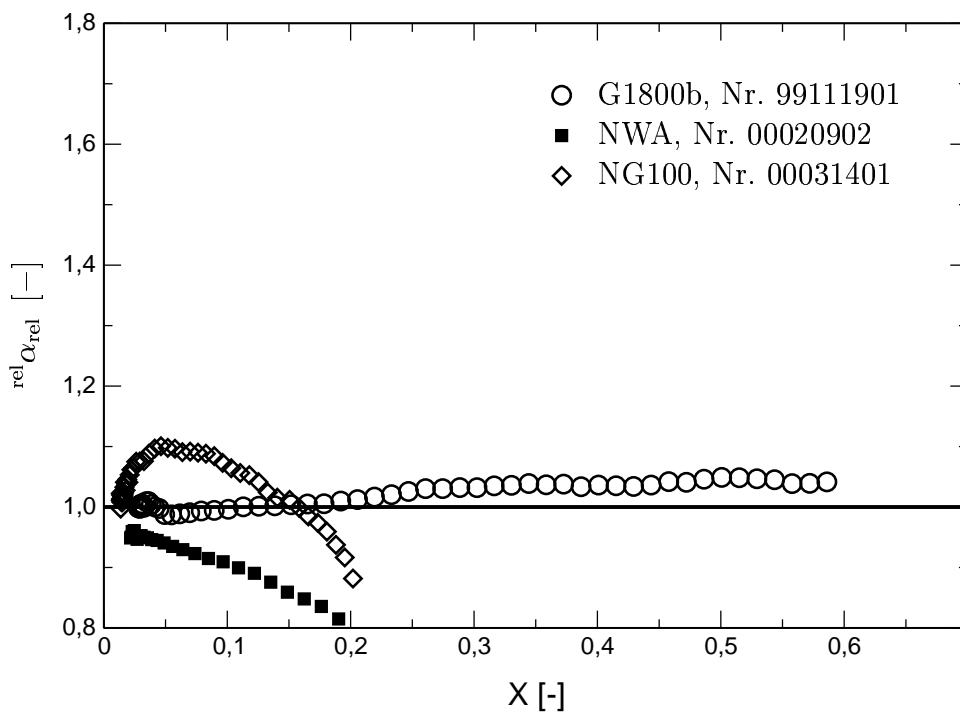


Abb. 8.13: Wiederholung von Abbildung 8.11 mit für jede Charge spezifisch angepasstem Korrekturfaktor C_t (Modellvariante G, Tab. 8.6). Weitere Erläuterungen im Text. Entsprechende Kurven für alle Versuche zeigt Abbildung G.7.

Die Abbildungen 8.13 und G.7 zeigen, dass sich die Kurven durch die rechnerische Veränderung der Kontaktzeit an die $^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}} \equiv 1,0$ -Linie annähern. Anhand der Abbildungen wird deutlich, dass der Kühleffekt sich nicht für alle Versuch in gleicher Weise berechnen lässt; es gibt Abweichungen sowohl in Richtung einer zu starken als auch einer zu schwachen Vorhersage.

Dennoch belegen die Abbildungen 8.13 und G.7 den Zusammenhang zwischen dem Kühleffekt und der Kontaktzeit, also dass der Kühleffekt durch verdunstendes Wasser nur dann wirksam werden kann, wenn die Kontaktzeit lang genug ist.

Damit ist gezeigt, dass mit

- dem Wand-Wärmeübergangsmodell nach MARTIN,
- der Berechnung des Kühleffektes durch ein Einzelpartikelmodell, das partikelinneren Wärme- und Stofftransport berücksichtigt, und
- einer längeren Kontaktzeit

der Kühleffekt als direkter Einfluss der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang bei der Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung erfasst werden kann.

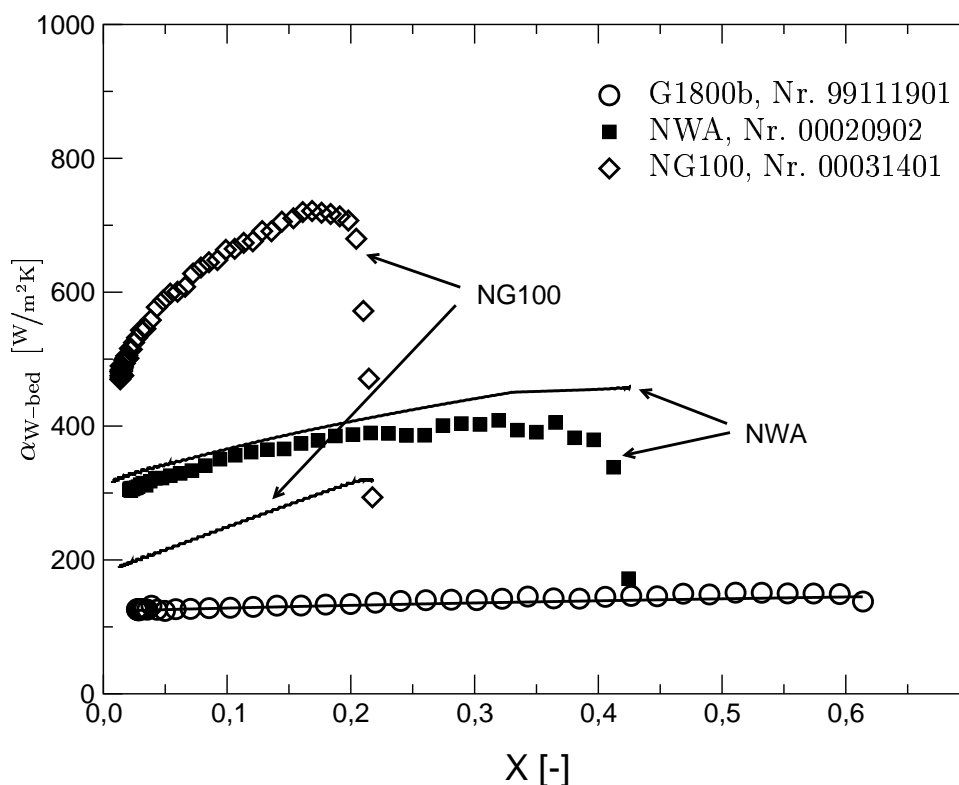


Abb. 8.14: Gemessene Wand-Wärmeübergangskoeffizienten von Einzelversuchen dreier Chargen (Wiederholung der Kurven aus Abbildung 8.2), verglichen mit Modellberechnungen nach MARTIN [14] unter Anwendung der volume-averaging-Methode mit angepasster Kontaktzeit zur Berechnung des Kühleffektes.

Abbildung 8.14 zeigt für die drei Beispielversuche den Vergleich zwischen gemessenen und nach Modellvariante G, Tab. 8.6, berechneten Wand-Wärmeübergangskoeffizienten. Hier wird deutlich, dass die Vorhersagegüte der neuen Modellvariante weniger gut ist, als es Abbildung G.7 vermuten lässt. Die Abhängigkeit des Wand-Wärmeübergangskoeffizienten von der Gutsfeuchte wird zwar – wie Abbildung 8.13 zeigt – annähernd richtig wiedergegeben, aber die Möglichkeit der Vorhersage des Kühleffektes (gleichbedeutend mit ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}} \equiv 1,0$) wird durch einen Fehler bei der Vorhersage der Absolutwerte von $\alpha_{\text{W-bed}}$ relativiert. Dieses trifft in geringem Maß für die Charge NWA und insbesondere für die Charge NG100 zu. Hier führt der durch die längeren Kontaktzeiten „intensivierte“ Kühleffekt zu niedriger berechneten $\alpha_{\text{W-bed}}$ -Werten. Ursache für diese Abweichung ist das Überschreiten des maximalen Anpassungsfaktors für die Kontaktzeit $C_{t,\text{max}}$. Für die Charge NG100 wurde mit $C_t = 4,0$ gerechnet, während ein typischer Wert für $C_{t,\text{max}}$ bei etwa 1,5 liegt, wie Abbildung 8.12 zeigt. Für den dargestellten Versuch Nr. 00031401 liegt er zwischen $C_{t,\text{max}} = 1,52$ (hohes X) und 1,58 (niedriges X). Demnach ist die Kontaktzeit um etwa das 2,5-fache höher als der Wert, für die mit einem adaptierten C_α noch eine rechnerische Gleichheit gemäß Gleichung (8.7) erzielt werden kann. Für den dargestellten Versuch Nr. 00020902, Charge NWA, ist die Abweichung zwischen gemessenen und berechneten Werten für $\alpha_{\text{W-bed}}$ wesentlich geringer; hier kann eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Für Versuch Nr. 99111901, Charge G1800b, zeigt sich die gleiche, sehr gute Übereinstimmung, die auch schon bei der Modellierung ohne Berücksichtigung des Kühleffektes beobachtet wurde, vgl. Abbildung 8.2.

Fazit:

Die Modellierung der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten bei der Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung ist nur teilweise möglich. Entweder kann der Betrag von $\alpha_{\text{W-bed}}$ näherungsweise berechnet werden (hierzu ist z.B. das Modell MARTINS [14] geeignet), oder der Kühleffekt – also der Einfluss der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang – wird richtig beschrieben. Zudem zeigt Abbildung G.7, dass die angewandte Modifikation des Modells von MARTIN durch Anpassung der Kontaktzeit und des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{W-P}}$ (Modellvariante G, Tab. 8.6) nicht bei jedem Versuch den gleichen Erfolg bei der Berechnung des Kühleffektes hat. Demnach wirken während des Wand-Wärmeübergangs physikalische Mechanismen, die mit den verwendeten Modell nicht richtig erfasst werden. Dennoch zeigen die Berechnungsergebnisse eindeutig den Zusammenhang zwischen dem Kühleffekt und der Kontaktzeit und legen die Verwendung einer längeren Kontaktzeit nahe.

In Abschnitt 8.7 werden anhand von Mittelwerten für ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ und $\alpha_{\text{W-bed}}$ die verschiedenen Modellvarianten bewertet.

8.5 Berechnete und gemessene Trocknungskurven

Dieser Abschnitt vergleicht die gemessenen Trocknungskurven, deren Ermittlung in Abschnitt 7.2.3 beschrieben ist, mit den aus Modellrechnungen stammenden. Bei dem Vergleich werden die Modellvarianten A, D, G, Tab. 8.6, berücksichtigt, die in den vorangegangenen Abschnitten erläutert wurden. Sie unterscheiden sich lediglich in Bezug auf die Berechnung des Wand-Wärmeübergangskoeffizienten; zur Modellierung des Trocknungsprozesses wird in allen Fällen das in Abschnitt 3.5.4 beschriebene Modell WSMOD verwendet. Die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten wurden

A mit dem Originalmodell nach MARTIN [14],

D mit zusätzlicher Korrektur von α_{W-bed} gemäß Gleichung (8.5) oder

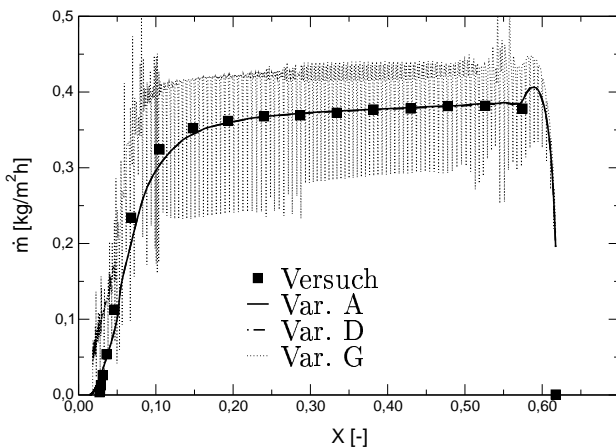
G unter zusätzlicher Anwendung der volume-averaging-Methode mit angepasster Kontaktzeit

berechnet.

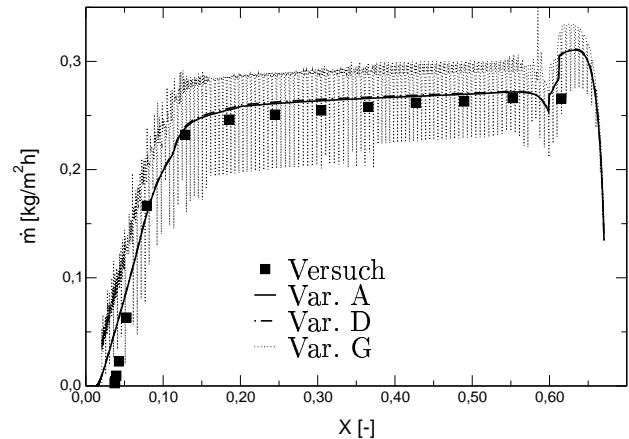
In Abbildung 8.15 werden die gemessenen Trocknungskurven jener Versuche mit indirekter Beheizung, deren Ergebnisse schon in Abbildung 7.5 gezeigt wurden, mit Berechnungen nach den drei Modellvarianten verglichen. Deutlich werden folgende Sachverhalte:

- Bei den Chargen mit großen Partikeln ($d_P > 255 \mu\text{m}$) prägen starke Schwankungen der nach der volume-averaging-Methode (Variante G) berechneten Kurve. Die Ursache für die „Instabilität“ der Berechnungen ist nicht geklärt. Die Werte schwanken aber um eine fiktive Mittelwert-Kurve, die sich nur wenig von den anderen beiden berechneten Kurven unterscheidet.
- Außerdem liegen bei den grobkörnigen Chargen die Kurven, die nach den Varianten A und D so nahe zusammen, dass sie in der Abbildung nicht unterscheidbar sind. Demnach hat hier die Korrektur der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten nach Gleichung (8.5) keinen Einfluss auf die berechneten Trocknungsgeschwindigkeiten.
- Für die Chargen G1800b und G1150b geben die Modellierungen die gemessenen Trocknungskurven sehr gut wieder.
- Die Kurven der Charge G0800 weisen zwei Besonderheiten auf: Zum einen wird der Verlauf der experimentellen Kurven von den Berechnungen nicht wiedergegeben; hierzu sei auf die in Abschnitt 7.3.1 erwähnte Veränderung des Verlaufs der Trocknungskurve dieser Charge mit jedem Versuch hingewiesen. Zum anderen rührt der Sprung in den berechneten Kurven vom rechnerischen Wechsel der Geldart-Gruppe (vgl. Abschnitt 6.6) her.
- Für die Chargen G0260, NWA und AOS gilt, dass die Messkurven allgemein gut wiedergegeben werden. Die Korrektur von α_{W-bed} (Variante D) führt zu einer etwas größeren Abweichung zwischen Rechnung und Messung, während die volume-averaging-Methode mit angepasster Kontaktzeit (Variante G) bessere Vorhersagen liefert.
- Für die Chargen NG100 und NO203 gilt, was die Vorhersagegenauigkeit der Modellvarianten angeht, das umgekehrte. Bei der Beurteilung sollte aber nicht außer Acht gelassen werden, dass diese Chargen eine deutlichen Agglomerationsneigung zeigen (siehe wiederum Abschnitt 7.3.1).

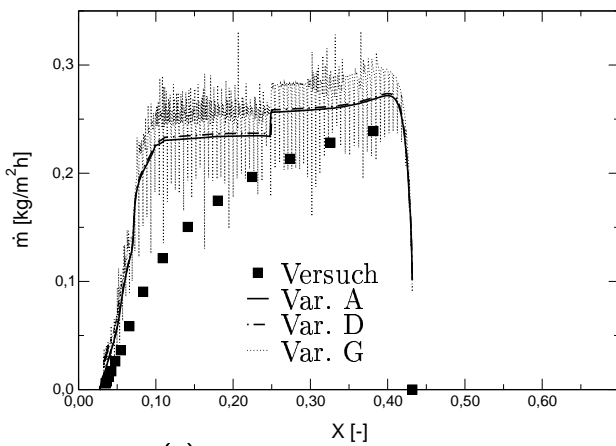
Auf die Modellierung der Trocknungskurven wird zusammenfassend nochmals in Abschnitt 8.6.2 eingegangen.



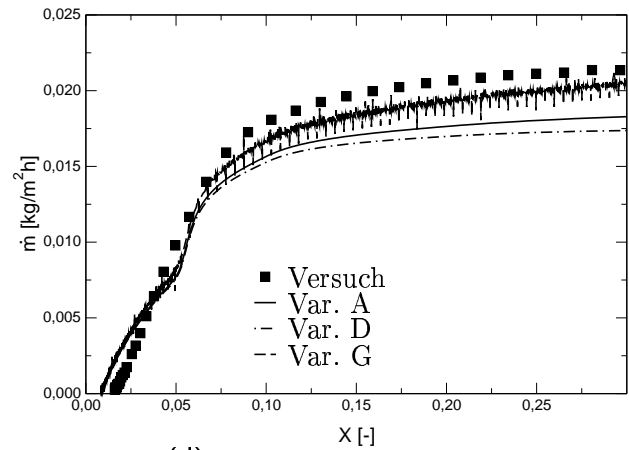
(a) G1800b, Nr. 99111901



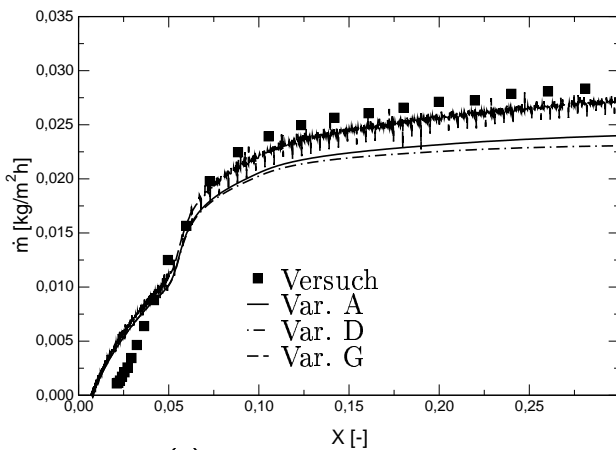
(b) G1150b, Nr. 99120801



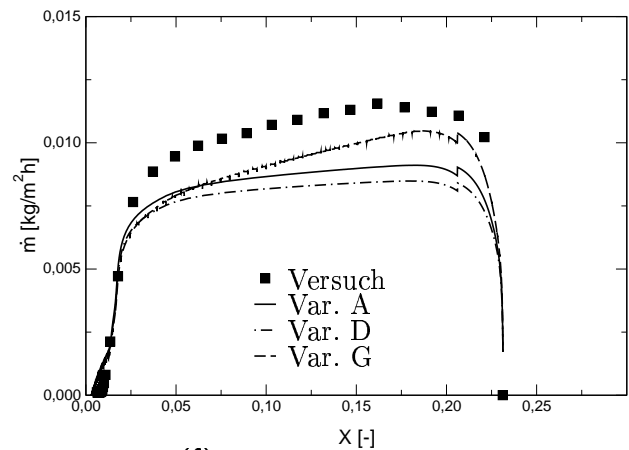
(c) G0800, Nr. 00010901



(d) G0260, Nr. 00020902



(e) NWA, Nr. 00020902



(f) AOS, Nr. 00032402

Abb. 8.15: Wiederholung von Abbildung 7.5 unter Einbeziehung der Ergebnisse der vollständigen Modellierung mit WSMOD und drei verschiedenen Modellvarianten für die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten. Erläuterungen der Modellvarianten im Text und Tabelle 8.6, experimentelle Parameter in Anhang H. (Fortsetzung →)

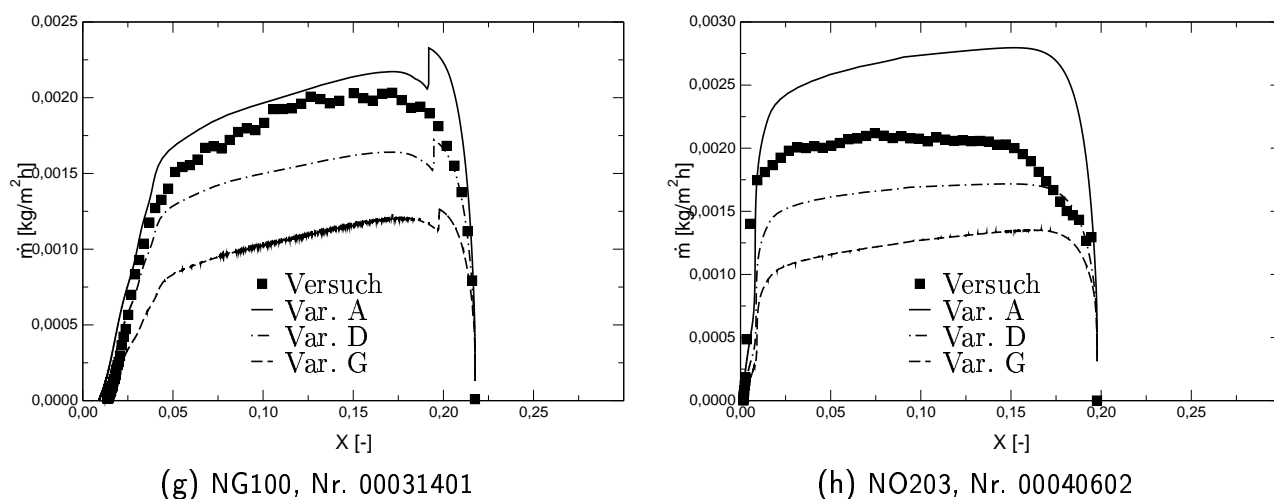


Abb. 8.15: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung 7.5 unter Einbeziehung der Ergebnisse der vollständigen Modellierung mit WSMOD und drei verschiedenen Modellvarianten für die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten. Erläuterungen der Modellvarianten im Text und Tabelle 8.6, experimentelle Parameter in Anhang H.

8.6 Vereinfachte Modellierungsansätze

8.6.1 Wand-Wärmeübergang

Die im Abschnitt 8.4 dargestellte volume-averaging-Methode eröffnet die Möglichkeit der Beschreibung des Kühleffektes, indem die physikalischen Mechanismen des Wärme- und Stofftransports während des Partikel-Wand-Kontaktes mathematisch nachgebildet werden. Ein Nachteil der Methode ist der große Rechenaufwand. In diesem Abschnitt wird eine Möglichkeit vorgestellt, den Kühleffekt durch die Annahme einer unendlich hohen Partikel-Wärmekapazität wesentlich einfacher in das von MARTIN [14] vorgeschlagene Wand-Wärmeübergangsmodell zu integrieren.

Diese Annahme stellt den in Abschnitt 4.6.1 diskutierten Grenzfall der ungehinderten Verdampfung dar. Die Annahme von $c_P \rightarrow \infty$ führt innerhalb der Gleichungen MARTINS zu folgender Lösung für den partikelkonvektiven Wärmeübergang:

$$\alpha_{P,C} = (1 - \epsilon_{\text{bed}}) \alpha_{W-P} \frac{1}{C} \quad . \quad (8.13)$$

Die Verwendung dieser Gleichung führt zu zwei weiteren Modellvarianten, da sie sowohl im vollständigen Modell WSMOD als auch im vereinfachten FLUBED sinnvoll integriert werden kann. Tabelle 8.8 führt diese beiden weiteren Modellvarianten auf.

Wendet man Gleichung (8.13) innerhalb der Modellrechnungen (Variante I) an², erhält man die in Abbildung 8.16 dargestellten Kurven. Deutlich wird beim Versuch Nr. 00020902, Charge NWA, dass die Übereinstimmung mit den Messwerten im Mittel besser ist als nach dem

² Es sei darauf hingewiesen, dass die Berechnungen ohne die Korrektur von $\alpha_{W-\text{bed}}$ nach Gleichung (8.5) gemacht wurden.

Variante							
A	W	M	ndc	nein	nein	orig	
B	W	K	ndc	nein	nein	orig	
C	F	M	ndc	nein	nein	orig	
D	W	M	ndc	ja	nein	orig	
E	W	K	ndc	ja	nein	orig	
F	W	M	va	ja	ja	orig	
G	W	M	va	ja	ja	anp	
H	W	M	va	ja	ja	5	
I	W	M ∞	ndc	nein	nein	orig	
J	F	M ∞	ndc	nein	nein	orig	

Tab. 8.8: Erweiterung der Tabelle 8.6 um zwei Varianten mit Berechnung des partikelkonvektiven Wärmeübergangs mit unendlich hoher Wärmekapazität.

Originalmodell (vgl. Abbildung 8.2). Der gekrümmte Kurvenverlauf, der aus dem Kühleffekt resultiert, wird aber erwartungsgemäß nicht wiedergegeben, weil die Annahme von $c_P \rightarrow \infty$ ja keine Abhängigkeit von der Gutsfeuchte beinhaltet; es wird lediglich die kapazitive Hemmung (siehe Abschnitt 4.4.1) aufgehoben. Welchen Einfluss dieses bei feinen Partikel hat, zeigt die Kurve der Charge NG100. Hier liegen die Berechnungen weit über den Messwerten. Anders bei der Charge G1800b: Hier werden die Messwerte genau so gut wiedergegeben wie vom Originalmodell (vgl. wieder Abbildung 8.2). Bei Partikeln dieser Charge hat ihre Wärmekapazität nur einen sehr geringen Einfluss auf den berechneten partikelkonvektiven Wärmeübergang, weil sie sich während des Wandkontaktes ohnehin fast gar nicht aufheizen; der Wärmeübergang ist konduktiv gehemmt (vgl. Abschnitt 4.4.1).

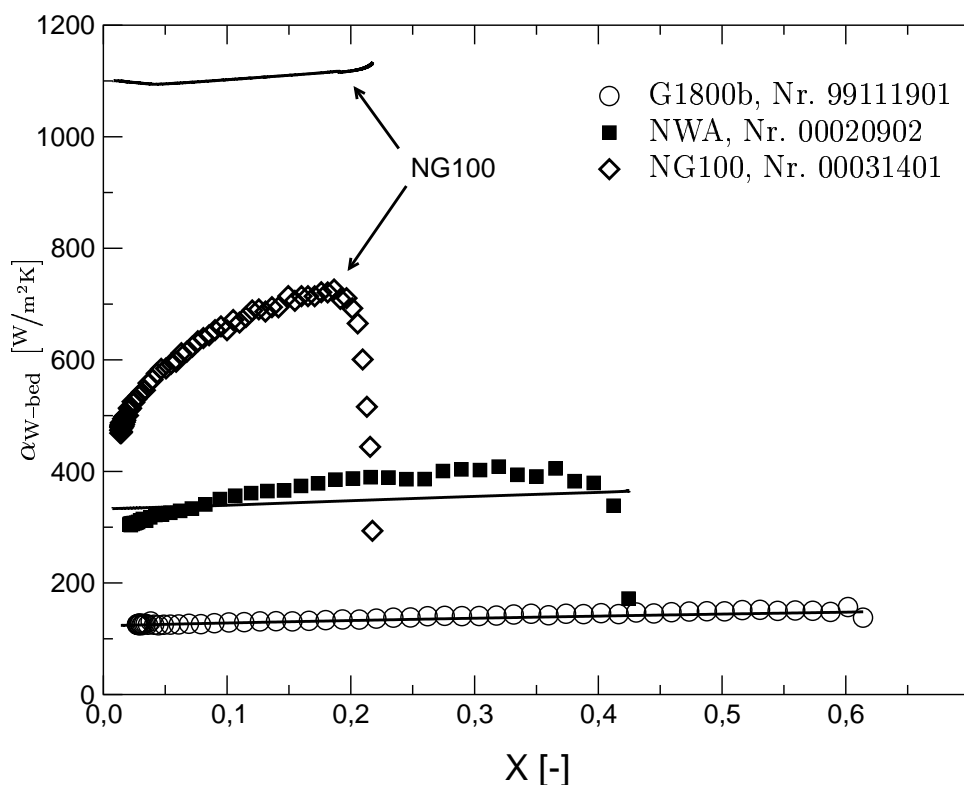


Abb. 8.16: Gemessene Wand-Wärmeübergangskoeffizienten von Einzelversuchen dreier Chargen (Wiederholung der Kurven aus Abbildung 8.2), verglichen mit Modellberechnungen nach Variante I, Tab. 8.8.

Es wird deutlich, dass die Annahme einer unendlich hohen Wärmekapazität bzw. eines ungehinderten Stofftransports die Realität nicht wiederzugeben vermag, aber zumindest im Fall der Charge NWA dennoch eine brauchbare Näherung darstellt.

8.6.2 Wirbelschichttrocknung

Auch in Hinblick auf die Modellierung der Wirbelschichttrocknung (oder allgemeiner: des Wärme- und Stoffübergangs in der Wirbelschicht) ist das in den vorhergehenden Abschnitten angewendete Modell WSMOD umfangreich sowohl in Bezug auf den mathematischen (Numerik) als auch auf den messtechnischen Aufwand (Sorptionsisothermen). Dadurch ist es zwar für

die Analyse des direkten Einflusses der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang geeignet, in der Praxis aber nur schwer anwendbar. Deshalb soll in diesem Abschnitt die Anwendung des Modells FLUBED dargestellt werden, das schon in Tabelle 8.8 mit zwei Varianten aufgeführt wird. Der grundlegende Ansatz dieser Modellvariante ist in Abschnitt 3.5.1, die Integration der indirekten Beheizung in dieses Modell in Abschnitt 4.5 beschrieben. Dort bzw. in Abschnitt 3.5.4 werden auch die Unterschiede zum vollständigen Modell WSMOD dargestellt. Die wichtigsten Vereinfachungen bestehen darin, dass die Partikeltemperatur nicht explizit berechnet wird (dadurch entfällt der Zwang zur numerischen Lösung) und dass der Verlauf der Sorptionsisotherme nur berücksichtigt werden kann, indem er in die normierte Trocknungskurve integriert wird (vgl. Abschnitt 5.4, insbesondere den letzten Absatz dort).

Für weniger hygroskopische Materialien ist das ein guter Kompromiss zwischen messtechnischem Aufwand und rechnerischer Genauigkeit. Voraussetzung ist aber, dass das Material einen echten 1. Trocknungsabschnitt aufweist (vgl. Kapitel 2), damit die normierte Trocknungskurve richtig bestimmt werden kann. Weil dieses sowohl wegen der Hygroskopizität des $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ als auch (teilweise) wegen der Feinheit der Partikel hier nicht möglich ist, wurde eine Methode angewendet, die zweier Voraussetzungen bedarf: (1.) Die Sorptionsisotherme ist bekannt und (2.) es existiert ein Einzelpartikelmodell, das die Partikeltemperatur berechnet und die Sorptionsisotherme gemäß Gleichung (2.2) berücksichtigt. Für diese Methode werden zunächst zwei fiktive Einzelpartikel-trocknungskurven berechnet, eine unter Berücksichtigung der Sorption und der normierten Trocknungskurve (nur bei den Chargen G1800 und G1150, vgl. Abschnitt 6.8) und die andere unter Vernachlässigung dieser beiden Mechanismen. Letztere Berechnung dient nur dazu, die Trocknungsgeschwindigkeit des echten 1. Abschnitts zu bestimmen. Mit diesem Wert lässt sich dann die Kurve aus der ersten Berechnung gemäß Gleichungen (5.1) und (5.2) normieren; Anhang H.4 zeigt tabellarisch die Ergebnisse.

In Abbildung 8.17 werden die gemessenen Trocknungskurven jener Versuche, deren Ergebnisse schon in den Abbildung 7.5 gezeigt wurden, mit Berechnungen nach den beiden Varianten C und J des vereinfachten Modells verglichen. Abgesehen von den schon vorher aufgeführten Besonderheiten im Verlauf der Trocknungskurven der Chargen G0800 (Veränderung des Verlaufs der Trocknungskurve mit jedem Versuch), NG100 und NO203 (Agglomerationsneigung), die erwartungsgemäß auch von FLUBED nicht nachvollzogen werden, ist die Vorhersage der Trocknungsverhaltens auch nach dem einfachen Modell gut, wenn auch nicht so gut wie nach dem vollständigen Modell, Varianten A oder D, siehe Abbildung 8.15. Eine gute Vorhersage durch die vereinfachte Modellierung wurde allerdings auch erwartet, weil in den normierten Trocknungskurven die Information über das hygroskopische Verhalten der Partikel enthalten ist. Trotz einfacherer Modellierung war der Aufwand hier durch umfangreiche und genaue Messungen der Sorptionsisothermen und deren Umrechnung in normierte Trocknungskurven relativ groß. Wären diese nicht so genau bestimmt worden, wären auch die Ergebnisse der Modellierung signifikant ungenauer ausgefallen.

Aus Abbildung 8.17 lassen sich – insbesondere auch im Vergleich zu Abbildung 8.15 – zwei Schlussfolgerungen ziehen:

1. Die Modellierung mit dem vollständigen Modell ist im Allgemeinen genauer als die einfache. Voraussetzung ist, dass der Betrag des Wand-Wärmeübergangskoeffizienten genau genug berechnet wird, was – wie erläutert – für die Chargen mit $d_P \leq 255 \mu\text{m}$ nicht der Fall ist. Insbesondere wird der Verlauf der Trocknungskurve exakter wiedergegeben.

2. Die einfache Modellierung ist bei nicht oder schwach hygroskopischen Materialien in vielen Fällen ausreichend, auch wenn dabei der Einfluss der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergang nicht berücksichtigt wird. Ggf. lässt sich eine empirische, produktspezifische Anpassung einfügen. Auch für stark hygroskopische Stoffe lässt sich das einfache Modell anwenden, wenn die Sorptionsisotherme bekannt ist und innerhalb der normierten Trocknungskurve berücksichtigt wird.

Die berechneten Wand-Wärmeübergangskoeffizienten des vereinfachten Modells sind ähnlich zu denjenigen, die innerhalb des vollständigen Modells berechnet und in den Abbildungen 8.2 und 8.16 gezeigt werden. Die Unterschiede ergeben sich – wie in Abschnitt 4.5 erläutert – aus der Vernachlässigung der optimalen Gasgeschwindigkeit innerhalb des gaskonvektiven Anteils sowie aus anderen Stoffwerten aufgrund der verschiedenen berechneten Partikeltemperatur.

Fazit:

Während die wissenschaftlich exakte Analyse der Modellierungsergebnisse die oben aufgeführten Ungenauigkeiten ermittelt, lassen sich die gleichen Ergebnisse unter dem Gesichtspunkt der praktischen Anwendung den Schluss zu, dass das vereinfachte wie auch das vollständige Wirbelschichtmodell in den meisten Fällen – nämlich für grobe und mittlere Partikel mit $d_p \geq 100 \mu\text{m}$ – gute Vorhersagen der Messergebnisse liefern. Bei kleineren Partikeln werden die Trocknungsgeschwindigkeiten tendenziell höher berechnet als gemessen, weil die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten zu hoch berechnet werden (vgl. Abbildung 8.2). Deshalb sollten Modellierungen für Partikel mit $d_p \leq 100 \mu\text{m}$ experimentell abgesichert werden. Im folgenden Abschnitt wird die Vorhersagegüte der einzelnen Modellvarianten bewertet.

8.7 Bewertung der Modell-Varianten

8.7.1 Bewertungsmethode

In diesem Kapitel wurde der Vergleich zwischen Messwerten und Modellierungsergebnissen bisher immer auf grafische Weise gezogen. Die entsprechenden Abbildungen zeigen trotz umfangreicher Umrechnungen immer noch einzelne – wenn auch kaum unterscheidbare – Messwerte. Diese einzelnen Werte sollen in diesem Abschnitt nun in Hinblick auf die Vorhersagegenauigkeit der verschiedenen Modellvarianten untersucht werden. Dabei wird zunächst auf die relativen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten und anschließend auf die absolute Genauigkeit der Modellberechnungen in Bezug auf die Trocknungsgeschwindigkeit und auf den Wand-Wärmeübergang eingegangen.

Um die große Zahl von Datenpunkten (8 Chargen, 188 Einzelversuche, alle Größen abhängig von der Gutsfeuchte) vergleichbar zu machen und ihre Bewertung zu ermöglichen, wird eine allgemeingültige Methode zur Datenreduktion angewendet, die den Vergleich anhand weniger Zahlen erlaubt. Sie ist gleichermaßen anwendbar auf alle drei zu vergleichenden Größen m , $\alpha_{\text{W-bed}}$ und ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$.

Als Basis-Vergleichsmaßstab dient das Verhältnis zwischen dem berechneten und gemessenen Wert

$$F(X) = \frac{Z(X)|_{\text{calc}}}{Z(X)|_{\text{exp}}} \quad , \quad (8.14)$$

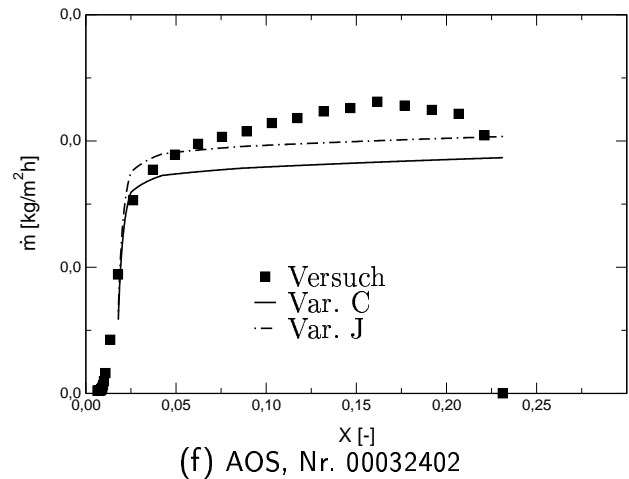
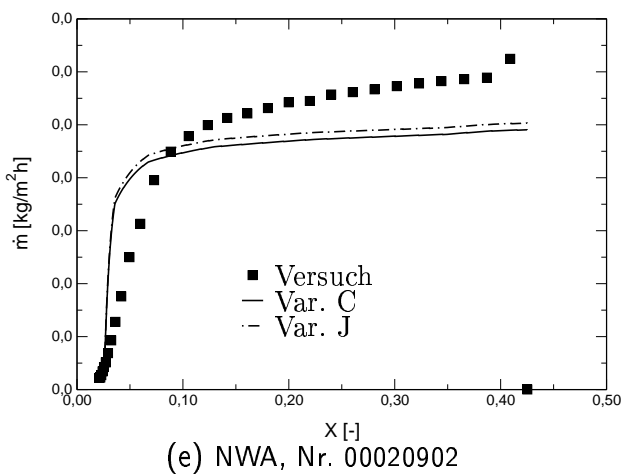
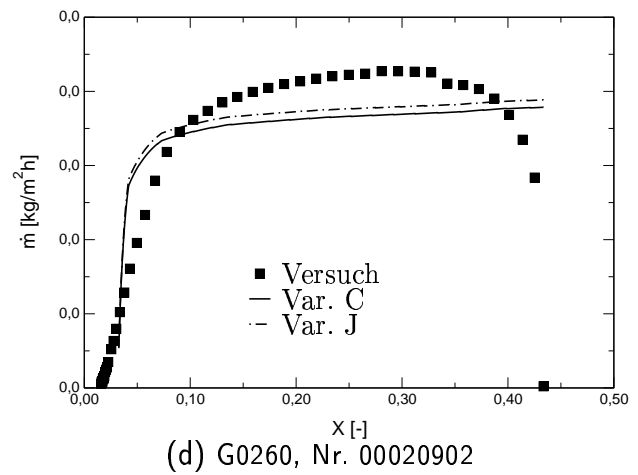
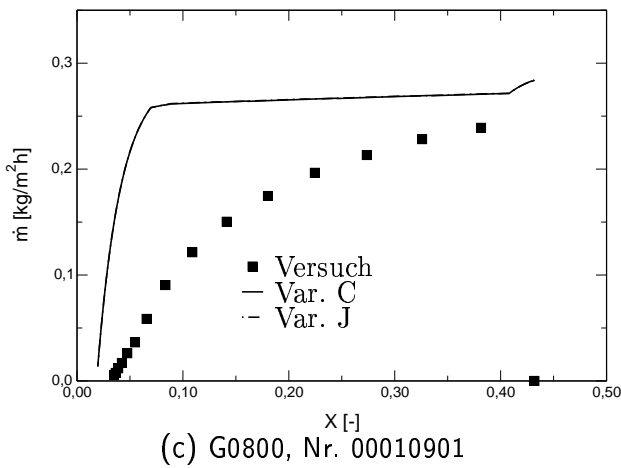
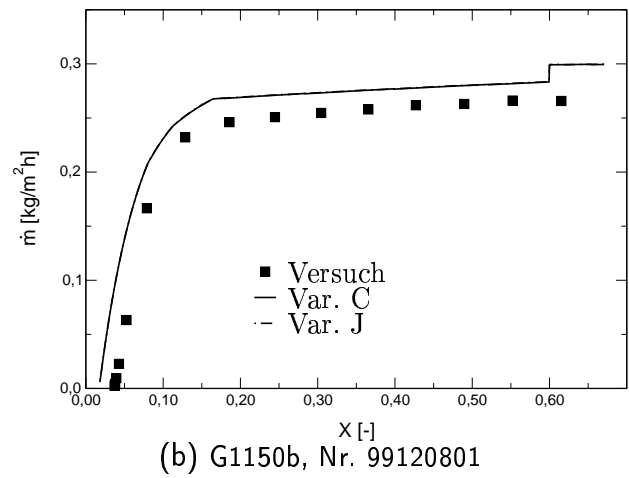
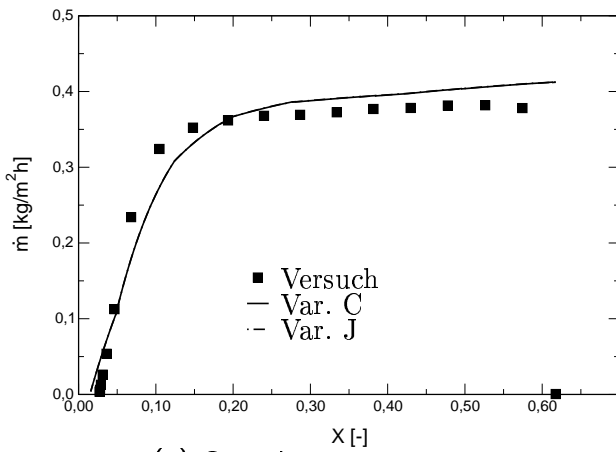
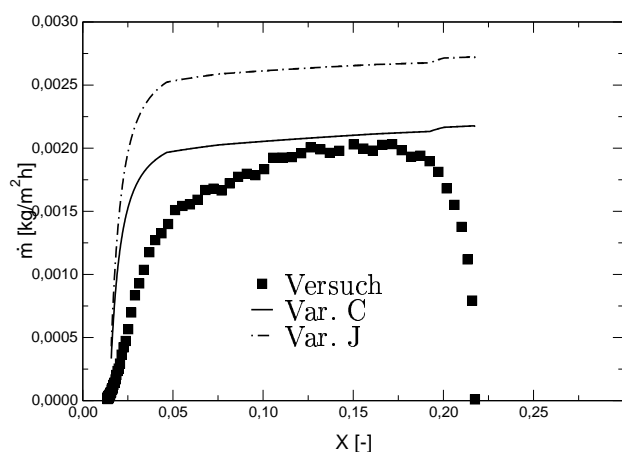
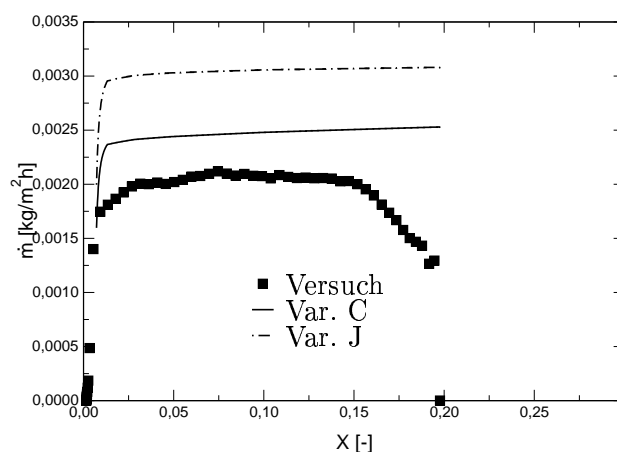


Abb. 8.17: Wiederholung von Abbildung 7.5 unter Einbeziehung der Ergebnisse der vereinfachten Modellierung mit zwei Varianten von FLUBED. Erläuterungen der Modellvarianten im Text und in Tab. 8.8, experimentelle Parameter in Anhang H. (Fortsetzung →)



(g) NG100, Nr. 00031401



(h) NO203, Nr. 00040602

Abb. 8.17: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung 8.15 unter Einbeziehung der Ergebnisse der vereinfachten Modellierung mit zwei Varianten von FLUBED. Erläuterungen der Modellvarianten im Text und in Tab. 8.8, experimentelle Parameter in Anhang H.

wobei Z als Platzhalter für jede der drei Größen steht und F für jede Gutsfeuchte X einzeln berechnet wird. Diese Methode ähnelt einer Messfehlerberechnung, allerdings wird der Istwert $Z(X)|_{\text{calc}}$ direkt mit dem Sollwert $Z(X)|_{\text{exp}}$ verglichen und nicht die Abweichung (= Differenz) zwischen ihnen. Dadurch ist der optimale Wert für F nicht null sondern eins. Diese Methode wird angewendet, um an F unmittelbar ablesen zu können, ob das Modell zu kleine ($F < 1$) oder zu große ($F > 1$) Werte voraussagt.

Um nun die Vorhersagegenauigkeit für einen Versuch zu bestimmen, wird ein arithmetischer Mittelwert aus den F -Werten berechnet, die innerhalb definierter Grenzen der Gutsfeuchte liegen:

$$\bar{F} = \frac{1}{n} \sum_{X=X_{\min}}^{X=X_{\max}} F(X) \quad . \quad (8.15)$$

Die Grenzen ergeben sich daraus,

- dass bei hohen Gutsfeuchten, also zu Beginn des Trocknungsprozesses, instationäre Anlaufphänomene (wie das Temperieren der Anlage) überwiegen und
- dass am Ende des Trocknungsprozesses bei niedrigen Gutsfeuchten Ungenauigkeiten im Verlauf der Sorptionsisotherme und der normierten Trocknungskurve Einfluss haben; beide sind definitiv kein Maß für die Genauigkeit der Modellierung.

Beides soll bei der Bewertung der Trocknungsgeschwindigkeiten ausgeklammert werden; für die Bewertung der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten kann die Beschränkung bei niedrigen Gutsfeuchten für alle Chargen auf $X_{\min} = 0,03$ gesetzt werden. Dadurch werden die Werte auch für trockene Partikel mit in die Bewertung eingeschlossen, aber teilweise auftretende Messwertschwankungen (siehe Abbildungen in Anhang G) am Ende des Trocknungsprozesses ausgeklammert. Tabelle 8.9 führt die gesetzten Werte auf.

Tab. 8.9: Gesetzte Grenzen der Gutsfeuchte innerhalb derer die Verhältnisse gemäß Gleichung (8.14) berechnet werden. X_{\min} entfällt für die Berechnung bei $\alpha_{W-\text{bed}}$ und ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$, d.h. es ist dann generell $X_{\min} = 0,03$.

Charge	G1800b	G1800a	G1150b	G1150a	G0800	G0260	NWA	AOS	NG100	NO203
X_{\min}	0,30	0,30	0,30	0,30	0,20	0,15	0,15	0,07	0,07	0,03
X_{\max}	0,50	0,50	0,50	0,50	0,35	0,30	0,30	0,18	0,18	0,12

Aus diesen Werten für \bar{F} wurden, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen und die Vergleichbarkeit der Modelle zu ermöglichen, erneut Mittelwerte gebildet, d.h. die \bar{F} -Werte wurden über alle Versuche einer Charge entsprechend

$$\bar{\bar{F}} = \frac{1}{n} \sum_{\text{Versuche}} \bar{F} \quad (8.16)$$

gemittelt. Diese $\bar{\bar{F}}$ -Werte bilden die Basis für die Bewertung der zehn Modellvarianten, die in Tabelle 8.8 aufgeführt sind.

8.7.2 Genauigkeit der relativen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten

Wie in Abschnitt 8.2 dargestellt, ist die Vorhersage eines Modells für den Kühleffekt (dafür ist ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ ja das Maß) dann optimal, wenn der relative Wand-Wärmeübergangskoeffizient für alle Gutsfeuchten X gleich 1,0 ist (${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}} \equiv 1,0$). In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Zusammenhang zwischen X und ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ immer grafisch dargestellt und beurteilt. Wendet man die oben angeführten Gleichungen (8.14) bis (8.16) an und setzt als experimentellen Wert ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}|_{\text{exp}} \equiv 1$ ein, da dieses dem „Sollwert“ entspricht, ergeben sich die in den Tabellen 8.10 und 8.11 für die Versuche mit vertikalem und horizontalem Heizstab gezeigten Werte. Aus den Werten dieser beiden Tabellen lassen sich folgende Zusammenhänge ablesen:

- Erwartungsgemäß ergeben sich für die Modellvarianten G und H – d.h. bei Anwendung der volume-averaging-Methode und Veränderung der Kontaktzeit – die genauesten Modellvorhersagen für ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$.
- Im Vergleich zur Modellvariante D führt die volume-averaging-Methode ohne Anpassung der Kontaktzeit (Variante F), wie schon anhand von Abbildung G.6 festgestellt, nicht zu besseren Vorhersagen des Kühleffekts.
- Bei den Chargen mit $d_p \geq 0,8 \text{ mm}$ ist der Aufwand der volume-averaging-Methode eigentlich nicht gerechtfertigt. Diese Erkenntnis überrascht insofern nicht, als für diese Chargen der partikelkonvektive Anteil am Wand-Wärmeübergang eher gering ist (vgl. Abschnitt 4.3).
- Die Varianten D bzw. E sind geringfügig ungenauer als die entsprechenden Varianten ohne Korrektur nach Gleichung (8.5), A bzw. B. Demnach wirkt sich die Korrektur der $\alpha_{W-\text{bed}}$ -Werte in Abhängigkeit von der Bettporosität eher ungünstig auf ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ aus.

Tab. 8.10: Bewertung der Modellvarianten anhand der \overline{F} -Werte für $^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ für die Heizstäbe in vertikaler Einbaulage. Für die Chargen G1800a und G1150a wurde der Heizstab erster Bauweise verwendet. Optimale Vorhersagegüte einer Modellvariante führt zu einem Wert von 1,0. Erläuterung der Modellvarianten in Tabelle 8.8. Anhang H.3 zeigt die zugehörigen \overline{F} -Werte der Einzelversuche.

Charge	A	B	D	E	F	G	H	I
G1800b	0,996	1,021	1,017	0,986	1,021	1,004	1,004	0,997
G1150b	0,993	1,007	1,021	0,984	1,022	1,000	1,000	0,996
G0800	0,977	0,938	1,022	0,939	1,021	0,998	0,998	0,980
G0260	1,104	1,102	1,156	1,110	1,143	1,035	1,035	1,119
NWA	1,122	1,109	1,183	1,124	1,172	1,012	1,012	1,141
AOS	1,061	1,058	1,079	1,061	1,074	1,001	0,999	1,074
NG100	1,058	1,071	1,072	1,084	1,070	0,987	0,991	1,134
NO203	1,027	1,032	1,041	1,041	1,035	0,962	0,962	1,060
G1800a	0,982	1,017	1,016	0,978	1,023	1,010	1,010	0,982
G1150a	0,932	0,963	1,023	0,937	1,016	0,988	0,988	0,935

Tab. 8.11: Bewertung der Modellvarianten anhand der \overline{F} -Werte für $^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ für den Heizstab zweiter Bauart in horizontaler Einbaulage. Optimale Vorhersagegüte einer Modellvariante führt zu einem Wert von 1,0. Erläuterung der Modellvarianten in Tabelle 8.8. Anhang H.3 zeigt die zugehörigen \overline{F} -Werte der Einzelversuche.

Charge	A	B	D	E	F	G	H	I
G1800b	1,050	1,076	1,095	1,063	1,182	1,174	1,174	1,050
G1150b	0,996	1,006	1,048	1,006	1,045	1,015	1,015	0,999
G0800	0,991	0,943	1,034	0,960	1,032	1,009	1,009	0,994
G0260	1,059	1,054	1,080	1,053	1,079	1,009	1,009	1,069
NWA	1,113	1,100	1,141	1,100	1,158	1,029	1,029	1,129
AOS	1,090	1,085	1,112	1,094	1,111	1,021	1,017	1,105
NG100	1,013	1,032	1,052	1,065	1,049	0,942	0,945	1,123
NO203	0,947	0,950	0,956	0,955	0,948	0,870	0,869	0,992

- Die vereinfachte Modellierung gemäß Variante I führt zu schlechteren Vorhersagen von $\alpha_{\text{rel}}^{\text{rel}}$. Ursache hierfür ist, dass durch die Annahme einer unendlich hohen Wärmekapazität der Partikel unabhängig von der Gutsfeuchte kein direkter Einfluss von X auf den Wand-Wärmeübergang implementiert wird. Im Gegensatz dazu werden die indirekten Einflüsse in gleicher Weise berücksichtigt wie in Variante A.
- Die Vorhersagegüte der Modellvarianten unterscheidet sich bzgl. der Messungen am vertikalen und horizontalen Heizstab. Diese Erkenntnis entspricht derjenigen, die schon in Abschnitt 8.3 gewonnen wurde. Die verschiedenen Modellvarianten schneiden für die horizontale Anordnung bei den einzelnen Partikelchargen indifferenter ab als für die vertikale. Die Modellvarianten G und H ergeben hier nicht ganz so gute Vorhersagen.

8.7.3 Absolute Genauigkeit der Modelle

In den Tabellen 8.12, 8.13 und 8.14 sind die $\overline{\overline{F}}$ -Werte für die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten am vertikalen und horizontalen Heizstab bzw. für die Trocknungsgeschwindigkeit aufgeführt. Darüber hinaus sind im Anhang H.3 die für jeden Einzelversuch bestimmten mittleren \overline{F} -Werte aufgelistet.

Tab. 8.12: Bewertung der Modellvarianten anhand der $\overline{\overline{F}}$ -Werte für $\alpha_{\text{W-bed}}$ für die Heizstäbe in vertikaler Einbaulage. Für die Chargen G1800a und G1150a wurde der Heizstab erster Bauweise verwendet. Optimale Vorhersagegüte einer Modellvariante führt zu einem Wert von 1,0. Erläuterung der Modellvarianten in Tabelle 8.8. Anhang H.3 zeigt die zugehörigen \overline{F} -Werte der Einzelversuche.

Charge	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
G1800b	0,940	1,234	0,991	1,021	0,976	0,995	0,995	0,943	1,034	0,950
G1150b	0,890	1,310	1,025	1,056	0,952	1,042	1,042	0,897	0,941	0,871
G0800	0,816	0,980	1,034	1,122	1,015	1,046	1,046	0,823	0,899	0,836
G0260	0,754	0,623	0,820	0,853	0,817	0,961	0,961	0,790	0,781	0,794
NWA	0,807	0,662	0,852	0,883	0,849	1,029	1,029	0,847	0,828	0,845
AOS	0,850	0,525	0,808	0,835	0,807	0,949	0,831	0,956	0,858	0,967
NG100	1,520	0,777	0,902	0,897	0,902	0,455	0,366	2,176	1,418	2,206
NO203	1,898	0,992	0,909	0,910	0,909	0,540	0,435	2,504	1,846	2,542
G1800a	0,720	1,159	1,000	1,044	0,997	0,999	0,999	0,720	0,820	0,732
G1150a	0,947	1,456	1,058	1,151	1,054	1,072	1,072	0,952	1,070	0,974

Anhand der Tabellen 8.12 und 8.13 kann man Folgendes feststellen:

- Die Anpassung der Kontaktzeit hat bei den Varianten G bzw. H auf die Vorhersagegenauigkeit bei den grobkörnigen Chargen mit $d_{\text{P}} \geq 800 \mu\text{m}$ wenig Einfluss, sie ergeben ähnliche Vorhersagen wie die Variante F. Für mittlere Korngrößen liegen die $\overline{\overline{F}}$ -Werte deutlich näher an eins, weil der Kühleffekt und damit der Verlauf der $\alpha_{\text{W-bed}}$ -Kurven besser vorausgesagt werden. Ein anderes Ergebnis zeigen die Chargen NG100 und NO203, für die deutlich zu niedrige Werte berechnet werden (vgl. Abbildung 8.13). Ursache hierfür ist

Tab. 8.13: Bewertung der Modellvarianten anhand der \overline{F} -Werte für $\alpha_{W\text{-bed}}$ für die Heizstäbe in horizontaler Einbaulage. Optimale Vorhersagegüte einer Modellvariante führt zu einem Wert von 1,0. Erläuterung der Modellvarianten in Tabelle 8.8. Anhang H.3 zeigt die zugehörigen \overline{F} -Werte der Einzelversuche.

Charge	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
G1800b	0,729	1,029	0,933	0,947	0,870	0,874	0,874	0,731	0,801	0,736
G1150b	0,866	1,102	0,956	0,971	0,949	0,969	0,969	0,882	0,833	0,783
G0800	0,922	0,895	0,908	0,992	0,889	0,913	0,913	0,934	1,027	0,980
G0260	1,231	1,073	0,918	0,927	0,914	1,017	1,017	1,298	1,095	1,110
NWA	1,209	0,990	0,846	0,870	0,669	0,791	0,791	1,272	1,023	1,053
AOS	1,253	0,793	0,793	0,814	0,791	0,937	0,840	1,406	1,270	1,427
NG100	2,385	1,222	0,893	0,879	0,894	0,463	0,373	3,395	2,238	3,489
NO203	2,017	1,056	1,018	1,016	1,018	0,598	0,482	2,672	1,963	2,714

die lange Kontaktzeit, die, wie in Abschnitt 8.4.4 dargelegt, aus physikalischen Gründen zwangsläufig zu niedrigeren Wand-Wärmeübergangskoeffizienten führt. Für diese beiden Chargen ergeben die Varianten A und C, aber auch I und J, die jeweils auf dem gleichen Gleichungen für $\alpha_{W\text{-bed}}$ beruhen, zu hohe Werte, weil, wie erläutert, die Agglomeration nicht wiedergegeben wird.

- Die Varianten A und C unterscheiden sich nicht grundlegend voneinander; dennoch wirken sich die in Abschnitt 4.5 dargelegten Berechnungsunterschiede auf die Vorhersagegüte aus. Entsprechendes gilt für die Varianten I und J.
- Die Variante F – also unter Berücksichtigung der Kühleffektes aber ohne Anpassung der Kontaktzeit – liefert nur wenig andere Vorhersagen als diejenige ohne Berücksichtigung des Kühleffekts D.
- Anders als bei den relativen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten $^{\text{rel}}\alpha_{\text{rel}}$ zeigen sich anhand der absoluten Werte die Vorteile der Korrektur von $\alpha_{W\text{-bed}}$ nach Gleichung (8.5).
- Die Variante B – also nach dem Modell von KUNII – liefert für den Heizstab in horizontaler Anordnung bessere Vorhersagen als das Modell nach MARTIN. Als Begründung hierfür wird angesehen, dass MARTIN sein Modell vor allem an experimentelle Daten angepasst hat, die an einem vertikalen Heizstab (z.B. WUNDER [104]) ermittelt wurden, während KUNII und LEVENSPIEL [5] ihre Auswertungen eher auf Messungen an horizontalen Anordnungen stützen.
- Insgesamt sind die Modellvorhersagen für die vertikale Geometrie besser als für die horizontale.

Die Bewertung der Trocknungsgeschwindigkeiten, deren Ergebnis in Tabelle 8.14 gezeigt wird, steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Bewertung der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten, weil nur bei richtig vorhergesagtem Wand-Wärmeübergang der zusätzliche Energieeintrag durch die indirekte Beheizung richtig berechnet wird; es wird ja in allen Fällen das gleiche Basis-Wirbelschichtmodell angewendet. Klammert man die Chargen G0800, NG100 und NO203

aus der Analyse aus, weil sie die in Abschnitt 7.3.1 erläuterten nicht modellierbaren Phänomene bei der Trocknung aufweisen, lässt sich schlussfolgern,

- dass bei den Chargen mit großen Partikeldurchmessern G1800 und G1150 die Modellvorhersagen generell sehr gut sind,
- dass die Modellvarianten A und C ähnlich gute Vorhersagen liefern, weil bei dieser Analyse der zweite Trocknungsabschnitt ausgeklammert wurde, bei dem die größten Abweichungen auftreten,
- dass für die Chargen G0260, NWA und AOS die Modellvariante G am besten abschneidet, obwohl hier, wie oben beschrieben, zu hohe α_{W-bed} -Werte berechnet werden. Die Ursache hierfür ist, dass das Wirbelschichtmodell für diese Chargen tendenziell zu niedrige Trocknungsgeschwindigkeiten vorhersagt, so dass sich hier zwei Fehler gegenseitig aufheben. Eine Analyse der \overline{F} -Werte für die Versuche ohne indirekte Beheizung (vgl. Anhang H.3) bestätigt diesen Zusammenhang.

Demnach bedürfen die Parameter des Wirbelschichtmodells (siehe Abschnitt 3.5.2) einer verbesserten Anpassung für feine Partikel. Andererseits sollte beachtet werden, dass die Wirbelschichttrocknung für Partikel diesen Durchmessers i.d.R. nicht das optimale Verfahren ist, weil wegen ihrer niedrigen Austragsgeschwindigkeit und der damit verbundenen limitierten Luftmenge große Apparate benötigt werden, um entsprechende Verdampferleistungen zu erreichen. Apparate mit indirekter Beheizung dienen zwar u.a. auch dazu, diese Limitierung durch den zusätzlichen Energieeintrag zu umgehen, ihre Anwendung ist aber aus konstruktiven Gründen eingeschränkt. Auf jeden Fall liefert das Modell Auslegungen „auf der sicheren Seite“.

Tab. 8.14: Bewertung der Modellvarianten anhand der \overline{F} -Werte für die Trocknungsgeschwindigkeit \dot{m} für alle Versuche (mit und ohne indirekte Beheizung). Optimale Vorhersagegüte einer Modellvariante führt zu einem Wert von 1,0. Erläuterung der Modellvarianten in Tabelle 8.8. Anhang H.3 zeigt die zugehörigen \overline{F} -Werte der Einzelversuche.

Charge	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
G1800b	1,011	1,023	1,012	1,022	1,040	1,040	1,040	1,012	1,013	1,011
G1150b	1,007	1,024	1,008	1,019	1,038	1,039	1,039	1,008	1,025	1,022
G0800	1,330	1,355	1,328	1,364	1,381	1,384	1,384	1,331	1,383	1,378
G0260	0,892	0,859	0,879	0,893	0,889	0,936	0,936	0,899	0,893	0,896
NWA	0,917	0,872	0,883	0,900	0,894	0,967	0,967	0,926	0,937	0,942
AOS	0,856	0,740	0,785	0,796	0,790	0,842	0,805	0,890	0,898	0,936
NG100	1,275	0,904	0,850	0,840	0,847	0,648	0,600	1,507	1,114	1,212
NO203	1,153	0,882	0,859	0,856	0,859	0,724	0,685	1,302	1,086	1,252
G1800a	1,017	1,035	1,020	1,034	1,034	1,034	1,034	1,017	0,997	0,994
G1150a	1,060	1,084	1,057	1,077	1,069	1,071	1,071	1,060	1,047	1,043

9. ZUSAMMENFASSUNG

Die beiden Ziele dieser Arbeit sind die Messung und die modellgestützte Analyse der Wärmeübergangskoeffizienten zwischen einer beheizten Wand und einer Wirbelschicht aus feuchten, trocknenden Partikeln. Letztendlich wird dadurch die Auslegung entsprechender Prozesse der Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung ermöglicht.

Bisher sind in der Literatur nur Messanordnungen für die indirekte Beheizung beschrieben, die für Messungen mit trockenen Partikeln konzipiert sind. Diese mussten für die Messung der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten während eines Trocknungsprozesses modifiziert werden:

- Der Heizstab musste kleiner (kürzer) gebaut werden, um niedrigere Betthöhen zu ermöglichen; dadurch wird Sättigung der Austrittsluft vermieden.
- Die elektrische Leistung des Heizstabes musste schnell und automatisiert geregelt werden können, um eine annähernd konstante Heizstabtemperatur auch während der Anfangsphase des Trocknungsprozesses einstellen zu können.

Es wurden insgesamt acht Chargen mit Partikeldurchmessern zwischen $50\ \mu\text{m}$ und $1,8\ \text{mm}$ untersucht. Für die Beobachtungen des Wand-Wärmeübergangs lassen sich Gruppen anhand des Partikeldurchmessers abgrenzen (Gruppe 1: $d_P \geq 0,8\ \text{mm}$, Gruppe 2: $d_P \geq 0,1\ \text{mm}$, Gruppe 3: $d_P < 0,1\ \text{mm}$). Dieser Gruppeneinteilung entsprechend lassen sich auch die experimentellen Ergebnisse zusammenfassen:

Gruppe 1: Chargen dieser Gruppe zeigen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten, die mit sinkender Gutsfeuchte leicht abfallen.

Gruppe 2: Chargen der Gruppe 2 zeigen eine deutliche Abhängigkeit der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten von der Gutsfeuchte; die entsprechenden Kurven zeigen einen Verlauf, der entfernt an eine Trocknungskurve mit 1. und 2. Abschnitt erinnert. Bei hoher Gutsfeuchte wurden hier um maximal 40 % höhere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen als bei trockenen Partikeln.

Gruppe 3: Die Messergebnisse für Chargen der dritten Gruppe sind durch Agglomeration überlagert. Die Fluidisation von Betten ist insbesondere im feuchten Zustand schwierig – die Partikel verhalten sich entsprechend der GELDART-Gruppe C. Aber auch im trockenen Zustand liegen die gemessenen Wand-Wärmeübergangskoeffizienten unter den Werten, die von entsprechenden Modellen vorhergesagt werden.

Es sei darauf hingewiesen, dass die oben angegebene Gruppeneinteilung etwa derjenigen von GELDART (Gruppen D, B und A) entspricht, aber nicht vollständig mit ihr übereinstimmt.

Die Modellierung der Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung basiert auf insgesamt drei Einzelmodellen, die miteinander kombiniert werden:

1. Ein Wirbelschichtmodell berechnet vor allem den Stoff- und Wärmeübergang zwischen den Partikeln und der Fluidisationsluft. Hierzu wurde ein eigenes Zweiphasen-Modell herangezogen, das anhand von Literaturdaten validiert wurde. Es umfasst sämtliche relevanten Stoff- und Energiebilanzen.
2. Ein Modell für den Wand-Wärmeübergang berechnet den zusätzlichen Energieeintrag durch das eingebaute Heizelement. Dieser muss im Wirbelschichtmodell berücksichtigt werden. Hierzu wurden die Modellansätze nach MARTIN bzw. nach KUNII und LEVEN-SPIEL getestet.
3. Ein Einzelpartikelmodell berechnet die von der Gutsfeuchte abhängige Trocknungsgeschwindigkeit eines einzelnen Partikels, um die partikelinnere Kinetik im Wirbelschichtmodell berücksichtigen zu können. Hierzu wurde zum einen das Konzept der normierten Trocknungskurve und zum anderen die volume-averaging-Methode nach WHITAKER angewendet.

Die durch die Modellierung unterstützte Analyse der experimentellen Ergebnisse zeigte, dass sich der Einfluss der Partikelfeuchte auf den Wand-Wärmeübergangskoeffizienten in zwei Anteile aufgliedern lässt. Indirekte Einflüsse umfassen die Veränderung der Dichte und der Wärmekapazität des Partikels durch die Feuchte. Dadurch wird, auch bei gleichbleibender Gasgeschwindigkeit, die Bettporosität verändert. Diese Einflüsse sind in einfacher Weise in vorhandene Modelle integrierbar. Davon zu unterscheiden ist der direkte Einfluss der Feuchte als latente Wärmesenke, der Kühleffekt. Dieser entsteht dadurch, dass die Feuchte während des Wandkontaktes verdunstet. Das bedeutet, dass die von der Wand übertragene Wärme nicht nur zum Aufheizen des Partikels führt, sondern auch in Verdampfungsenthalpie umgesetzt wird. Ein feuchtes Partikel heizt sich also während eines Wandkontaktes weniger auf als ein trockenes, es wird „gekühlt“. In Folge des Kühleffektes kann mehr Wärme übertragen werden, weil die für den Wärmestrom relevante Temperaturdifferenz zwischen Wand und Partikel größer ist. Der Kühleffekt wird durch den Stofftransport sowohl im Partikelinneren als auch von der Partikeloberfläche an die Umgebung beeinflusst. Seine Modellierung ist dementsprechend aufwändig. Zusätzlich zu den Modellen für die Wirbelschichttrocknung und den Wand-Wärmeübergang ist es nötig, ein Einzelpartikelmodell zu integrieren, das den Stoff- und Wärmetransport im Partikel zu beschreiben vermag. Mit Hilfe dieses Modells kann berechnet werden, wie sich die für den Wand-Wärmeübergang entscheidende Oberflächentemperatur des Partikels während eines Wandkontaktes ändert, wenn gleichzeitig Verdunstung stattfindet. Für diese Berechnungen wurde die volume-averaging-Methode nach WHITAKER angewendet.

Die volume-averaging-Methode basiert auf einer Unterteilung des Partikels in Volumenelemente, für die sowohl die Stoffwerte als auch die mikroskopischen Stoff- und Wärmetransportkinetiken so gemittelt werden, dass sie in makroskopischer Skala (also zwischen den Volumenelementen) gültig sind. Die Methode erfüllt die Forderung nach der Berechnung des partikelinneren Stoff- und Wärmetransports und daraus resultierend des Kühleffektes.

Allerdings stellte sich sowohl bei dessen Berechnung als auch bei der Bestimmung von Einzelpartikel-trocknungskurven heraus, dass die Modellrechnungen unrealistisch sind, weil sie unter den meisten Bedingungen nahezu gradientenfreie Feuchteverteilungen im Partikel ergeben, d.h. das Partikel ist innen genauso feucht wie außen. Als Ursache hierfür werden zwei Faktoren angesehen. Zum einen ist der Dampftransport im Partikelinneren zu schnell. In Ermangelung besserer

und experimentell validierter Korrelationen für die Transportkinetiken konnte keine Lösung gefunden werden, die physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefert. Zum anderen ist der Algorithmus numerisch sehr instabil, weil sehr steife, stark nichtlineare (Abhängigkeit des Dampfdrucks von der Temperatur) und gekoppelte Differentialgleichungen zu lösen sind. Dieses Problem wurde durch mehrere Vereinfachungen umgangen, die zu einer Entkoppelung der Gleichungen führt. Die Modellierung führt so zu Einzelpartikel-trocknungskurven, die eine extrem niedrige kritische Gutsfeuchte aufweisen, da ja der Stofftransport des Dampfes im Inneren auch bei kleinen Gutsfeuchten nicht hemmend wirkt. Außerdem wird ein Kühleffekt berechnet, der auch bei niedrigen Gutsfeuchten noch deutlich wirksam ist, d.h. auch fast trockene Partikel weisen erhöhte Wand-Wärmeübergangskoeffizienten auf, was weder physikalisch sinnvoll ist noch den Messwerten entspricht.

Trotzdem können aus den Ergebnissen der Modellierung wie auch aus den Messergebnissen zwei wesentliche Erkenntnisse gewonnen werden:

- Der Kühleffekt ist eindeutig durch den Stoffübergang, sprich: die Trocknungsgeschwindigkeit, limitiert. Das zeigen insbesondere die gemessenen Kurven, deren Form an jene einer Trocknungskurve erinnert.
- Die innerhalb des Wand-Wärmeübergangsmodells von MARTIN angenommenen Kontaktzeiten sind zu kurz. Die Modellrechnungen können die Messwerte nur wiedergeben, wenn längere Kontaktzeiten angenommen werden. Sonst steht nicht genügend Zeit für die Verdunstung zur Verfügung. Anders ausgedrückt ist der gemessene Kühleffekt stärker als es Berechnungen mit der bisher angenommenen Kontaktzeit ergeben. Insofern sind die vorliegenden Messergebnisse ein Test für Modellannahmen des Wand-Wärmeübergangs.

Über diese beiden Erkenntnisse hinaus können die Ergebnisse der Modellierungen wiederum für die drei untersuchten Partikel-Gruppen zusammengefasst werden

Gruppe 1: Die Trennung zwischen direkten und indirekten Einflüssen der Gutsfeuchte zeigt, dass für diese Chargen nahezu kein Kühleffekt auftritt. Der Grund ist, dass der partikelkonvektive Wärmeübergangsmechanismus wegen der konduktiven Hemmung nicht dominant ist. Dementsprechend funktionieren bisherige, für trockene Partikel entwickelte Modellansätze gut, wenn der Einfluss der Feuchte auf die Partikeldichte und -wärmekapazität berücksichtigt wird.

Gruppe 2: Diese Chargen zeigen deutlich den Kühleffekt, der bei der Modellierung berücksichtigt werden muss. Die Ergebnisse zeigen, dass die innerhalb des Wand-Wärmeübergangsmodells von MARTIN angenommenen Kontaktzeiten zu kurz sind. Sie müssten um etwa das fünffache länger angesetzt werden. Eine genauere Aussage kann erst getroffen werden, wenn die Modellierung des Partikelinneren nicht mehr fehlerbehaftet ist.

Gruppe 3: Die durch Agglomeration überlagerten Messergebnisse dieser Chargen konnten erwartungsgemäß durch die Modellierung nicht gut wiedergegeben werden. Diese trifft sowohl auf die Berechnung der Trocknungsgeschwindigkeiten als auch auf die Wand-Wärmeübergangskoeffizienten zu. Die Veränderung der Kontaktzeit zwischen Wand und Partikel ist für diese feinen Partikel ebenfalls nicht erfolgreich: Um den gemessenen Kühleffekt mathematisch nachvollziehen zu können, sind Kontaktzeiten nötig, die letztendlich dazu

führen, dass das Partikel während des Kontakts rechnerisch auf Wandtemperatur aufgeheizt wird. Dadurch werden Wand-Wärmeübergangskoeffizienten berechnet, die deutlich unter den gemessenen liegen. Demnach ist die richtige Berechnung des Kühleffekts und des Betrags von α_{W-bed} für feine Partikel bisher nicht möglich.

Insbesondere die Analysenergebnisse der Gruppe 3 deuten darauf hin, dass die physikalischen Phänomene des Wand-Wärmeübergangs nicht vollständig verstanden sind. Die Ergebnisse dieser Arbeit tragen zu einem besseren Verständnis bei, indem sie eine (wenn auch begrenzt) unabhängige Bestimmung der beiden unbekannt Faktoren „Wärmeübergang Wand-Partikel“ und „Kontaktzeit“ ermöglichen. Dadurch können die beiden in der Literatur vorgeschlagenen, grundlegend unterschiedlichen Modellansätze „Einzelpartikelmodell“ und „Paketmodell“, die entweder nur eine mikroskopische oder nur die makroskopische Partikelbewegung im Bett betrachten, neu bewertet werden.

In Hinblick auf die industrielle Anwendung zur Dimensionierung von Wirbelschichttrocknern mit indirekter Beheizung leistet diese Arbeit – trotz noch offener wissenschaftlicher Detailfragen – einen wesentlichen Beitrag, indem die Messergebnisse zeigen, mit welcher Erhöhung der Wand-Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund der Partikelfeuchte zu rechnen ist. In diesem Zusammenhang ermöglicht insbesondere die dargestellte Trennung in indirekte und direkte Einflüsse der Feuchte eine Übertragung auf andere Produkte. Die Ergebnisse der Modellierung zeigen eindeutig die limitierende Wirkung der Trocknungsgeschwindigkeit auf den Wand-Wärmeübergangskoeffizienten.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] O. KRISCHER und W. KAST. *Trocknungstechnik, erster Band: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*. 3. Auflage. Springer-Verlag, Berlin (1992)
- [2] K. KRÖLL. *Trocknungstechnik, zweiter Band: Trockner und Trocknungsverfahren*. 2. Auflage. Springer-Verlag, Berlin (1978)
- [3] P. FEILER. *Die Wirbelschicht, ein neuer Aggregatzustand*. 1. Auflage. Schriftenreihe des Firmenarchivs der BASF, Ludwigshafen (1972)
- [4] J. DAVIDSON und D. HARRISON. *Fluidized Particles*. Cambridge University Press, New York (1963)
- [5] D. KUNII und O. LEVENSPIEL. *Fluidization Engineering*. 2. Auflage. Butterworth, Boston (1991)
- [6] E.-U. SCHLÜNDER. *Einführung in die Stoffübertragung*. 2. Auflage. Vieweg, Braunschweig (1996)
- [7] E. TSOTSAS, V. GNIELINSKI und E.-U. SCHLÜNDER. Drying of solid materials. In: *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, Vol. B2* (1992) S. 4-1 – 4-35
- [8] J. BURGSCHWEIGER, H. GROENEWOLD, C. HIRSCHMANN und E. TSOTSAS. From hygroscopic single particle to batch fluidized bed drying kinetics. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 77 (1999) S. 333–341
- [9] H. GROENEWOLD, C. HIRSCHMANN, J. BURGSCHWEIGER und E. TSOTSAS. Comparison of convective drying kinetics of active and inactivated Al_2O_3 . *The Bulletin of Polish Academy of Science*, 48 (2000) S. 369–382
- [10] E.-U. SCHLÜNDER und E. TSOTSAS. *Wärmeübertragung in Festbetten, durchmischten Schüttgütern und Wirbelschichten*. Georg Thieme Verlag, Stuttgart (1988)
- [11] J. RICHARDSON und W. ZAKI. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 32 (1954) S. 35–52
- [12] O. MOLERUS. *Fluid-Feststoff-Strömungen*. Springer-Verlag, Berlin (1982)
- [13] J. WERTHER. Strömungsmechanische Grundlagen der Wirbelschichttechnik. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 49 (1977) S. 193–202
- [14] H. MARTIN. Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements. *Chemical Engineering Processing*, 18 (1984) S. 157–169 (part 1), 199–223 (part 2)

- [15] J. DAVIDSON und D. HARRISON. *Fluidization*. 1. Auflage. Academic Press, London (1971)
- [16] L. REH. Trends in research and industrial application of fluidization, part 1: Research, part 2: Industrial application. *vt - Verfahrenstechnik*, 11 (1977) S. 381–384 (part 1), 425–428 (part2)
- [17] J. WERTHER. Fluidized-bed reactors. In: *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*, Vol. B4 (1992) S. 239–274
- [18] J. DAVIDSON, R. CLIFT und D. HARRISON. *Fluidization*. 2. Auflage. Academic Press, London (1985)
- [19] K. HILLIGARDT und J. WERTHER. Local bubble gas hold-up and expansion of gas/solid fluidized beds. *German Chemical Engineering*, 9 (1986) S. 215–221
- [20] S. WANG, T. DYAKOWSKI, C. XIE, R. WILLIAMS und M. BECK. Real time capacitance imaging of bubble formation at the distributor of a fluidized bed. *The Chemical Engineering Journal*, 56 (1995) S. 95–100
- [21] T. ZARABI und A. KANTZAS. Prediction on bubble and solids movement in laboratory polyethylene fluid beds as visualized by X-ray computer assisted tomography (CAT) scanning. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 76 (1998) S. 853–865
- [22] M. OZAWA, H. UMEKWA, T. MATSUDA, N. TAKENAKA und M. MATSUBAYASHI. Flow pattern and heat transfer in tube banks of a simulated fluidized bed heat exchanger. *JSME International Journal, Series B*, 41 (1998) S. 720–726
- [23] R. MUDDE, W. HARTEVELD, H. VAN DEN AKKER, T. VAN DER HAGEN und H. VAN DAM. Gamma radiation densitometry for studying the dynamics of fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 54 (1999) S. 2047–2054
- [24] Y. MAKKAWI und P. WRIGHT. Fluidisation regimes in a conventional fluidized bed characterized by means of electrical capacitance tomography. *Chemical Engineering Science*, 57 (2002) S. 2411–2437
- [25] C. VAN LARE, H. PIEPERS, J. SCHOONDERBEEK und D. THOENES. Investigation on bubble characteristics in a gas fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 52 (1997) S. 829–841
- [26] A. WHITEHEAD und A. YOUNG. Fluidization performance in large scale equipment: Part I. In: *Proceedings of the International Symposium on Fluidization, June 6–9, Eindhoven, The Netherlands*. Netherlands University Press, Amsterdam (1967) S. 284–293
- [27] A. WHITEHEAD und A. YOUNG. Fluidization performance in large scale equipment: Part II. In: *Proceedings of the International Symposium on Fluidization, June 6–9, Eindhoven, The Netherlands*. Netherlands University Press, Amsterdam (1967) S. 294–307
- [28] J. R. RUVALCABA, B. CAUSSAT, M. HÉMATI und J. COUDERC. Étude hydrodynamique des lits fluidisés sous vide et sous haute température. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 77 (1999) S. 35–44

- [29] J. DAVIDSON. The two-phase theory of fluidization: Successes and opportunities. *AIChE Symposium Series*, 87 (1991) S. 1–12
- [30] A. V. RAMAYYA, S. VENKATESHAN und A. K. KOLAR. Estimation of bubble parameters from differential pressure measurements in gas-fluidized beds. *Powder Technology*, 87 (1996) S. 113–126
- [31] D. BAI, E. SHIBUYA, N. NAKAGAWA und K. KATO. Characterization of gas fluidization regimes using pressure fluctuations. *Powder Technology*, 87 (1996) S. 105–111
- [32] Z. HE, D. ZHANG, B. CHENG und W. ZHANG. Pressure-fluctuation analysis of a gas-solid fluidized bed using wigner distribution. *AIChE Journal*, 43 (1997) S. 345
- [33] J. ARAGON, P. MAS und M. PALANCAR. Analysis of pressure fluctuations in fluidised beds. In: *Fluidization III, Proceedings of the 3rd European Conference on Fluidization, Toulouse, France, May 29–31, (Récent Progrès en Génie des Procédés 75 (2000))*, herausgegeben von M. HÉMATI, G. FLAMANT, D. STEINMETZ und D. GAUTHIER (2000) S. 165–172
- [34] K. LIM, J. ZHU und J. GRACE. Hydrodynamics of gas-solid fluidization. *International Journal Multiphase Flow*, 21 (1995) S. 141–193
- [35] V. SASTRI und A. KOLAR. Bubble dynamics and heat transfer in fluidized beds. In: *Heat Transfer 1986, Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference, San Francisco, USA, 1986*, herausgegeben von C. TIEN, V. CAREY und J. FERELL. Hemisphere, Washington (1986) S. 199–214, auch: Springer-Verlag; Berlin; 1986, Vol. 1
- [36] D. GELDART. Types of gas fluidization. *Powder Technology*, 7 (1973) S. 285–292
- [37] O. MOLERUS. Interpretation of Geldart's type A, B, C and D powders by taking into account interparticle cohesion forces. *Powder Technology*, 33 (1982) S. 81–87
- [38] S. DIETZ. *Wärmeübergang in blasenbildenden Wirbelschichten*. Dissertation, Universität Erlangen (1994)
- [39] J. BURGSCHWEIGER. *Modellierung des statischen und dynamischen Verhaltens von kontinuierlich betriebenen Wirbelschichttrocknern*. Fortschrittsberichte VDI, Reihe 3, Nr. 665. VDI-Verlag, Düsseldorf (2000). (zugl.: Dissertation, Universität Magdeburg)
- [40] H. UHLEMANN und L. MÖRL. *Wirbelschicht-Sprühgranulation*. Springer Verlag, Berlin (2000)
- [41] M. WINTERBERG. *Modellierung des Wärme- und Stofftransports in durchströmten Festbetten mit homogenen Einphasenmodellen*. Fortschrittsberichte VDI, Reihe 3, Nr. 654. VDI-Verlag, Düsseldorf (2000). (zugl.: Dissertation, Universität Magdeburg)
- [42] S. LOGTENBERG, M. NIJEMEISLAND und A. DIXON. Computational fluid dynamics simulations of fluid flow and heat transfer at the wall-particle contact points in a fixed-bed reactor. *Chemical Engineering Science*, 54 (1999) S. 2433–2439
- [43] J. FRANTZ. Fluid-to-particle heat transfer in fluidized beds. *Chemical Engineering Progress*, 57 (1961) S. 35–42

- [44] J. RICHARDSON und J. SZEKELY. Mass transfer in a fluidized bed. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 39 (1961) S. 212–222
- [45] P. HEERTJES und S. MCKIBBINS. The partial coefficient of heat transfer in a drying fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 5 (1956) S. 161–167
- [46] C. HSU und M. MOLSTAD. Rate of mass transfer from gas stream to porous solid in fluidized beds. *Industrial and Engineering Chemistry*, 47 (1955) S. 1550–1559
- [47] K. KATO und C. WEN. Gas-particle heat transfer in fixed and fluidized beds. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, 66 (1968) S. 100–108
- [48] W. LEWIS, E. GILLILAND und W. GLASS. Solid-catalyzed reaction in a fluidized bed. *AIChE Journal*, 5 (1959) S. 419–426
- [49] W. RESNICK und R. WHITE. Mass transfer in systems of gas and fluidized solids. *Chemical Engineering Progress*, 45 (1949) S. 377–390
- [50] J. CHU, J. KALIL und W. WETTEROTH. Mass transfer in a fluidized bed. *Chemical Engineering Progress*, 49 (1953) S. 141–149
- [51] K. KETTENRING, E. MANDERFIELD und J. SMITH. Heat and mass transfer in fluidized systems. *Chemical Engineering Progress*, 46 (1950) S. 139–145
- [52] J. RAMIREZ, M. AYORA und M. VIZCARRA. Study of the behavior of heat and mass transfer coefficients in gas-solid fluidized bed systems at low Reynolds numbers. *ACS Symposium Series*, 168 (1981) S. 185–200
- [53] T. HSIUNG und G. THODOS. Mass transfer in gas-fluidized beds: Measurement of actual driving forces. *Chemical Engineering Science*, 32 (1977) S. 581–592
- [54] M. STRÜMKE und L. MÖRL. Zur diskontinuierlichen Trocknung körniger Güter mit hoher Anfangsfeuchte in der Wirbelschicht. *Wissenschaftliche Zeitschrift der Technischen Hochschule Magdeburg*, 26 (1982) S. 95–100
- [55] D. MARINOS-KOURIS, Z. MAROULIS und C. KIRANOUDIS. Modelling, simulation and design of convective industrial dryers. *Drying Technology*, 16 (1998) S. 993–1026
- [56] Z. H. WANG und G. CHEN. Heat and mass transfer in batch fluidized-bed drying of porous particles. *Chemical Engineering Science*, 55 (2000) S. 1857–1869
- [57] T. LANGRISH und A. HARVEY. A flowsheet model of a well-mixed fluidized bed dryer: Applications in controllability assessment and optimization. *Drying Technology*, 18 (2000) S. 185–198
- [58] C. FYHR und I. KEMP. Mathematical modelling of batch and continuous well-mixed fluidised bed dryers. *Chemical Engineering and Processing*, 38 (1999) S. 11–18
- [59] R. TOOMEY und H. JOHNSTONE. Gaseous fluidization of solid particles. *Chemical Engineering Progress*, 48 (1952) S. 220–225
- [60] D. KUNII und O. LEVENSPIEL. Bubbling bed model for kinetic processes in fluidized beds. *I&CE Proceed. Design and Development*, 7 (1968) S. 481–492

- [61] J. ORCUTT, J. DAVIDSON und R. PIGFORD. Reaction time distribution in fluidized catalytic reactors. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, 58 (1962) S. 1–15
- [62] J. VAN DEEMTER. Mixing and contacting in gas-solid fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 13 (1961) S. 143–154
- [63] W. MAY. Fluidized-bed reactor studies. *Chemical Engineering Progress*, 55 (1959) S. 40–56
- [64] B. PALÁNCZ. A mathematical model for continuous fluidized bed drying. *Chemical Engineering Science*, 38 (1983) S. 1045–1059
- [65] A. ZAHED, J. ZHU und J. GRACE. Modelling and simulation of batch and continuous fluidized bed dryers. *Drying Technology*, 13 (1995) S. 1–28
- [66] C. SHEN und H. JOHNSTONE. Gas-solid contact in fluidized bed. *A.I.Ch.E. Journal*, 1 (1955) S. 349–354
- [67] C. S. KANNAN, S. S. RAO und Y. VARMA. A kinetic model for drying of solids in batch fluidized beds. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 33 (1994) S. 363–370
- [68] M. STAKIĆ. Numerical simulation of heat and mass transfer during particulate solids drying in a fluidized bed. *Proceedings of the 2nd Israel Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids, Jerusalem, Israel, May 1997*, S. 12.46–12.51
- [69] D. LEE und S. KIM. Mathematical model for batch drying in an inert medium fluidized bed. *Chemical Engineering & Technology*, 22 (1999) S. 443–450
- [70] K. HILLIGARDT. *Zur Strömungsmechanik von Grobkornwirbelschichten*. Dissertation, TU Hamburg-Harburg (1986)
- [71] A. VERKOOIJEN. Fluidized bed drying of fine particles with internal diffusion limitation. In: *Fluidization, Proceed. 5th Engng Foundation Conference* (1986) S. 643–650
- [72] G. ZABESCHEK. *Experimentelle Bestimmung und analytische Beschreibung der Trocknungsgeschwindigkeit rieselfähiger, kapillarporöser Güter in der Wirbelschicht*. Dissertation, Universität Karlsruhe (1977)
- [73] D. SUBRAMANIAN, H. MARTIN und E.-U. SCHLÜNDER. Stoffübertragung zwischen Gas und Feststoff in Wirbelschichten. *Verfahrenstechnik*, 11 (1977) S. 748–750
- [74] H. MILDENBERGER. *Untersuchungen zum Wärme- und Stoffübergang bei der Phasenumwandlung Gas/Feststoff in der Wirbelschicht*. VDI-Verlag, Düsseldorf (1986)
- [75] W. CIESIELCZYK. Analogy of heat and mass transfer during constant rate period in fluidized bed drying. *Drying Technology*, 14 (1996) S. 217–230
- [76] J. HOEBINK und K. RIETEMA. Drying granular solids in fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 35 (1980) S. 2135–2140, 2257–2265
- [77] J. WERTHER. Mathematische Modellierung von Wirbelschichtreaktoren. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 50 (1978) S. 850–860

- [78] K. YOSHIDA und C. WEN. Noncatalytic solid-gas reaction in a fluidized bed reactor. *Chemical Engineering Science*, 25 (1970) S. 1395–1404
- [79] S. SIT und J. GRACE. Effect of bubble interaction on interphase mass transfer in a gas fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 36 (1981) S. 327–335
- [80] S. SANE, H. HAYNES, J. AGARWAL und P. AGARWAL. An experimental and modelling investigation of gas mixing in bubbling fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 51 (1996) S. 1133–1147
- [81] J. SCHWARZBACH. *Selektive Trocknung in der Wirbelschicht*. Dissertation, Universität Karlsruhe (1989)
- [82] W. GENETTI. Heat transfer in gas solid fluidized beds. In: *Handbook of heat and mass transfer, Volume 1: Heat transfer operations*, herausgegeben von P. N. I. CHEREMISINOFF. Gulf Publishing Company, Houston (1986) S. 559–579
- [83] V. PATWARDHAN und B. KULKARNI. Selectivity in complex reactions in fluidized-bed reactors. In: *Handbook of heat and mass transfer, Volume 1: Heat transfer operations*, herausgegeben von P. N. I. CHEREMISINOFF. Gulf Publishing Company, Houston (1986) S. 1137–1162
- [84] B. CAUSSAT, M. HÉMATI und J. COUDERC. Modélisation des réacteurs à lit fluidisé gaz-solide: prise en compte de la variation du débit gazeux due aux réactions chimiques. *The Chemical Engineering Journal*, 58 (1995) S. 223–237
- [85] R. BRODKEY, D. KIM und W. SIDNER. Fluid to particle heat transfer in a fluidized bed and to single particles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34 (1991) S. 2327–2337
- [86] D. GUNN und P. NARAYANAN. Particle-fluid heat transfer and dispersion in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 36 (1981) S. 1985–1995
- [87] B. CAUSSAT, M. HÉMATI und J. COUDERC. A local analysis of hydrodynamics and mass transfer inside and around a single bubble. In: *Fluidization VIII*. International Symposium of the Engineering Foundation (1995) S. 1117–1124
- [88] V. GNIELINSKI. Wärme- und Stoffübertragung in Festbetten. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 52 (1980) S. 228–236
- [89] K. ANDERSON, S. SUNDARESAN und R. JACKSON. Instabilities and the formation of bubbles in fluidized beds. *Journal of Fluid Mechanics*, 303 (1995) S. 327–366
- [90] S. ZHANG und A. YU. Numerical simulation of gas-particle flow in dense fluidized bed. In: *Proceedings of the International Particle Technology Forum 2, San Diego, California* (1996) S. 361–366
- [91] H. ENWALD, E. PEIRANO, A. ALMSTEDT und B. LECKNER. Simulation of the fluid dynamics of a bubbling fluidized bed. experimental validation of the two-fluid model and evaluation of a parallel multiblock solver. *Chemical Engineering Science*, 54 (1999) S. 311–328

- [92] H. ENWALD und A. ALMSTEDT. Fluid dynamics of a pressurized fluidized bed: comparison between numerical solutions from two-fluid models and experimental results. *Chemical Engineering Science*, 54 (1999) S. 329–342
- [93] M. SOMMERFELD. Modellierung von Partikelkollisionen mit dem Euler/Lagrange-Verfahren. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 70 (1998) S. 1140
- [94] A. BOEMER, A. SCHMIDT und U. RENZ. Modellierung der Fluidodynamik blasenbildender Wirbelschichten. In: *Wirbelschichtfeuerungen: Erfahrungen und Perspektiven*, VDI-Berichte 1314. VDI-Verlag, Düsseldorf (1997) S. 249–263
- [95] B. HOOMANS, J. KUIPERS, W. BRIELS und W. VAN SWAAIJ. Discrete particle simulation of bubble and slug formation in a two-dimensional gas-fluidised bed: A hard-sphere approach. *Chemical Engineering Science*, 51 (1996) S. 99–118
- [96] S. LIMTRAKUL, A. CHALERMWATTANATAI, K. UNGGURAWIROTE, Y. TSUJI, T. KAWAGUCHI und W. TANTHAPANICHAKOON. Discrete particle simulation of solids motion in a gas-solid fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 58 (2003) S. 915–921
- [97] J. LI und J. KUIPERS. Gas particle interactions in dense gas-fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 58 (2003) S. 711–718
- [98] E. TSOTSAS. From single particle to fluid bed drying kinetics. *Drying Technology*, 12 (1994) S. 1401–1426
- [99] H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. A new model for fluid bed drying. *Drying Technology*, 15 (1997) S. 1687–1698
- [100] H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. A new model for fluid bed drying. In: *Drying '96, Proceedings of the 10th International Drying Symposium, Krakow, Poland, vol. A*, herausgegeben von C. STRUMILLO und Z. PAKOWSKI (1996) S. 315–322
- [101] H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. Predicting apparent Sherwood numbers for fluidized beds. In: *Drying '98, Proceedings of the 11th International Drying Symposium, Halkidiki, Greece, Aug. 19–22, vol. A*, herausgegeben von C. AKRITIDIS, D. MARINOS-KOURIS und G. SARAVAKOS (1998) S. 192–199
- [102] H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. Predicting apparent Sherwood numbers for fluidized beds. *Drying Technology*, 17 (1999) S. 1557–1570
- [103] V. PETROVIC. *Messung und Berechnung des Wärmeübergangs von einem Heizrohr an eine Kohlewirbelschicht in Wasserdampf und Inertgas*. Dissertation, RWTH Aachen (1978)
- [104] R. WUNDER. *Wärmeübergang an vertikalen Wärmeaustauscherflächen in Gaswirbelschichten*. Dissertation, TU München (1980)
- [105] G. MAZZA, S. BRESSA und G. BARETO. On the validity of the addition of independent contributions for evaluating heat transfer rates in gas fluidized beds. *Powder Technology*, 90 (1997) S. 1–11
- [106] G. ARNEMANN. *Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang und zur Fluidisation von feinkörnigen Wirbelschichten*. Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)

- [107] H. BOCK. *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Einfluß der lokalen Hydrodynamik auf den lokalen Wärmeübergang in Gas-Feststoff-Wirbelschichten*. Dissertation, Universität Erlangen (1980)
- [108] N. KARCHENKO und K. MAKHORIN. The rate of heat transfer between a fluidized bed and an immersed body at high temperatures. *International Chemical Engineering*, 4 (1964) S. 650–654
- [109] S. ZABRODSKY, N. ANTONISHIN und A. PARNAS. On fluidized bed-to-surface heat transfer. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 54 (1976) S. 52–58
- [110] A. BASKAKOV, B. BERG, O. VITT, N. FILIPPOVSKY, V. KIRAKOSYAN, J. GOLDOBIN und V. MASKAEV. Heat transfer to objects immersed in fluidized beds. *Powder Technology*, 8 (1973) S. 273–282
- [111] R. ADAMS. Gas convection and unsteady conduction in fluid-bed heat transfer. In: *Handbook of heat and mass transfer, Volume 1: Heat transfer operations*, herausgegeben von P. N. I. CHEREMISINOFF. Gulf Publishing Company, Houston (1986) S. 559–579
- [112] F. GOEDICKE und L. REH. Particle induced heat transfer between walls and gas-solid fluidized beds. *AIChE Symposium Series Nr.*, 296 (1993) S. 123–136
- [113] F. GOEDICKE. *Strömungsmechanik und Wärmeübergang in zirkulierenden Wirbelschichten*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (1992)
- [114] D. SHI. *Fluidodynamik und Wärmeübergang in einer zirkulierenden Wirbelschicht*. Fortschrittsberichte VDI Reihe 3, Nr. 466 Auflage. VDI-Verlag, Düsseldorf (1997; zugl.: Dissertation ETH Zürich; 1997)
- [115] O. MOLERUS. Heat transfer in gas fluidized beds. *Powder Technology*, 70 (1992) S. 1–20
- [116] A. BURSCHKA. *Wandnahe Partikelbewegung und Wärmeübergang in Gas-Feststoff-Wirbelschichten*. Fortschrittsberichte VDI, Reihe 7, Nr. 244. VDI-Verlag, Düsseldorf (1994). (zugl.: Dissertation, Universität Erlangen)
- [117] L. SHEN und M. ZHANG. Effect of particle size on solids mixing in bubbling fluidized beds. *Powder Technology*, 97 (1998) S. 170–177
- [118] J. SEVILLE, Y. DING und M. STEIN. Particle motion in bubbling fluidised beds. In: *Fluidization III, Proceedings of the 3rd European Conference on Fluidization, Toulouse, France, May 29–31, (Récent Progrès en Génie des Procédés 75 (2000))*, herausgegeben von M. HÉMATI, G. FLAMANT, D. STEINMETZ und D. GAUTHIER (2000) S. 23–30
- [119] B. DENCS. Particle velocity measurements in dense fluidized beds. *Particles and Particle Systems Characterization*, 12 (1995) S. 314–317
- [120] L. SHEN, M. ZHANG und Y. XU. Model for solids mixing in a two-dimensional gas-fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 50 (1995) S. 1841–1844
- [121] D. RONG, T. MIKAMI und M. HORIO. Particle and bubble movements around tubes immersed in fluidized beds – a numerical study. *Chemical Engineering Science*, 54 (1999) S. 5737–5754

- [122] S. DEIBEL. *Eine theoretische Analyse von Partikelbewegung und Wärmeübergang in Wirbelschichten*. Dissertation, RWTH Aachen (1988)
- [123] N. GREWAL. Heat transfer between tubes and gas-solid fluid beds. In: *Handbook of heat and mass transfer, Volume 1: Heat transfer operations*, herausgegeben von P. N. I. CHEREMISINOFF. Gulf Publishing Company, Houston (1986) S. 559–579
- [124] S. SAXENA, N. GREWAL, J. GABOR, S. ZABRODSKY und D. GALERSHTEIN. Heat transfer between a gas fluidized bed and immersed tubes. *Advances in Heat Transfer*, 14 (1978) S. 149–247
- [125] S. OLSSON und A. ALMSTEDT. 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*, 50 (1995) S. 3231–3245
- [126] A. KARMAVRUC und N. CLARK. A correction factor for one-dimensional heat transfer coefficients around a horizontal tube in a fluidized bed. *Powder Technology*, 86 (1996) S. 209–217
- [127] M. MIYAMOTO, K. TAKAHASHI, J. R. JIE, Y. KATOH und J. KURIMA. Unsteady heat transfer and particle behavior around a horizontal tube bundle near an expanded bed surface of a gas fluidized bed: conditional sampling statistical analysis. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38 (1995) S. 3263–3273
- [128] A. GEORGE und J. SMALLEY. An instrumented cylinder for the measurement of instantaneous local heat flux in high temperature fluidized beds. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34 (1991) S. 3025–3026
- [129] K. JANSSEN. *Beitrag zur Berechnung von Wärmeübertragungszahlen zwischen Fluidatbetten und darin eintauchenden Wärmetauschflächen in Abhängigkeit von den Strömungsbedingungen inhomogener Fluidisierungszustände*. Dissertation, RWTH Aachen (1973)
- [130] R. ERNST. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 31 (1959) S. 166–173
- [131] A. XAVIER und J. DAVIDSON. Heat transfer to surfaces immersed in fluidised beds and in the freeboard region. *AIChE Journal*, 77 (1981) S. 368–373
- [132] J. KUBIE und J. BROUGHTON. A model of heat transfer in gas fluidized beds. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 (1975) S. 289–299
- [133] H. MICKLEY und C. FAIRBANKS. Mechanism of heat transfer to fluidized beds. *AIChE Journal*, 1 (1955) S. 374–384
- [134] A. BASKAKOV. Heat transfer in stationary and circulating fluidized beds. *Heat Transfer Research*, 29 (1998) S. 339–346
- [135] K. SHARMA und R. TURTON. Mesoscopic approach to correlate surface heat transfer coefficients with pressure fluctuations in dense gas-solid fluidized beds. *Powder Technology*, 99 (1998) S. 108–118

- [136] N. GELPERIN und V. EINSTEIN. Heat transfer in fluidized beds. In: *Fluidization*, herausgegeben von J. DAVIDSON und D. HARRISON, 1. Auflage. Academic Press, London (1971) S. 0xx
- [137] N. ANTONISHIN, M. GELLER und A. PARNAS. Hyperbolic equation of heat conduction for dispersed systems. *Journal of Engineering Physics: The Faraday Press cover-to-cover translation of Inzhenerno-fizicheskii zhurnal*, 26 (1974) S. 353–356
- [138] O. MOLERUS. Arguments on heat transfer in gas fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 48 (1993) S. 761–770
- [139] J. BOTTERILL, M. BUTT, G. CAIN und K. REDISH. The effect of gas and solids thermal properties on the rate of heat transfer to gas-fluidized beds. In: *Proceedings of the International Symposium on Fluidization*. Netherland University Press, Amsterdam (1967) S. 442–457
- [140] O. MOLERUS. Wärmeübergang an Schüttschichten, die an Heizflächen vorbeibewegt werden. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 68 (1996) S. 399–403
- [141] J. KUIPERS, W. PRINS und W. VAN SWAAIJ. Numerical calculation of wall-to-bed heat-transfer coefficients in gas-fluidized beds. *AIChE Journal*, 38 (1992) S. 1079–1091
- [142] M. GUSTAVSSON und A. ALMSTEDT. Numerical simulation of fluid dynamics in fluidized beds with horizontal heat exchanger tubes. *Chemical Engineering Science*, 55 (2000) S. 857–866
- [143] M. GUSTAVSSON und A. ALMSTEDT. Two-fluid modelling of cooling-tube erosion in a fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 55 (2000) S. 867–879
- [144] K. KAFUI, C. THORNTON und M. ADAMS. Discrete particle-continuum fluid modelling of gas-solid fluidised beds. *Chemical Engineering Science*, 57 (2002) S. 2395–2410
- [145] X. WANG und M. RHODES. Determination of particle residence time at the walls of gas fluidized beds by discrete element method simulation. *Chemical Engineering Science*, 58 (2003) S. 387–395
- [146] H. MARTIN. Wärmeübergang in Wirbelschichten. In: *VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Mf*, 7. Auflage. VDI-Verlag, Düsseldorf (1994)
- [147] A. MACCHI, H. BI, R. LEGROS und J. CHAOUKI. An investigation of heat transfer from a vertical tube in a spouted bed. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 77 (1999) S. 45–53
- [148] O. JONASSEN und I. STROMMEN. Variation in the heat transfer to gas fluidized beds from immersed horizontal tubes due to particle water content. In: *Drying 2000, Proceedings of the 12th International Drying Symposium, Noordwijkerhout, The Netherlands, Aug. 28–31*, herausgegeben von P. KERKHOF und J. COUMANS (2000), Beitragsnr. 415, veröffentlicht auf CD-Rom
- [149] Z. PAKOWSKI und A. MUJUMDAR. Heat transfer from a horizontal cylinder to a vibrated fluid bed of wet particles. In: *Drying '82, Proceedings of the Third International Drying Symposium, Birmingham, England*, herausgegeben von J. ASHWORTH (1982) S. 149–155

- [150] R. BROWN, J. RASBERRY und S. OVERMANN. Microencapsulated phase-change materials as heat transfer media in gas-fluidized beds. *Powder Technology*, 98 (1998) S. 217–222
- [151] R. BROWN und S. OVERMANN. The influence of particle thermal time constants on convection coefficients in bubbling fluidized beds. *Powder Technology*, 98 (1998) S. 13–20
- [152] I. TURNER. *The modelling of combined microwave and convective drying of a wet porous material*. Dissertation, Queensland (1991)
- [153] A. LUIKOV. *Heat and mass transfer in capillary porous bodies*. Pergamon Press, Oxford (1966)
- [154] D. ANTONIJEVIĆ und D. VORONJEC. Modeling the combined conductive-convective drying of a layer of moist material. In: *ECCE 2*. 2nd European Congress of Chemical Engineering, Montpellier, France (1999)
- [155] C. RIECKMANN. *Lösung des Problems der Diffusion und Reaktion in dreidimensionalen Porenetzwerken für allgemeine Kinetiken – Theoretische und experimentelle Untersuchungen*. Dissertation, TU Hamburg-Harburg (1997)
- [156] F. AUGIER, W. COUMANS, A. HUGGET und E. KAASSCHIETER. On the study of cracking in clay drying. In: *Drying 2000, Proceedings of the 12th International Drying Symposium, Noordwijkerhout, The Netherlands, Aug. 28–31*, herausgegeben von P.KERKHOF und J. COUMANS (2000), Beitragsnr. 290, veröffentlicht auf CD-Rom
- [157] D. WESSMAN, S. HARDING und S. STENSTRÖM. Moisture profiles measured by NMR imaging during the convective drying of cardboard. In: *Drying 2000, Proceedings of the 12th International Drying Symposium, Noordwijkerhout, The Netherlands, Aug. 28–31*, herausgegeben von P.KERKHOF und J. COUMANS (2000), Beitragsnr. 308, veröffentlicht auf CD-Rom
- [158] J. FRIAS, C. BONAZZI, L. FOUCAT und J. BIMBENET. Modelling of moisture profiles in paddy rice during drying mapped with magnetic resonance imaging (MRI). In: *Drying 2000, Proceedings of the 12th International Drying Symposium, Noordwijkerhout, The Netherlands, Aug. 28–31*, herausgegeben von P.KERKHOF und J. COUMANS (2000), Beitragsnr. 233, veröffentlicht auf CD-Rom
- [159] C. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. Interactions between porous structure and convective drying kinetics in theory and experiment. In: *Drying 2000, Proceedings of the 12th International Drying Symposium, Noordwijkerhout, The Netherlands, Aug. 28–31*, herausgegeben von P.KERKHOF und J. COUMANS (2000), Beitragsnr. 059, veröffentlicht auf CD-Rom
- [160] C. HIRSCHMANN und E. TSOTSAS. Impact of the pore structure on particle-side drying kinetics. In: *Drying '98, Proceedings of the 11th International Drying Symposium, Halkidiki, Greece, Aug. 19–22, vol. A*, herausgegeben von C. AKRITIDIS, D. MARINOS-KOURIS und G. SARAVAKOS (1998) S. 216–223
- [161] C. HIRSCHMANN, C. FYHR, E. TSOTSAS und I. KEMP. Comparison of two basic methods for measuring drying curves: Thin layer method and drying channel. In: *Drying '98*,

- Proceedings of the 11th International Drying Symposium, Halkidiki, Greece, Aug. 19–22, vol. A*, herausgegeben von C. AKRITIDIS, D. MARINOS-KOURIS und G. SARAVAKOS (1998) S. 224–231
- [162] C. GROENEWOLD, C. MÖSER, H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. Determination of single-particle drying kinetics in an acoustic levitator. *Chemical Engineering Journal*, 86 (2002) S. 217–222
- [163] I. KEMP, B. FYHR, S. LAURENT, M. ROQUES, C. GROENEWOLD, E. TSOTSAS, A. SERENO, C. BONAZZI, J. BIMBINET und M. KIND. Methods for processing experimental drying kinetics data. *Drying Technology*, 19 (2001) S. 15–34
- [164] D. VAN MEEL. Adiabatic convection batch drying with recirculation of air. *Chemical Engineering Science*, 9 (1958) S. 36–44
- [165] S. WHITAKER. Simultaneous heat, mass, and momentum transfer in porous media: A theory of drying. *Advances in Heat Transfer*, 13 (1977) S. 119–203
- [166] S. WHITAKER. Heat and mass transfer in granular porous media. In: *Advances in Drying*, herausgegeben von A. MUJUMDAR. Hemisphere, Washington (1980) S. 23–61
- [167] S. WHITAKER. *The method of volume averaging*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands (1999)
- [168] G. HADLEY. Numerical modeling of the drying of porous materials. In: *Drying '85, Proceedings of the 4th International Symposium on Drying, Kyoto 1984*, herausgegeben von R. TOEI und A. MUJUMDAR. Hemisphere Publishing Corporation (1985) S. 135–142
- [169] P. PERRÉ und I. TURNER. Transpore: A generic heat and mass transfer computational model for understanding and visualising the drying of porous media. In: *Drying '98, Proceedings of the 11th International Drying Symposium, Halkidiki, Greece, Aug. 19–22, vol. A*, herausgegeben von C. AKRITIDIS, D. MARINOS-KOURIS und G. SARAVAKOS (1998) S. 365–374
- [170] GMEHLIN. *Gmehlin's Handbuch der Anorganischen Chemie, Aluminium Teil B, System Nummer 35*. 8. Auflage. Verlag Chemie, Weinheim (1934)
- [171] A. PETZOLD und J. ULBRICHT. *Aluminiumoxid*. Deutscher Verlag für Grundstoffchemie, Leipzig (1991)
- [172] J. SCHUSTER. *Strömungs- und Porositätsverteilung in Schüttungen*. Dissertation, TU München (1982)
- [173] R. JESCHAR. *Arch. Hüttenwesen*, 35 (1964) S. 91–108
- [174] P. ATKINS. *Physical Chemistry*. 2. Auflage. Oxford University Press, Oxford (1982)
- [175] O. MADELUNG. *Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*. Springer-Verlag, Berlin (1961–1992)
- [176] W. KAST. *Adsorption aus der Gasphase*. VCH, Basel (1988)

- [177] F. THURNER. *Selektivität bei der Konvektionstrocknung von Gütern bei Beladung mit binären Gemischen*. Fortschrittsberichte VDI, Reihe 3, Nr. 112 Auflage. VDI-Verlag, Düsseldorf (1995)
- [178] J. BURGSCHWEIGER und E. TSOTSAS. Ein neues, schnelles Meßverfahren für Sorptionsisothermen – angewendet auf Aktivtonerde. *Chemie-Ingenieur-Technik*, 72 (2000) S. 88–94
- [179] H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. Wall-to-bed heat transfer during fluidized bed drying. In: *Fluidization III, Proceedings of the 3rd European Conference on Fluidization, Toulouse, France, May 29–31, (Récent Progrès en Génie des Procédés 75 (2000))*, herausgegeben von G. FLAMANT, D. GAUTHIER, M. HÉMATI und D. STEINMETZ (2000) S. 205–212
- [180] H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. Experimental investigation and modelling of the influence of indirect heating on fluidized bed drying. In: *Drying 2000, Proceedings of the 12th International Drying Symposium, Noordwijkerhout, The Netherlands, Aug. 28–31*, herausgegeben von P. KERKHOF und J. COUMANS (2000), Beitragsnr 039., veröffentlicht auf CD–Rom
- [181] H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. Experimental investigation of heat transfer from a cylinder to fluidized particles with a latent heat sink. In: *EXHFT2001, Proceedings of the 5th World Congress on Experimental Heat Transfer, Fluid Dynamics and Thermodynamics, Thessaloniki, Greece, 24–28 September*, herausgegeben von G. CELATA, P. DIMARKO, A. GOULAS und A. MARIANI. Edizioni ETS, Pisa (2001) S. 1717–1722
- [182] K. LUCAS und M. LUCKAS. Berechnungsmethoden für Stoffeigenschaften. In: *VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Da*, 7. Auflage. VDI-Verlag, Düsseldorf (1994)
- [183] O. KNACKE. *Thermochemical properties of inorganic substances*. Springer-Verlag, Berlin (1991)
- [184] J. STRAUB und R. KRAUSS. Stoffwerte von Wasser, Stoffwerte von Luft. In: *VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Db*, 7. Auflage. VDI-Verlag, Düsseldorf (1994)
- [185] I. BARIN. *Thermochemical data of pure substances*. Wiley-VCH, Weinheim (1989)
- [186] B. GLÜCK. *Zustands- und Stoffwerte – Wasser, Dampf, Luft – Verbrennungsrechnung*. VEB Verlag für Bauwesen, Berlin (1986)
- [187] R. SCHIRMER. Die Diffusionszahl von Wasserdampf-Luftgemischen und die Verdampfungsgeschwindigkeit. *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure, Beiheft Verfahrenstechnik*, 82 (1938) S. 170
- [188] A. STOFFEL. *Finite Elemente und Wärmeleitung*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim (1992)
- [189] W. PRESS, S. TEUKOLSKY, W. VETTERLING und B. FLANNERY. *Numerical Recipes in C*. 2. Auflage. Cambridge University Press, Cambridge (1992)
- [190] G. ZHANG und F. OUYANG. Heat transfer between the fluidized bed and the distributor plate. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 24 (1985) S. 430–433

- [191] C. GROENEWOLD, H. GROENEWOLD und E. TSOTSAS. *Anwendung der volume-averaging-Methode auf die Trocknung keramischer Einzelpartikel*. in Vorbereitung, (2004)
- [192] G. ENGELN-MUELLGES. *Numerische Mathematik für Ingenieure*. Bibliographisches Institut, Mannheim (1987)
- [193] H. D'ARCY. Les fontaines publiques de la ville de Dijon. *Victor Dalmont, Paris*, (1856) S. 1–13
- [194] G. HADLEY. Theoretical treatment of evaporation front drying. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25 (1982) S. 1511–1522

ANHANG

A. STOFFWERTE VON GASEN UND FLÜSSIGKEITEN

A.1 Gase außer Wasserdampf

Für die Modellierungen und Evaluierungen wurden zahlreiche Stoffgrößen verschiedener Fluide benötigt. Bei allen Berechnungen wurde angenommen, dass sich die Gase ideal verhalten. Feuchte Luft wurde als „trocken“ angesehen, da der maximale Feuchtegehalt in den Experimenten und Berechnungen $Y = 40 \text{ g/kg} \Rightarrow \tilde{y} = 0.06$, also maximal 6% beträgt. Eine Ausnahme von dieser Vereinfachung bildet die Gasdichte, die unter Berücksichtigung der mittleren Molmasse der feuchten Luft bestimmt wird. Die Stoffwerte wurden nach den Methoden in

- dynamische Viskosität η_G : VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Da, Kapitel 8.1 [182]
- Dichte ρ_G : ideales Gasgesetz, angewendet auf feuchte Luft

$$\rho_G = \left(1 - \frac{Y_G}{\frac{\dot{M}_{\text{Dampf}}}{M_{\text{Luft}}} + Y_G} \right) \rho_{\text{Luft}} + \frac{Y_G}{\frac{\dot{M}_{\text{Dampf}}}{M_{\text{Luft}}} + Y_G} \rho_{\text{Dampf}} \quad (\text{A.1})$$

- Wärmekapazität bei konstantem Druck $c_{p,G}$: Ansatz unter Verwendung von a_c , b_c , c_c und d_c nach KNACKE [183]
- Wärmeleitfähigkeit λ_G : VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Da, Kapitel 9.1 [182]
- Akkomodationskoeffizient γ_G : VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Mf [146]

bestimmt. Die Stoffkonstanten sind in Tabelle A.1 aufgeführt.

Quellen:

- für kritische Größen bzw. Molmasse: VDI-Wärmeatlas [184]
- für Koeffizienten zur Berechnung von $c_{p,G}$:
 - für Stickstoff, Kohlendioxid und Wasserstoff: KNACKE [183]
 - für Helium: BARIN [185]
 - für Luft: eigene Interpolation, Daten aus VDI-Wärmeatlas [184]
- Konstanten C_γ nach MARTIN [146], für Stickstoff geschätzt

Tab. A.1: Konstanten zur Berechnung der Stoffwerte von Gasen. (Quellen siehe Text).

		Luft	Stickstoff	Kohlendioxid	Helium	Wasserstoff
\tilde{M}	kg/kmol	28,96	28,0134	44,011	4,0026	2,01594
T_{cr}	K	132,52	126,25	304,19	5,190	33,23
P_{cr}	MPa	3,766	3,40	7,382	0,22746	1,316
C_γ	–	2,8	2,8	2,8	50,0	∞
a_c	J/kmol K	29,6789	30,418	51,128	5,1931	26,882
b_c	J/kmol K ²	-5,02359	2,544	4,368	0,0	3,586
c_c	J K/kmol	0,00346823	-0,238	-1,469	0,0	0,105
d_c	J/kmol K ³	10,5859	0,0	0,0	0,0	0,0

A.2 Wasserdampf

Wegen der polaren Struktur von Wasserdampf sind die für andere Gase verwendeten Ansätze nicht geeignet. Daher wurden empirische Gleichungen nach GLÜCK [186] herangezogen, um die Temperatur- und Druckabhängigkeit der benötigten Stoffgrößen zu beschreiben. Im Einzelnen wurden folgende Gleichungen angewendet:

- Dichte

$$\rho_V = \frac{P \tilde{M}_V}{T \mathfrak{R}} \quad (\text{A.2})$$

- spezifische Wärmekapazität

$$\frac{c_{p,V}}{\text{J/kgK}} = 1862 + 0,2858485 \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} + 6,148483 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} \right)^2 - 2,060606 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} \right)^3 \quad (\text{A.3})$$

- Wärmeleitfähigkeit

$$\frac{\lambda_V}{\text{W/mK}} = 0,0170 + 5,698384 \cdot 10^{-5} \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} + 1,297172 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} \right)^2 - 9,131313 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} \right)^3 \quad (\text{A.4})$$

- dynamische Viskosität

$$\frac{\eta_V}{\text{kg/ms}} = 9,16 \cdot 10^{-6} + 2,781303 \cdot 10^{-8} \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} + 4,626970 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} \right)^2 - 5,054545 \cdot 10^{-14} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} \right)^3 \quad (\text{A.5})$$

- Binärer Diffusionskoeffizient in Luft [187]

$$\delta_V = \frac{2,252}{P} \left(\frac{\vartheta + 273,15}{273,15} \right)^{1,81} \quad (\text{A.6})$$

- Knudsen Diffusionskoeffizient in Luft [1]

$$\delta_{K,V} = \frac{1}{3} \bar{d}_{\text{pore}} \sqrt{\frac{8 \mathfrak{R} T}{\pi \tilde{M}_V}} \quad (\text{A.7})$$

- Der Sattedampfdruck von Wasserdampf wurde mit Hilfe der Antoine-Gleichung

$$p_V^*[Pa] = \exp\left(A - \frac{B}{C + \vartheta/^\circ\text{C}}\right) \quad (\text{A.8})$$

mit:

$$\begin{aligned} A &= 23,4588 \\ B &= 3977,378231 \\ C &= 233,317217 \end{aligned}$$

berechnet. Diese Gleichung gibt die im VDI-Wärmeatlas [184] angeführten Messwerte mit einem maximalen Fehler von 0,15% im Bereich zwischen 10 und 70°C wieder. Die Siedetemperatur ergibt sich aus der Umkehrung dieser Gleichung.

A.3 Flüssiges Wasser

Die Eigenschaften von flüssigem Wasser wurden ebenfalls mittels empirischer Gleichungen nach GLÜCK [186] berechnet.

- Dichte

$$\frac{\rho_\ell}{\text{kg/m}^3} = 1006 - 0,26 \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} - 0,0022 \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^2 \quad (\text{A.9})$$

- spezifische Wärmekapazität

$$\frac{c_\ell}{\text{J/kgK}} = 4174,785 + 1,785308 \cdot 10^{-2} \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} - 5,097403 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^2 + 4,216721 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^3 \quad (\text{A.10})$$

- Wärmeleitfähigkeit

$$\frac{\lambda_\ell}{\text{W/mK}} = 10^{-3} \left(561 + 2,055 \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} - 0,007431 \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^2 - 1,476 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^3 \right) \quad (\text{A.11})$$

- dynamische Viskosität

$$\frac{\eta_\ell}{\text{kg/ms}} = 10^{-6} \left(1771 - 49,48 \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} + 0,6526 \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^2 - 0,003161 \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^3 \right) \quad (\text{A.12})$$

- spezifische Verdampfungsenthalpie

$$\frac{\Delta h_V}{\text{J/kg}} = 2,5 \cdot 10^{-6} - 2,0425 \cdot 10^3 \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} - 3,813 \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^2 \quad (\text{A.13})$$

- Oberflächenspannung (Daten aus dem VDI-Wärmeatlas, eigene Korrelation)

$$\frac{\sigma_\ell}{\text{N/m}^2} = 10^{-3} \left(75,643 - 0,1375 \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} - 0,000298830 \left(\frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}\right)^2 \right) \quad (\text{A.14})$$

A.4 Stationäre Zustände bei der Trocknung

A.5 Adiabatischer Sättigungszustand

Der adiabatische Sättigungszustand, auch Kühlgrenze genannt, stellt sich z.B. in einem unendlich hohen Bett aus oberflächen-feuchten Partikeln ein, das von Luft durchströmt wird, dabei trocknet und dem Energie nur durch Konvektion zugeführt wird. Diese Anordnung entspricht physikalisch einer unendlich großen Oberfläche, d.h. es gilt $NTU = \frac{\beta A}{V} \rightarrow \infty$. Dadurch ist die Sättigung der Luft sichergestellt. Die adiabatische Sättigung ist einer der beiden Grenzfälle der Konvektionstrocknung, die zugehörige Temperatur und Oberflächenfeuchte können aus Energie- und Massenbilanzen bestimmt werden. Im stationären Zustand gilt, dass die konvektiv zugeführte Energie gleich derjenigen ist, die zur Verdunstung benötigt wird. SCHLÜNDER [6] hat für diesen Fall die einfache Beziehung

$$\frac{h_{G,\text{out}} - h_{G,\text{in}}}{Y_{\text{out}} - Y_{\text{in}}} = c_{p,\ell} \vartheta_{\ell} \quad (\text{A.15})$$

abgeleitet. h_G ist dabei die auf die Trockenmasse des Gases bezogene spezifische Enthalpie des feuchten Gases, der Index ℓ bezieht sich auf flüssiges Wasser. Die Temperatur ϑ_{ℓ} entspricht der adiabatischen Sättigungstemperatur ϑ_{as} , wenn die Luft das betrachtete System gesättigt verlässt. Dann ist

$$Y_{\text{out}} = Y^*(\vartheta_{\ell}) = Y^*(\vartheta_{\text{as}}) = Y_{\text{as}} \quad . \quad (\text{A.16})$$

Die Temperatur und Feuchte des adiabatische Sättigungszustandes ϑ_{as} bzw. Y_{as} erhält man aus einer iterativen Lösung der Gleichung (A.15). Es sei angemerkt, dass dieser Zustand nahezu demjenigen entspricht, den ein nicht-hygrokopisches, feuchtes Gut während des ersten Trocknungsabschnittes in einem Konvektionstrockner, also auch einer Wirbelschicht, annimmt. Im Falle der indirekten Beheizung ist die Bedingung, dass Energie nur konvektiv an das Gut übertragen wird, nicht mehr erfüllt, die Partikel sind wärmer.

A.6 Gutsbeharrungszustand

Im Gegensatz zum adiabatischen Sättigungszustand stellt sich Gutsbeharrung dann ein, wenn ein einzelnes, oberflächenfeuchtes Partikel von viel Luft umströmt wird; es gilt $NTU \rightarrow 0$. Demnach stellt die Gutsbeharrung den zweiten Grenzfall der konvektiven Trocknung dar. Die entsprechende Temperatur kann gemäß

$$\vartheta_{\text{wb}} = \vartheta_{\text{env}} + \frac{\Delta h_V}{\tilde{c}_{p,V}} \left[\left(1 + \frac{\tilde{y}_V^* - \tilde{y}_{V,\text{env}}}{1 - \tilde{y}_V^*} \right)^{\frac{n_G \tilde{c}_{p,V} \beta}{\alpha}} - 1 \right] \quad (\text{A.17})$$

berechnet werden. Die Gutsbeharrungsfeuchte folgt unmittelbar aus dem Gleichgewichtsdampfdruck bei ϑ_{wb} ; es ist die Feuchte, die sich an der Partikeloberfläche einstellt. Diese Gleichung muss wiederum iterativ gelöst werden.

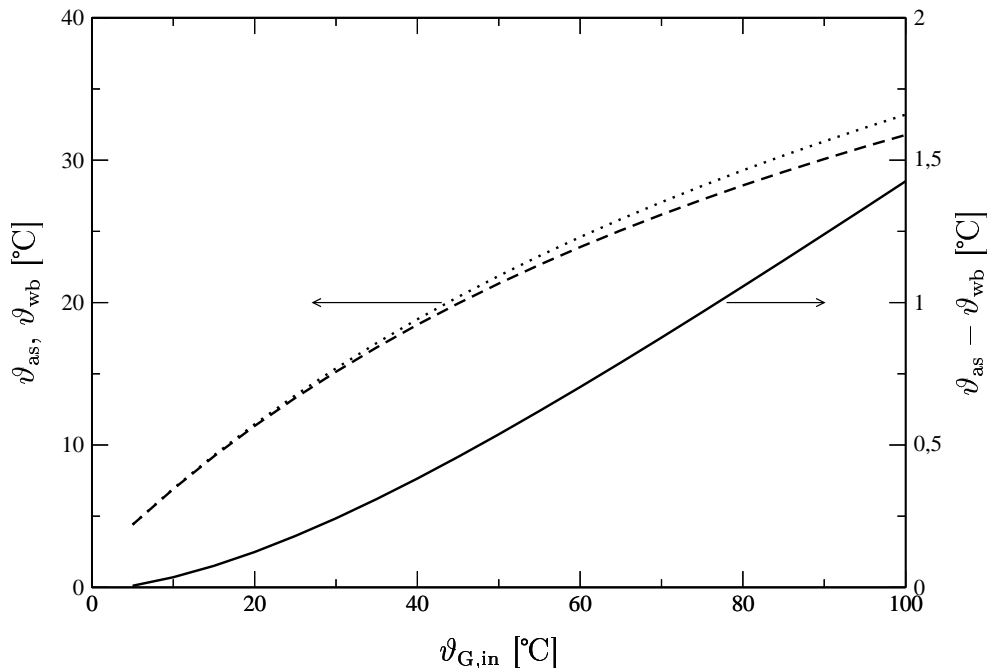


Abb. A.1: Temperaturen des adiabatischen Sättigungs- und des Gutsbeharrungszustands, aufgetragen über die Eintrittstemperatur, sowie die Differenz dieser beiden Temperaturen. Berechnungen gelten für eine Eintrittsfeuchte von $Y_{in} = 5 \text{ g/kg}$.

A.7 Vergleich der beiden stationären Zustände

Die Temperaturen ϑ_{as} und ϑ_{wb} , die sich bei gleichen Umgebungsbedingungen (Temperatur und Feuchte der Trocknungsluft) einstellen, sind sehr ähnlich. Das erstaunt um so mehr, als die beiden betrachteten Zustände die möglichen Grenzfälle der Trocknung darstellen.

Abbildung A.1 zeigt die Temperaturen des adiabatischen Sättigungs- und des Gutsbeharrungszustands, aufgetragen über die Eintrittstemperatur, sowie die Differenz dieser beiden Temperaturen. So ergibt sich z.B. bei einer Eintrittstemperatur von 100 °C eine Differenz von $1,4 \text{ °C}$.

Unter realen Bedingungen stellt sich während des 1. Trocknungsabschnittes ein Zustand zwischen diesen beiden Grenzfällen ein, wobei ein Einzelpartikel nahezu im Gutsbeharrungs- und ein Wirbelbett nahezu im adiabatischen Sättigungszustand trocknet. Weil diese beiden Zustände ähnlich sind, ist es für Berechnungen nicht entscheidend, wie nahe sie am jeweiligen Grenzfall liegen. Im Rahmen der Modellrechnungen für die Wirbelschichttrocknung nach dem vollständigen Modell WSMOD (Abschnitt 3.5.4 bzw. nach dem Einzelpartikelmodell (Abschnitt 5.4.1)) ist die Bestimmung des Sättigungs- bzw. des Gutsbeharrungszustands nicht nötig; die Temperaturen ergeben sich direkt aus den Energiebilanzen.

B. TEMPERATURFELDBERECHNUNGEN DER HEIZSTÄBE

Die konstruktive Gestaltung der Heizstäbe der Hauptanlage (zweite Bauart) und der Vorversuchsanlage (erste Bauart) wird in Abschnitt 7.1.3 beschrieben. Hier wird auf Temperaturfeldberechnungen eingegangen.

B.1 Berechnung von Temperaturverteilungen im Heizstab

Für die Berechnung eines Wärmeübergangskoeffizienten aus Temperaturdifferenz und Leistung ($\alpha_{W-\text{bed}} = \dot{q}A_W(\vartheta_W - \vartheta_{\text{bed}})$) ist die Kenntnis der Oberflächentemperatur ϑ_W und der zugehörigen Oberfläche A_W entscheidend. Für die beschriebenen Heizstäbe ist die grundlegende Annahme, dass ϑ_W gleich der vom eingebauten Fühler gemessenen Temperatur und dass A_W gleich der äußeren Mantelfläche des Kupferteils ist. Inwiefern diese Annahme zutrifft, wurde mittels Berechnungen der Temperaturfelder geprüft. Dabei wurden die Heizleistung und der Wärmeübergangskoeffizient variiert. Die Berechnungen wurden mit Hilfe eines selbst erstellten Programms durchgeführt, das auf der Methode der Finiten Elemente (FEM) beruht. Diese wird in Anhang B.3, die den Berechnungen zugrunde liegenden Annahmen werden im Folgenden erläutert.

Abbildung B.1 zeigt schematisch die für die Berechnungen angenommene Geometrie, die im Vergleich zum tatsächlichen Aufbau vereinfacht ist, und die verwendeten Randbedingungen für beide Heizstäbe. Weiterhin zeigt Abbildung B.2 eine Ausschnittsvergrößerung der Übergangsstelle zwischen PTFE und Kupfer, hier beispielhaft für den Heizstab erster Bauart. Hier wurde für die Berechnungen ein Spalt von 0,02 mm Breite angenommen, da nicht davon ausgegangen werden kann, dass die Verbindungsstelle aus ideal glatten Flächen besteht. Für diesen Spalt wurde die Wärmeleitfähigkeit von Luft angenommen.

Die Grundform des Heizstabes wurde als Hohlzylinderabschnitt beschrieben. Indem dessen Öffnungswinkel zwischen 1° und 360° variiert wird, wird die Berechnung der Temperaturfelder sowohl eines rotationssymmetrischen wie auch eines nicht rotationssymmetrischen Körpers möglich. In der Regel wurde für die Berechnungen Rotationssymmetrie des Stabes angenommen, d.h. der Einfluss des jeweiligen Temperaturfühlers wurde nicht berücksichtigt. Es wurde ein sehr kleiner Öffnungswinkel zugrunde gelegt. Die Berechnungen zeigen, dass diese Vorgehensweise gerechtfertigt ist. Die Temperaturfühler beeinflussen das Temperaturfeld nur sehr wenig; Abweichungen von maximal 1°C gegenüber dem ungestörten Bereich wurden berechnet. An der Heizstaboberfläche sind keine Abweichungen feststellbar. An der „Austrittsstelle“ des Thermoelements (erste Bauart) ergibt sich rechnerisch eine um ca. $0,5^\circ\text{C}$ niedrigere Temperatur, wobei der Kanal (als ungünstigster Fall) als mit Luft gefüllt betrachtet wird. Da an dieser Stelle in Wirklichkeit das Thermoelement verlötet ist und somit die Wärmeleitfähigkeit dort um

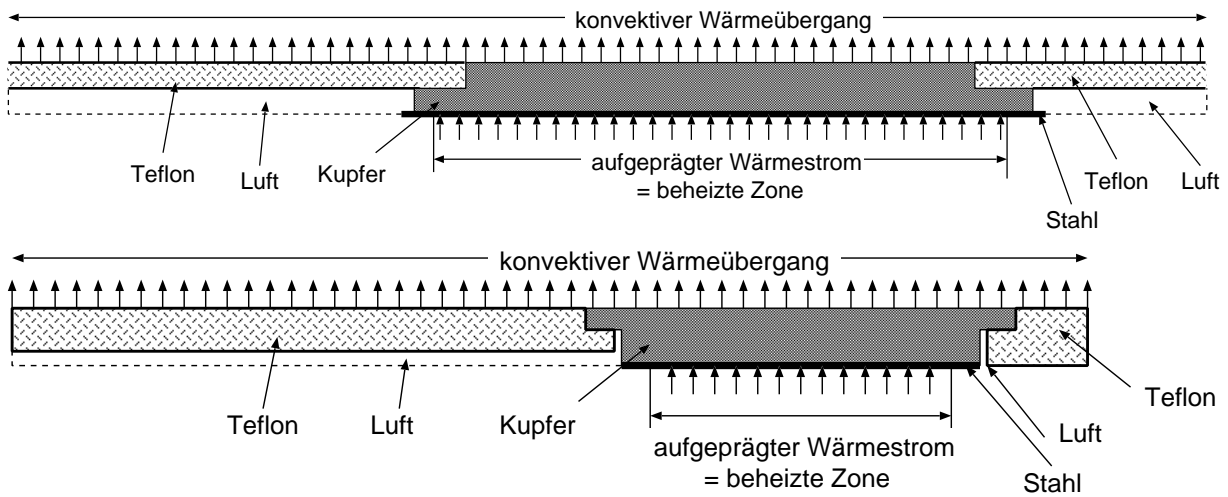


Abb. B.1: Geometrische Darstellung und Randbedingungen der Heizstäbe (oben: erste Bauart, unten: zweite Bauart).

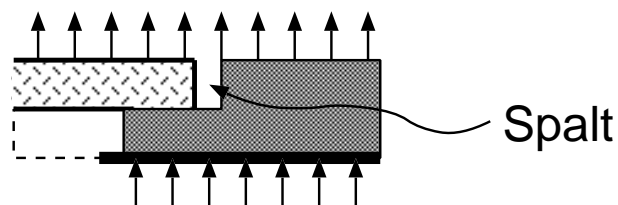


Abb. B.2: Ausschnittsvergrößerung aus Abbildung B.1: Übergangsstelle zwischen Kupfer und PTFE mit Spalt (angenommene Weite = 0,02 mm).

drei Größenordnungen höher liegt, wird davon ausgegangen, dass der Kanal keinerlei störenden Einfluss hat.

Das selbsterstellte Programm (siehe Abschnitt B.3) wurde anhand zweier Methoden validiert. Zum einen wurde mit der analytischen Lösung der Temperaturverteilung eines unendlich langen Hohlzylinders mit den gleichen Randbedingungen (außen: nach ROBIN, innen: nach NEUMANN)

$$\vartheta(r) = \vartheta_{\text{env}} - \dot{q} \left[\frac{1}{\alpha_{\text{W-bed}}} + \frac{1}{\lambda} r_i \ln \left(\frac{r_a}{r} \right) \right] \quad . \quad (\text{B.1})$$

verglichen. Dabei ist \dot{q} die aufgeprägte Wärmestromdichte. Es ergab sich nahezu exakte Übereinstimmung, die numerisch berechneten Temperaturen weichen um maximal 0,1 °C von der analytischen Lösung ab. Darüber hinaus ergab die Veränderung der Gitterteilung keine prinzipiell anderen Ergebnisse.

Gegenüber den tatsächlichen Konstruktionen (vgl. Abbildungen 7.4 und 7.3) wurden für die Temperaturfeldberechnungen neben der Rotationssymmetrie einige geometrische Vereinfachungen gemacht (vgl. Abbildung B.1). Diese betreffen:

1. Die abgerundete Spitze: Sie kann als „gerade fortgesetzt“ beschrieben werden, weil aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit des PTFEs in den gerundeten Teil vernachlässigbar wenig Wärme abgeleitet wird. Daher beeinflusst die Spitze nicht die Wärmeübertragung.
2. Betrachtetes Gebiet: Zur Berechnung wird in radialer Richtung nur der Bereich zwischen Stahlmantel der Heizpatrone und Außenradius berücksichtigt. Die Annahme ist deshalb gerechtfertigt, weil der Kupfermantel dafür sorgt, dass Ungleichverteilungen der Temperatur ausgeglichen werden. Diese Vereinfachung wurde deshalb gemacht, weil der innere Aufbau des Heizstabes und insbesondere die Lage der Heizwicklungen nicht exakt bekannt ist, lediglich die Länge der beheizten Zone ist vom Hersteller angegeben. Berechnungen haben gezeigt, dass in ca. 2 mm radialem Abstand vom Stahlmantel Temperaturdifferenzen nahezu ausgeglichen sind, die durch Heizwicklungen im Abstand von 5 mm (laut Hersteller *maximal* zu erwarten) verursacht werden. Ein aufgesägter Heizstab (mit anderer Geometrie) zeigte einen Abstand von etwa 2 mm zwischen den Heizwicklungen.
3. Alle Berechnungen beziehen sich auf stationäre Zustände.

B.2 Ergebnisse

Beispielhaft zeigen die Abbildungen B.3 und B.4 berechnete Oberflächentemperaturen, jeweils aufgetragen über der Längskoordinate z für beide Heizstäbe. Die angegebenen Zahlenwerte entsprechen den vorgegeben Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{W-bed}}$. Weitere Vorgabe für das FEM-Programm war die Heizleistung, die jeweils nach

$$\dot{Q} = \alpha_{\text{W-bed}} A_{\text{W}} (\vartheta_{\text{W}} - \vartheta_{\text{bed}}) \quad (\text{B.2})$$

so bestimmt wurde, dass sich eine ungefähre Heizstab-Oberflächentemperatur von 100 °C ergibt. Man erkennt, dass die Kurven unterschiedlich gebogen sind: Der Heizstab erster Bauart hat

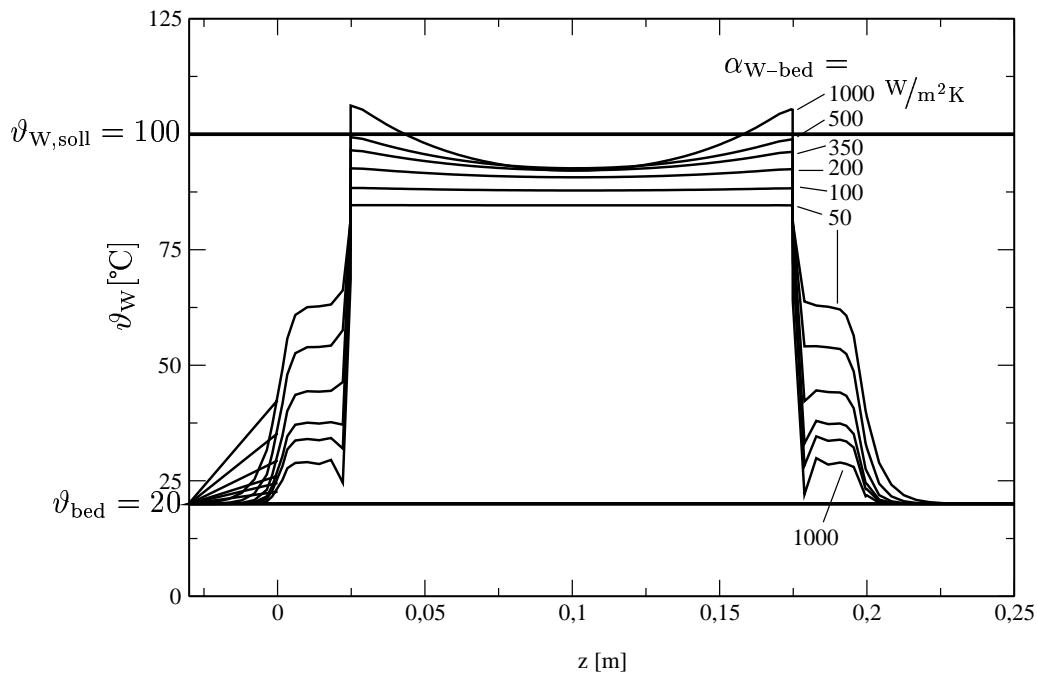


Abb. B.3: Variation der berechneten Oberflächentemperatur für den Heizstab erster Bauart mit der Längskoordinate z . Angegebene Zahlenwerte = vorgegebenes $\alpha_{W\text{-bed}}$. Umgebungstemperatur = 20 °C. Soll-Wandtemperatur = 100 °C.

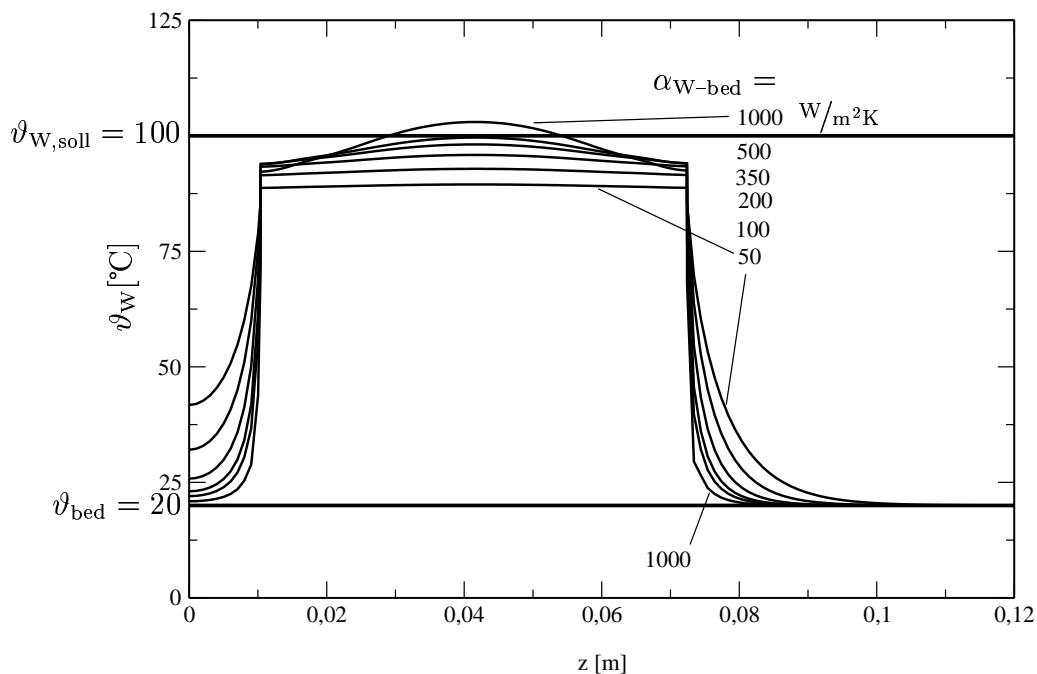


Abb. B.4: Variation der berechneten Oberflächentemperatur für den Heizstab zweiter Bauart mit der Längskoordinate z . Angegebene Zahlenwerte = vorgegebenes $\alpha_{W\text{-bed}}$. Umgebungstemperatur = 20 °C. Soll-Wandtemperatur = 100 °C.

außen die höheren Temperaturen, während der zweite außen kühler ist. Dieses war, neben der nötigen Verkleinerung, der entscheidende Grund für die Konstruktion des zweiten Heizstabes. Durch die niedrigeren Temperaturen nach außen hin, gelang es, das an den Kupferteil anschließende PTFE auf niedrigerer Temperatur zu halten. Dadurch kühlt der Stab dort schneller ab: Im ungünstigsten Fall ($\alpha_{W\text{-bed}} = 50 \text{ W/m}^2\text{K}$) ist bei etwa 30 mm Abstand vom Kupferteil die Umgebungstemperatur erreicht, während beim ersten Stab noch in etwa 50 mm eine Erwärmung berechnet wird.

Die Bestimmung von $\alpha_{W\text{-bed}}$ ist also durch zwei Faktoren fehlerbehaftet: Erstens entspricht die gemessene Temperatur nicht der mittleren Oberflächentemperatur und zweitens ist der Fläche für den Wärmeübergang größer als die Kupferoberfläche. Um diese Faktoren rechnerisch einfach bei der Ermittlung der Messwerte für $\alpha_{W\text{-bed}}$ berücksichtigen zu können, wurden zunächst ein tatsächlicher Wand-Wärmeübergangskoeffizient α_{real} sowie eine Soll-Oberflächentemperatur vorgegeben. Daraus wurde eine Heizleistung gemäß

$$\dot{Q} = \dot{q}A_W = \alpha_{\text{real}}A_W(\vartheta_W - \vartheta_{\text{bed}}) \quad (\text{B.3})$$

bestimmt, wobei α_{real} zwischen 50 und $1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ und ϑ_W zwischen 50 und $180 \text{ }^\circ\text{C}$ variiert wurde. Die FEM-Berechnung mit den Randbedingungen „ \dot{q} “ und „ α_{real} “ ergaben dann eine Temperaturverteilung an der Oberfläche des gesamten Heizstabes sowie die Temperatur am Sensor. Die Heizleistung kann aus diesen Werten gemäß

$$\dot{Q} = \int_A \alpha_{\text{real}}(\vartheta_{\text{Oberfläche}} - \vartheta_{\text{bed}}) dA \quad (\text{B.4})$$

berechnet werden. Dabei ist \dot{Q} gleich demjenigen nach Gleichung (B.3).

Die Auswertung der während der Versuche ermittelten Messwerte wird nach

$$\alpha_{\text{meas}} = \frac{\dot{Q}}{A_W(\vartheta_{\text{Sensor}} - \vartheta_{\text{bed}})} \quad (\text{B.5})$$

vorgenommen. Ersetzt man \dot{Q} durch Gleichung (B.4)

$$\alpha_{\text{meas}} = \frac{\int_A \alpha_{\text{real}}(\vartheta_{\text{Oberfläche}} - \vartheta_{\text{bed}}) dA}{A_W(\vartheta_{\text{Sensor}} - \vartheta_{\text{bed}})}, \quad (\text{B.6})$$

erhält man einen funktionalen Zusammenhang zwischen α_{meas} und α_{real} . Dieser Zusammenhang wurde für die beiden Heizstäbe in empirischen, dimensionsbehafteten Gleichungen ausgedrückt. Für den Heizstab erster Bauart wurde so

$$\alpha_{\text{real}} = \frac{\alpha_{\text{meas}}}{1,708 - 0,117609 \ln(\alpha_{\text{meas}}) + 0,000266055\alpha_{\text{meas}} - 5,10363 \cdot 10^{-8}\alpha_{\text{meas}}^2} \quad (\text{B.7})$$

und für die zweite Bauart

$$\alpha_{\text{real}} = \frac{\alpha_{\text{meas}}}{0,381785 + 0,0121717 \ln(1,22748 \cdot 10^{15}\alpha_{\text{meas}}) + 1,12945\alpha_{\text{meas}}^{-0,327463} - 3,7366 \cdot 10^{-5}\alpha_{\text{meas}}} \quad (7.1)$$

bestimmt, wobei α_{meas} und α_{real} in $\text{W/m}^2\text{K}$ einzusetzen ist bzw. bestimmt wird. Nach diesen Gleichungen wurden alle $\alpha_{W\text{-bed}}$ -Werte korrigiert, die sich aus den Messwerten ergeben. Innerhalb des technisch relevanten Bereiches ($100 < \alpha_{W\text{-bed}} < 1000 \text{ W/m}^2\text{K}$) erhält man als maximale Abweichung zwischen α_{meas} und α_{real} aus Gleichung (B.7) 21 % für den Heizstab erster Bauart und aus Gleichung (7.1) 10 % für denjenigen zweiter Bauart (jeweils bei $\alpha_{\text{meas}} = 100 \text{ W/m}^2\text{K}$).

B.3 Die Methode der Finiten Elemente

Die Anwendung der Finite-Elemente-Methode (FEM) zur Berechnung von Temperaturfeldern in Festkörpern ist von STOFFEL [188] ausführlich und anschaulich beschrieben. Hier wird zunächst nur die grundlegende Idee der Methode erläutert. Da sich STOFFEL auf zweidimensionale Fälle beschränkt hat, wird außerdem die durchgeführte Erweiterung der von ihm abgeleiteten Gleichungen auf den dreidimensionalen Fall dokumentiert. Dadurch wird es auf einfache Weise möglich, Temperaturverteilungen sowohl für radialsymmetrische als auch unsymmetrische Geometrien zu berechnen. Letzteres wird genutzt, um die Temperatur an der Stelle des eingebauten Temperaturfühlers zu bestimmen.

Die Herleitung der Berechnungsgleichungen für dreidimensionale Geometrien ist identisch mit derjenigen von STOFFEL. In den folgenden Abschnitten sind deshalb lediglich die geänderten Hauptberechnungsgleichungen aufgeführt, ohne auf deren Herleitung und Bedeutung einzugehen. Die hier angegebenen Gleichungsnummern sind identisch mit denen in [188] verwendeten. Darüber hinaus wird für spezielle Formelzeichen dieses Kapitels ebenfalls auf [188] verwiesen.

B.3.1 Erläuterung des Ansatzes

Berechnungen von mittels der Finite-Elemente-Methode (FEM) geht vom FOURIERSchen Gesetz der Wärmeleitung

$$\dot{\mathbf{q}} = -\lambda \nabla \vartheta \quad (\text{St-2.2})$$

aus. Für die Energiebilanz eines infinitesimal kleinen Volumenelements lässt sich

$$\text{div } \dot{\mathbf{q}} + c_S \rho_S \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \dot{q}_E \quad (\text{St-2.5})$$

ableiten. Die Lösung dieser Gleichung liefert die Temperatur ϑ an jedem Ort (x,y,z) zum Zeitpunkt t . Zur Lösung werden noch Anfangs- und Randbedingungen benötigt.

Anfangsbedingung:

Als Anfangsbedingung wird eine bekannte Temperatur (-verteilung) zum Zeitpunkt t_0 für jeden Ort angenommen. Für stationäre Betrachtungen wird keine Anfangsbedingung benötigt.

Randbedingungen:

Im Rahmen der hier durchgeführten Berechnungen werden zwei verschiedene Randbedingungen verwendet. Für den Innenrand, über den die Elektrowärme eingetragen wird, gilt die Randbedingung zweiter Art (NEUMANN-Randbedingung)

$$-\lambda \mathbf{n}^\vartheta \nabla \vartheta = \dot{q}_N \quad . \quad (\text{St-3.4})$$

Am Außenrand wird die Wärme an die Umgebung abgegeben. Es gilt die Randbedingung dritter Art (ROBIN-Randbedingung)

$$-\lambda \mathbf{n}^\vartheta \nabla \vartheta = \alpha (\vartheta - \vartheta_{\text{bed}}) \quad , \quad (\text{St-3.5})$$

wobei sowohl die Umgebungstemperatur als auch der Wärmeübergangskoeffizient orts- und zeitabhängig variieren können.

Für die Lösung von Gleichung (St-2.5) wird der betrachtete Körper in kleine Volumenelemente zerlegt, innerhalb derer die Änderung der Temperatur mit dem Ort näherungsweise durch einen linearen Ansatz beschrieben werden kann. Damit lässt sich Gleichung (St-2.5) integrieren. Man erhält ein lineares Gleichungssystem für die unbekanntenen Temperaturen an den Eckpunkten der Volumenelemente (den sogenannten Knoten).

Die von STOFFEL abgeleiteten Gleichungen für stationäre Wärmeleitvorgänge lauten für dreidimensionale Geometrien:

$$P_g(u) = \iiint_V \left[\frac{\lambda}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 - \dot{q}_E(x,y,z) \vartheta(x,y,z) \right] dx dy dz$$

$$- \iint_{G_b} \dot{q}_r(x,y,z) \vartheta(x,y,z) dx dy + \iint_{G_c} \left[\frac{\alpha}{2} \vartheta^2 - \alpha \vartheta_{\text{bed}} \vartheta \right] dx dy \quad (\text{St-4.35})$$

$$\iiint_V \left[\frac{\lambda}{2} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 - \dot{q}_E(x,y,z) \vartheta(x,y,z) \right] dx dy dz$$

$$\approx \sum_{i=1}^{N_e} \left[\frac{\lambda_i}{2} \iiint_{V_i} \left[\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 \right] dx dy dz - \dot{q}_{E,i} \iiint_{V_i} \vartheta(x,y,z) dx dy dz \right] \quad (\text{St-5.1})$$

Die lineare Ansatzfunktion (Gleichung (St-5.2)) wird für Tetraeder erweitert zu:

$$\vartheta(x,y,z) = c_1 + c_2 x + c_3 y + c_4 z \quad (\text{St-5.2})$$

$$V(V_i) = \frac{1}{6} \det Z$$

wobei:

$$\det Z = \begin{vmatrix} x_2 - x_1 & y_2 - y_1 & z_2 - z_1 \\ x_3 - x_1 & y_3 - y_1 & z_3 - z_1 \\ x_4 - x_1 & y_4 - y_1 & z_4 - z_1 \end{vmatrix} \quad (\text{St-6.1})$$

$$\iiint_{V_i} \left[\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 \right] dx dy dz = (c_2^2 + c_3^2 + c_4^2) V(V_i) = \frac{1}{6} \det Z (c_2^2 + c_3^2 + c_4^2) \quad (\text{St-6.2})$$

$$\mathbf{A} := \mathbf{Z}^\vartheta \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3x_1 - x_2 - x_3 - x_4 & x_2 - x_1 & x_3 - x_1 & x_4 - x_1 \\ 3y_1 - y_2 - y_3 - y_4 & y_2 - y_1 & y_3 - y_1 & y_4 - y_1 \\ 3z_1 - z_2 - z_3 - z_4 & z_2 - z_1 & z_3 - z_1 & z_4 - z_1 \end{pmatrix} \quad (\text{St-6.8})$$

$$\text{unverändert} \quad (\text{St-6.10})$$

$$\mathbf{S}_e := \frac{\lambda}{2} \frac{1}{6 \det Z_i} \mathbf{A}^\top \mathbf{A} \quad (\text{St-6.11})$$

$$\text{unverändert (da (St-6.11) verändert wurde)} \quad (\text{St-6.12})$$

$$\mathbf{S}_e|_{l,m} = \frac{\lambda}{6 \det Z_i} \sum_{k=1}^4 a_{k,l} a_{k,m} \quad (\text{St-6.13})$$

wobei $a_{k,l}$ die Elemente der Matrix \mathbf{A} bzw. \mathbf{A}^\top sind.

$$\mathbf{b}_e = \frac{1}{24} \dot{q}_{E,i} \det Z_i \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{St-6.16})$$

$$\text{unverändert} \quad (\text{St-6.17})$$

Der Aufbau der Gesamtsteifigkeitsmatrix bleibt unverändert.

ROBIN-Randbedingungen:

$$\text{unverändert} \quad (\text{St-9.5})$$

$$\mathbf{S}_c := \frac{\alpha J_i}{24} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \quad (\text{St-9.6})$$

mit J_i als der Determinante des Rand-Dreiecks.

$$\mathbf{b}_c = \frac{1}{6} \alpha \vartheta_{\text{bed}} J_i \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{St-9.9})$$

$$\text{unverändert} \quad (\text{St-9.13})$$

NEUMANN-Randbedingungen:

$$\mathbf{b}_c = \frac{1}{6} \dot{q}_r J_i \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{St-12.3})$$

Gelöst werden muss das (unveränderte) lineare Gleichungssystem

$$\mathbf{S}\mathbf{u} = \mathbf{b} \quad (\text{St-10.1})$$

Zur Lösung wird das CHOLESKY-Verfahren verwendet.

B.3.2 Unterteilung des Gesamtvolumens in Tetraeder

Um Berechnungen mit den oben aufgeführten FEM-Gleichungen durchzuführen, wird der gesamte Heizstab zunächst in (verzerrte) Quader eingeteilt. Dabei wird die Teilung in allen drei Koordinatenrichtungen so gewählt, dass in einem Element nur ein Material vorliegt. Außerdem wird eine feinere Teilung an den Übergängen zwischen Kupfer und PTFE realisiert, um die erwarteten hohen Temperaturgradienten wiedergeben zu können. Die Abbildungen B.5 und B.6 zeigen die Unterteilung der beiden Heizstäbe in Quader, eindimensional dargestellt als Rechtecke.

Für den Heizstab erster Bauart wurden eine Unterteilung von 72 Quadern in Längs-, 15 in Radial- und einem in Umfangsrichtung gewählt. Es ergeben sich 25920 Elemente mit 7823 Knoten. Der Heizstab zweiter Bauart wurde wegen seiner bezüglich des Temperaturfeldes komplizierten Geometrie feiner unterteilt (150 Quader in Längs-, 16 in Radial- und einer in Umfangsrichtung). Es ergeben sich 57600 Elemente mit 17300 Knoten.

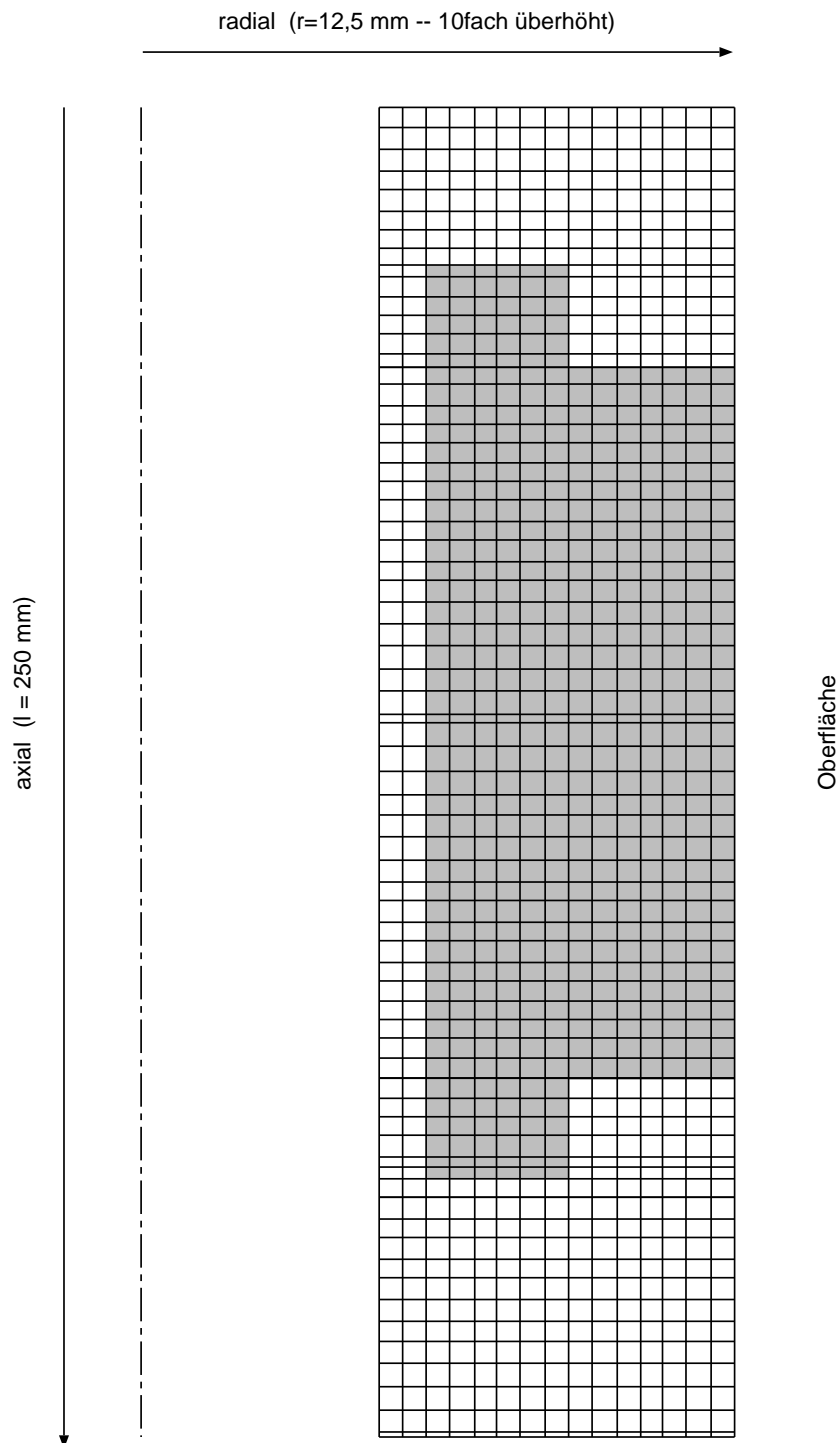


Abb. B.5: Unterteilung des Heizstabes erster Bauart in Quader als Grundlage der FEM-Berechnungen der Temperaturverteilung. Jeder Quader sind hier eindimensional dargestellt als Rechteck. Der aus Kupfer bestehende Teil ist schattiert. In radialer Richtung ist die Darstellung zehnfach überhöht. Die strich-punktierte Linie stellt die Mittellinie des Heizstabes dar.

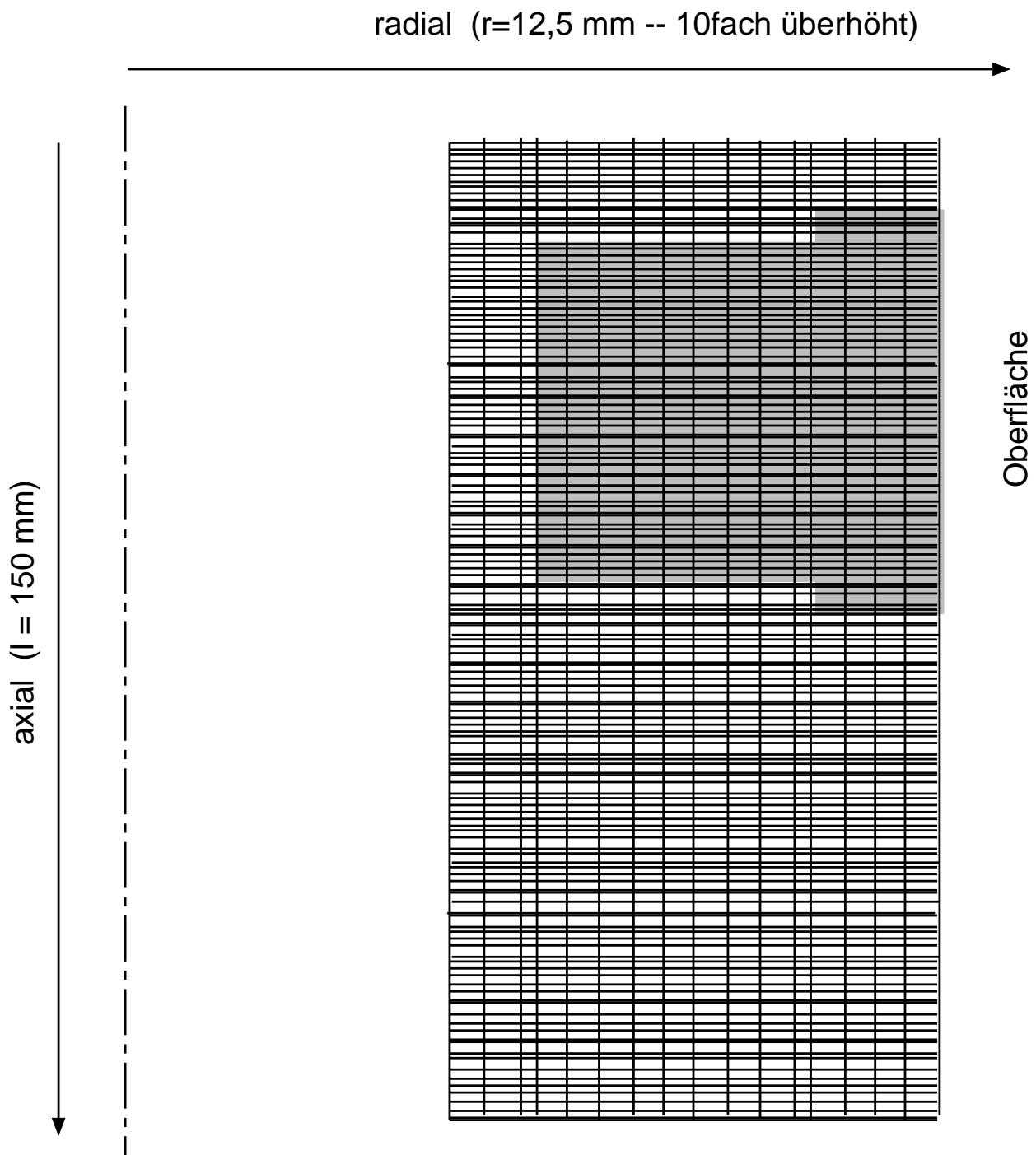


Abb. B.6: Unterteilung des Heizstabes zweiter Bauart in Quader als Grundlage der FEM-Berechnungen der Temperaturverteilung. Jeder Quader sind hier eindimensional dargestellt als Rechteck. Der aus Kupfer bestehende Teil ist schattiert. In radialer Richtung ist die Darstellung zehnfach überhöht. Die strich-punktierte Linie stellt die Mittellinie des Heizstabes dar.

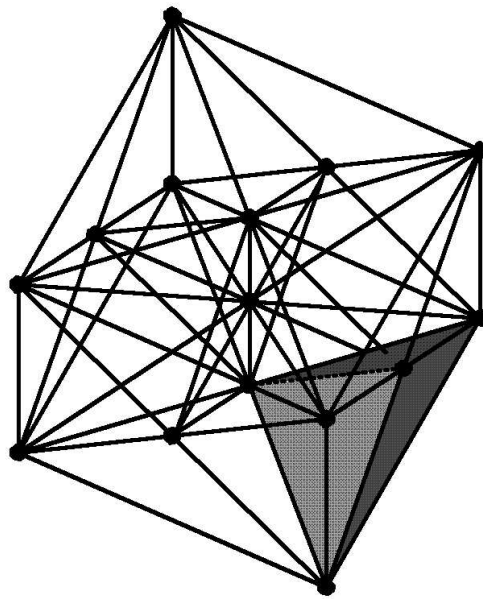


Abb. B.7: Unterteilung eines einzelnen Quaders in 24 Tetraeder. Die Tetraeder bilden das Grundelement der FEM-Berechnungen, die Knoten sind hervorgehoben, ein Tetraeder ist schattiert.

Jeder einzelne dieser Quader wird nun in insgesamt 24 Tetraeder unterteilt, da das FEM-Programm von dieser (einfachsten) Elementform ausgeht. Zur Unterteilung werden als Knoten neben den acht Ecken die Mittelpunkte aller Seiten sowie das Zentrum des Quaders definiert, so dass jeder Quader durch insgesamt 15 Knoten beschrieben wird. Abbildung B.7 stellt diese Unterteilung eines einzelnen Quaders dar.

C. MATHEMATISCHE BESCHREIBUNG DER WIRBELSCHICHTMODELLE

Die physikalischen Grundlagen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Wirbelschichtmodelle sind in Abschnitt 3.4.2 dargelegt. Hier soll deren mathematische Realisierung dargestellt werden. Dabei wird zunächst auf das einfache Modell (FLUBED), dann auf das vollständige mit Energiebilanzierung (WSMOD) eingegangen. Weiterhin wird die Umsetzung der volume-averaging-Methode (Abschnitt 5.5) beschrieben.

C.1 FLUBED

Grundlage der Modellierung ist die Bilanzierung des Wasserdampfes in der Suspensions- und der Blasenphase. Die Integration der Bilanzgleichungen über der Betthöhe ist analytisch möglich; sie soll hier nicht näher erläutert werden. Die Lösungen sind in [99, 100] dargestellt.

Diese Gleichungen gelten für eine konstante Gutsfeuchte X . Der Verlauf der Wirbelschichttrocknung mit der Zeit ergibt sich, wenn man aus der X -abhängigen Trocknungsgeschwindigkeit, die sich aus den Bilanzgleichungen ergibt, die Abnahme der Feuchte ΔX für einen kurzen Zeitschritt bestimmt. Man erhält also – genau wie bei der Bestimmung der experimentellen Trocknungskurve (Gleichungen (7.3) und (7.4)) – zwei Kurven $\dot{m}(t)$ und $X(t)$, die zusammen die berechnete Trocknungskurve $\dot{m}(X)$ ergeben. Da sich die Partikel-, Bett- und Gaseigenschaften ständig ändern, werden sämtliche Modellparameter für jeden Zeitschritt neu bestimmt.

Die indirekte Beheizung wird, wie in Abschnitt 4.5 beschrieben, durch Addition der über den Heizstab eingetragenen Energie (sowohl Gas- als auch Partikelkonvektion) zur Enthalpie der Fluidisationsluft berücksichtigt.

C.2 WSMOD

C.2.1 Allgemeine Beschreibung

Die Erweiterung des einfachen Modells bezieht sich vor allem auf die Einführung von Energiebilanzen analog zu den Stoffbilanzen, die schon dem einfachen Modell zugrunde liegen. Die explizite Formulierung der Energiebilanzen erfordert zunächst die Einführung eines numerischen Lösungsverfahrens zur Integration des Systems aus gekoppelten Differentialgleichungen. Diesem Nachteil steht die Möglichkeit entgegen, Stoff- und Wärmeübergangsprozesse getrennt zu betrachten. Nun kann die indirekte Beheizung physikalisch richtig berücksichtigt werden, indem die Aufheizung der Fluidisationsluft durch Gaskonvektion und die Aufheizung der Partikel

durch Partikelkonvektion klar unterschieden werden. Außerdem kann der Einfluss des Wärmetransports zwischen dem Bett und der Apparatewand sowie dem Verteilerboden berücksichtigt werden. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit, Hygroskopizität zu implementieren, denn für hygroskopische Partikel gilt die Annahme nicht mehr, dass die trocknenden Partikel adiabatische Sättigungsbedingungen als Feuchte- und Temperaturgleichgewicht annehmen. Es wird also nach Gleichung (2.2) berechnet. Zudem wird die sogenannte STEFAN-Korrektur berücksichtigt [6], so dass sich für den zwischen den Partikeln und dem Gas übergehenden Dampfmassenstrom

$$\dot{M} = \dot{\nu} \beta_{P-G} A_P \frac{\tilde{M}_V}{\tilde{M}_G} \ln \left[\frac{\frac{\tilde{M}_V}{\tilde{M}_G} + Y_{\text{eq}}(\vartheta_P, X)}{\frac{\tilde{M}_V}{\tilde{M}_G} + Y} \right] \quad (\text{C.1})$$

ergibt.

Wie für das einfache Modell wird auch hier zwischen der Integration der Bilanzgleichungen über die Betthöhe und der Zeitintegration unterschieden. Da die Höhenintegration wie oben erwähnt nicht mehr analytisch möglich ist, wird ein Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung mit automatischer Schrittweitensteuerung verwendet (Routine „odeint“ aus [189]). Die unabhängigen Variablen sind die Feuchte und Enthalpie des Suspensions- und Blasengases. Die unabhängigen Variablen der Zeitintegration, die modellgemäß über der Höhe konstant sind, sind die Partikelfeuchte sowie die Temperaturen der Partikel, der Wand, des Heizstabes und des Bodens. Die Integration wird mit der gleichen Runge-Kutta-Routine durchgeführt wie die Höhenintegration.

Das verwendete Modell WSMOD wurde in einer Rohfassung von BURGSCHEWIGER [39] entwickelt. Nach der Übernahme wurde es in folgenden Punkten verändert:

1. Der Energieeintrag durch den Heizstab wird berücksichtigt. Die Energiebilanzgleichungen des Heizstabes wurden vollständig analog zu den Gleichungen für die Apparatewand formuliert.
2. Der Wärmeübergang Wirbelschicht–Boden wird berücksichtigt. Auch hier wurde analog zur Apparatewand vorgegangen, wobei der Boden ständig von der Eintrittsluft erwärmt wird. Dieser Wärmeübergang wurde in Analogie zu einem durchströmten Festbett formuliert, als das der Boden (poröse Platte) angesehen wird. Messungen [5, 190] haben gezeigt, dass der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Bett und Boden etwa gleich demjenigen zwischen Bett und Wand ist. Deshalb kann zur Berechnung von $\alpha_{\text{dist-bed}}$ das gleiche Modell verwendet werden. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Berücksichtigung des Bodeneinflusses auf den Versuchsverlauf sehr gering ist; es ergeben sich Veränderungen in der berechneten Trocknungsgeschwindigkeit von maximal 0,5 %. Die Modellierung wurde um den Bodeneinfluss erweitert, um die Versuche mit sehr niedriger Betthöhe (Einwaage 50 g) nachrechnen zu können, die zur Ermittlung der intrapartikulären Trocknungskinetik feiner Partikel durchgeführt wurden (vgl. Abschnitt 6.8). Die Modellierung hat zwar letztendlich nicht zu den gewünschten Ergebnissen geführt, ohne Berücksichtigung des Bodens wurden aber völlig unrealistische Werte als Einzelpartikelrocknungskurven berechnet.
3. Bei der Wärmekapazität der Wirbelschicht–Apparatewand wird berücksichtigt, dass die untere Zone aus Stahl, die obere aus Glas besteht (vgl. Abbildung 7.2).

4. Automatische Schrittweitensteuerung bei der Höhen- und Zeitintegration wird angewendet. Dadurch wird die Berechnung etwa um das 100fache beschleunigt und vor allem ist eine numerisch stabile Rechnung auch bei feinen Partikeln und niedrigen Betthöhen möglich.
5. Nicht übernommen wurde die Berechnungsmöglichkeit für kontinuierlichen Betrieb und für Populationsbilanzen (siehe [39]).

C.2.2 Verwendete Gleichungen

C.2.2.1 Zeitintegration

unabhängige Variablen

$$X_P, T_P, T_{\text{wall}}, T_H, T_{\text{dist}}$$

Differenzialgleichungen

$$\frac{\partial X_P}{\partial t} = \frac{\dot{M}_{P\text{-susp}}}{M_{S,\text{dry}}} \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{\partial T_P}{\partial t} = \frac{\dot{H}_{\text{susp-P}} - \dot{Q}_{P\text{-wall}} - \dot{Q}_{P\text{-H}} - \dot{Q}_{P\text{-dist}} + c_{p,\ell} \vartheta_P \dot{M}_{P\text{-susp}}}{M_{S,\text{dry}}(c_P + X_P c_{p,\ell})} \quad (\text{C.3})$$

$$\frac{\partial T_{\text{wall}}}{\partial t} = \frac{\dot{Q}_{P\text{-wall}} + \dot{Q}_{G\text{-wall}} - \dot{Q}_{\text{wall-env}}}{C_{\text{wall}}} \quad (\text{C.4})$$

$$\frac{\partial T_H}{\partial t} = \begin{cases} \frac{\dot{Q}_{P\text{-H}} + \dot{Q}_{\text{susp-H}} + \dot{Q}_{\text{bub-H}}}{C_H} & \text{wenn ohne indirekte Beheizung} \\ 0 & \text{wenn mit indirekter Beheizung} \end{cases} \quad (\text{C.5})$$

$$\frac{\partial T_{\text{dist}}}{\partial t} = \frac{\dot{Q}_{P\text{-dist}} + \dot{Q}_{G\text{-dist}}}{C_{\text{dist}}} \quad (\text{C.6})$$

Anfangsbedingungen

$$X_P = X_{P,0} \quad (\text{C.7})$$

$$T_P = T_{P,0} \quad (\text{C.8})$$

$$T_{\text{wall}} = T_{\text{wall},0} \quad (\text{C.9})$$

$$T_H = \begin{cases} T_{H,0} & \text{wenn ohne indirekte Beheizung} \\ T_{H,\text{soll}} & \text{wenn mit indirekter Beheizung} \end{cases} \quad (\text{C.10})$$

$$T_{\text{dist}} = T_{\text{dist},0} \quad (\text{C.11})$$

C.2.2.2 Höhenintegration

unabhängige Variablen

$$Y_{\text{susp}}, Y_{\text{bub}}, h_{\text{susp}}, h_{\text{bub}}$$

Differenzialgleichungen

$$(1 - v)\dot{M}_G dY_{\text{susp}} = d\dot{M}_{\text{P-susp}} - d\dot{M}_{\text{susp-bub}} \quad (\text{C.12})$$

$$(1 - v)\dot{M}_G dh_{\text{susp}} = -d\dot{Q}_{\text{susp-P}} + d\dot{H}_{\text{P-susp}} + d\dot{Q}_{\text{bub-susp}} - d\dot{H}_{\text{susp-bub}} \\ - d\dot{Q}_{\text{susp-wall}} - d\dot{Q}_{\text{susp-H}} \quad (\text{C.13})$$

$$v\dot{M}_G dY_{\text{bub}} = d\dot{M}_{\text{susp-bub}} \quad (\text{C.14})$$

$$v\dot{M}_G dh_{\text{bub}} = -d\dot{Q}_{\text{bub-susp}} + d\dot{H}_{\text{susp-bub}} - d\dot{Q}_{\text{bub-wall}} - d\dot{Q}_{\text{bub-H}} \quad (\text{C.15})$$

Anfangsbedingungen

$$Y_{\text{susp}} = Y_{\text{in}} \quad (\text{C.16})$$

$$h_{\text{susp}} = c_{\text{p,A}}\vartheta_{\text{in}} + Y_{\text{in}}(c_{\text{V}}\vartheta_{\text{in}} + \Delta h_{\text{V}}) \quad (\text{C.17})$$

$$T_{\text{susp}} = T_{\text{in}} - \frac{\dot{Q}_{\text{G-dist}}}{\dot{M}_G c_{\text{p,G}}} \quad (\text{C.18})$$

$$Y_{\text{bub}} = Y_{\text{in}} \quad (\text{C.19})$$

$$h_{\text{bub}} = h_{\text{susp}} \quad (\text{C.20})$$

$$T_{\text{bub}} = T_{\text{susp}} \quad (\text{C.21})$$

C.2.2.3 Kinetische Gleichungen

$$d\dot{M}_{\text{P-susp}} = \dot{v}\beta_{\text{P-G}}A_{\text{P,susp}}\frac{dz}{h_{\text{bed}}}\frac{\tilde{M}_\ell}{\tilde{M}_G}\ln\left(\frac{\frac{\tilde{M}_\ell}{\tilde{M}_G} + Y_{\text{P,eq}}}{\frac{\tilde{M}_\ell}{\tilde{M}_G} + Y_{\text{susp}}}\right) \quad (\text{C.22a})$$

$$\dot{M}_{\text{P-susp}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{M}_{\text{P-susp}} dz \quad (\text{C.22b})$$

$$d\dot{M}_{\text{susp-bub}} = \beta_{\text{susp-bub}}A_{\text{susp-bub}}\frac{dz}{h_{\text{bed}}}(Y_{\text{susp}} - Y_{\text{bub}}) \quad (\text{C.23a})$$

$$\dot{M}_{\text{susp-bub}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{M}_{\text{susp-bub}} dz \quad (\text{C.23b})$$

$$d\dot{H}_{\text{susp-P}} = d\dot{M}_{\text{P-susp}}(c_{\text{p,V}}\vartheta_{\text{P}} + \Delta h_{\text{V}} + \Delta h_{\text{sorp}}) \quad (\text{C.24a})$$

$$\dot{H}_{\text{susp-P}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{H}_{\text{susp-P}} dz \quad (\text{C.24b})$$

$$d\dot{H}_{\text{susp-bub}} = d\dot{M}_{\text{susp-bub}}(c_{\text{p,V}}\vartheta_{\text{susp}} + \Delta h_{\text{V}}) \quad (\text{C.25a})$$

$$\dot{H}_{\text{susp-bub}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{H}_{\text{susp-bub}} dz \quad (\text{C.25b})$$

Wärmeübergang Partikel – Suspensionsgas inkl. Ackermann-Korrektur:

$$d\dot{Q}_{\text{susp-P}} = \alpha_{\text{P-G}} A_{\text{P,susp}} \frac{dz}{h_{\text{bed}}} \frac{\Delta h_V}{c_{\text{p,V}}} \ln \left(1 + \frac{c_{\text{p,V}}}{\Delta h_V} (T_{\text{susp}} - T_{\text{P}}) \right) \quad (\text{C.26a})$$

$$\dot{Q}_{\text{susp-P}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{Q}_{\text{susp-P}} dz \quad (\text{C.26b})$$

$$\dot{Q}_{\text{P-wall}} = \alpha_{\text{P,C}} \pi d_{\text{bed}} h_{\text{bed}} (T_{\text{bed}} - T_{\text{wall}}) \quad (\text{C.27})$$

$$\dot{Q}_{\text{P-H}} = \alpha_{\text{P,C}} A_{\text{H}} (T_{\text{bed}} - T_{\text{H}}) \quad (\text{C.28})$$

$$\dot{Q}_{\text{wall-env}} = \alpha_{\text{wall-env}} A_{\text{wall}} (T_{\text{wall}} - T_{\text{env}}) \quad (\text{C.29})$$

$$\dot{Q}_{\text{P-dist}} = \alpha_{\text{P,C}} \frac{\pi}{4} d_{\text{bed}}^2 (T_{\text{bed}} - T_{\text{dist}}) \quad (\text{C.30})$$

$$\dot{Q}_{\text{G-dist}} = \alpha_{\text{G-dist}} A_{\text{dist}} (T_{\text{G,in}} - T_{\text{dist}}) \quad (\text{C.31})$$

$$(\text{C.32})$$

$$d\dot{Q}_{\text{bub-susp}} = \alpha_{\text{susp-bub}} A_{\text{susp-bub}} \frac{dz}{h_{\text{bed}}} (T_{\text{bub}} - T_{\text{susp}}) \quad (\text{C.33a})$$

$$\dot{Q}_{\text{bub-susp}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{Q}_{\text{bub-susp}} dz \quad (\text{C.33b})$$

$$d\dot{Q}_{\text{susp-wall}} = \alpha_{\text{G,C}} (1 - v) A_{\text{wall}} \frac{dz}{h_{\text{bed}}} (T_{\text{susp}} - T_{\text{wall}}) \quad (\text{C.34a})$$

$$\dot{Q}_{\text{susp-wall}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{Q}_{\text{susp-wall}} dz \quad (\text{C.34b})$$

$$d\dot{Q}_{\text{bub-wall}} = \alpha_{\text{G,C}} v A_{\text{wall}} \frac{dz}{h_{\text{bed}}} (T_{\text{bub}} - T_{\text{wall}}) \quad (\text{C.35a})$$

$$\dot{Q}_{\text{bub-wall}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{Q}_{\text{bub-wall}} dz \quad (\text{C.35b})$$

$$d\dot{Q}_{\text{susp-H}} = \alpha_{\text{G,C}} (1 - v) A_{\text{H}} \frac{dz}{h_{\text{bed}}} (T_{\text{susp}} - T_{\text{H}}) \quad (\text{C.36a})$$

$$\dot{Q}_{\text{susp-H}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{Q}_{\text{susp-H}} dz \quad (\text{C.36b})$$

$$d\dot{Q}_{\text{bub-H}} = \alpha_{\text{G,C}} v A_{\text{H}} \frac{dz}{h_{\text{bed}}} (T_{\text{bub}} - T_{\text{H}}) \quad (\text{C.37a})$$

$$\dot{Q}_{\text{bub-H}} = \int_0^{h_{\text{bed}}} d\dot{Q}_{\text{bub-H}} dz \quad (\text{C.37b})$$

C.2.2.4 Kinetische Koeffizienten

Neben den Differenzialgleichungen, die die Veränderung der unabhängigen Variablen beschreiben, spielt die Bestimmung der kinetischen Parameter des Modells (= Übergangskoeffizienten) eine entscheidende Rolle für die Berechnungsergebnisse. Auf die Bestimmung dieser Koeffizienten wird in den Abschnitten 3.5 und 4.4 eingegangen. Im Folgenden wird deshalb lediglich auf die zugehörigen Gleichungen verwiesen.

β_{P-G}	Gleichung (3.20)
$\beta_{\text{susp-bub}} A_{\text{susp-bub}}$	Gleichung (3.27)
α_{P-G}	Gleichung (3.20) + Analogie zwischen WÜ und SÜ
$\alpha_{\text{susp-bub}} A_{\text{susp-bub}}$	Gleichung (3.27) + Analogie zwischen WÜ und SÜ
$\alpha_{G,C}$	Gleichung (4.5)
$\alpha_{P,C}$	Gleichung (4.20) bzw. nach WHITAKER und Gleichung (4.23)
k_{iso}	Wärmedurchgangskoeffizient der Wand inkl. Isolierung $k_{iso} = 0,15 \text{ W/m}^2\text{K}$
$\alpha_{G\text{-dist}}, A_{G\text{-dist}}$	wie ein durchströmtes Festbett mit Nu nach GNIELINSKI [88], mit $d_P = 604 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,337$ (an Druckverlustmessungen angepasst).
$\alpha_{\text{wall-env}}$	$= \left(\frac{h_{\text{wall}}}{Nu_{\text{wall-env}} \lambda_G} + \frac{1}{k_{iso}} \right)^{-1}$ mit: $Nu_{\text{wall-env}} = \left[0,825 + 0,387 \left(Gr Pr \left(1 + \left(\frac{0,492}{Pr} \right)^{\frac{9}{16}} \right)^{-\frac{16}{9}} \right)^{\frac{1}{6}} \right]^2$ (nach: VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Fa)

C.2.2.5 Weitere Gleichungen

$$A_{P,\text{susp}} = 6(1 - \epsilon) \frac{h_{\text{bed}}}{d_P} \quad (\text{C.38})$$

$$A_H = \pi d_H h_H = \begin{cases} 0,00487 \text{ m}^2 & \text{wenn: zweite Bauart} \\ 0,01178 \text{ m}^2 & \text{wenn: erste Bauart} \end{cases} \quad (\text{C.39})$$

$$A_{\text{wall}} = \pi d_{\text{wall}} h_{\text{wall}} = \begin{cases} 0,047 \text{ m}^2 & \text{wenn: zweite Bauart} \\ 0,165 \text{ m}^2 & \text{wenn: erste Bauart} \end{cases} \quad (\text{C.40})$$

$$C_{\text{wall}} = \begin{cases} 9200 \text{ J/mK } h_{\text{bed}} & \text{wenn } h_{\text{bed}} \leq 0,05 \text{ m} \\ 460 + 1980 \text{ J/mK } (h_{\text{bed}} - 0,05) & \text{wenn } h_{\text{bed}} > 0,05 \text{ m} \end{cases} \quad (\text{C.41})$$

$$C_{\text{dist}} = 95 \text{ J/K} \quad (\text{C.42})$$

$$C_H = \begin{cases} 80 \text{ J/K} & \text{wenn: zweite Bauart} \\ 300 \text{ J/K} & \text{wenn: erste Bauart} \end{cases} \quad (\text{C.43})$$

D. UMSETZUNG DER VOLUME-AVERAGING-METHODE

In diesem Kapitel wird erläutert, wie die volume-averaging-Methode nach WHITAKER umgesetzt wurde, um die Modellierung gemäß Abschnitt 8.4 zu ermöglichen. Ziel ist es, den Verlauf der Oberflächentemperatur eines Partikels während des Kontaktes mit dem Heizstab zu berechnen. Wie dieser Verlauf in die Berechnung des Wand-Wärmeübergangskoeffizienten eingeht, ist in Abschnitt 8.4 beschrieben.

Die Prinzipien der Methode werden in Abschnitt 5.5 beschrieben, hier werden alle angewendeten Gleichungen aufgeführt. Diese Gleichungen beinhalten Vereinfachungen, die sich ausschließlich aufgrund der numerischen (Nicht-) Lösbarkeit ergeben haben. Deshalb wird zunächst der Weg aufgezeigt, der zu diesen Vereinfachungen geführt hat. Hier wird der Weg nur kurz beschrieben, eine ausführliche Darstellung inkl. aller Gleichungen findet sich in [191].

D.1 Entwicklung der Modellierung

Die Ableitung des Modells geht von den Bilanzgleichungen aus, die für die in Abbildung D.1 dargestellte eindimensionale Kugelgeometrie aufgestellt wurden. Diese Geometrie wurde auch von HADLEY [168] verwendet. Seine Gleichungen dienten als Ausgangspunkt für die Ableitungen, die von meiner Frau, C. GROENEWOLD, durchgeführt wurden. Einen wesentlichen Unterschied stellt die Methode zur Bestimmung des Kapillardrucks des flüssigen Wassers dar: HADLEY bestimmt ihn, wie viele andere Autoren auch, durch Messungen, während er hier aus der gemessenen Porengrößenverteilung berechnet wird.

HADLEY hat Differenzialgleichungen für die vier unabhängigen Größen (den Sättigungsgrad S , Die Temperatur T , den Wasserdampf-Partialdruck P_V und den Luft-Partialdruck P_A) aufgestellt und einen Weg zu ihrer Lösung vorgeschlagen, der auch hier gegangen werden soll.

D.1.1 Erster Schritt — vollständig implizite Lösung

Die oben erwähnten Differenzialgleichungen wurden in mehreren Teil-Schritten umgeformt.

1. Diskretisierung:

Da die Differenzialgleichungen für diskrete Volumenelemente angewendet werden sollen¹, wurden sie diskretisiert. Diese diskretisierten Gleichungen stellen Bilanzgleichungen der unabhängigen Größen dar. Ebenso wurden die von HADLEY angegebenen Gleichungen für die partikelinneren Stoffströme diskretisiert. Das gesamte Gleichungssystem ist miteinander gekoppelt.

¹ Die volume-averaging-Methode basiert darauf, diskrete Volumina als quasi-homogen zu betrachten.

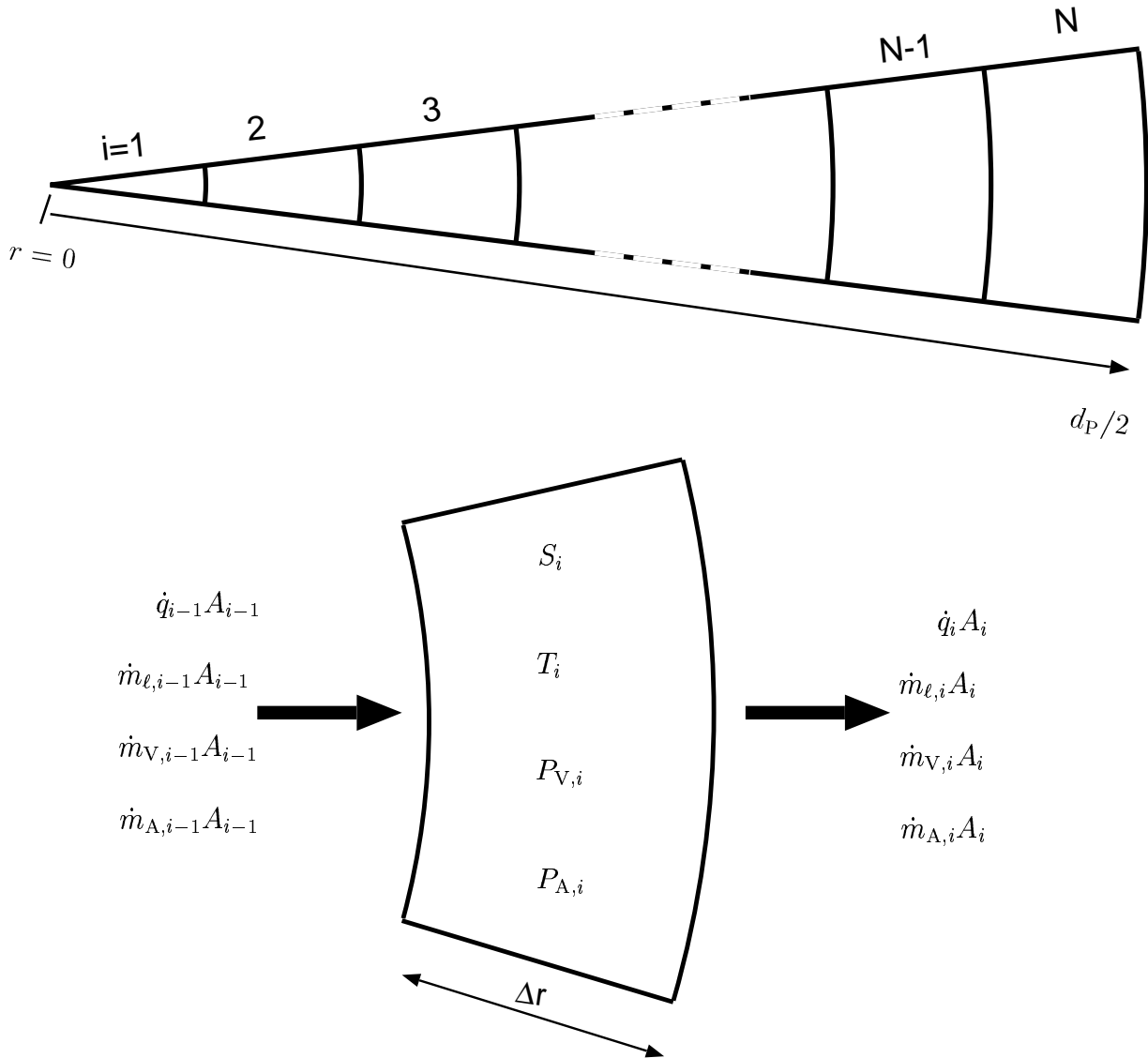


Abb. D.1: Schematische Darstellung der eindimensionalen Unterteilung einer Kugel (eines Partikels) in Volumenelemente sowie Schema der Bilanzierung der Wärme und Stoffströme eines Einzelements

2. Umformung:

Im zweiten Schritt wurden die Gleichungen für die Stoffströme in die Bilanzgleichungen eingesetzt. Man erhält vier Gleichungen, die, formuliert für das i -te Volumenelement, folgenden Aufbau haben:

$$z_0 \frac{x - x^0}{\Delta t} = \overline{z1} \begin{pmatrix} S_i - S_{i-1} \\ T_i - T_{i-1} \\ P_{V,i} - P_{V,i-1} \\ P_{A,i} - P_{A,i-1} \end{pmatrix} + \overline{z2} \begin{pmatrix} S_{i+1} - S_i \\ T_{i+1} - T_i \\ P_{V,i+1} - P_{V,i} \\ P_{A,i+1} - P_{A,i} \end{pmatrix} + \overline{z3} \begin{pmatrix} S_i \\ T_i \\ P_{V,i} \\ P_{A,i} \end{pmatrix} + z \quad . \quad (\text{D.1})$$

Dabei ist x ein Platzhalter für eine der Unabhängigen. Insgesamt erhält man pro Volumenelement vier solcher Gleichungen.

3. Matrix-Umformungen:

Definiert man einen Vektor der Unabhängigen

$$\bar{u} = (S, T, P_V, P_A)^T \quad , \quad (\text{D.2})$$

formuliert z_0 und z ebenfalls als Vektor und fasst die Vektoren $\overline{z0}$, $\overline{z1}$, $\overline{z2}$, $\overline{z3}$ zu Matrizen zusammen, lassen sich die vier Bilanzgleichungen eines Volumenelements in Matrix-Schreibweise gemäß

$$\overline{z0} \frac{\bar{u} - \bar{u}^0}{\Delta t} = \overline{z1} (\bar{u}_i - \bar{u}_{i-1}) + \overline{z2} (\bar{u}_{i+1} - \bar{u}_i) + \overline{z3} \bar{u}_i + \bar{z} \quad (\text{D.3})$$

darstellen. Eine solche Gleichung lässt sich für jedes Volumenelement aufstellen.

4. Lösungsverfahren:

Zur Lösung sind sie in einem Gesamt-Gleichungssystem zusammenzufassen. Dazu erhält man durch Matrixumformungen aus Gleichung (D.3)

$$\overline{A}_i \bar{u}_{i-1} + \overline{B}_i \bar{u}_i + \overline{C}_i \bar{u}_{i+1} = \bar{d}_i \quad . \quad (\text{D.4})$$

Diese „vierfache“ Gleichung gilt ebenfalls für ein Volumenelement. Das gesamte Gleichungssystem für alle Volumenelemente setzt sich aus allen entsprechenden Gleichungen zusammen. Man erhält ein Gleichungssystem mit einer Tridiagonal-Matrix der Dimension $N \cdot N$, wobei die Matrixelemente nicht Zahlen, sondern die 4-4-Matrizen \overline{A}_i , \overline{B}_i und \overline{C}_i sind, der Lösungsvektor ist jetzt ein Vektor aus den Vektoren \bar{u}_i und die rechte Seite ist ein Vektor aus den \bar{d}_i . Es ist ein so genanntes Blockmatrixsystem, das ein System von N Gleichungen, die aus je 4 Untergleichungen bestehen, bildet. Es lässt sich mit einem Block-Tridiagonal-Verfahren lösen, das dem normalen Tridiagonal-Algorithmus entspricht, außer dass statt arithmetischer Operationen mit Zahlen solche mit Matrizen durchzuführen sind. Hier wurde ein Algorithmus aus [192] verwendet.

5. Iteration:

Da insbesondere bei der Bestimmung von Stoffwerten zahlreiche nicht-lineare Terme auftreten, ist es nötig, den Lösungsalgorithmus mehrfach zu durchlaufen, bis iterativ eine Lösung für den aktuellen Zeitschritt gefunden wurde. Eine genaue Beschreibung der Iteration findet sich in [191].

6. Zeitschrittweitensteuerung:

Auf die oben beschriebene Weise wird die Lösung für einen fixen Zeitpunkt gefunden. Die Berechnungen für den nächsten Zeitpunkt laufen wiederum genauso ab. Zur Steuerung der Zeitschrittweite wurden zwei Methoden verwendet. Zum einen die von HADLEY [168] vorgeschlagene und zum anderen eine eigene, die in Abschnitt D.2.5 beschrieben ist. Die eigene führte im Allgemeinen zu stabileren Berechnungen, wenn auch nicht ausreichend stabil.

D.1.2 Zweiter Schritt — Linearisierung

Aufgrund der Erfahrungen aus dem ersten Schritt wurden bestehende Nicht-Linearitäten durch zwei Vereinfachungen aufgehoben.

1. In den nicht-linearen Termen wurde eine Leitgröße definiert, die weiterhin als Veränderliche angesehen wird. Für alle anderen Größen wurden die Werte vom vorhergehenden Zeitschritt eingesetzt.
2. Alle Stoffwerte wurden mit den Werten vom vorhergehenden Zeitschritt berechnet.

D.1.3 Dritter Schritt — Vereinfachte Partialdruckberechnung

Um die Berechnungen weiter zu stabilisieren, wurde angenommen,

1. dass der Wasserdampf in einem Volumenelement immer (entsprechend der Sorptionsisotherme) im Gleichgewicht mit der Flüssigkeit steht
2. und dass der Gesamtdruck in jedem Volumenelement gleich dem Umgebungsdruck P_{bed} ist.

Diese beiden Annahmen führen zu einer vereinfachten Berechnung für P_V und vor allem reduzieren sie die Zahl der unabhängigen Variablen auf zwei, weil P_V über die Sorptionsisotherme unmittelbar von S und T abhängt und P_A jetzt gemäß

$$P_A = P_{\text{bed}} - P_V \quad (\text{D.5})$$

eindeutig definiert ist.

D.1.4 Vierter Schritt — Explizite Berechnung der Stoffströme

Als letzter Schritt der Vereinfachung und Stabilisierung des Gleichungssystems wurden die zwischen den Volumenelementen übergehenden Stoffströme \dot{m} sowie die verdunstende Wassermenge e explizit, also vor der Lösung des eigentlichen Gleichungssystems mit den Werten des vorhergehenden Zeitschrittes berechnet. Zusätzlich wurde mathematisch erzwungen,

1. dass die Werte von \dot{m}_ℓ und \dot{m}_V nicht negativ sind, so dass Stofftransport immer nur von innen nach außen abläuft,

2. dass der ein Volumenelement verlassende Stoffstrom $\dot{m}_i A_i$ größer oder gleich dem eintretenden $\dot{m}_{i-1} A_{i-1}$ ist, damit keine Akkumulation stattfindet,
3. und dass e nicht negativ ist, d.h. dass keine Kondensation stattfinden kann.

Der Grund für die Anwendung der letzten beiden Bedingungen liegt in der arithmetischen Genauigkeit der Computerberechnungen: Selbst bei Definition der Variablen als `long double` (Speicherbedarf 12 Byte) treten physikalisch falsche Gradienten auf, die aufgrund der Steifigkeit des Gleichungssystems nicht abgebaut werden.

Die explizite Berechnung hat den Vorteil, dass die Gleichungen für S und T vollständig entkoppelt sind. Sie lassen sich nun – zur Minimierung des Rechenaufwands – getrennt voneinander lösen.

D.1.5 Zusammenfassung

Erst nach der Durchführung dieser vier Vereinfachungsschritte waren die Berechnungen nach der volume-averaging-Methode numerisch stabil. Als Ursache für diese Instabilitäten werden drei Faktoren gesehen:

1. Die stark nicht-lineare Kopplung zwischen Wärme- und Stofftransport durch die Dampfdruckkurve (exponentielle Antoine-Gleichung). Diese wirkt bei der Modellierung von Trocknungsprozessen allgemein numerische Probleme auf.
2. Die Hygroskopizität der Partikel wird über Sorptionsisothermen aus jeweils 50 Datenpunkten mit linearer Interpolation zwischen ihnen beschrieben. D.h. aber, dass die Kurven Knickpunkte an jedem Datenpunkt aufweisen. Um innerhalb dieser Arbeit konsistent in der Beschreibung der Stoffwerte zu bleiben, wurde hierfür kein anderer Ansatz gesucht.
3. Entsprechendes gilt für die Porengrößenverteilung, die wie in Abschnitt D.2.3 beschrieben wird, aus der Sorptionsisotherme bestimmt wurde.

Im Folgenden werden nochmals alle durchgeführten Vereinfachungen zusammengefasst.

1. Die Enthalpie der Stoffströme bleibt bei der Energiebilanz unberücksichtigt.
2. Die Gleichungen werden linearisiert; Nicht-Linearitäten werden nicht durch Iteration angenähert.
3. Die Stoffeigenschaften und Koeffizienten werden explizit, d.h. mit den Unabhängigen des vorhergehenden Zeitschrittes berechnet.
4. Der Gesamtdruck im Partikel ist immer gleich dem Umgebungsdruck und der Dampf in den einzelnen Volumenelementen steht im Gleichgewicht mit der Flüssigphase. Dabei wird das hygroskopische Gleichgewicht gemäß der gemessenen Sorptionsisothermen berücksichtigt. Durch diese Annahmen sind P_A und P_V unmittelbar von S , T (und P_{bed}) abhängig. Einzige unabhängige Variablen sind T und S .
5. Transport des Dampfes und der Flüssigkeit nur von innen nach außen.

6. Akkumulation von Dampf bzw. Flüssigkeit ist nicht zugelassen.
7. Die Stoffströme werden vor der Lösung des Gleichungssystems explizit berechnet, wobei die Unabhängigen des vorhergehenden Schrittes benutzt werden (typische Zeitschrittweite $< 10^{-5}$ s). Das Gleiche gilt für die Verdunstungsrate im Volumenelement.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt explizit. Die implizite Variante, die mathematisch komplexer ist und mehr Rechenzeit erfordert, bringt trotz gegenteiliger sonstiger Erfahrungen hier keine Stabilitätsvorteile, sondern führt im Gegenteil zu mehr Instabilität, weil die Kopplung der Gleichungen für den Wärme- und Stofftransport noch steifer wird.

D.2 Ableitung der angewendeten Modellgleichungen

D.2.1 Basisgleichungen

1. Die Wärmebilanz eines Volumenelements ergibt

$$\begin{aligned} \rho_i c_i V_i \frac{\Delta T_i}{\Delta t} &= \dot{q}_i A_i & -\dot{q}_{i-1} A_{i-1} & & -e_i V_i \Delta h_V \\ &= \frac{\lambda_i A_i}{\Delta r_i} (T_{i+1} - T_i) & -\frac{\lambda_{i-1} A_{i-1}}{\Delta r_{i-1}} (T_i - T_{i-1}) & & -e_i V_i \Delta h_V \end{aligned} \quad (D.6)$$

Dabei wird der Enthalpietransport durch die Stoffströme vernachlässigt. Für das äußere Volumenelement ($i = N$) gilt

$$\begin{aligned} \rho_N c_N V_N \frac{\Delta T_N}{\Delta t} &= \frac{\alpha_{W-P}}{2} \frac{A_N}{2} (T_W - T_N) + \alpha_{P-G} \frac{A_N}{2} (T_{\text{bed}} - T_N) \\ &\quad - \frac{\lambda_{N-1} A_{N-1}}{\Delta r_{N-1}} (T_i - T_{i-1}) - e_i V_i \Delta h_V \quad , \quad (D.7) \end{aligned}$$

wobei α_{W-P} entsprechend Gleichung (4.9) (hier umgerechnet von der Projektions- auf die halbe Oberfläche) und α_{P-G} nach Gleichung (3.20) bestimmt werden. Bei der Formulierung dieser Randbedingung wurde davon ausgegangen, dass eine Hälfte des Partikels Wärme von der Wand aufnimmt, während die andere Hälfte im Kontakt zum Fluidisationsgas steht. Wenn das Modell zur Berechnung des Trocknungsprozesses in der Wirbelschicht verwendet wird, entfällt der Term für die Wand-Wärmeübertragung und der Term für die Gas-Wärmeübertragung ist doppelt so groß.

λ_i ist die arithmetisch gemittelte Wärmeleitfähigkeit der Volumenelemente i und $i + 1$.

2. Die Bilanzgleichung für flüssiges Wasser lautet

$$\epsilon_P \rho_\ell V_i \frac{\Delta S}{\Delta t} = A_{i-1} \dot{m}_{\ell,i-1} - A_i \dot{m}_{\ell,i} - e_i V_i \quad (D.8)$$

Dabei bedeutet $\dot{m}_{\ell,i}$ den spezifischen Flüssigkeitsmassenstrom in $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$, der das i -te Volumenelement *verlässt*, und e_i ist die volumenbezogene verdampfende Wassermenge in $\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$. Auf die Bestimmung von e_i und $\dot{m}_{\ell,i}$ wird weiter unten eingegangen.

3. Wie oben beschrieben wird für den Dampfdruck in einem Volumenelement immer Gleichgewicht zum flüssigen Wasser angenommen, d.h.

$$P_V = P_{\text{eq}}(S, T) \quad . \quad (\text{D.9})$$

4. Der Partialdruck der Luft ergibt sich aufgrund der Annahme immer gleichen Gesamtdrucks aus

$$P_A = P_{\text{bed}} - P_V \quad . \quad (\text{D.10})$$

D.2.2 Gleichungen für die Stoffströme

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Basisgleichungen werden ergänzt durch Bestimmungsgleichungen für die zwischen den Volumenelementen übertragenen Stoffströme \dot{m}_i :

$$\dot{m}_{\ell, i} = -\frac{\rho_{\ell} \kappa k_{\ell}}{\eta_{\ell}} \left(\frac{\partial P_i}{\partial r} - \left(1 + \frac{d \ln(\sigma_{\ell})}{dT} (T_i - T_{i,0}) \right) \frac{\partial P_{\text{cap}}}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial r} - P_{\text{cap}}(S) \frac{d \ln(\sigma_{\ell})}{dT} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad , \quad (\text{D.11})$$

$$\dot{m}_{V, i} = -\frac{\epsilon(1-S) \tilde{M}_V \delta_{K, V}}{kT} \frac{\partial P_V}{\partial r} \quad . \quad (\text{D.12})$$

Diese Gleichungen wurden von HADLEY [168] übernommen. Für die Volumenelemente an den Rändern gilt speziell:

1. im Partikelinneren (formuliert für das fiktive 0-te Volumenelement)

$$\begin{aligned} \dot{m}_V|_{i=0} &= 0 \\ \dot{m}_{\ell}|_{i=0} &= 0 \\ T|_{i=0} &= T|_{i=1} \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

2. an der Partikeloberfläche

$$\dot{m}_V|_{i=0} = \beta_{\text{P-G}} \frac{\tilde{M}_V}{\tilde{M}_A} \ln \left(\frac{\frac{\tilde{M}_V}{\tilde{M}_A} + \frac{\tilde{M}_V}{\tilde{M}_A} \left(\frac{P_{\text{bed}}}{P_V|_{i=N}} - 1 \right)^{-1}}{\frac{\tilde{M}_V}{\tilde{M}_A} + Y_{\text{bed}}} \right) \quad (\text{D.14})$$

$$\dot{m}_{\ell}|_{i=0} = 0$$

sowie die Wärmeübertragung von der beheizten Wand und dem Bett, die in der Energiebilanz des N-ten Volumenelements berücksichtigt wird (siehe Gleichung (D.7)).

Da ein konstanter Dampfdruck im Volumenelement vorausgesetzt wird (gilt streng genommen nur bei konstanter Temperatur), lässt sich e_i aus der Dampf-Bilanz bestimmen:

$$e_i V_i = A_i \dot{m}_{V, i} - A_{i-1} \dot{m}_{V, i-1} \quad . \quad (\text{D.15})$$

D.2.3 Bestimmung der Koeffizienten und Stoffeigenschaften

Die volume-averaging-Methode benötigt verschiedene Stoffwerte für die Feststoffe sowie für Wasser und Luft. Für eine Vielzahl ist ihre Bestimmung in Kapitel 6 bzw. in Anhang A beschrieben. Darüber hinausgehende Eigenschaften werden hier aufgeführt.

- Die Porengrößenverteilung wurde für alle Chargen aus der Sorptionsisotherme ermittelt, indem näherungsweise angenommen wurde, dass ihr Verlauf vollständig auf Kapillarkondensation zurückzuführen ist. Aus der Umkehrung des THOMSONSchen Gesetzes (Gleichung (6.8))

$$d_{\text{pore}} = \frac{4\sigma_{\ell} \tilde{v}}{\ln \varphi \mathcal{R}T} \quad (\text{D.16})$$

und der Annahme, dass alle „kleineren“ Poren gefüllt sind, ergibt sich aus den Messwerten für $X_{\text{eq}}(\varphi)$ unmittelbar die Porengrößenverteilung.

- Der Kapillardruck P_{cap} ist in der Literatur bei vielen Experimenten bekannt, weil er an der zu modellierenden Schüttung oder großen Körpern gemessen werden kann. Hier hingegen wird er aus der Porengrößenverteilung gemäß

$$P_{\text{cap}} = \frac{4\sigma_{\ell}}{0,5 \max d_{\text{pore,satt}}} \quad (\text{D.17})$$

berechnet, wobei unter $\max d_{\text{pore,satt}}$ der größte Porendurchmesser ist, der bei dem gegebenen Sättigungsgrad noch gefüllt ist. Bei seiner Bestimmung wird davon ausgegangen, dass sich das flüssige Wasser immer in den kleinsten Poren aufhält. Mit dieser Annahme lässt sich $\max d_{\text{pore,satt}}$ unmittelbar aus dem Sättigungsgrad und der Porengrößenverteilung bestimmen.

- Die Permeabilität des Porensystems κ ist ein Maß für den Druckverlust konvektiver Strömungen der Geschwindigkeit u nach der Gleichung von D'ARCY [193]

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\eta}{\kappa} u \quad (\text{D.18})$$

Hier wird die Permeabilität nach [194]

$$\kappa = 0,125\epsilon_{\text{P}}(0,5\overline{d_{\text{pore}}})^2 \quad (\text{D.19})$$

berechnet, wobei $\overline{d_{\text{pore}}}$ der mittlere Porendurchmesser des trockenen Feststoffs ist. Die Permeabilität gilt sowohl für Wasser- als auch für Luftströmungen, sie wird aber durch relative Permeabilitäten (s.u.) in Abhängigkeit vom Sättigungsgrad korrigiert.

- Die relative Permeabilität des flüssigen Wassers wird gemäß [168]

$$k_{\ell} = \begin{cases} \left(\frac{S - S_{\text{irr}}}{1 - S_{\text{irr}}} \right)^3 & \text{für } S > S_{\text{irr}} \\ 0 & \text{für } S \leq S_{\text{irr}} \end{cases} \quad (\text{D.20})$$

bestimmt. Dabei ist S_{irr} die Sättigung, oberhalb derer das flüssige Wasser beweglich ist. Dieser Wert wird hier aus der Sorptionsisotherme abgelesen, indem davon ausgegangen wird, dass er gleichbedeutend ist mit einsetzender Kapillarkondensation (vgl. Abschnitt 6.7.1). Für alle Chargen wird er bei $\varphi = 0,6$ aus der Sorptionsisotherme abgelesen.

- Die relative Permeabilität der feuchten Luft wird nach

$$k_G = 1 - S \quad (\text{D.21})$$

bestimmt, d.h. die Gaspermeabilität steigt linear mit abnehmendem Sättigungsgrad.

- Die Änderung des Kapillardrucks mit dem Sättigungsgrad $\partial P_{\text{cap}}/\partial S$ wird durch numerische Ableitung für jedes S bestimmt.
- Die Funktion $\partial \ln \sigma / \partial \vartheta$ wurde durch punktweise Berechnung von $\ln \sigma$, numerischer Ableitung und abschließender Approximation der Werte entsprechend der dimensionsbehafteten Gleichung

$$\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \vartheta} = -1,486701 \cdot 10^{-5} \vartheta - 0,001756133 \quad (\text{D.22})$$

bestimmt, wobei für alle Größen SI-Einheiten einzusetzen sind.

- Für die Sorptionsisothermen wird der Sättigungsgrad jeweils in die Feuchtebelastung umgerechnet:

$$X = \frac{S \epsilon_P \rho_\ell}{(1 - \epsilon_P) \rho_S} \quad (\text{D.23})$$

D.2.4 Lösung des Gleichungssystems

Die oben aufgeführten Basisgleichungen und Randbedingungen ergeben zusammengefasst und entsprechend umgeformt ein Gleichungssystem, das sich vereinfacht als

$$a_S S_{i-1} + b_S S_i + c_S S_{i+1} = r_S \quad , \quad i = 1..N \quad (\text{D.24})$$

$$a_\vartheta \vartheta_{i-1} + b_\vartheta \vartheta_i + c_\vartheta \vartheta_{i+1} = r_\vartheta \quad , \quad i = 1..N \quad (\text{D.25})$$

schreiben lässt. Da diese Gleichungen nicht gekoppelt sind, bilden sie zwei unabhängige lineare Gleichungssysteme, deren Koeffizientenmatrix (Größe: $N \times N$) eine Tridiagonalform aufweist. Sie werden mit der entsprechenden Routine aus [189] gelöst.

D.2.5 Zeitschrittweiten-Steuerung

Die Zeitschrittweitensteuerung wurde nach folgendem System verwirklicht:

Wenn $\min_i (|\vartheta_i(t) - \vartheta_i(t - \Delta t)|) > 0,25 \text{ }^\circ\text{C}$
 oder $\min_i (|S_i(t) - S_i(t - \Delta t)|) > 5 \cdot 10^{-5}$
 dann $\Delta t = 0,8 \Delta t$
 und Wiederholung des Zeitschrittes

Wenn $\max_i (|\vartheta_i(t) - \vartheta_i(t - \Delta t)|) < 0,0025 \text{ }^\circ\text{C}$
 und $\max_i (|S_i(t) - S_i(t - \Delta t)|) < 5 \cdot 10^{-7}$
 dann $\Delta t = 1,05 \Delta t$

D.3 Anwendung der volume-averaging-Methode innerhalb des Wirbelschichtmodells

Die Verwendung von 10 Volumenelementen für alle Partikelgrößen hat sich als Optimum bezüglich Genauigkeit und Rechenzeit erweisen. Das zu lösende Gleichungssystem besteht also gemäß den Ausführungen in Abschnitt D.2.1 aus den Bilanzgleichungen für flüssiges Wasser und Energie in den Volumenelementen $i = 1..N$ (mit $N = 10$).

Die volume-averaging-Methode wird in dieser Arbeit verwendet, um den Kühleffekt als indirekten Einfluss der Feuchte auf den Wand-Wärmeübergangskoeffizienten beschreiben zu können, d.h. um $\alpha_{P,C}$ als Funktion von X berechnen zu können. Die Methode erlaubt die Berechnung des Verlaufs der Partikeloberflächentemperatur und damit die numerische Integration von Gleichung (4.23). Diese Integration wird für zahlreiche Gutsfeuchten innerhalb des Trocknungsverlaufs durchgeführt. Die Berechnung für jeden Zeitschritt innerhalb von WSMOD wäre zu (Rechen-) zeitaufwändig. Weil sich während der Trocknung innerhalb des Wirbelbettes ein Feuchteprofil innerhalb des Partikels ergibt, muss dieses vor jedem Wandkontakt bekannt sein. Daher muss die volume-averaging-Methode auch für den Trocknungsprozess angewendet werden. Letztendlich wird für jeden Zeitschritt des Wirbelschicht-Modells auch die partikelinnere Trocknung modelliert, um das Feuchteprofil zu kennen. Soll α_{W-P} berechnet werden (wie erwähnt, nicht bei jedem Zeitschritt), wird die Gleichung (4.23) numerisch gelöst. Die sich dabei ergebende Veränderung der Feuchte- und Temperaturprofile werden für die folgenden Berechnungen ignoriert, es wird also davon ausgegangen, dass die indirekte Beheizung keinen Einfluss auf das *mittlere* Feuchteprofil aller Partikel im Bett hat.

Die Integration der volume-averaging-Methode in das bisherige Wirbelschicht-Modell wirft die Frage auf, mit welcher Gasfeuchte gerechnet werden kann. Diese verändert sich mit der Betthöhe (Kolbenströmungsmodell, Abschnitt 3.5), während die Partikelfeuchte als gleich verteilt im Bett angenommen wird. Genau genommen müsste die Partikelbewegung berücksichtigt werden. Partikel halten sich eine Zeit lang im Bereich des Anströmbodens auf und trocknen dort schnell, so dass sich ein steiles Feuchteprofil im Partikel einstellt. Das Partikel bewegt sich dann nach oben, wo es langsamer trocknet und das Feuchteprofil wieder flacher wird. Um diesen Modellierungsaufwand und die Einführung weiterer Modellparameter (wie z.B. eine Partikelumwälzgeschwindigkeit) zu vermeiden, wird mit einer mittleren Gasfeuchte $Y_G = \frac{1}{3}Y_{in} + \frac{2}{3}Y_{out}$ gerechnet, die auch für die Berechnung der Stoffwerte innerhalb des Wirbelschichtmodells angesetzt wird. Auf diese Weise erhält man ein mittleres Feuchteprofil. Da diese Art der Berechnung dazu führt, dass innerhalb des volume-averaging-Modells eine geringfügig andere Trocknungsgeschwindigkeit bestimmt wird als innerhalb des Wirbelschichtmodells, muss eine Korrektur eingeführt werden, damit beide Teile von der gleichen Gutsfeuchte ausgehen. Weil das Wirbelschichtmodell validiert ist (siehe Anhang E), wird die dort berechnete Gutsfeuchte als maßgeblich angesehen. Vor jedem Zeitschritt wird das Feuchteprofil innerhalb des volume-averaging-Modells entsprechend angepasst. Dazu wird die mittlere Feuchtebelastung aus den Feuchteprofilen gemäß

$$X_{va} = \frac{\epsilon_P \rho_\ell}{(1 - \epsilon_P) \rho_s} \frac{1}{V_P} \sum_i^N S_i V_i \quad (D.26)$$

bestimmt. Danach werden die Sättigungsgrade der einzelnen Volumenelemente nach

$$S_i = S_i \frac{X_{ws}}{X_{va}} \quad (D.27)$$

korrigiert.

Durch die Anwendung der volume-averaging-Methode wird die partikelinnere Stofftransportkinetik explizit erfasst, so dass sich die Berücksichtigung einer normierten Trocknungskurve als empirische Methode erübrigt. Gemessene Einzelpartikel-trocknungskurven und Modellierungsergebnisse werden in Abschnitt 6.9 verglichen.

E. EVALUIERUNG VON STOFFÜBERGANGSVERSUCHEN IN BLASENBILDENDEN WIRBELSCHICHTEN

In Abschnitt 3.5.3 werden die wesentlichen Ergebnisse einer Evaluierung von insgesamt 731 Stoffübergangsversuchen wiedergegeben, anhand derer das entwickelte Wirbelschichtmodell getestet wurde. Hier sollen die Details dieser Evaluierung berichtet werden, wobei insbesondere auf die Methoden zur Ermittlung der Versuchsdaten eingegangen wird. Das umfasst sowohl die jeweiligen Versuchsparameter als auch die Bestimmung der Stoffübergangskinetik.

Die sechs Literaturstellen, die als Quellen der Evaluierung dienten, wurden unter zwei wesentlichen Gesichtspunkten ausgewählt. Zum einen sollte ein möglichst weiter Bereich von Partikelgrößen abgedeckt werden, zum anderen mussten alle Versuchsparameter gegeben sein. Letzteres erwies sich als starke Einschränkung, da oft wichtige Parameter nicht angegeben waren. Um einen Versuch nachrechnen zu können, müssen neben der gemessenen Austrittsbeladung des Fluidisationsgases folgende Werte gegeben sein: (1) Gasart, (2) A_{bed} , (3) P_{bed} , (4) ϑ_{in} , (5) u_0 , (6) Y_{in} , (7) d_{P} , (8) ρ_{P} , (9) H_{bed} oder $M_{\text{S,dry}}$, sowie (10) Y_{out} . Im Folgenden wird jeweils beschrieben, wie nicht unmittelbar gegebenen Werte ermittelt wurden. Außerdem wird erwähnt, wie nicht explizit gegebene Stoffwerte – wie z.B. die Lockerungsgeschwindigkeit u_{mf} – bestimmt wurden. Einen Vergleich der berechneten Kolbenströmungs-SHERWOODzahlen zu den gemessenen (vgl. Abschnitt 3.5.3) wird für die jeweiligen Autoren getrennt in [102] gezeigt.

- ZABESCHEK [72] hat die Trocknung verschiedener poröser Partikel untersucht. Der Trocknungsverlauf wurde, genau wie in dieser Arbeit, durch Messung der Gasaustrittsfeuchte verfolgt. Die Versuchsergebnisse sind in Tabellenform gegeben.

(2) P_{bed} : zu $P_{\text{bed}} = 10^5$ Pa geschätzt

(6) Y_{in} : zu „Null“ geschätzt

(9) H_{bed} oder $M_{\text{S,dry}}$: Gegeben waren sowohl der Stoffübergangswirkungsgrad η als auch die Kolbenströmungs-SHERWOODzahl. Diese eigentlich redundante Information wurde dazu genutzt, die nicht gegebene Betthöhe durch Umformen der Gleichung (3.29) für den Stoffübergangswirkungsgrad bei reiner Kolbenströmung gemäß

$$H_{\text{bed}} = -\frac{Re_0 Sc}{Sh_{\text{plug}} A_V} \ln(1 - \eta) \quad (\text{E.1})$$

zu bestimmen.

(10) Y_{out} : aus dem Stoffübergangswirkungsgrad η

Nicht gegebene Stoffwerte wurden nach den in dieser Arbeit verwendeten Gleichungen bestimmt.

- SCHWARZBACH [81] hat ebenfalls Trocknungsexperimente mit porösen Partikeln durchgeführt. Verdunstet werden Wasser und Isopropanol, wobei letztere Versuche hier nicht ausgewertet wurden. Aus den grafisch dargestellten Kolbenströmungs-SHERWOODzahlen, aufgetragen über den Leerrohr-REYNOLDSzahlen, wurde nach den in Abschnitt 3.5.3 dargestellten Gleichungen ausgewertet.

(2) P_{bed} : zu $P_{\text{bed}} = 10^5$ Pa geschätzt

(6) Y_{in} : zu „Null“ geschätzt

(10) Y_{out} : aus der Kolbenströmungs-SHERWOODzahl

- SUBRAMANIAN et al. [73] haben die gleiche Anlage genutzt wie ZABESCHEK [72]. Für Lockerungs- und Austragsgeschwindigkeit wurden die Autorengleichungen verwendet, da sich sonst unmögliche Betriebszustände ergeben hätten (z.B. $u_0 < u_{\text{mf}}$).

(2) P_{bed} : zu $P_{\text{bed}} = 10^5$ Pa geschätzt

(6) Y_{in} : zu „Null“ geschätzt

(9) H_{bed} oder $M_{\text{S,dry}}$: Aus dem gegebenen Verhältnis $H_{\text{bed}}/d_{\text{P}}$

(10) Y_{out} : aus der Kolbenströmungs-SHERWOODzahl

- HSIUNG und THODOS [53] haben die Sublimation von Naphthalin gemessen, wobei die Wirbelschicht durch inerte Partikel gleicher Größe und Dichte verdünnt war, damit sich keine Sättigung einstellt. Die Versuchsergebnisse waren tabellarisch gegeben.

(10) Y_{out} : aus der Kolbenströmungs-SHERWOODzahl, die aus den Werten für den Stoffübergangskoeffizienten j_D folgt

- RAMIREZ et al. [52] haben relativ kleine Partikel aus Silikagel getrocknet.

(2) P_{bed} : zu $P_{\text{bed}} = 10^5$ Pa geschätzt

(6) Y_{in} : zu „Null“ geschätzt

(10) Y_{out} : aus der Kolbenströmungs-SHERWOODzahl, die aus den Werten für den Stoffübergangskoeffizienten k'_m folgt

- RESNICK und WHITE [49] haben wie HSIUNG et al. die Sublimation von Naphthalin in Luft, Wasserstoff und Kohlendioxid gemessen.

(6) Y_{in} : zu „Null“ geschätzt

(10) Y_{out} : aus der Kolbenströmungs-NTU-Zahl

F. FEHLERBETRACHTUNG

Die Fehler, die bei der Bestimmung der zentralen Messgrößen

- Trocknungsgeschwindigkeit \dot{m} ,
- Gutsfeuchte X und
- Wand-Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{W\text{-bed}}$

gemacht werden, sollen im Folgenden beurteilt werden. Da die gemessene Gasaustrittsfeuchte Y_{out} eine zentrale Größe darstellt, wird auf diese zunächst gesondert eingegangen.

Die angegebenen Fehler Δz einer Größe z , die eine Funktion $f(x_i)$ der N Variablen x_i ($i=1..N$) ist, wurden nach den Regeln der Fehlerrechnung gemäß

$$\Delta z = \sum_{i=1}^N \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \right| \Delta x_i \quad (\text{F.1})$$

als so genannte Größtfehler bestimmt. Diese Gleichung wird angewendet, wenn eine gegenseitige Abhängigkeit der einzelnen Variablen x_i nicht auszuschließen ist.

F.1 Gasaustrittsfeuchte

Die Gasaustrittsfeuchte wird mit einem Infrarotspektrometer gemessen, das die Absorption von Infrarotstrahlen durch die H_2O -Moleküle in der Messzelle bestimmt (vgl. Abschnitt 7.1.4.4). Also ist die Anzahl der Moleküle entscheidend. Diese hängt aber nicht nur von der Feuchte, sondern auch vom Gesamtdruck ab. Das Gerät ist vom Hersteller so ausgelegt, dass in der Messzelle Umgebungsdruck herrscht, wenn gewährleistet ist, dass der Ausgang des Messgerätes direkt in der Umgebung endet. Dieses konnte aus Gründen nicht eingehalten werden, die im Folgenden dargelegt werden. Der Taupunkt der zu messenden feuchten Luft liegt über der Umgebungstemperatur, so dass Isolation und Schutzbeheizung des Gasweges nötig sind. Da sowohl der Kopf der Wirbelschichtanlage als auch das Messgerät selbst schutzgeheizt sind, wurden diese so zusammengestellt, dass keine „Lücke“ entstand. Die Luft wird mittels einer Pumpe aus der Anlage gesaugt. Da keine schutzbeheizte Pumpe zur Verfügung stand, wurde diese hinter das Messgerät gebaut. Dadurch entstand ein Unterdruck in der Messzelle. Rücksprachen mit dem Hersteller ergaben, dass diese Abweichung vom Normalbetrieb dadurch ausgeglichen werden kann, dass die Kalibrierung ebenfalls bei diesem Druck ausgeführt wird.

Die Kalibrierung wurde mit einem Propen-Stickstoff-Gemisch (15 Vol-% Propen) durchgeführt. Propen wird neben H_2O ebenfalls vom Messgerät detektiert und die Querempfindlichkeit ist

bekannt: Bei 15 Vol-% Propen muss das Gerät 9,32 Vol-% H₂O anzeigen. Zur Kalibrierung wird außerdem ein Nullpunkt in Form von absolut trockenem Gas benötigt. Dieses wurde mit Hilfe von durch Molekularsieb getrockneter Luft hergestellt, wobei das Molekularsieb zuvor 24 Stunden im Vakuumtrockenschrank bei 180°C getrocknet wurde.

Bei entsprechend durchgeführter Kalibrierung zeigten sich insbesondere bei höheren Austrittsfeuchten deutliche Abweichungen zu den erwarteten Werten. Vor allem wurde teilweise eine Übersättigung der Austrittsluft gemessen, die nicht auf indirekte Beheizung durch den Heizstab oder die Apparatewände zurückgeführt werden konnte. Deshalb musste die Propen-Kalibrierung selbst überprüft werden.

Hierzu wurde ein Luftstrom mit bekannter Feuchte benötigt. Dieser konnte mit Hilfe der Apparatur erzeugt werden, die sonst zur Messung von Sorptionsisothermen (Abbildung 6.3) verwendet wurde. Es wurde ungesättigte Luft verschiedener Feuchte erzeugt, diese wurde mit einem Taupunktspiegelhygrometer (vgl. Abschnitt I.2) bestimmt und dann mit dem Infrarotspektrometer vermessen. Es zeigte sich, dass die Propen-Kalibrierung um etwa 10% zu hohe Werte lieferte. Das Infrarotspektrometer wurde jetzt neu gegenüber dem Taupunktspiegelhygrometer kalibriert. Um diese aufwändige Kalibrierprozedur nicht jedes mal durchzuführen (das Gerät muss wöchentlich kalibriert werden), wurde nun das Propen-Stickstoff-Gemisch mit dem neu kalibrierten IR-Spektrometer vermessen und so ein neuer Sollwert bestimmt: Bei 15 Vol-% Propen muss das Gerät jetzt 8,56 Vol-% H₂O anzeigen. Alle folgenden Kalibrierungen wurden jetzt mit diesem Wert durchgeführt.

Der Hersteller gibt die Genauigkeit des Infrarotspektrometers mit 1% an, durch die Unsicherheit der indirekten Kalibrierung wird sie eher auf 5% geschätzt.

F.2 Trocknungsgeschwindigkeit

Die Trocknungsgeschwindigkeit \dot{m} in der Wirbelschicht wird unmittelbar aus der Austrittsluftfeuchte und anderen Versuchsparametern gemäß

$$\dot{m}(t) = \dot{M}_G \frac{\rho_P d_P}{6M_{S,dry}} (Y_{out} - Y_{in}) \quad (7.4)$$

berechnet. Die Fehler bei der Bestimmung der einzelnen Faktoren des Bruches $\rho_P d_P / (6M_S)$, der den Kehrwert der gesamten Partikeloberfläche im Bett bestimmt, wurden in Kapitel 6 diskutiert. Da sowohl die gemessene als auch die mit Hilfe des Modells berechnete Trocknungsgeschwindigkeit auf diese Fläche bezogen werden, ist die Vergleichbarkeit der beiden Kurven nicht beeinflusst.

Einen entscheidenderen Einfluss auf die Bestimmung der Trocknungsgeschwindigkeit haben aber der Gasmassenstrom \dot{M}_G und die Gasaustrittsfeuchte Y_{out} . Zwar wird das Produkt aus dem Gasmassenstrom und der Gasaustrittsfeuchte, wie in Abschnitt 7.2.3 erläutert wurde, aus der Gesamt-Feuchtebilanz ermittelt. Diese wiederum beruht auf Messungen der Feststoffmasse und dessen Anfangs- und Endfeuchte. Alle Werte sind durch Wägungen ermittelt und somit als sehr genau zu betrachten, so dass auch das Produkt $\dot{M}_G (Y_{out} - Y_{in})$ in erster Näherung als genau gelten kann. Aber andererseits gilt dieses nur für den gesamten, integrierten Wert $\dot{M}_G \int_{\tau=0}^t (Y_{out} - Y_{in}) d\tau$. Fehler bei der Bestimmung der Momentanwerte von Y_{out} (vgl. Abschnitt F.1) wirken sich also auf komplexe Weise auf die gemessene Trocknungsgeschwindigkeit

aus. Es wird davon ausgegangen, dass der Nullpunkt des Messgerätes richtig kalibriert ist; dann sind zwei Fälle zu unterscheiden. Fall 1: Linearität zu „flach“ \Rightarrow es werden zu niedrige Y_{out} -Werte bestimmt, und die Abweichung steigt mit zunehmendem Y_{out} . Dadurch wird ein zu hoher Wert für \dot{M}_G bestimmt. Insgesamt wird während des 1. Abschnitts eine zu niedrige Trocknungsgeschwindigkeit berechnet, während des 2. Abschnitts eine zu hohe. Fall 2: Linearität zu „steil“ \Rightarrow der umgekehrte Fall tritt ein.

Die Abweichungen werden auf maximal 10 % geschätzt, insbesondere bei hohen Trocknungsgeschwindigkeiten. Eine genauere Berechnung des Fehlers ist nicht möglich.

F.3 Gutsfeuchte

Die Gutsfeuchte X wird zum einen – bei Wirbelschichtmessungen – aus einer Feuchtebilanz bestimmt, worauf unten eingegangen wird. Zum anderen wird sie direkt aus insgesamt drei Waagemesswerten gemäß

$$X = \frac{(\text{Masse feucht inkl. Glas}) - (\text{Masse trocken inkl. Glas})}{(\text{Masse trocken inkl. Glas}) - (\text{Masse Glas})} \quad (\text{F.2})$$

berechnet. Um die Probe zu trocknen, wird sie über 24 Stunden bei 130 °C im Trockenschrank bei Umgebungsdruck gelagert. Danach wird sie als vollständig trocken betrachtet. In den meisten Fällen wurden Bechergläser mit einer Masse von etwa 48 g verwendet; die trockene Probenmenge betrug etwa 20 g bei Wirbelschichtversuchen bzw. etwa 5 g bei Sorptionsisothermenmessungen. Bei einer Messungenauigkeit (Linearitätsfehler, Ablesegenauigkeit usw.) der Waage von $\Delta M = \pm 0,003$ g ergibt sich ein maximal möglicher Fehler von

$$\Delta X = \begin{cases} 0,525 \cdot 10^{-3} & \text{für Wirbelschichtversuche} \\ 1,92 \cdot 10^{-3} & \text{für Sorptionsisothermenmessungen} \end{cases} \quad (\text{F.3})$$

Demnach sind X-Werte erst in der dritten Nachkommastelle unsicher. Der relative Fehler hängt davon ab, wie hoch die zu bestimmende Feuchte ist.

Nicht quantifizierbar sind Fehler bei der Versuchsdurchführung, z.B. beim Umschütten und Transport der Probengläser und Materialbehälter. Die Masse feuchten Gutes wird im Allgemeinen aufgrund der Verdunstung während der Handhabung zu niedrig und diejenige trockenen Gutes (meist die Trockenmasse) durch Adsorption zu hoch bestimmt. Ob sich dadurch insgesamt höhere oder niedrigere X -Werte ergeben, kann nicht angegeben werden. Eine weitere Fehlerquelle entsteht dadurch, dass zum Beispiel zwischen Probennahme und Beginn des Wirbelschichtversuches das Material weiter trocknet. Diese Fehler, die durch Handhabung entstehen, überwiegen mit großer Wahrscheinlichkeit den primären Messfehler nach Gleichung (F.3).

Trotzdem kann die X -Wertbestimmung nach der Waagenmethode als sehr genau angesehen werden, da auch bei sehr niedrigen zu bestimmenden Feuchten (Endfeuchte bei Wirbelschichtversuchen) immer reproduzierbare Werte bestimmt wurden.

Die Gutsfeuchte X innerhalb der Wirbelschichtmessungen (Trocknungskurven) wird aus einer Gesamt-Feuchtebilanz entsprechend der Gleichung

$$X(t) = X_0 - \frac{\dot{M}_G}{M_{S,\text{dry}}} \int_{\tau=0}^t (Y_{\text{out}} - Y_{\text{in}}) d\tau \quad (7.3)$$

bestimmt. Diese Gleichung ist analog zur Gleichung (7.4) (Abschnitt F.2) und die entsprechenden Überlegungen treffen auch hier zu. Eine zu „flache“ Linearität führt zu einer zu langsamen Abnahme der Gutsfeuchte X während des 1. und einer zu schnellen während des 2. Abschnitts. Umgekehrt verhält es sich bei zu „steiler“ Linearität. Die Auswirkungen auf die Trocknungskurven sind aber gering, da sich lediglich deren Form etwas ändert. Anschaulich kann man sagen, dass sich der Knickpunkt der Trocknungskurve verschiebt, und zwar zu kleineren Werten bei zu „flacher“ Linearität und zu höheren Werten bei zu „steiler“.

F.4 Wand-Wärmeübergangskoeffizient

Der Wand-Wärmeübergangskoeffizient wird gemäß

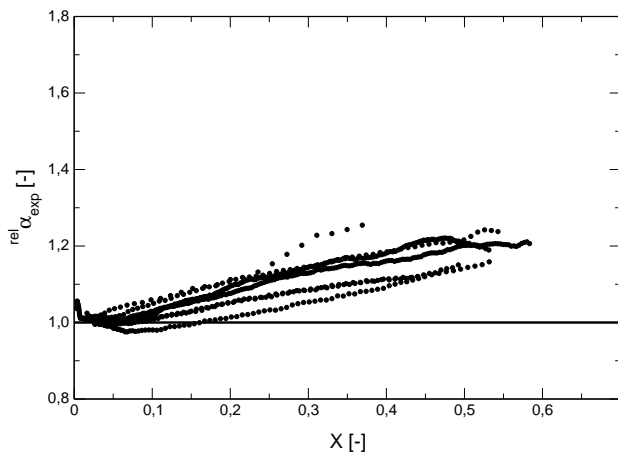
$$\alpha_{\text{W-bed}} = \frac{\dot{Q}_{\text{el}} - M_{\text{HCH}} \frac{d\vartheta_{\text{W}}}{dt}}{A_{\text{W}}(\vartheta_{\text{W}} - \vartheta_{\text{bed}})} \quad (7.5)$$

bestimmt. Messwerte innerhalb dieser Gleichung sind zum einen die beiden Temperaturen sowie die elektrische Heizleistung. Die Temperatursensoren (Pt100) haben eine Genauigkeit von $\Delta\vartheta \lesssim \pm 0,5^\circ\text{C}$; der relative Fehler bei der Bestimmung der elektrischen Leistung konnte durch Kalibrierung (siehe Abschnitt I.2) auf etwa $\frac{\Delta Q}{Q} \approx 2\%$ gesenkt werden. Daraus ergibt sich bei einer Heizstabtemperatur von 100°C und einer Betttemperatur von 50°C sowie unter Vernachlässigung des instationären Verhaltens des Heizstabes ($\hat{=} c_{\text{H}} = 0$) für $\alpha_{\text{W-bed}}$ ein relativer Fehler von

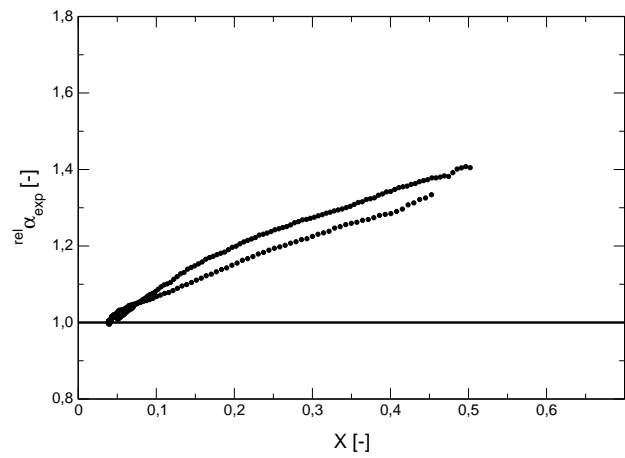
$$\frac{\Delta\alpha_{\text{W-bed}}}{\alpha_{\text{W-bed}}} = 3\% \quad . \quad (F.4)$$

Die dargestellten $\alpha_{\text{W-bed}}$ -über- X -Kurven weisen natürlich die gleiche (geringe) Unsicherheit bezüglich der Gutsfeuchte auf wie die Trocknungskurven (Abschnitt F.3).

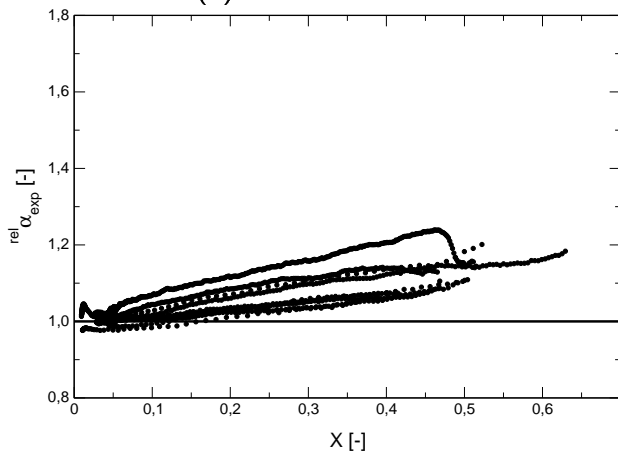
G. ABBILDUNGEN ZUM KAPITEL 8 – AUSWERTUNG DER
WIRBELSCHICHTEXPERIMENTE



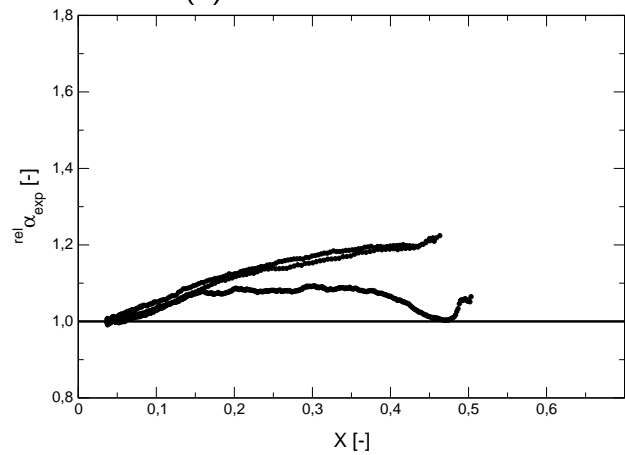
(a) G1800b vertikal



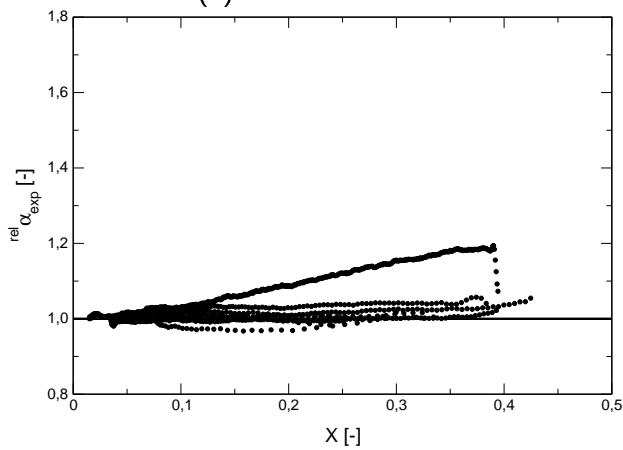
(b) G1800b horizontal



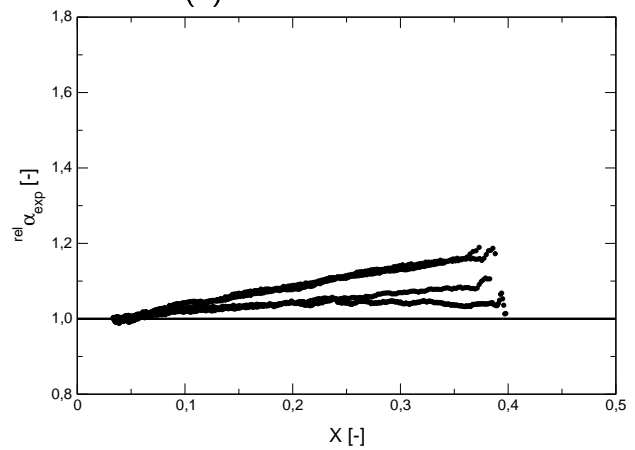
(c) G1150b vertikal



(d) G1150b horizontal



(e) G0800 vertikal



(f) G0800 horizontal

Abb. G.1: Relativer gemessener Wärmeübergangskoeffizient $^{rel}\alpha_{exp}$ nach Gleichung (8.1) für alle durchgeführten Versuche, gegliedert nach Partikelcharge und Anlagenkonfiguration. Abbildung 8.1 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)

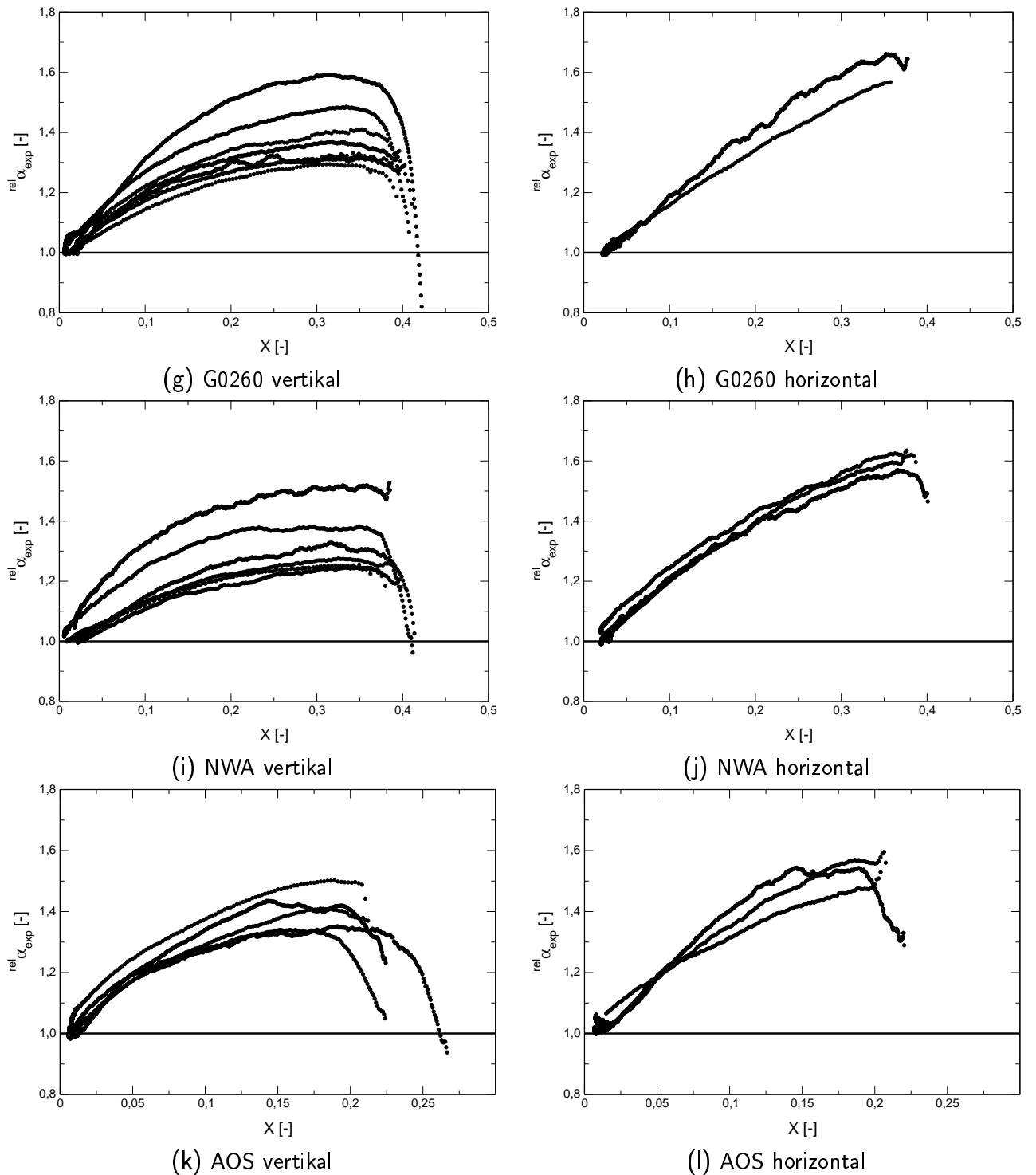
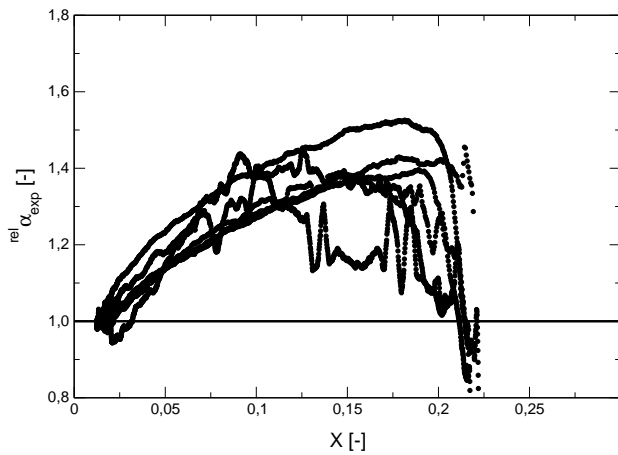
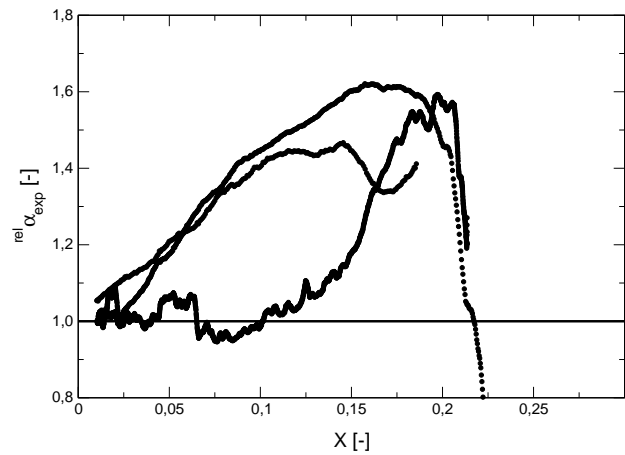


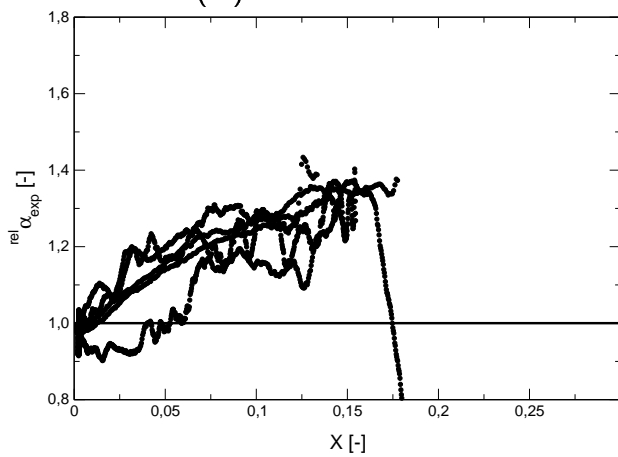
Abb. G.1: (Fortsetzung:) Relativer gemessener Wärmeübergangskoeffizient $rel. \alpha_{exp}$ nach Gleichung (8.1) für alle durchgeführten Versuche, gegliedert nach Partikelcharge und Anlagenkonfiguration. Abbildung 8.1 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)



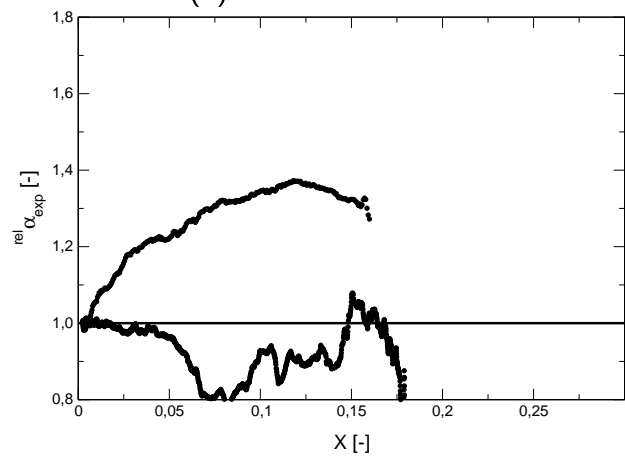
(m) NG100 vertikal



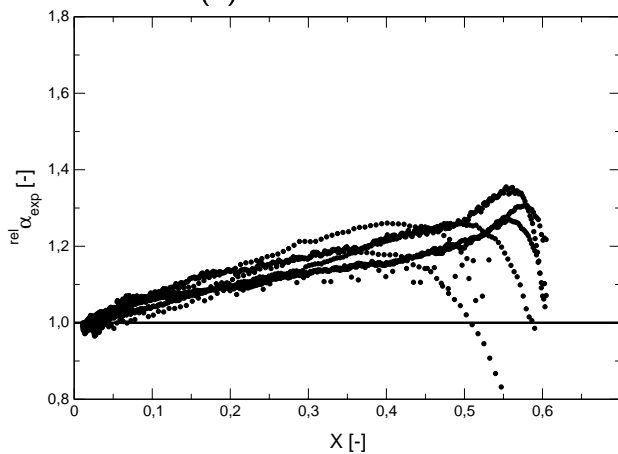
(n) NG100 horizontal



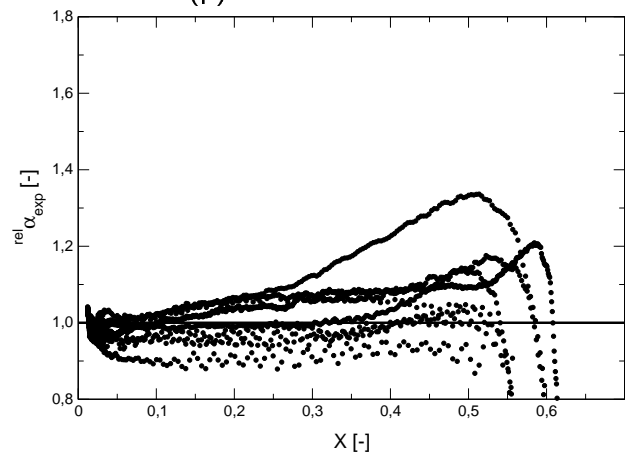
(o) NO203 vertikal



(p) NO203 horizontal



(q) G1800a vertikal



(r) G1150a vertikal

Abb. G.1: (Fortsetzung:) Relativer gemessener Wärmeübergangskoeffizient ${}^{\text{rel}}\alpha_{\text{exp}}$ nach Gleichung (8.1) für alle durchgeführten Versuche, gegliedert nach Partikelcharge und Anlagenkonfiguration. Abbildung 8.1 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche

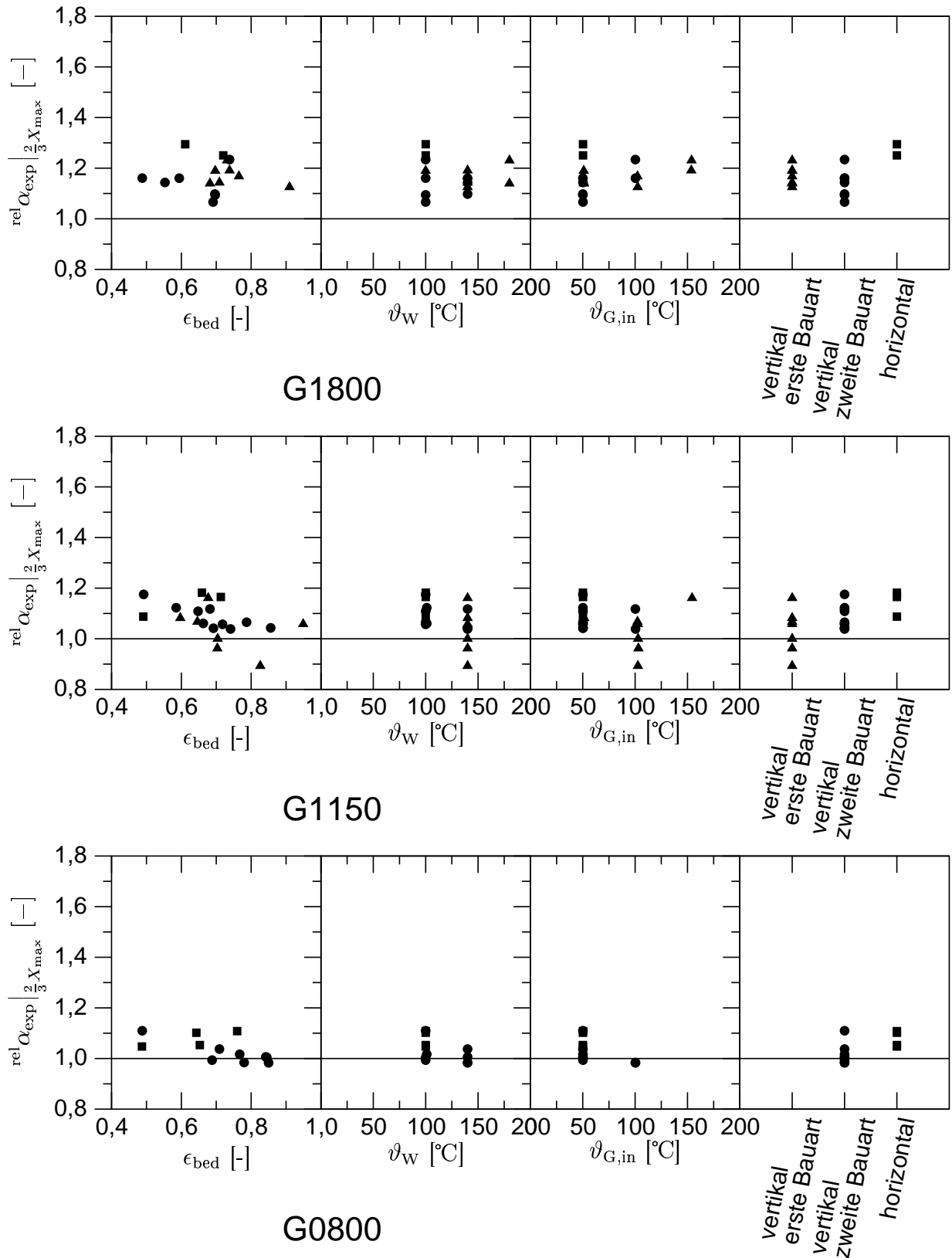


Abb. G.2: Auftragung von $\text{rel } \alpha_{\text{exp}}$ für jeden Versuch für eine Gutsfeuchte $X = 0,66X_{\text{max}}$ (vgl. Tabelle 8.9) über der Bettporosität, der Lufteintrittstemperatur, der Heizstabtemperatur sowie der Heizstabanordnung. Symbole: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Fortsetzung →)

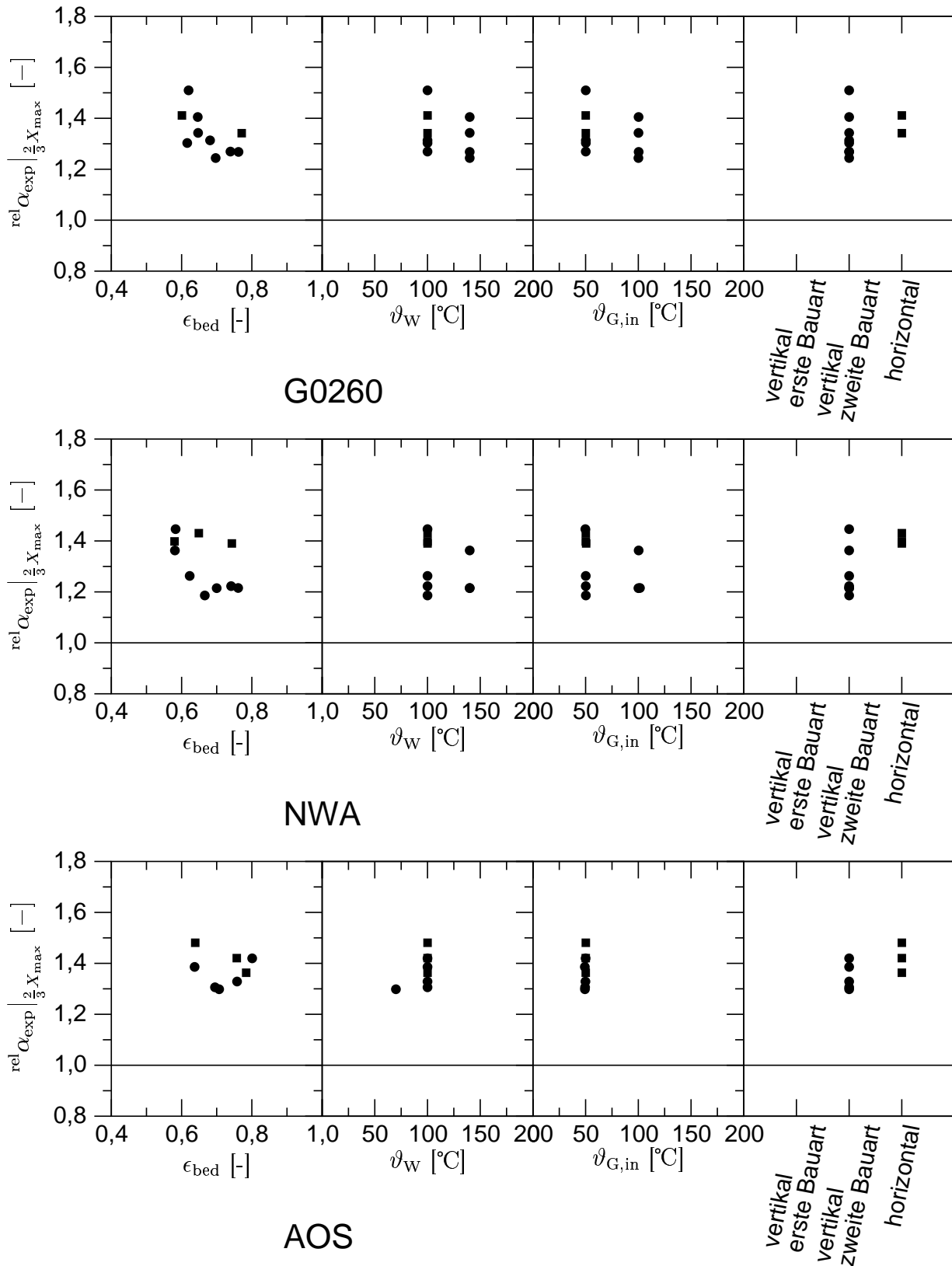


Abb. G.2: (Fortsetzung:) Auftragung von $\text{rel. } \alpha_{\text{exp}}$ für jeden Versuch für eine Gutsfeuchte $X = 0,66X_{\text{max}}$ (vgl. Tabelle 8.9) über der Bettporosität, der Lufteintrittstemperatur, der Heizstabtemperatur sowie der Heizstabanordnung. Symbole: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage (Fortsetzung →)

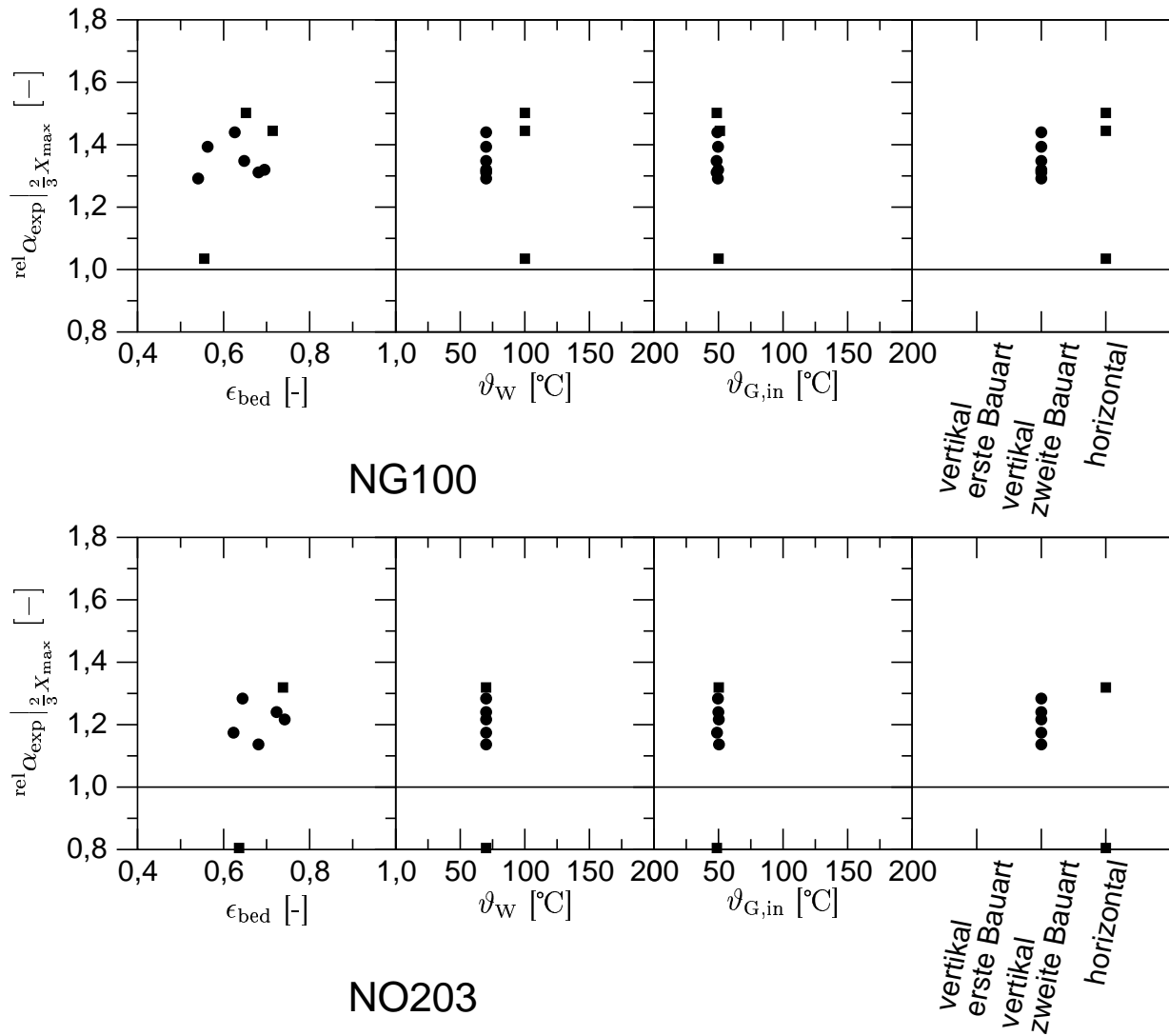
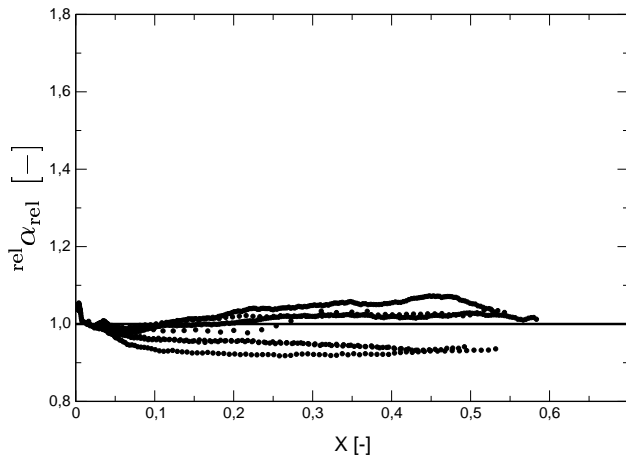
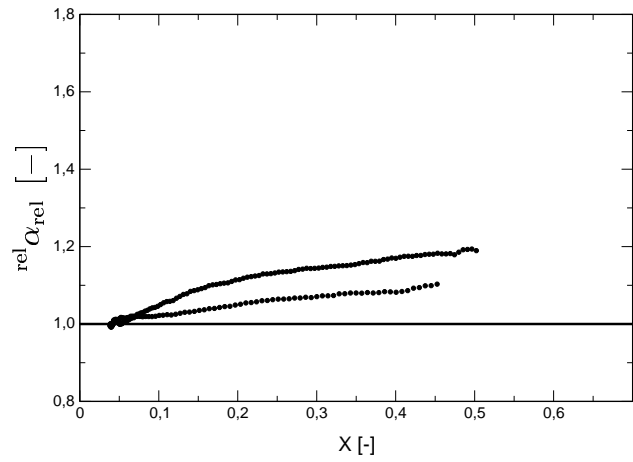


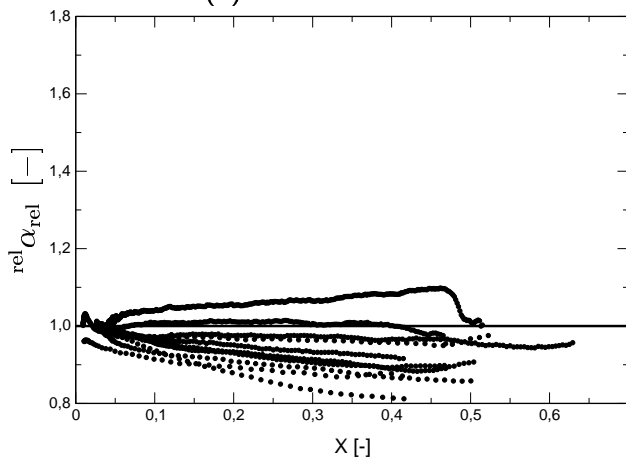
Abb. G.2: (Fortsetzung:) Auftragung von $\text{rel. } \alpha_{\text{exp}}$ für jeden Versuch für eine Gutsfeuchte $X = 0,66X_{\text{max}}$ (vgl. Tabelle 8.9) über der Bettporosität, der Lufttrittstemperatur, der Heizstabtemperatur sowie der Heizstabanordnung. Symbole: ● vertikal, ■ horizontal, ▲ vertikal Vorversuchsanlage



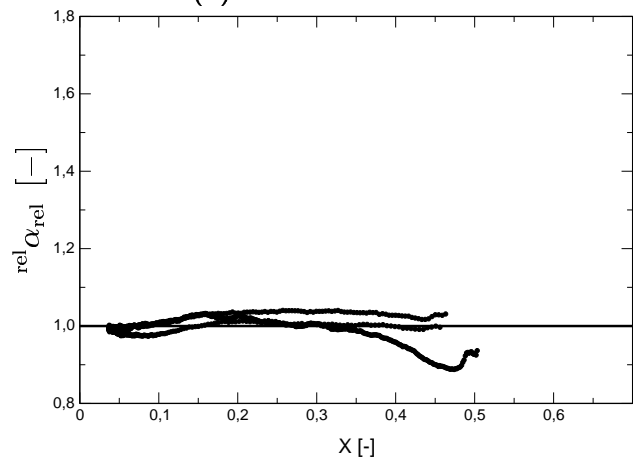
(a) G1800b vertikal



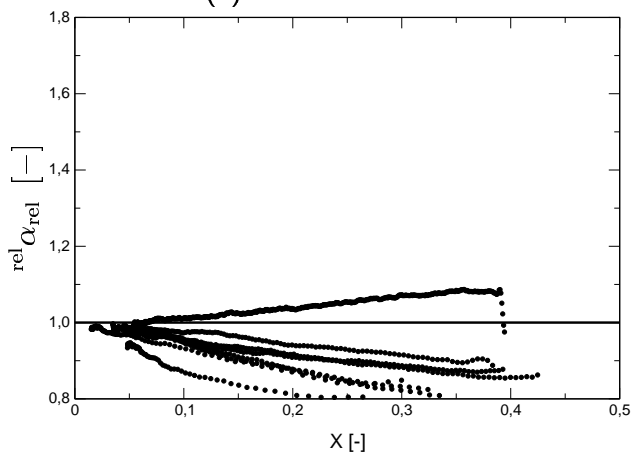
(b) G1800b horizontal



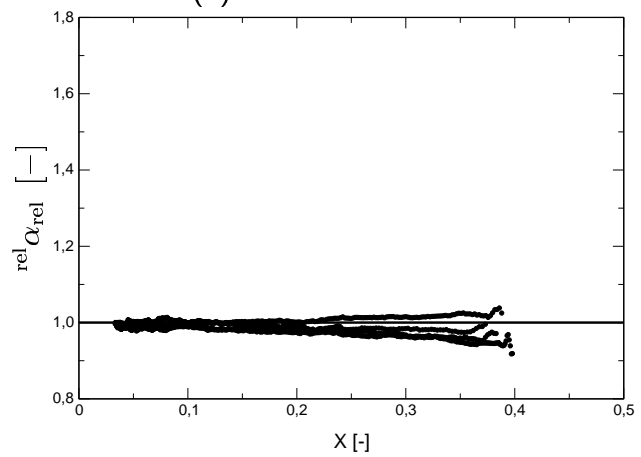
(c) G1150b vertikal



(d) G1150b horizontal



(e) G0800 vertikal



(f) G0800 horizontal

Abb. G.3: Nach Gleichung (8.2) berechnete relative Wärmeübergangskoeffizienten für alle durchgeführten Versuche, gegliedert nach Partikelcharge und Anlagenkonfiguration. Modellrechnungen nach MARTIN [14] unter Berücksichtigung indirekter Einflüsse der Feuchte (Modellvariante A, Tab. 8.1). Abbildung 8.3 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)

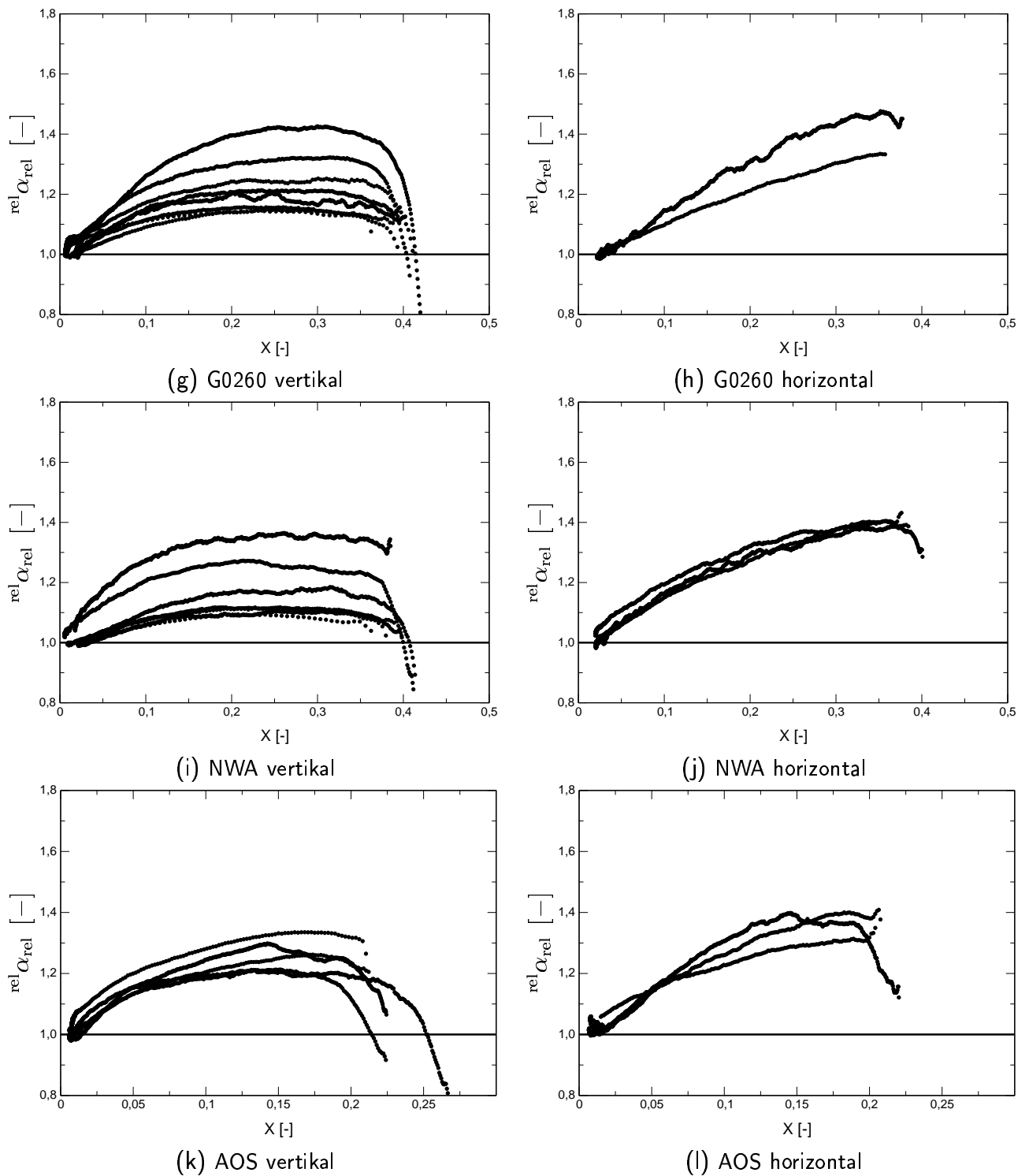
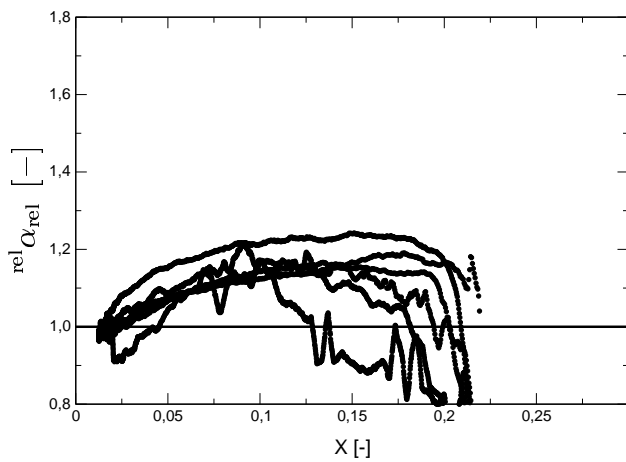
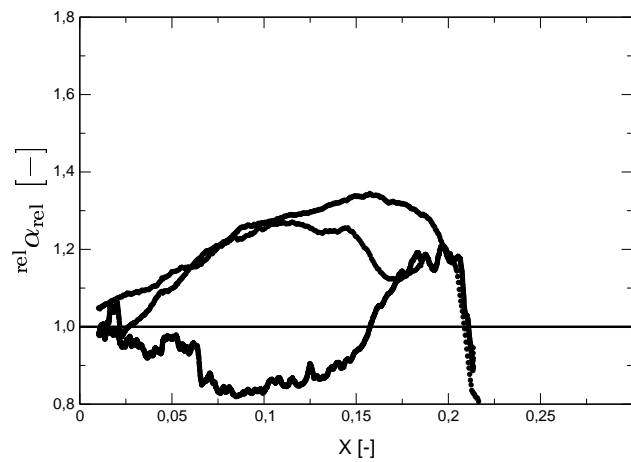


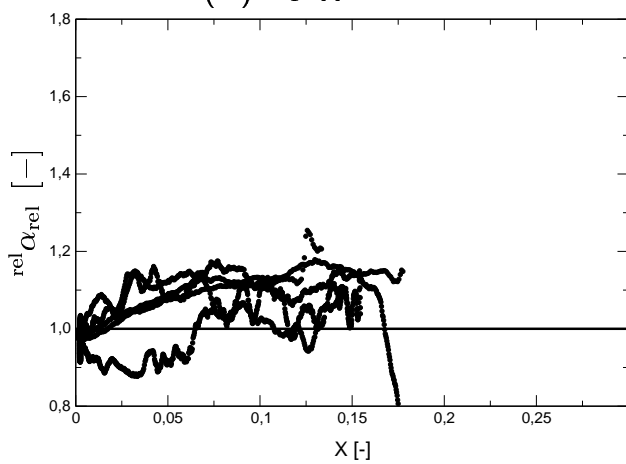
Abb. G.3: (Fortsetzung:) Nach Gleichung (8.2) berechnete relative Wärmeübergangskoeffizienten für alle durchgeführten Versuche, gegliedert nach Partikelcharge und Anlagenkonfiguration. Modellrechnungen nach MARTIN [14] unter Berücksichtigung indirekter Einflüsse der Feuchte (Modellvariante A, Tab. 8.1). Abbildung 8.3 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)



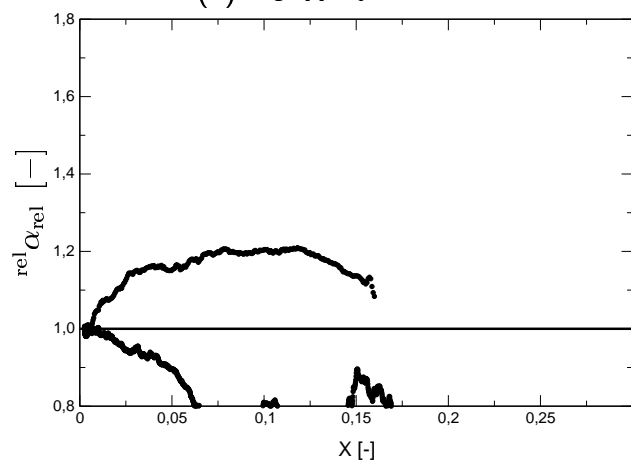
(m) NG100 vertikal



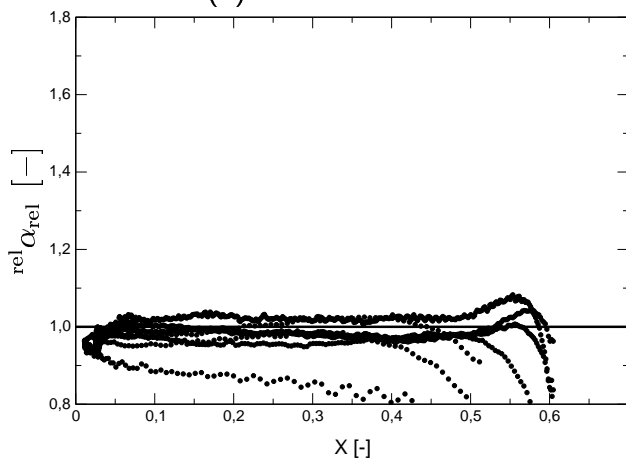
(n) NG100 horizontal



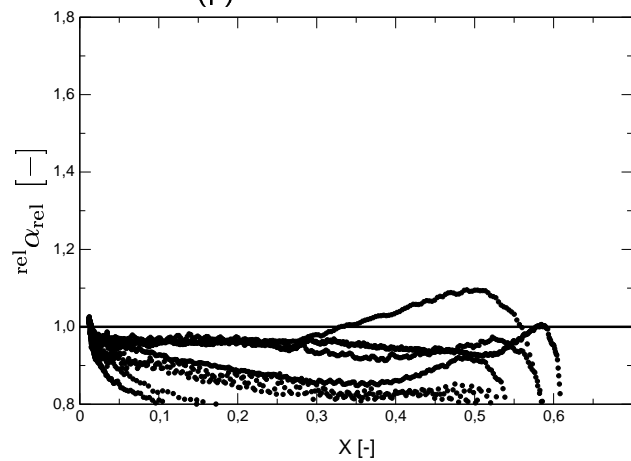
(o) NO203 vertikal



(p) NO203 horizontal

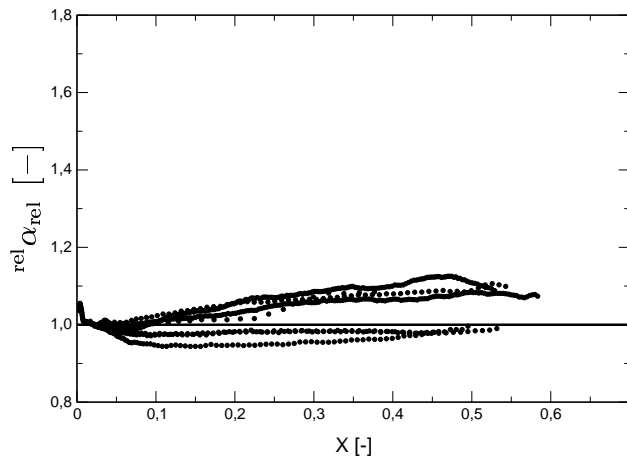


(q) G1800a vertikal

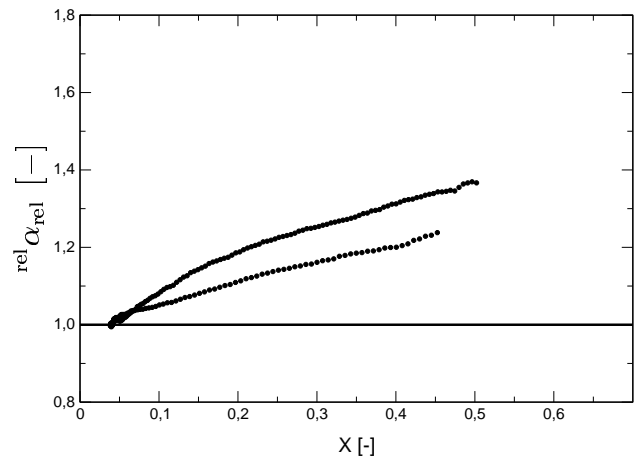


(r) G1150a vertikal

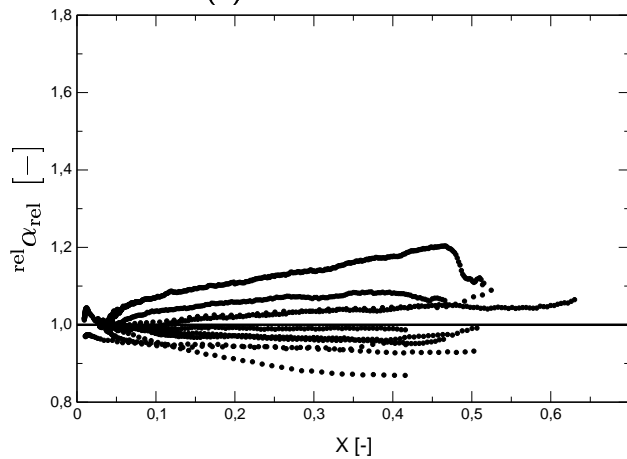
Abb. G.3: (Fortsetzung:) Nach Gleichung (8.2) berechnete relative Wärmeübergangskoeffizienten für alle durchgeführten Versuche, gegliedert nach Partikelcharge und Anlagenkonfiguration. Modellrechnungen nach MARTIN [14] unter Berücksichtigung indirekter Einflüsse der Feuchte (Modellvariante A, Tab. 8.1). Abbildung 8.3 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche



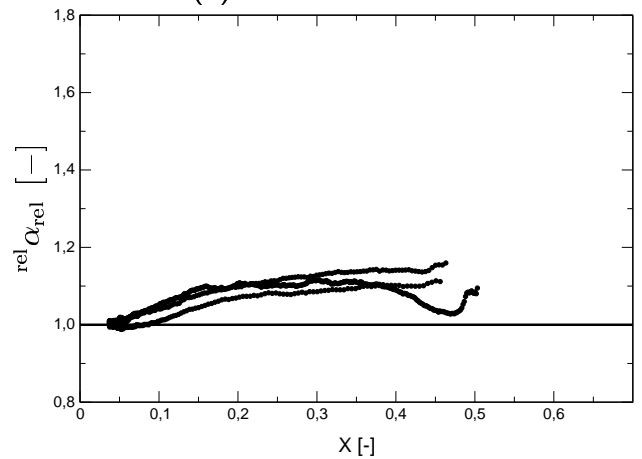
(a) G1800b vertikal



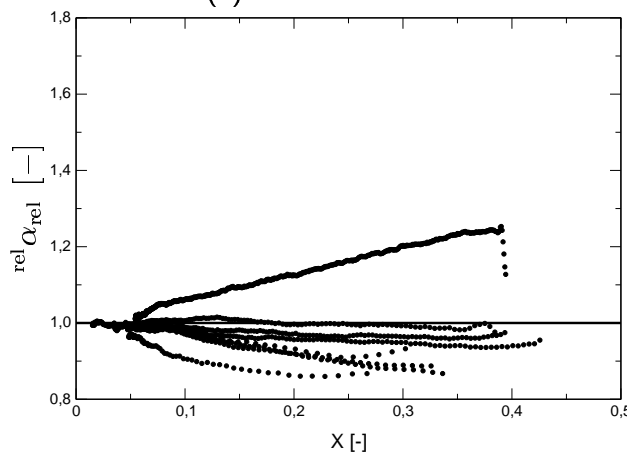
(b) G1800b horizontal



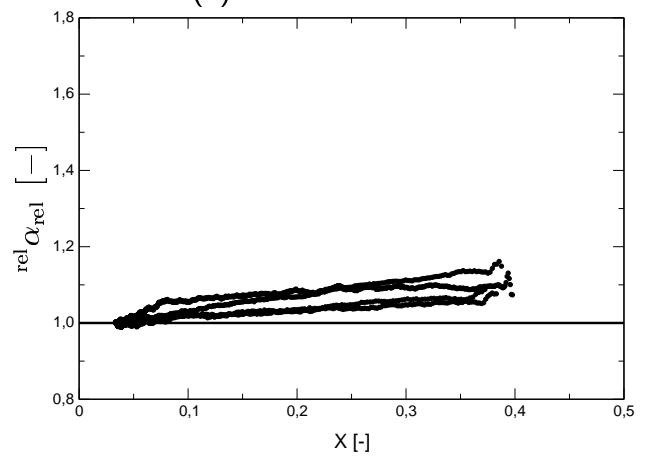
(c) G1150b vertikal



(d) G1150b horizontal



(e) G0800 vertikal



(f) G0800 horizontal

Abb. G.4: Wiederholung von Abbildung G.3 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach MARTIN [14] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante D, Tab. 8.3). Abbildung 8.6 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)

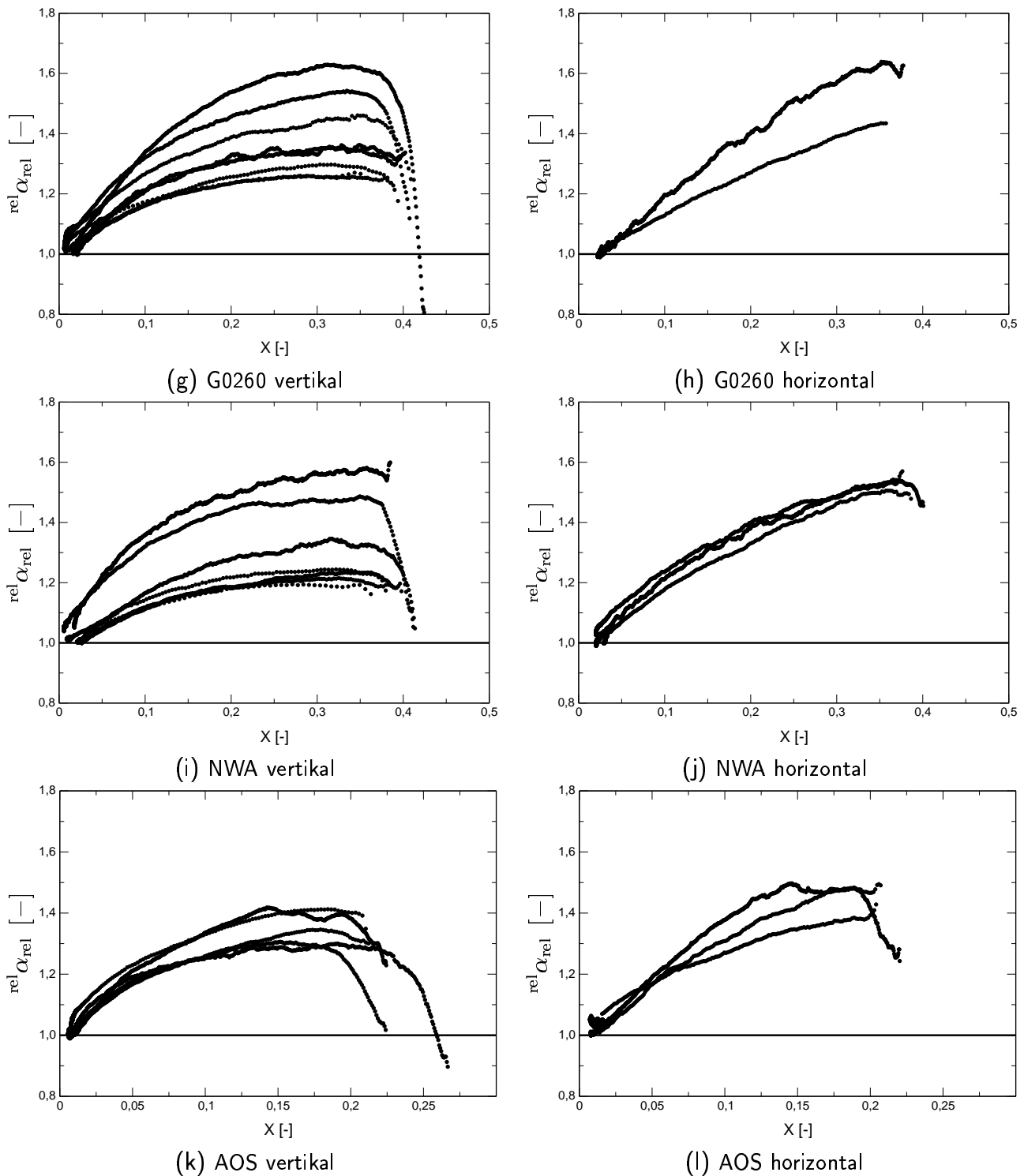
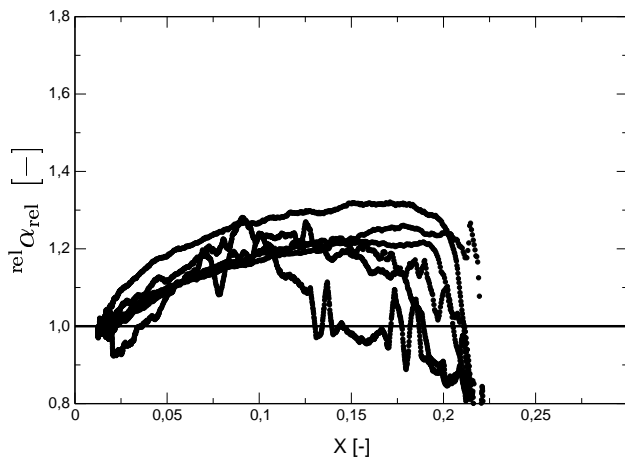
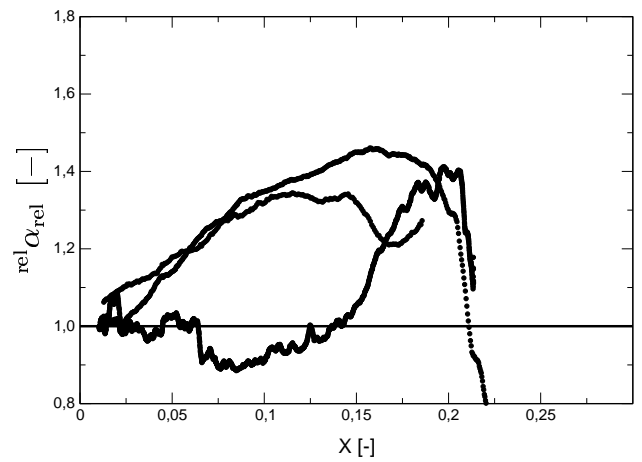


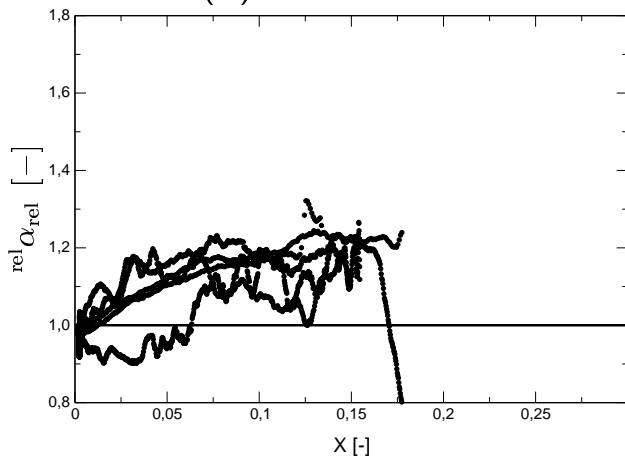
Abb. G.4: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung G.3 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach MARTIN [14] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante D, Tab. 8.3). Abbildung 8.6 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung \rightarrow)



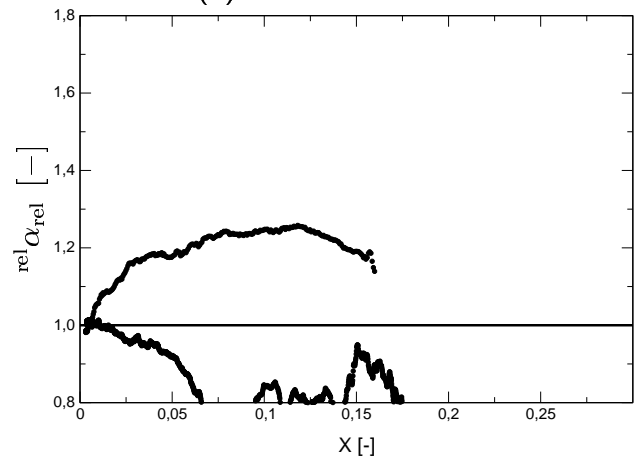
(m) NG100 vertikal



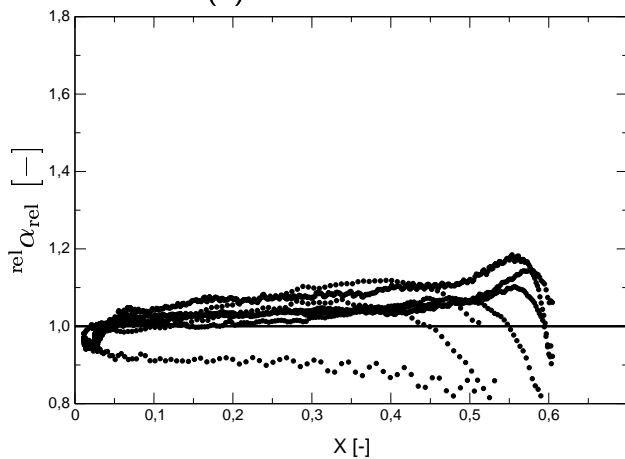
(n) NG100 horizontal



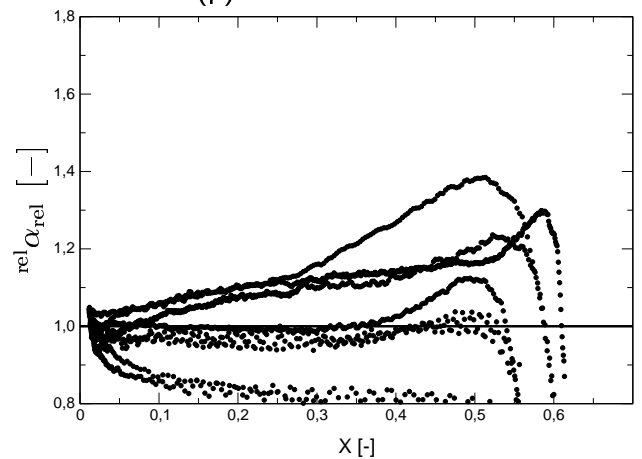
(o) NO203 vertikal



(p) NO203 horizontal

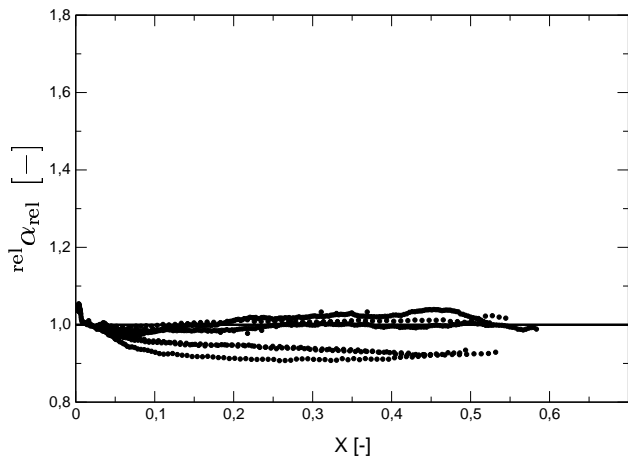


(q) G1800a vertikal

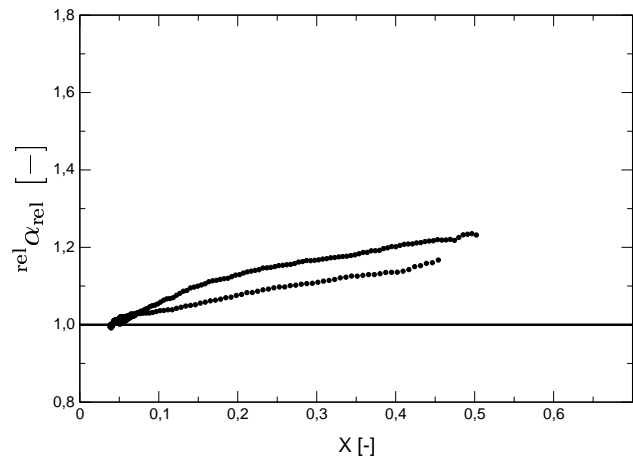


(r) G1150a vertikal

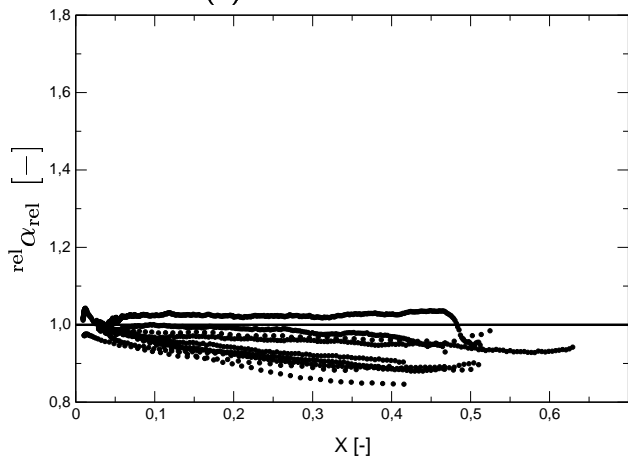
Abb. G.4: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung G.3 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach MARTIN [14] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante D, Tab. 8.3). Abbildung 8.6 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche



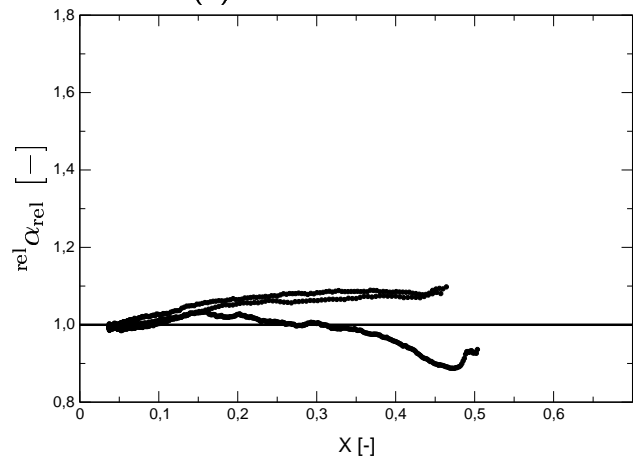
(a) G1800b vertikal



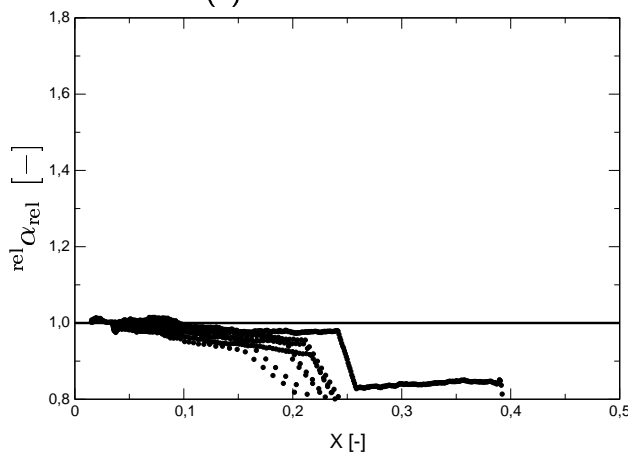
(b) G1800b horizontal



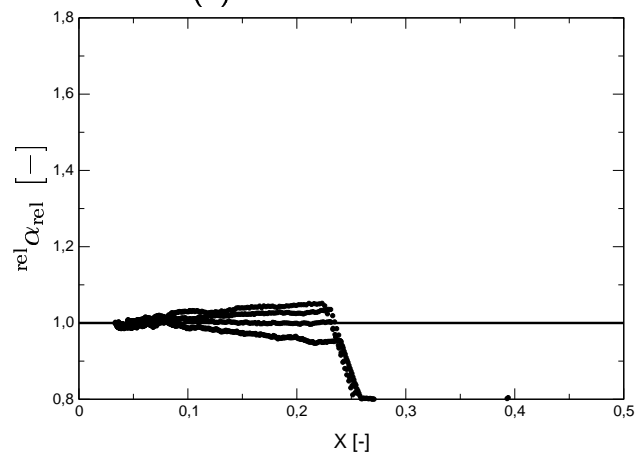
(c) G1150b vertikal



(d) G1150b horizontal



(e) G0800 vertikal



(f) G0800 horizontal

Abb. G.5: Pendant zur Abbildung G.4 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach KUNII und LEVENSPIEL [5] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante E, Tab. 8.3). Abbildung 8.8 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)

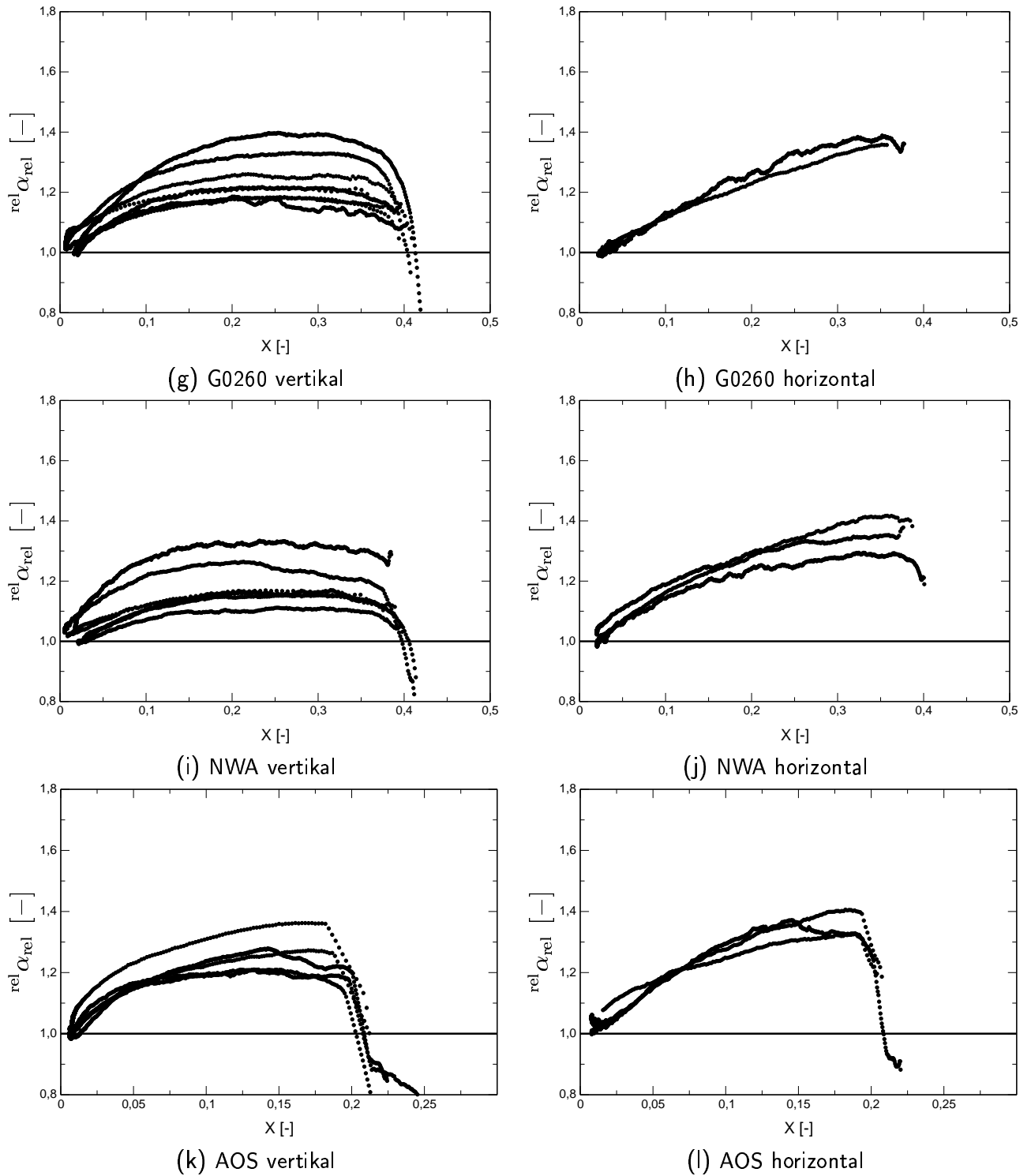
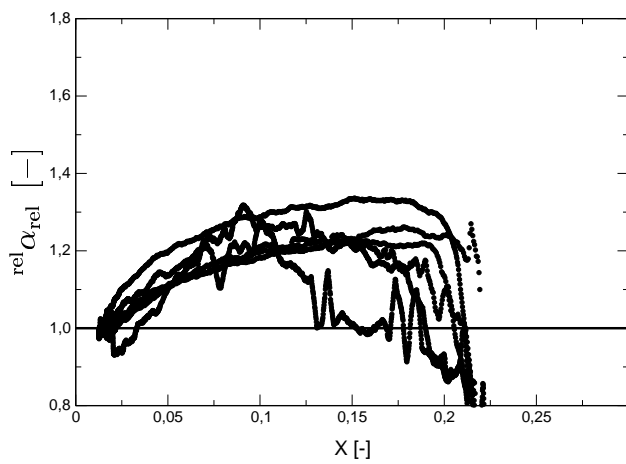
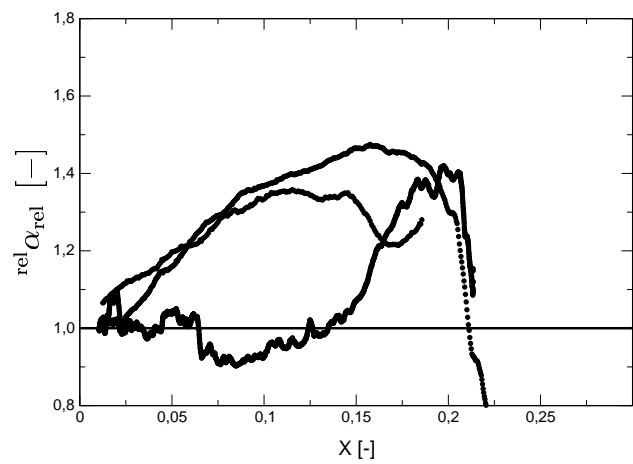


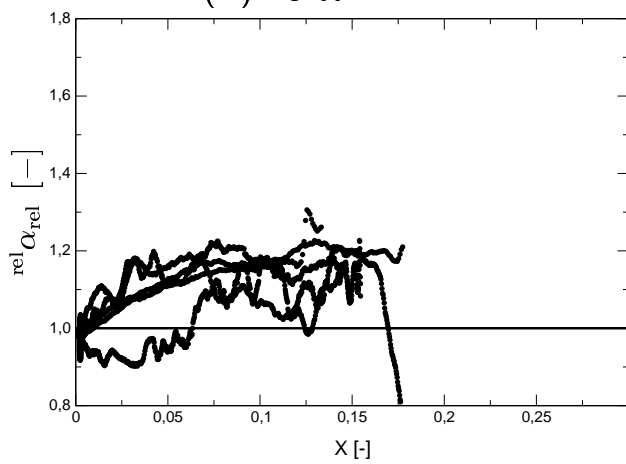
Abb. G.5: (Fortsetzung:) Pendant zur Abbildung G.4 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach KUNII und LEVENSPIEL [5] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante E, Tab. 8.3). Abbildung 8.8 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)



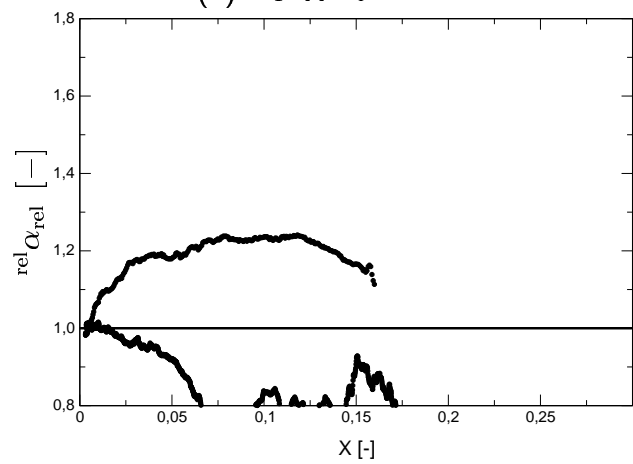
(m) NG100 vertikal



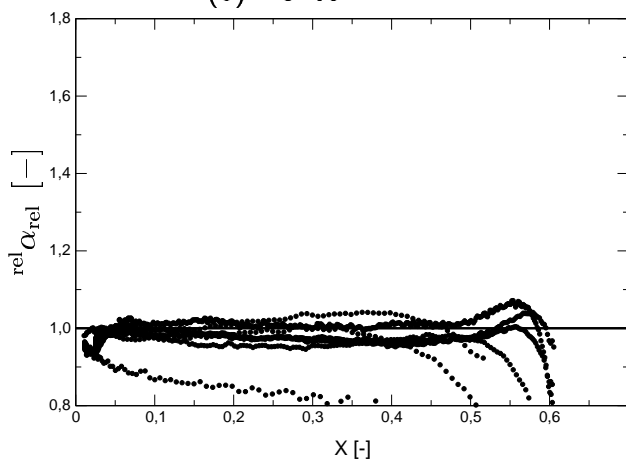
(n) NG100 horizontal



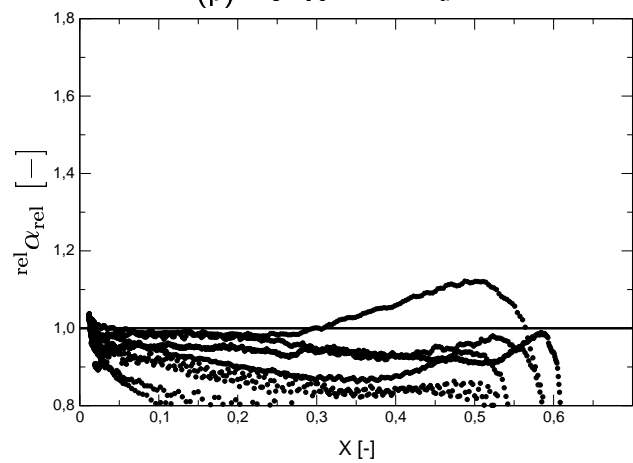
(o) NO203 vertikal



(p) NO203 horizontal

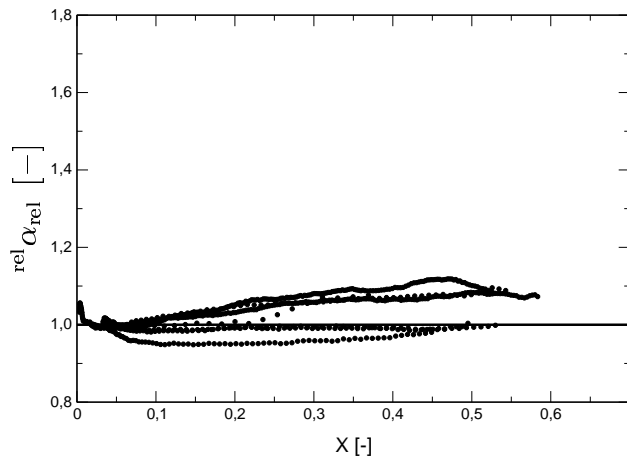


(q) G1800a vertikal

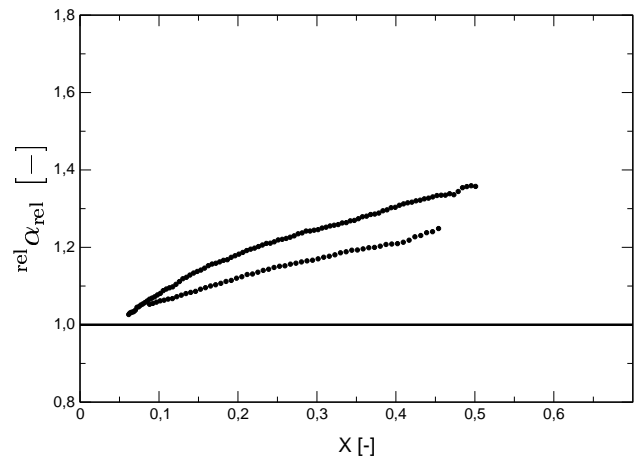


(r) G1150a vertikal

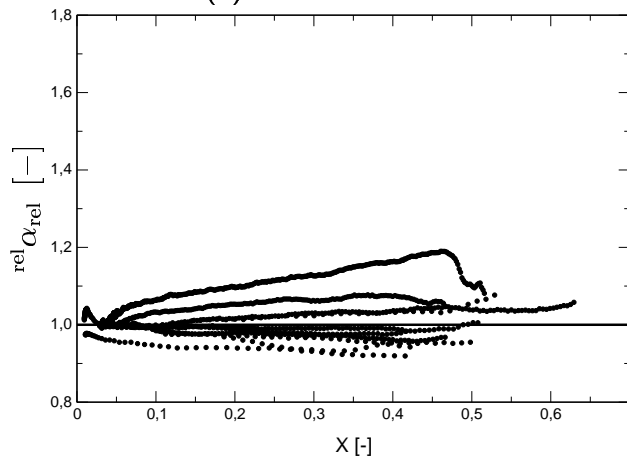
Abb. G.5: (Fortsetzung:) Pendant zur Abbildung G.4 mit Wärmeübergangskoeffizienten berechnet nach KUNII und LEVENSPIEL [5] und korrigiert nach Gleichung (8.5) (Modellvariante E, Tab. 8.3). Abbildung 8.8 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche



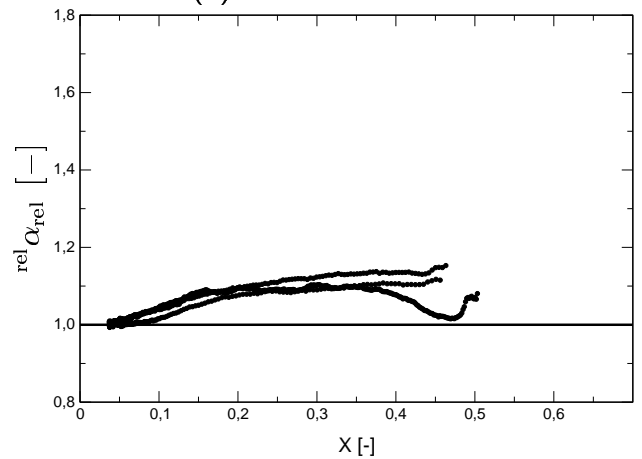
(a) G1800b vertikal



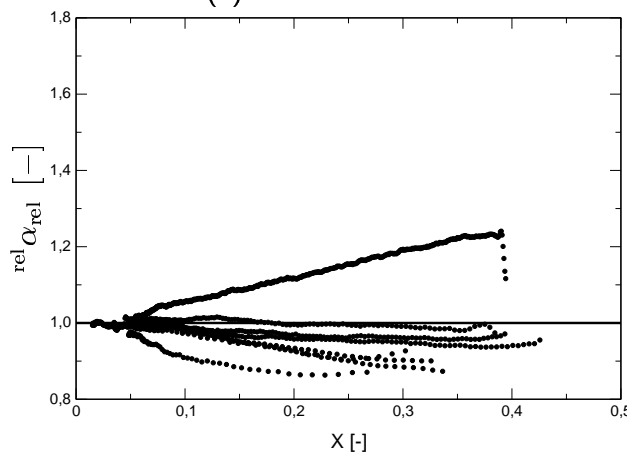
(b) G1800b horizontal



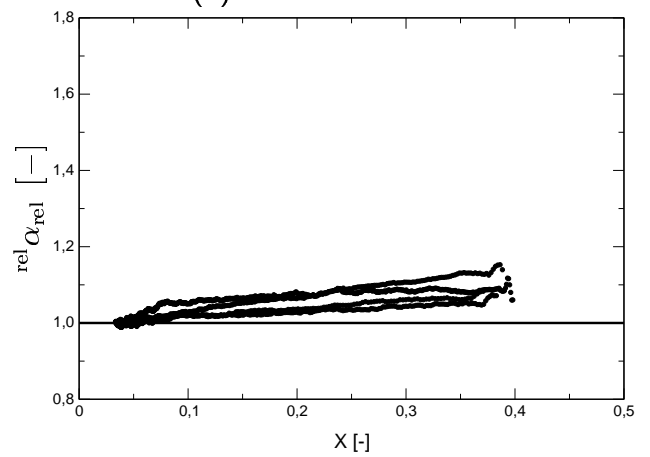
(c) G1150b vertikal



(d) G1150b horizontal



(e) G0800 vertikal



(f) G0800 horizontal

Abb. G.6: Wiederholung von Abbildung G.4 mit Berechnungen nach Modellvariante F, Tab. 8.5, d.h. mit der volume-averaging-Methode zur Berechnung des Kühleffekts. Abbildung 8.11 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)

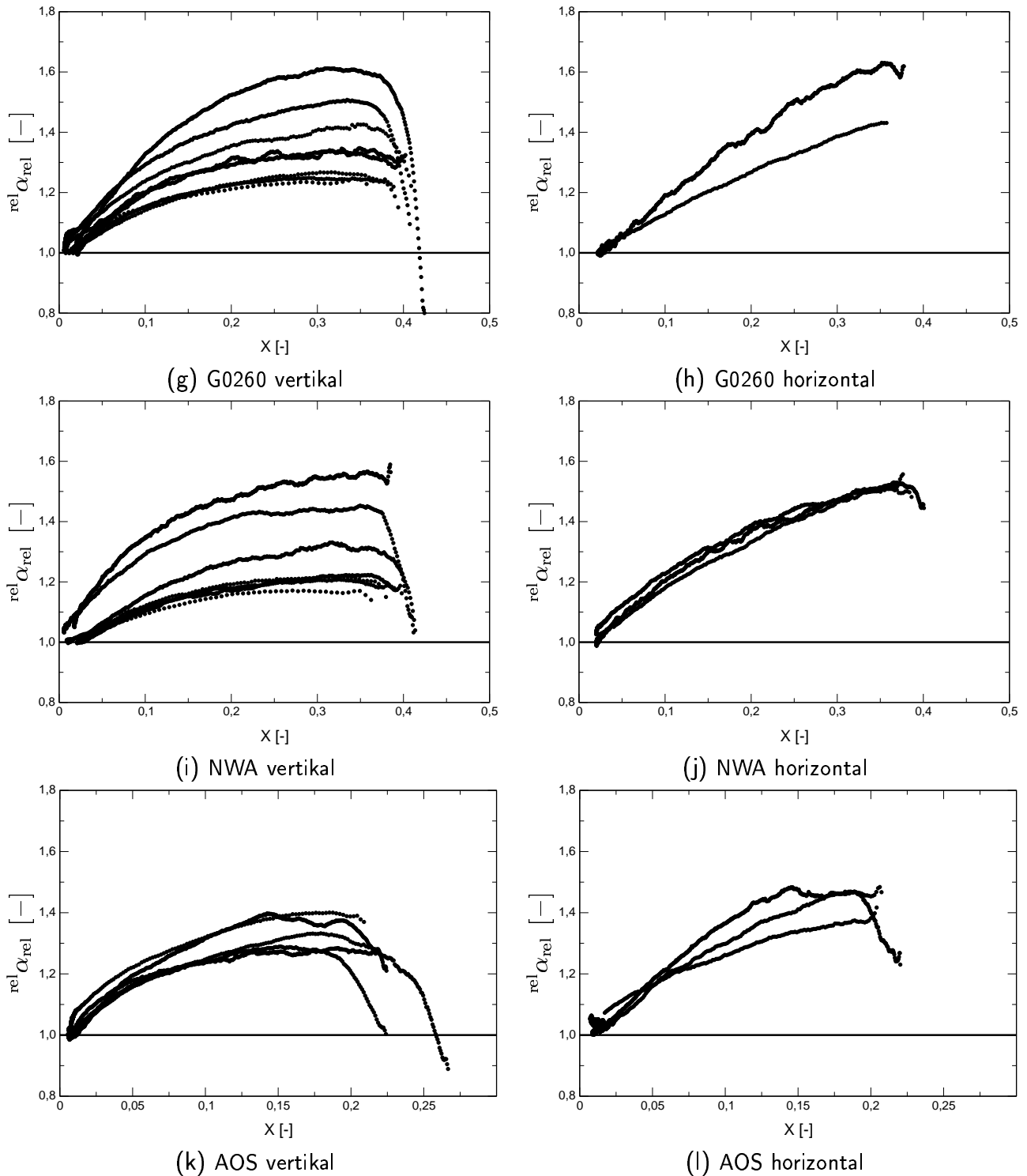
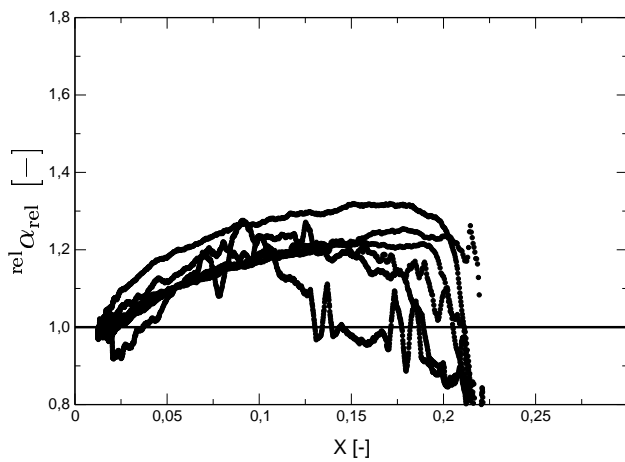
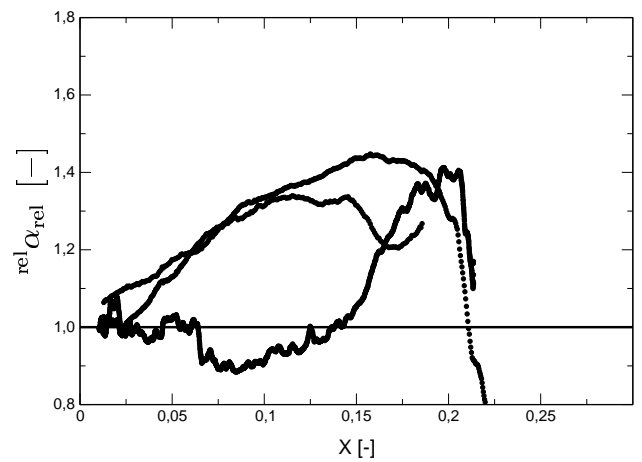


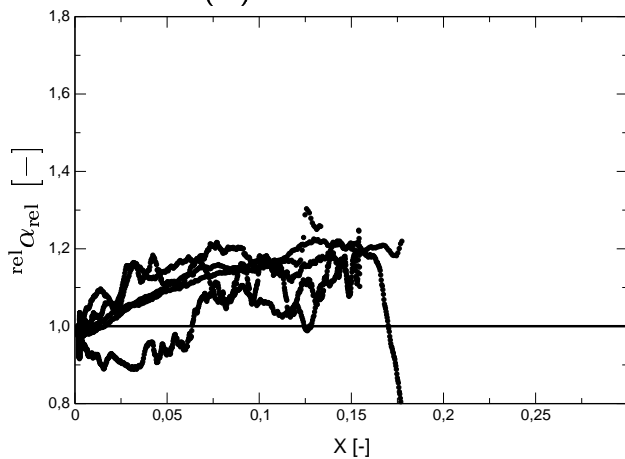
Abb. G.6: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung G.4 mit Berechnungen nach Modellvariante F, Tab. 8.5, d.h. mit der volume-averaging-Methode zur Berechnung des Kühleffekts. Abbildung 8.11 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispierversuche (Fortsetzung →)



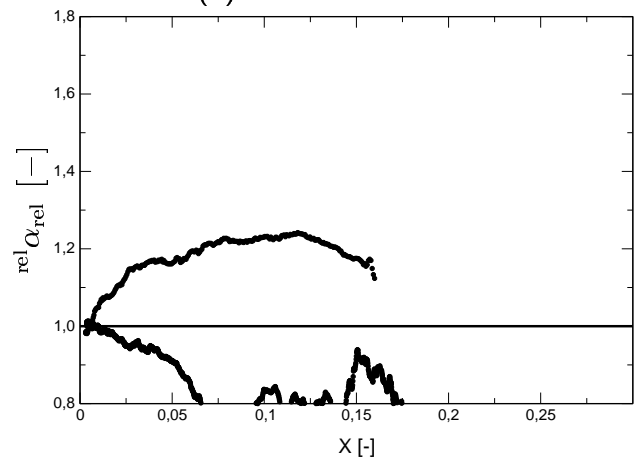
(m) NG100 vertikal



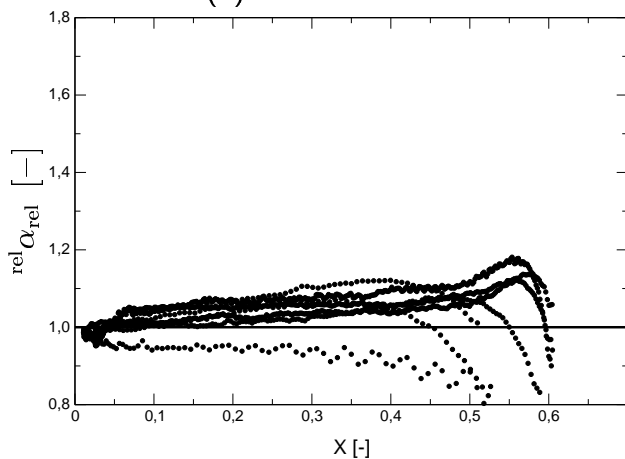
(n) NG100 horizontal



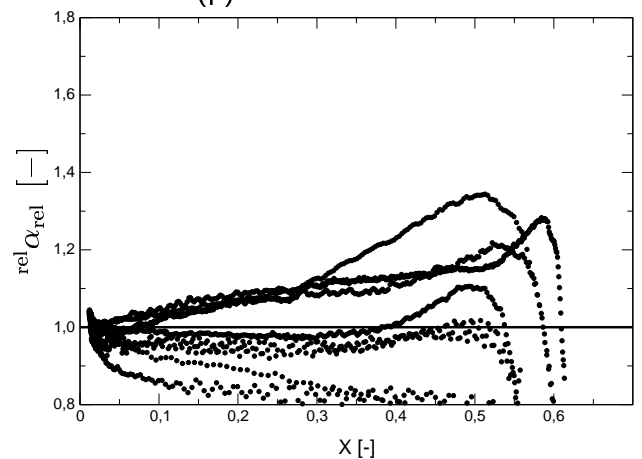
(o) NO203 vertikal



(p) NO203 horizontal

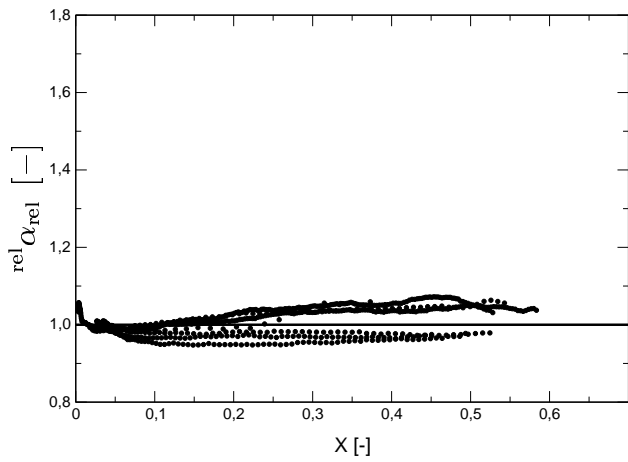


(q) G1800a vertikal

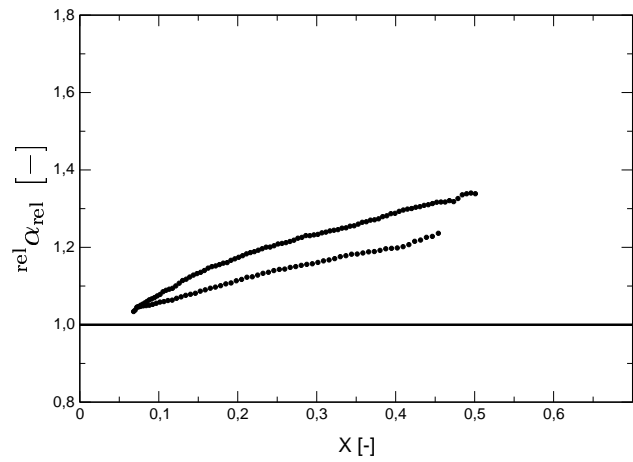


(r) G1150a vertikal

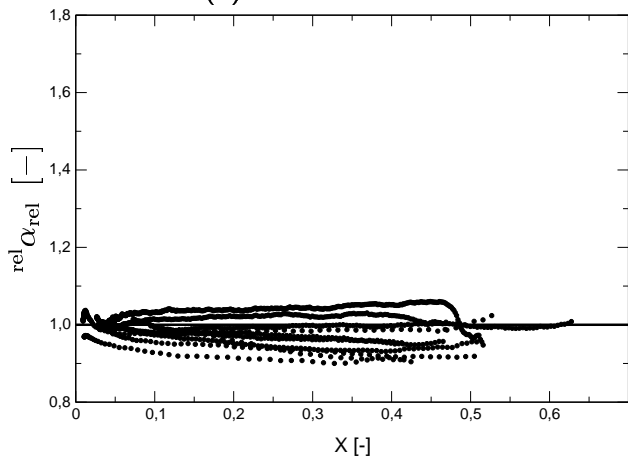
Abb. G.6: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung G.4 mit Berechnungen nach Modellvariante F, Tab. 8.5, d.h. mit der volume-averaging-Methode zur Berechnung des Kühleffekts. Abbildung 8.11 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche



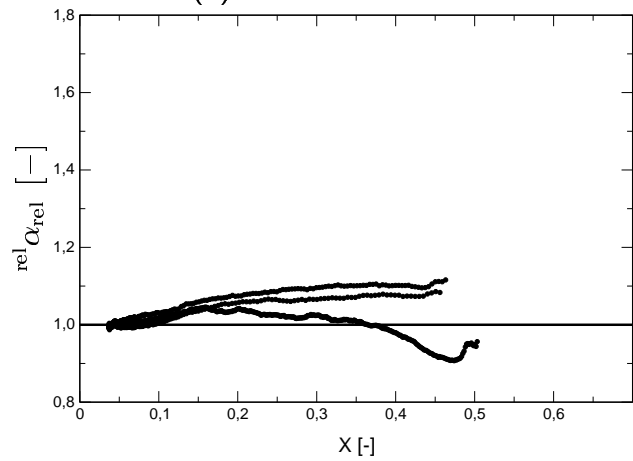
(a) G1800b vertikal



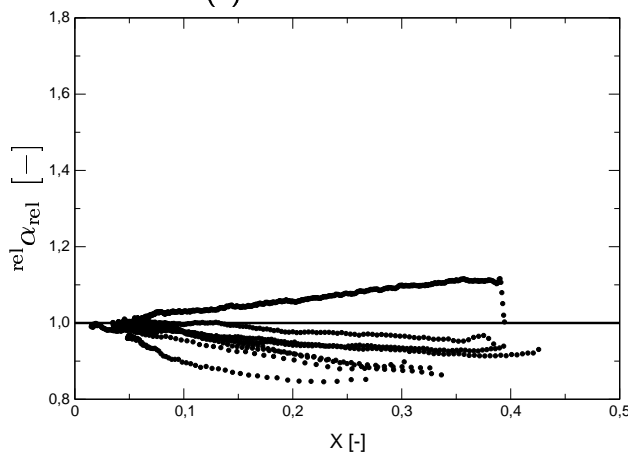
(b) G1800b horizontal



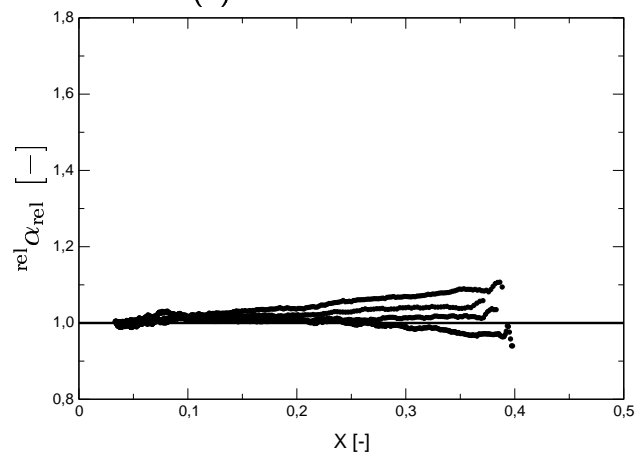
(c) G1150b vertikal



(d) G1150b horizontal



(e) G0800 vertikal



(f) G0800 horizontal

Abb. G.7: Wiederholung von Abbildung G.6 mit für jede Charge spezifischem Korrekturfaktor C_t (Modellvariante G, Tab. 8.6). Weitere Erläuterungen im Text. Abbildung 8.13 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)

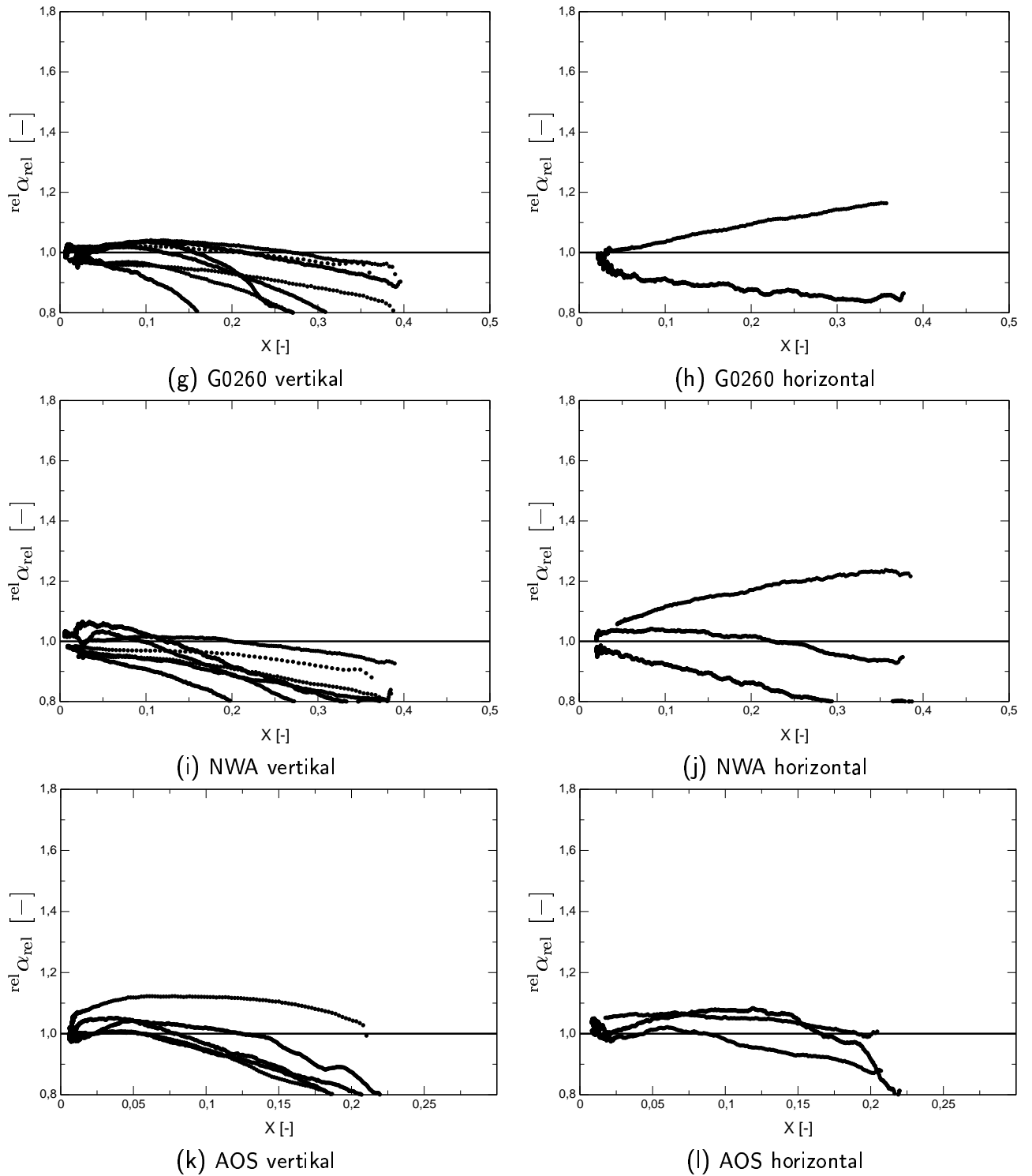
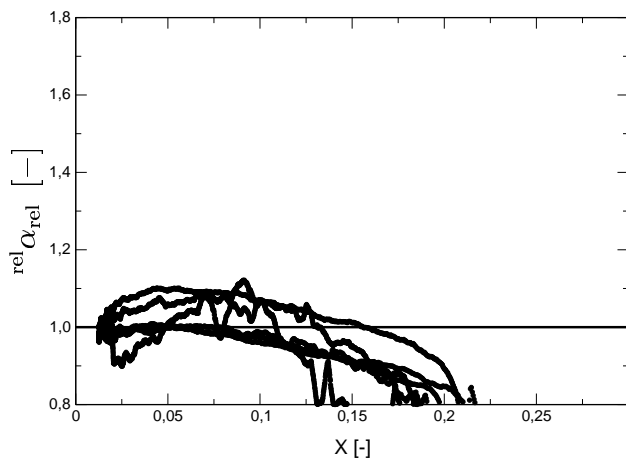
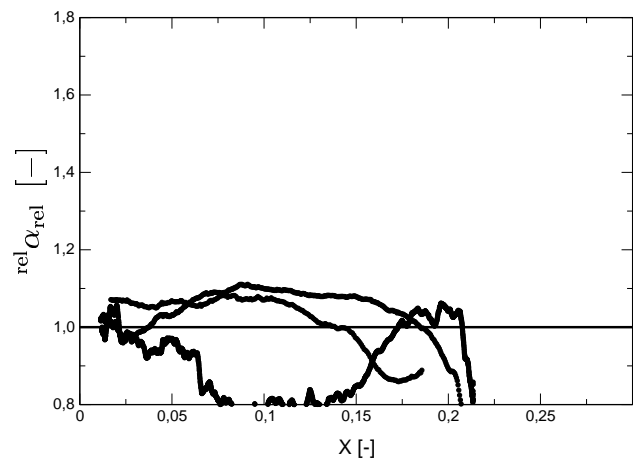


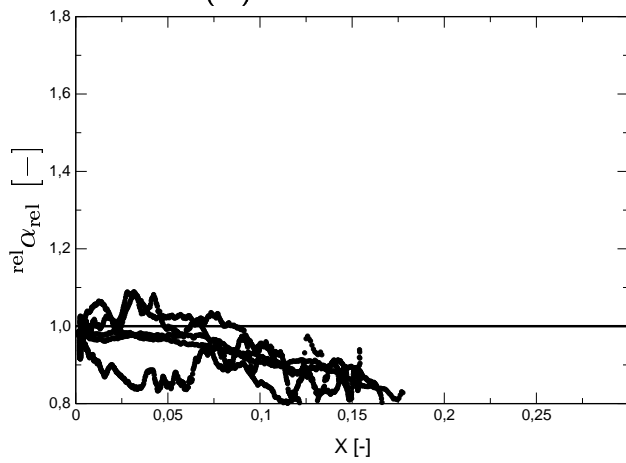
Abb. G.7: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung G.6 mit für jede Charge spezifisch angepasstem Korrekturfaktor C_t (Modellvariante G, Tab. 8.6). Weitere Erläuterungen im Text. Abbildung 8.13 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche (Fortsetzung →)



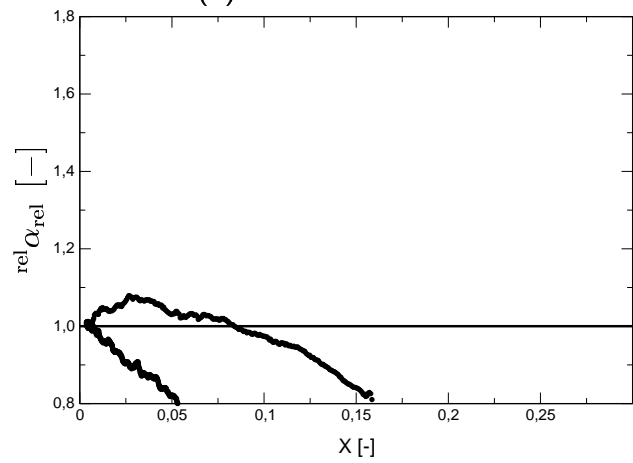
(m) NG100 vertikal



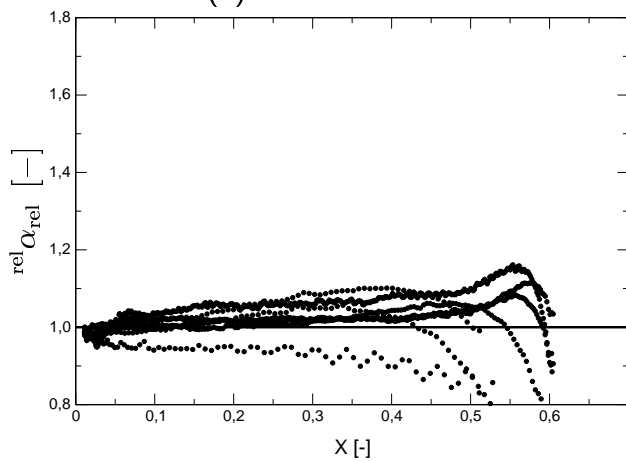
(n) NG100 horizontal



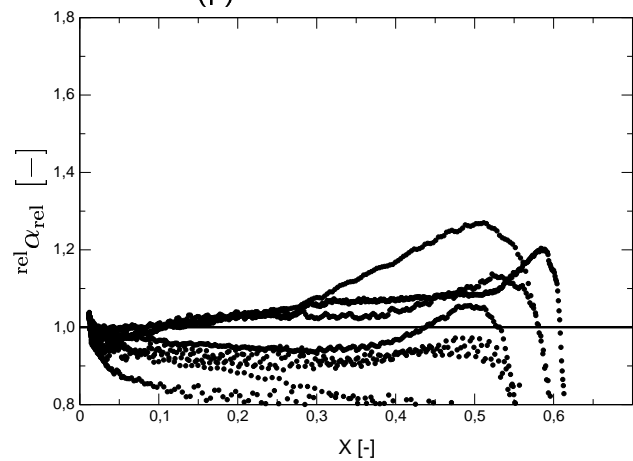
(o) NO203 vertikal



(p) NO203 horizontal



(q) G1800a vertikal



(r) G1150a vertikal

Abb. G.7: (Fortsetzung:) Wiederholung von Abbildung G.6 mit für jede Charge spezifisch angepasstem Korrekturfaktor C_t (Modellvariante G, Tab. 8.6). Weitere Erläuterungen im Text. Abbildung 8.13 zeigt entsprechende Kurven für drei Beispielversuche

H. VERSUCHSERGEBNISSE

Nachfolgend sind in Tabellenform die Ergebnisse sämtlicher Wirbelschichtversuche aufgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurden. Zunächst werden in Übersichtstabellen die Versuchsparameter aufgeführt. Anschließend werden für jeden Versuch die gemessenen Trocknungsgeschwindigkeiten und Wand-Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Gutsfeuchte dargestellt, wobei wegen der nötigen Kürzung der Daten in gleichen Intervallen jeweils die Mittelwerte wiedergegeben sind.

Darüber hinaus sind die für die Einzelversuche berechneten Fehler nach Gleichung (8.15, Abschnitt 8.7) aufgeführt. Abschließend sind die normierten Trocknungskurven, die für die vereinfachte Modellierung nach Abschnitt 8.6 verwendet wurden, wiedergegeben.

H.1 Übersichtstabellen

Hinweis: Die Größen ϵ_0 , ϵ_{dry} , und $H_{\text{bed,dry}}$ sind berechnete Werte. Die Versuchsart bezeichnet „o“ = ohne indirekte Beheizung, „v“ = mit vertikalem Heizstab, „h“ = mit horizontalem Heizstab, „ndc“ = Versuch zur Bestimmung der Einzelpartikelkinetik.

Tab. H.1: Versuchsparameter der Versuche der Charge G1800b

Nr.	Art	T_{in}	T_{W}	\dot{M}_{G}	$Y_{\text{G,in}}$	u_0	Re_0	$\dot{M}_{\text{S,dry}}$	X_0	$\epsilon_{\text{bed,0}}$	$\epsilon_{\text{bed,dry}}$	$H_{\text{bed,dry}}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00051301	V	50,3	100	139,52	4,70	2,10	213,50	0,594	0,538	0,614	0,691	104
00051501	O	50,2	–	100,28	7,71	1,51	153,77	0,654	0,535	0,530	0,597	88
00052501	H	50,2	100	105,88	9,15	1,60	162,49	0,573	0,564	0,541	0,611	80
00052502	H	50,3	100	154,04	9,14	2,32	236,33	0,593	0,532	0,644	0,719	115
99081800	O	100,8	–	91,59	8,96	1,59	126,80	0,749	0,608	0,516	0,603	103
99082600	O	50,2	–	139,07	7,14	2,09	213,09	0,421	0,618	0,606	0,689	74
99090100	O	50,3	–	80,28	7,27	1,21	123,02	0,707	0,636	0,471	0,542	84
99090101	O	50,4	–	142,39	8,02	2,15	218,21	0,516	0,672	0,608	0,696	92
99091400	O	50,3	–	82,76	6,58	1,24	126,82	0,726	0,621	0,479	0,549	88
99091401	O	101,0	–	142,56	7,05	2,48	196,90	0,570	0,621	0,628	0,728	114
99091402	O	120,4	–	120,06	7,34	2,19	160,11	0,772	0,610	0,587	0,687	134
99091403	O	50,2	–	65,32	7,69	0,98	100,19	0,810	0,632	0,429	0,495	87
99092000	O	121,2	–	129,64	9,85	2,38	172,80	0,592	0,632	0,607	0,710	111
99092001	O	50,2	–	66,08	9,73	1,00	101,45	0,817	0,628	0,432	0,497	88
99092002	O	121,6	–	126,35	9,65	2,32	168,38	0,621	0,637	0,599	0,702	114
99111901	V	50,2	140	83,78	4,06	1,26	128,20	0,836	0,618	0,481	0,553	102
99112201	V	100,3	140	88,04	4,81	1,53	121,67	0,780	0,624	0,505	0,593	104
99112202	V	50,1	140	142,05	4,58	2,13	217,42	0,506	0,622	0,611	0,696	90
99120201	V	50,2	100	62,92	5,02	0,94	96,37	0,832	0,575	0,426	0,488	88
99120202	V	50,1	100	142,52	4,81	2,14	218,18	0,618	0,572	0,617	0,697	111
99121102	V	100,3	100	146,97	4,46	2,55	203,03	0,589	0,571	0,641	0,737	122

Tab. H.2: Versuchsparameter der Versuche der Charge G1150b

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00040501	ndc	50,3	–	54,78	6,09	0,82	52,52	0,034	0,572	0,505	0,572	5
00040502	ndc	50,2	–	60,52	6,12	0,91	58,05	0,069	0,582	0,524	0,594	11
00040503	ndc	50,2	–	59,59	6,12	0,90	57,17	0,131	0,574	0,521	0,590	20
00040504	ndc	50,2	–	52,49	5,74	0,79	50,35	0,079	0,571	0,495	0,563	12
00040505	ndc	100,5	–	70,34	5,65	1,22	60,84	0,067	0,569	0,576	0,662	13
00040506	ndc	50,2	–	64,40	5,93	0,97	61,78	0,137	0,568	0,538	0,608	22
00040507	ndc	50,2	–	69,04	5,78	1,04	66,18	0,037	0,576	0,554	0,625	6
00051702	O	50,2	–	93,45	8,80	1,41	89,85	0,590	0,513	0,630	0,698	124
00051801	V	50,2	100	99,98	6,51	1,50	95,98	0,596	0,520	0,646	0,717	134
00051802	V	50,1	100	36,73	6,40	0,55	35,29	0,783	0,531	0,432	0,491	98
00052601	H	50,3	100	98,35	6,45	1,48	94,40	0,595	0,513	0,642	0,713	132
00052602	H	50,2	100	79,74	6,45	1,20	76,54	0,624	0,509	0,591	0,659	116
00052701	H	50,2	100	36,84	8,19	0,55	35,42	0,816	0,515	0,435	0,491	102
99092201	O	50,1	–	32,50	9,02	0,49	31,27	0,742	0,612	0,406	0,470	89
99092202	O	50,1	–	67,18	9,05	1,01	64,60	0,515	0,598	0,544	0,618	86
99092203	O	50,6	–	89,00	9,25	1,34	85,49	0,493	0,558	0,613	0,688	100
99092301	O	51,2	–	160,74	10,37	2,43	154,25	0,377	0,621	0,771	0,860	171
99092302	O	100,2	–	94,30	10,50	1,64	81,91	0,459	0,614	0,638	0,735	110
99092303	O	140,5	–	91,73	10,51	1,76	74,16	0,473	0,598	0,644	0,749	120
99092701	O	50,2	–	32,76	7,80	0,49	31,49	0,760	0,570	0,410	0,472	92
99112301	V	50,4	140	158,18	4,72	2,38	151,57	0,382	0,565	0,770	0,856	169
99112302	V	50,1	140	89,89	4,26	1,35	86,20	0,537	0,570	0,613	0,692	111
99112501	V	100,4	140	96,12	5,69	1,67	83,24	0,560	0,556	0,648	0,741	137
99113002	V	50,2	101	57,83	5,98	0,87	55,52	0,718	0,498	0,521	0,585	110
99113003	V	50,2	101	80,50	5,83	1,21	77,26	0,555	0,470	0,597	0,663	105
99120801	V	50,2	100	75,57	4,81	1,14	72,47	0,547	0,671	0,563	0,648	99
99120802	O	50,2	–	55,45	4,83	0,83	53,21	0,807	0,614	0,501	0,577	121
99120803	V	50,3	100	126,62	4,87	1,90	121,38	0,356	0,616	0,699	0,787	106
99121101	V	100,3	140	76,34	4,37	1,32	66,12	0,525	0,632	0,584	0,681	105

Tab. H.3: Versuchsparameter der Versuche der Charge G0800

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00051601	V	50,1	100	29,45	7,81	0,44	19,12	1,018	0,402	0,440	0,489	86
00051701	H	50,1	100	69,10	9,67	1,04	44,89	0,757	0,402	0,599	0,654	94
00052901	H	50,3	100	106,75	5,48	1,61	69,14	0,579	0,403	0,699	0,760	104
00052902	H	50,2	100	65,58	5,27	0,99	42,50	0,718	0,411	0,585	0,644	87
00052903	H	50,2	100	29,00	5,55	0,44	18,81	0,993	0,407	0,437	0,487	83
99100201	O	50,2	–	27,21	7,34	0,41	17,67	1,015	0,434	0,424	0,476	84
99100202	O	50,2	–	64,95	7,58	0,98	42,15	0,685	0,433	0,581	0,640	82
99100203	O	50,2	–	87,34	7,49	1,31	56,67	0,664	0,431	0,647	0,709	98
99100301	O	50,2	–	166,32	6,61	2,50	107,80	0,414	0,435	0,817	0,883	153
99100302	O	100,3	–	94,17	6,53	1,63	55,13	0,444	0,437	0,681	0,758	79
99101101	O	140,7	–	86,60	8,05	1,66	47,18	0,783	0,435	0,672	0,758	139
99112801	V	100,3	140	134,04	4,91	2,32	78,36	0,489	0,433	0,772	0,851	141
99112802	V	100,2	140	102,75	5,01	1,78	60,12	0,563	0,434	0,702	0,780	110
99112803	V	50,1	140	144,22	5,16	2,17	93,41	0,408	0,422	0,777	0,842	111
99112901	V	50,2	100	79,90	5,22	1,20	51,77	0,594	0,432	0,626	0,688	82
99113001	V	50,2	101	109,89	5,99	1,65	71,22	0,579	0,475	0,699	0,767	107
99120804	V	50,2	100	145,62	4,97	2,19	94,29	0,338	0,439	0,778	0,845	94

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
99120805	V	50,2	140	87,32	5,04	1,31	56,56	0,558	0,429	0,647	0,710	83

Tab. H.4: Versuchsparameter der Versuche der Charge G0260

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00010802	V	50,2	100	24,82	4,68	0,37	5,34	0,847	0,410	0,642	0,682	117
00010901	V	50,1	100	16,37	5,30	0,25	3,52	0,934	0,434	0,581	0,621	108
00011001	O	50,2	–	16,81	4,53	0,25	3,62	0,909	0,436	0,582	0,624	106
00011002	V	100,2	140	16,75	4,57	0,29	3,26	1,112	0,418	0,597	0,647	138
00012101	ndc	50,2	–	27,36	4,47	0,41	5,88	0,092	0,420	0,658	0,697	13
00012102	ndc	50,2	–	25,36	4,30	0,38	5,45	0,149	0,376	0,649	0,685	21
00012103	ndc	100,6	–	28,04	4,16	0,48	5,44	0,143	0,406	0,678	0,723	23
00012104	ndc	99,5	–	24,98	3,82	0,43	4,85	0,103	0,390	0,663	0,705	15
00012105	O	100,1	–	11,47	3,81	0,20	2,23	0,757	0,414	0,546	0,596	82
00012201	O	50,3	–	14,49	3,99	0,22	3,12	0,763	0,390	0,565	0,605	85
00012202	V	50,2	100	15,75	4,20	0,24	3,38	0,713	0,413	0,577	0,616	82
00012301	ndc	50,4	–	25,53	2,52	0,38	5,47	0,075	0,395	0,649	0,688	10
00012302	ndc	50,1	–	24,59	2,51	0,37	5,28	0,152	0,413	0,641	0,682	21
00012303	ndc	100,3	–	28,01	2,93	0,48	5,43	0,077	0,421	0,679	0,723	12
00012304	ndc	100,1	–	24,82	2,48	0,43	4,82	0,144	0,426	0,658	0,704	21
00012305	V	100,2	140	16,86	2,47	0,29	3,28	0,711	0,430	0,598	0,648	89
00012306	V	100,1	140	23,83	2,52	0,41	4,63	0,712	0,427	0,647	0,698	104
00012601	ndc	50,0	–	23,99	3,60	0,36	5,15	0,037	0,388	0,641	0,677	5
00012602	O	100,2	–	18,01	3,70	0,31	3,50	0,671	0,443	0,605	0,657	86
00013001	O	50,1	–	35,33	4,10	0,53	7,59	0,603	0,421	0,695	0,738	101
00013002	V	50,1	100	35,55	4,15	0,53	7,64	0,589	0,421	0,697	0,739	99
00013003	V	100,3	140	35,88	4,19	0,62	6,97	0,563	0,420	0,712	0,763	104
00053001	H	50,2	100	42,83	5,80	0,64	9,21	0,579	0,390	0,731	0,771	111
00060201	H	50,1	100	14,26	8,54	0,21	3,07	0,949	0,383	0,567	0,602	105

Tab. H.5: Versuchsparameter der Versuche der Charge NWA

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00020201	O	50,2	–	37,44	6,16	0,56	8,05	0,581	0,429	0,705	0,747	101
00020202	V	50,1	100	36,15	6,30	0,54	7,77	0,619	0,422	0,700	0,741	105
00020203	V	101,5	140	35,64	6,38	0,62	6,92	0,578	0,424	0,711	0,762	106
00020301	ndc	50,2	–	20,88	4,68	0,31	4,48	0,073	0,376	0,621	0,656	9
00020302	ndc	49,9	–	25,57	4,71	0,38	5,49	0,038	0,359	0,653	0,686	5
00020303	ndc	100,3	–	26,37	4,86	0,46	5,11	0,038	0,358	0,676	0,714	6
00020304	ndc	100,3	–	24,34	4,90	0,42	4,73	0,146	0,374	0,659	0,702	22
00020901	O	50,2	–	17,16	4,51	0,26	3,69	0,728	0,422	0,586	0,628	86
00020902	V	50,1	100	16,59	4,49	0,25	3,57	0,705	0,425	0,584	0,623	82
00021003	V	100,1	140	24,40	4,59	0,42	4,75	0,718	0,415	0,652	0,701	106
00021301	O	50,3	–	24,01	4,45	0,36	5,16	0,733	0,406	0,636	0,677	100
00021302	V	50,2	100	22,46	4,51	0,34	4,83	0,718	0,413	0,627	0,667	95
00022001	V	100,3	140	10,25	5,21	0,18	2,00	0,907	0,418	0,535	0,582	95
00051101	O	49,9	–	12,75	9,41	0,19	2,75	0,978	0,406	0,548	0,586	104
00051201	V	49,8	100	12,39	5,22	0,19	2,67	0,940	0,389	0,548	0,584	99
00053002	H	50,2	100	19,97	5,84	0,30	4,29	0,757	0,392	0,612	0,650	95

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00053101	H	50,2	100	12,09	6,24	0,18	2,60	0,927	0,405	0,544	0,580	97
00062201	H	50,5	100	36,56	10,54	0,55	7,88	0,596	0,413	0,704	0,743	102

Tab. H.6: Versuchsparameter der Versuche der Charge AOS

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00032401	V	49,3	70	11,37	4,70	0,17	0,96	1,034	0,273	0,685	0,708	110
00032402	V	49,5	100	10,19	4,75	0,15	0,86	0,982	0,231	0,677	0,696	100
00032601	O	49,1	–	10,25	6,19	0,15	0,87	0,889	0,237	0,675	0,696	91
00032701	O	49,7	–	18,80	5,78	0,28	1,59	0,849	0,235	0,745	0,766	113
00032702	O	97,2	–	9,81	5,57	0,17	0,76	0,970	0,239	0,679	0,707	103
00032801	V	49,3	100	5,80	5,14	0,09	0,49	1,028	0,227	0,620	0,637	88
00032802	V	49,9	100	17,64	5,90	0,26	1,49	0,820	0,228	0,740	0,759	106
00032901	ndc	48,8	–	9,72	5,55	0,14	0,82	0,046	0,231	0,672	0,690	5
00032902	ndc	49,0	–	9,68	5,71	0,14	0,82	0,089	0,212	0,673	0,690	9
00032903	ndc	96,9	–	9,19	5,80	0,16	0,71	0,045	0,223	0,680	0,701	5
00032904	ndc	49,6	–	17,38	5,84	0,26	1,47	0,043	0,225	0,739	0,757	6
00032905	V	50,0	100	24,92	5,97	0,37	2,10	0,815	0,231	0,782	0,801	128
00040601	ndc	50,1	–	9,10	3,75	0,14	0,77	0,041	0,239	0,665	0,684	4
00050201	O	50,2	–	5,77	9,18	0,09	0,49	1,069	0,231	0,615	0,635	91
00050701	O	50,4	–	26,97	7,14	0,40	2,28	0,911	0,219	0,792	0,811	150
00060401	H	50,1	100	5,92	10,89	0,09	0,50	1,047	0,223	0,623	0,639	90
00060601	H	50,1	100	21,85	8,03	0,33	1,85	0,923	0,216	0,767	0,785	133
00060901	H	50,1	100	17,50	7,38	0,26	1,48	0,838	0,218	0,740	0,758	108

Tab. H.7: Versuchsparameter der Versuche der Charge NG100

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00030601	O	50,2	–	3,38	4,32	0,05	0,14	0,818	0,233	0,630	0,648	73
00030801	ndc	54,7	–	1,98	6,89	0,03	0,08	0,044	0,201	0,589	0,602	4
00030802	ndc	50,5	–	2,61	6,98	0,04	0,11	0,043	0,216	0,611	0,625	4
00031001	V	49,5	70	0,94	4,95	0,01	0,04	0,922	0,224	0,529	0,541	63
00031301	ndc	97,6	–	1,87	5,93	0,03	0,07	0,111	0,223	0,593	0,609	9
00031401	V	49,1	70	2,64	6,95	0,04	0,11	0,927	0,217	0,613	0,626	78
00031402	V	49,6	70	1,25	7,30	0,02	0,05	0,911	0,218	0,551	0,563	66
00032201	V	48,6	70	3,36	5,65	0,05	0,14	0,916	0,217	0,634	0,648	82
00032301	V	48,6	70	4,83	5,46	0,07	0,20	0,836	0,219	0,668	0,681	82
00032302	O	48,9	–	4,84	5,27	0,07	0,21	0,832	0,227	0,664	0,681	82
00032303	O	48,7	–	2,73	5,93	0,04	0,12	0,906	0,214	0,612	0,628	76
00050801	O	50,4	–	5,32	7,78	0,08	0,23	0,843	0,206	0,675	0,691	86
00051001	V	49,8	70	5,52	8,32	0,08	0,23	0,832	0,223	0,681	0,695	86
00062001	H	51,0	100	6,66	10,63	0,10	0,28	0,878	0,191	0,702	0,714	96
00062301	H	48,7	100	3,55	7,43	0,05	0,15	0,918	0,228	0,641	0,652	83
00062401	H	50,0	100	1,13	8,21	0,02	0,05	0,909	0,214	0,544	0,555	64
00070401	O	50,1	–	1,36	10,44	0,02	0,06	0,916	0,223	0,553	0,568	67

Tab. H.8: Versuchsparameter der Versuche der Charge NO203

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}^{bed}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
00040602	V	49,6	70	3,09	4,13	0,05	0,14	0,999	0,198	0,632	0,644	80
00040603	V	49,9	70	7,22	3,47	0,11	0,32	0,907	0,184	0,711	0,723	94
00041301	O	49,1	–	3,12	5,16	0,05	0,14	0,978	0,129	0,633	0,643	78
00041302	O	49,8	–	5,57	4,76	0,08	0,25	0,975	0,155	0,685	0,697	92
00041401	V	48,9	70	2,41	5,02	0,04	0,11	1,136	0,155	0,614	0,623	86
00041701	ndc	50,9	–	3,92	5,97	0,06	0,17	0,065	0,085	0,660	0,665	6
00041801	O	50,3	–	5,00	6,06	0,07	0,22	1,000	0,151	0,675	0,686	91
00041901	V	50,4	70	4,63	8,07	0,07	0,20	0,974	0,151	0,671	0,681	87
00042001	O	50,1	–	8,26	7,40	0,12	0,37	0,979	0,129	0,725	0,736	106
00042002	V	50,2	70	8,76	7,33	0,13	0,39	0,957	0,140	0,733	0,742	106
00061901	H	50,2	70	8,37	8,29	0,12	0,37	0,950	0,166	0,727	0,738	103
00062501	H	48,8	70	2,82	6,95	0,04	0,12	1,050	0,180	0,625	0,636	82

Tab. H.9: Versuchsparameter der Versuche der Charge G1800a

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}^{bed}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
97121700	O	50,8	–	141,48	1,54	2,12	213,75	1,633	0,641	0,613	0,703	308
97121800	O	50,8	–	142,88	2,39	2,15	215,89	1,499	0,640	0,616	0,706	285
97121802	O	51,0	–	156,27	2,75	2,35	235,97	0,768	0,628	0,643	0,734	162
97121900	O	50,6	–	147,02	3,39	2,21	222,40	1,256	0,641	0,624	0,714	246
98010900	O	102,3	–	145,72	6,70	2,54	198,85	1,181	0,635	0,639	0,743	257
98010901	O	153,8	–	137,90	6,79	2,72	171,98	1,298	0,632	0,637	0,751	292
98011201	V	51,0	100	138,88	4,94	2,09	210,12	1,438	0,619	0,611	0,696	265
98011300	V	50,9	140	144,60	4,80	2,18	218,74	1,159	0,624	0,622	0,709	222
98011301	V	51,1	180	132,19	5,14	1,99	199,90	1,164	0,624	0,598	0,682	204
98012200	V	102,3	100	137,01	3,94	2,38	186,73	1,205	0,632	0,621	0,723	244
98012201	V	153,7	100	132,64	3,94	2,62	165,16	1,262	0,635	0,625	0,739	270
98012700	V	153,4	100	126,15	2,89	2,49	157,00	1,408	0,608	0,614	0,724	285
98012800	V	153,6	140	131,53	4,22	2,59	163,81	1,240	0,626	0,624	0,737	263
98012801	V	153,9	180	128,45	4,23	2,53	159,92	1,264	0,603	0,620	0,730	261
98051300	O	79,6	–	113,06	6,85	1,85	161,27	0,814	0,598	0,568	0,655	132
98051301	O	80,4	–	154,19	6,92	2,53	219,46	0,799	0,600	0,653	0,748	178
98051302	O	80,7	–	192,81	6,85	3,17	274,25	0,800	0,598	0,722	0,823	253
98060900	V	102,3	140	156,00	8,36	2,72	213,25	1,389	0,622	0,661	0,764	329
98061000	O	102,1	–	199,72	10,51	3,49	273,22	1,173	0,618	0,738	0,848	432
98061001	O	102,4	–	238,21	10,25	4,16	325,39	0,923	0,618	0,799	0,914	599
98061002	V	102,5	140	235,46	10,53	4,12	321,75	0,904	0,611	0,796	0,910	558

Tab. H.10: Versuchsparameter der Versuche der Charge G1150a

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	$\epsilon_{bed,dry}$	$H_{bed,dry}^{bed}$
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
98012900	V	102,2	100	66,12	3,37	1,15	57,55	1,186	0,641	0,550	0,646	213
98013000	V	51,3	140	60,97	3,88	0,92	58,83	1,328	0,620	0,520	0,597	210
98013001	V	154,4	140	67,39	4,08	1,33	53,56	1,381	0,627	0,569	0,676	271
98030301	O	51,4	–	63,14	5,57	0,95	60,97	1,213	0,615	0,527	0,603	194
98030302	O	102,9	–	91,16	5,36	1,59	79,34	1,196	0,610	0,627	0,726	277
98030303	O	144,2	–	87,68	5,38	1,69	70,92	1,262	0,591	0,631	0,737	304

Nr.	Art	T_{in}	T_W	\dot{M}_G	$Y_{G,in}$	u_0	Re_0	$M_{S,dry}$	X_0	$\epsilon_{bed,0}$	ϵ_{dry}^{bed}	H_{dry}^{bed}
		°C	°C	kg/h	g/kg	m/s	–	kg	–	–	–	mm
98030304	O	51,6	–	86,99	5,52	1,31	83,99	1,240	0,611	0,600	0,682	248
98061003	V	102,7	140	129,98	10,80	2,27	113,43	0,786	0,570	0,728	0,825	286
98061004	V	102,6	140	190,81	10,74	3,34	166,47	0,701	0,575	0,847	0,948	861
98061100	O	102,2	–	173,65	8,49	3,03	151,46	0,782	0,567	0,816	0,916	593
98061101	O	102,7	–	122,87	8,28	2,14	107,13	0,862	0,572	0,711	0,808	285
98070300	V	102,8	140	83,69	8,11	1,46	72,96	1,347	0,574	0,611	0,703	288
98070301	V	103,1	140	83,50	7,83	1,46	72,77	1,461	0,572	0,611	0,703	312

H.2 Messwert-Listen

Messwerte der Versuche für Charge G1800b

Charge Nr. X –	G1800b 99081800 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99082600 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99090100 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99090101 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99091400 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99091401 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99091402 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99091403 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800b 99092000 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,600	6,456e-01	9,541e-01	3,318e-01	8,211e-01	3,406e-01	1,381e+00	9,849e-01	2,780e-01	1,422e+00
0,580	9,339e-01	1,060e+00	3,534e-01	8,610e-01	3,488e-01	1,966e+00	1,486e+00	2,570e-01	2,113e+00
0,560	1,010e+00	1,091e+00	3,541e-01	8,582e-01	3,525e-01	2,046e+00	1,628e+00	2,559e-01	2,185e+00
0,540	1,043e+00	1,096e+00	3,523e-01	8,532e-01	3,512e-01	2,071e+00	1,677e+00	2,548e-01	2,203e+00
0,520	1,049e+00	1,093e+00	3,512e-01	8,511e-01	3,495e-01	2,070e+00	1,685e+00	2,528e-01	2,201e+00
0,500	1,048e+00	1,092e+00	3,492e-01	8,486e-01	3,481e-01	2,064e+00	1,680e+00	2,508e-01	2,192e+00
0,480	1,047e+00	1,089e+00	3,509e-01	8,456e-01	3,469e-01	2,062e+00	1,670e+00	2,494e-01	2,190e+00
0,460	1,043e+00	1,088e+00	3,518e-01	8,432e-01	3,464e-01	2,057e+00	1,661e+00	2,486e-01	2,179e+00
0,440	1,041e+00	1,087e+00	3,524e-01	8,397e-01	3,452e-01	2,052e+00	1,653e+00	2,473e-01	2,176e+00
0,420	1,038e+00	1,085e+00	3,516e-01	8,345e-01	3,442e-01	2,042e+00	1,645e+00	2,461e-01	2,170e+00
0,400	1,036e+00	1,083e+00	3,507e-01	8,304e-01	3,417e-01	2,036e+00	1,637e+00	2,456e-01	2,162e+00
0,380	1,033e+00	1,079e+00	3,508e-01	8,243e-01	3,402e-01	2,038e+00	1,629e+00	2,448e-01	2,149e+00
0,360	1,028e+00	1,079e+00	3,495e-01	8,207e-01	3,387e-01	2,027e+00	1,620e+00	2,436e-01	2,140e+00
0,340	1,025e+00	1,073e+00	3,485e-01	8,159e-01	3,378e-01	2,021e+00	1,613e+00	2,427e-01	2,129e+00
0,320	1,022e+00	1,069e+00	3,477e-01	8,126e-01	3,378e-01	2,016e+00	1,608e+00	2,412e-01	2,122e+00
0,300	1,020e+00	1,067e+00	3,473e-01	8,080e-01	3,365e-01	2,010e+00	1,600e+00	2,406e-01	2,114e+00
0,280	1,017e+00	1,065e+00	3,468e-01	8,042e-01	3,363e-01	1,998e+00	1,592e+00	2,397e-01	2,112e+00
0,260	1,014e+00	1,061e+00	3,459e-01	8,018e-01	3,346e-01	1,989e+00	1,587e+00	2,379e-01	2,101e+00
0,240	1,012e+00	1,056e+00	3,440e-01	7,947e-01	3,328e-01	1,980e+00	1,583e+00	2,358e-01	2,091e+00
0,220	1,009e+00	1,054e+00	3,421e-01	7,879e-01	3,244e-01	1,975e+00	1,576e+00	2,321e-01	2,079e+00
0,200	1,003e+00	1,041e+00	3,408e-01	7,820e-01	3,219e-01	1,957e+00	1,563e+00	2,307e-01	2,061e+00
0,180	9,950e-01	1,028e+00	3,383e-01	7,715e-01	3,186e-01	1,926e+00	1,544e+00	2,288e-01	2,033e+00
0,160	9,828e-01	1,001e+00	3,321e-01	7,582e-01	3,185e-01	1,884e+00	1,524e+00	2,260e-01	1,993e+00
0,140	9,648e-01	9,523e-01	3,225e-01	7,213e-01	3,151e-01	1,804e+00	1,493e+00	2,221e-01	1,935e+00
0,120	9,307e-01	8,693e-01	3,047e-01	6,766e-01	3,029e-01	1,695e+00	1,439e+00	2,143e-01	1,832e+00
0,100	8,734e-01	7,509e-01	2,679e-01	5,996e-01	2,788e-01	1,551e+00	1,349e+00	1,976e-01	1,685e+00
0,080	7,785e-01	5,992e-01	1,884e-01	4,780e-01	2,249e-01	1,351e+00	1,215e+00	1,576e-01	1,501e+00
0,060	6,234e-01	3,710e-01	7,700e-02	2,572e-01	1,134e-01	1,079e+00	1,004e+00	7,539e-02	1,225e+00
0,040	3,712e-01	4,776e-02	3,249e-02	2,695e-02	2,770e-02	6,425e-01	6,500e-01	1,418e-02	7,806e-01
0,020	6,340e-02					8,281e-02	1,711e-01		1,589e-01

Charge Nr. X –	G1800b 99092001	G1800b 99092002	G1800b 00051501	G1800b 99111901		G1800b 99112201		G1800b 99112202		G1800b 99120201		G1800b 99120202	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600	2,346e-01	1,443e+00		3,315e-01	150,2	6,519e-01	146,3	8,769e-01	135,1				
0,580	2,339e-01	2,054e+00		3,815e-01	149,9	9,557e-01	151,0	1,003e+00	134,3	2,424e-01	148,5	3,875e-01	74,2
0,560	2,326e-01	2,093e+00		3,765e-01	150,3	9,694e-01	144,2	1,031e+00	132,7	2,847e-01	149,9	8,017e-01	146,6
0,540	2,220e-01	2,100e+00	3,128e-01	3,788e-01	150,7	9,922e-01	145,8	1,040e+00	130,8	3,010e-01	152,3	8,255e-01	143,2
0,520	2,162e-01	2,094e+00	6,010e-01	3,815e-01	151,2	1,003e+00	148,1	1,034e+00	127,2	2,918e-01	149,7	8,374e-01	137,0
0,500	2,170e-01	2,087e+00	5,413e-01	3,815e-01	148,9	1,007e+00	145,9	1,036e+00	128,1	2,887e-01	155,3	8,355e-01	136,3
0,480	2,202e-01	2,079e+00	5,022e-01	3,813e-01	150,2	1,008e+00	145,6	1,031e+00	128,8	2,904e-01	155,8	8,320e-01	132,7
0,460	2,207e-01	2,072e+00	4,863e-01	3,805e-01	147,6	1,007e+00	145,7	1,030e+00	128,2	2,883e-01	155,7	8,287e-01	133,0
0,440	2,197e-01	2,064e+00	4,852e-01	3,789e-01	145,6	1,005e+00	144,5	1,034e+00	128,7	2,865e-01	154,4	8,281e-01	134,8
0,420	2,188e-01	2,052e+00	4,827e-01	3,780e-01	145,6	1,003e+00	144,3	1,031e+00	128,1	2,855e-01	153,8	8,239e-01	133,6
0,400	2,189e-01	2,042e+00	4,788e-01	3,774e-01	145,8	9,997e-01	143,2	1,026e+00	126,0	2,830e-01	148,0	8,171e-01	131,1
0,380	2,185e-01	2,031e+00	4,746e-01	3,768e-01	144,2	9,962e-01	140,2	1,020e+00	124,8	2,857e-01	148,1	8,131e-01	133,0
0,360	2,170e-01	2,022e+00	4,705e-01	3,752e-01	143,0	9,940e-01	138,7	1,013e+00	125,3	2,863e-01	149,7	8,075e-01	130,5
0,340	2,152e-01	2,014e+00	4,673e-01	3,738e-01	144,6	9,914e-01	140,2	1,014e+00	126,0	2,843e-01	149,5	8,047e-01	130,8
0,320	2,143e-01	2,011e+00	4,656e-01	3,726e-01	141,9	9,885e-01	137,3	1,008e+00	123,0	2,824e-01	147,0	8,019e-01	129,3
0,300	2,139e-01	2,005e+00	4,626e-01	3,710e-01	140,7	9,856e-01	138,0	1,009e+00	121,8	2,812e-01	145,9	7,982e-01	127,7
0,280	2,132e-01	1,994e+00	4,608e-01	3,693e-01	140,7	9,823e-01	139,6	1,004e+00	126,7	2,799e-01	144,7	7,916e-01	130,0
0,260	2,129e-01	1,985e+00	4,582e-01	3,687e-01	139,8	9,775e-01	134,8	9,958e-01	122,5	2,779e-01	143,4	7,903e-01	127,3
0,240	2,117e-01	1,978e+00	4,555e-01	3,677e-01	138,1	9,735e-01	135,1	9,923e-01	121,2	2,772e-01	142,6	7,855e-01	126,4
0,220	2,097e-01	1,966e+00	4,533e-01	3,657e-01	135,6	9,710e-01	133,9	9,812e-01	120,0	2,759e-01	142,1	7,806e-01	127,1
0,200	2,073e-01	1,944e+00	4,493e-01	3,632e-01	134,4	9,659e-01	132,8	9,726e-01	118,8	2,744e-01	139,7	7,741e-01	123,5
0,180	2,063e-01	1,917e+00	4,449e-01	3,603e-01	133,5	9,579e-01	132,5	9,607e-01	118,8	2,723e-01	137,1	7,650e-01	125,2
0,160	2,044e-01	1,886e+00	4,391e-01	3,555e-01	131,8	9,475e-01	128,7	9,439e-01	116,0	2,690e-01	135,9	7,552e-01	125,3
0,140	1,996e-01	1,831e+00	4,313e-01	3,496e-01	131,4	9,311e-01	134,7	9,082e-01	117,4	2,640e-01	135,0	7,335e-01	122,0
0,120	1,954e-01	1,745e+00	4,187e-01	3,389e-01	129,9	9,051e-01	124,4	8,475e-01	115,6	2,563e-01	132,4	6,995e-01	119,9
0,100	1,851e-01	1,615e+00	3,911e-01	3,178e-01	128,7	8,647e-01	126,7	7,525e-01	112,6	2,394e-01	130,9	6,373e-01	119,7
0,080	1,603e-01	1,420e+00	3,257e-01	2,750e-01	127,5	7,846e-01	123,9	6,191e-01	115,5	1,970e-01	128,1	5,221e-01	117,6
0,060	9,240e-02	1,156e+00	1,839e-01	1,847e-01	125,4	6,545e-01	121,4	4,357e-01	113,9	1,135e-01	128,0	3,476e-01	118,9
0,040	1,178e-02	7,477e-01	1,919e-02	5,807e-02	126,2	4,521e-01	121,6	1,703e-01	113,7	2,599e-02	127,7	1,084e-01	118,9
0,020		1,782e-01		8,376e-03	125,6	1,850e-01	119,9	5,883e-03	113,7			1,551e-03	118,7

Charge Nr. X –	G1150b 99092201 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 99092202 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,600	7,300e-02	1,810e-01
0,580	7,461e-02	2,220e-01
0,560	7,365e-02	2,170e-01
0,540	7,311e-02	2,132e-01
0,520	7,279e-02	2,105e-01
0,500	7,176e-02	2,081e-01
0,480	7,186e-02	2,056e-01
0,460	7,221e-02	2,033e-01
0,440	7,154e-02	2,011e-01
0,420	7,139e-02	1,994e-01
0,400	7,133e-02	1,976e-01
0,380	7,083e-02	1,958e-01
0,360	7,088e-02	1,940e-01
0,340	7,083e-02	1,923e-01
0,320	7,074e-02	1,906e-01
0,300	7,034e-02	1,897e-01
0,280	6,976e-02	1,877e-01
0,260	7,000e-02	1,863e-01
0,240	6,954e-02	1,855e-01
0,220	6,861e-02	1,843e-01
0,200	5,646e-02	1,828e-01
0,180	6,195e-02	1,805e-01
0,160	6,249e-02	1,769e-01
0,140	6,094e-02	1,716e-01
0,120	5,834e-02	1,634e-01
0,100	5,377e-02	1,467e-01
0,080	4,508e-02	1,087e-01
0,060	2,386e-02	3,257e-02
0,040	5,254e-03	3,212e-03
0,020		

Messwerte der Versuche für Charge G1150b

Charge Nr. X –	G1800b 99121102		G1800b 00051301		G1800b 00052501		G1800b 00052502	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600								
0,580	5,697e-01	64,5						
0,560	1,720e+00	125,0			5,072e-01	172,7		
0,540	2,102e+00	131,1	5,286e-01	128,6	6,755e-01	205,3	3,492e-01	153,6
0,520	2,202e+00	116,0	1,008e+00	143,4	6,331e-01	187,5	9,725e-01	197,1
0,500	2,253e+00	156,1	9,189e-01	141,6	6,054e-01	190,2	8,806e-01	201,3
0,480	2,258e+00	152,9	8,606e-01	144,2	6,044e-01	191,5	8,485e-01	189,4
0,460	2,255e+00	155,8	8,480e-01	138,2	6,017e-01	188,2	8,397e-01	187,9
0,440	2,244e+00	145,7	8,454e-01	137,5	5,964e-01	187,7	8,322e-01	187,2
0,420	2,237e+00	142,2	8,397e-01	135,1	5,916e-01	185,4	8,234e-01	181,6
0,400	2,222e+00	107,1	8,286e-01	136,0	5,869e-01	183,1	8,121e-01	185,6
0,380	2,217e+00	124,8	8,233e-01	133,7	5,831e-01	181,4	8,071e-01	180,1
0,360	2,203e+00	113,6	8,183e-01	132,3	5,785e-01	179,3	8,007e-01	179,5
0,340	2,191e+00	108,3	8,148e-01	135,2	5,751e-01	177,6	7,948e-01	177,7
0,320	2,181e+00	120,5	8,091e-01	129,6	5,713e-01	176,4	7,906e-01	174,9
0,300	2,170e+00	113,8	8,042e-01	130,5	5,690e-01	172,8	7,854e-01	177,2
0,280	2,155e+00	116,6	7,988e-01	129,1	5,661e-01	173,4	7,805e-01	171,6
0,260	2,148e+00	112,8	7,928e-01	128,2	5,633e-01	170,1	7,745e-01	168,8
0,240	2,132e+00	117,6	7,888e-01	128,4	5,600e-01	169,1	7,695e-01	167,8
0,220	2,118e+00	110,9	7,851e-01	126,6	5,557e-01	165,8	7,613e-01	166,4
0,200	2,099e+00	113,5	7,783e-01	122,9	5,508e-01	162,4	7,558e-01	164,3
0,180	2,073e+00	113,8	7,681e-01	126,3	5,444e-01	162,7	7,438e-01	161,9
0,160	2,032e+00	109,4	7,538e-01	123,7	5,348e-01	158,8	7,299e-01	161,0
0,140	1,972e+00	113,2	7,331e-01	123,9	5,190e-01	155,1	7,073e-01	153,8
0,120	1,886e+00	108,1	6,957e-01	121,7	4,908e-01	153,0	6,690e-01	153,2
0,100	1,718e+00	106,1	6,173e-01	121,0	4,348e-01	147,6	5,958e-01	151,0
0,080	1,427e+00	105,5	4,635e-01	120,9	3,087e-01	143,7	4,386e-01	149,5
0,060	1,076e+00	100,9	2,426e-01	120,8	1,152e-01	139,4	1,845e-01	147,8
0,040	6,065e-01	100,2	3,359e-02	123,5	1,538e-02	137,5	1,734e-02	142,8
0,020	7,951e-02	102,4						

Charge Nr. X –	G1150b 99092203 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 99092301 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 99092302 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 99092303 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 99092701 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 99120802 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 00040501 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 00040502 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 00040503 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 00040504 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1150b 00040505 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,600		5,695e-01	5,979e-01	5,028e-01		1,197e-01					
0,580		6,643e-01	8,548e-01	1,092e+00	2,043e-02	1,241e-01	2,846e-01	4,887e-01	2,455e-01	1,736e-01	
0,560	2,583e-01	6,603e-01	8,776e-01	1,273e+00	6,972e-02	1,266e-01	1,837e+00	1,502e+00	8,757e-01	1,198e+00	1,287e+00
0,540	3,264e-01	6,560e-01	8,839e-01	1,313e+00	7,304e-02	1,281e-01	1,896e+00	1,496e+00	8,751e-01	1,301e+00	4,505e+00
0,520	3,237e-01	6,496e-01	8,844e-01	1,328e+00	7,190e-02	1,277e-01	1,757e+00	1,477e+00	8,656e-01	1,271e+00	4,615e+00
0,500	3,187e-01	6,450e-01	8,806e-01	1,332e+00	7,158e-02	1,271e-01	1,627e+00	1,452e+00	8,555e-01	1,254e+00	4,629e+00
0,480	3,124e-01	6,383e-01	8,739e-01	1,330e+00	7,133e-02	1,263e-01	1,560e+00	1,453e+00	8,484e-01	1,243e+00	4,623e+00
0,460	3,060e-01	6,307e-01	8,687e-01	1,323e+00	7,120e-02	1,259e-01	1,519e+00	1,441e+00	8,442e-01	1,227e+00	4,611e+00
0,440	2,995e-01	6,261e-01	8,632e-01	1,318e+00	7,119e-02	1,255e-01	1,475e+00	1,422e+00	8,372e-01	1,215e+00	4,586e+00
0,420	2,926e-01	6,205e-01	8,586e-01	1,311e+00	6,746e-02	1,252e-01	1,445e+00	1,415e+00	8,314e-01	1,205e+00	4,579e+00
0,400	2,860e-01	6,165e-01	8,552e-01	1,302e+00	6,888e-02	1,247e-01	1,379e+00	1,403e+00	8,233e-01	1,201e+00	4,560e+00
0,380	2,805e-01	6,127e-01	8,527e-01		6,919e-02	1,243e-01	1,337e+00	1,388e+00	8,150e-01	1,191e+00	4,545e+00
0,360	2,754e-01	6,105e-01	8,494e-01		6,942e-02	1,237e-01	1,317e+00	1,376e+00	8,100e-01	1,177e+00	4,529e+00
0,340	2,714e-01	6,031e-01	8,458e-01	1,287e+00	6,923e-02	1,230e-01	1,291e+00	1,363e+00	8,016e-01	1,163e+00	4,506e+00
0,320	2,680e-01	5,946e-01	8,397e-01	1,282e+00	6,937e-02	1,221e-01	1,261e+00	1,348e+00	7,709e-01	1,156e+00	4,493e+00
0,300	2,648e-01	5,927e-01	8,365e-01	1,276e+00	6,931e-02	1,216e-01	1,235e+00	1,335e+00	7,973e-01	1,148e+00	4,461e+00
0,280	2,618e-01	5,919e-01	8,334e-01	1,271e+00	6,962e-02	1,208e-01	1,190e+00	1,313e+00	7,924e-01	1,140e+00	4,416e+00
0,260	2,595e-01	5,865e-01	8,306e-01	1,266e+00	6,949e-02	1,202e-01	1,119e+00	1,284e+00	7,824e-01	1,127e+00	4,348e+00
0,240	2,572e-01	5,813e-01	8,274e-01	1,260e+00	6,943e-02	1,196e-01	1,038e+00	1,234e+00	7,720e-01	1,111e+00	4,301e+00
0,220	2,555e-01	5,803e-01	8,232e-01	1,252e+00	6,918e-02	1,187e-01	9,270e-01	1,174e+00	7,578e-01	1,104e+00	4,212e+00
0,200	2,533e-01	5,714e-01	8,183e-01	1,245e+00	6,918e-02	1,183e-01	7,998e-01	1,096e+00	7,373e-01	1,087e+00	4,091e+00
0,180	2,505e-01	5,659e-01	8,115e-01	1,234e+00	6,869e-02	1,175e-01	6,435e-01	9,927e-01	7,098e-01	1,061e+00	3,926e+00
0,160	2,468e-01	5,500e-01	8,013e-01	1,218e+00	6,808e-02	1,160e-01	4,662e-01	8,528e-01	6,643e-01	1,022e+00	3,648e+00
0,140	2,412e-01	5,281e-01	7,866e-01	1,196e+00	6,315e-02	1,141e-01	2,963e-01	6,875e-01	6,006e-01	9,640e-01	3,385e+00
0,120	2,324e-01	4,968e-01	7,619e-01	1,163e+00	5,942e-02	1,103e-01	1,885e-01	4,776e-01	4,933e-01	8,932e-01	3,131e+00
0,100	2,159e-01	4,450e-01	7,179e-01	1,100e+00	5,558e-02	1,032e-01	1,190e-01	2,465e-01	3,177e-01	7,724e-01	2,732e+00
0,080	1,821e-01	3,471e-01	6,368e-01	9,996e-01	4,696e-02	8,507e-02	8,139e-02	9,826e-02	1,143e-01	6,063e-01	2,377e+00
0,060	1,026e-01	1,691e-01	4,853e-01	8,280e-01	2,788e-02	4,527e-02	5,601e-02	5,401e-02	2,633e-02	3,631e-01	1,872e+00
0,040	9,758e-03	1,270e-02	2,814e-01	5,499e-01	5,098e-03	8,823e-03		1,196e-02		3,027e-02	1,130e+00
0,020			2,125e-02	1,629e-01							1,881e-01

Charge Nr. X –	G1150b 00040506	G1150b 00040507	G1150b 00051702	G1150b 99112301		G1150b 99112302		G1150b 99112501		G1150b 99113002		G1150b 99113003	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600													
0,580		7,235e-01				6,902e-02	47,8						
0,560	5,087e-01	2,788e+00		6,183e-01	111,9	3,415e-01	145,3	3,157e-01	103,6				
0,540	9,095e-01	2,854e+00		8,525e-01	121,7	3,805e-01	152,1	6,971e-01	142,1				
0,520	9,000e-01	2,846e+00	1,366e-01	8,649e-01	124,2	3,819e-01	145,8	8,454e-01	162,4				
0,500	8,937e-01	2,833e+00	3,091e-01	8,605e-01	124,5	3,773e-01	145,4	8,706e-01	164,7	1,552e-01	152,7		
0,480	8,863e-01	2,799e+00	2,851e-01	8,482e-01	123,5	3,710e-01	143,8	8,698e-01	155,4	1,991e-01	179,4		
0,460	8,803e-01	2,746e+00	2,758e-01	8,338e-01	120,3	3,648e-01	143,9	8,609e-01	143,5	1,921e-01	171,4	2,985e-01	143,9
0,440	8,709e-01	2,721e+00	2,710e-01	8,223e-01	117,6	3,595e-01	139,3	8,522e-01	143,3	1,855e-01	176,1	3,258e-01	154,4
0,420	8,630e-01	2,711e+00	2,661e-01	8,143e-01	118,9	3,553e-01	141,5	8,466e-01	141,7	1,787e-01	177,5	3,162e-01	153,0
0,400	8,597e-01	2,680e+00	2,612e-01	8,038e-01	116,0	3,506e-01	140,3	8,410e-01	143,8	1,742e-01	175,9	3,061e-01	154,8
0,380	8,529e-01	2,654e+00	2,580e-01	7,959e-01	113,4	3,472e-01	139,4	8,357e-01	144,6	1,710e-01	176,8	2,981e-01	153,1
0,360	8,468e-01	2,626e+00	2,558e-01	7,889e-01	113,8	3,431e-01	137,2	8,308e-01	145,0	1,684e-01	176,1	2,937e-01	154,9
0,340	8,431e-01	2,601e+00	2,521e-01	7,797e-01	114,4	3,397e-01	136,2	8,252e-01	141,3	1,664e-01	175,2	2,899e-01	151,5
0,320	8,405e-01	2,570e+00	2,504e-01	7,732e-01	113,7	3,364e-01	139,4	8,219e-01	143,2	1,648e-01	173,2	2,871e-01	151,6
0,300	8,348e-01	2,538e+00	2,471e-01	7,626e-01	114,5	3,312e-01	135,9	8,179e-01	140,7	1,624e-01	172,1	2,835e-01	151,7
0,280	8,248e-01	2,500e+00	2,447e-01	7,514e-01	114,1	3,272e-01	136,5	8,121e-01	145,6	1,597e-01	173,1	2,796e-01	150,2
0,260	8,213e-01	2,459e+00	2,428e-01	7,481e-01	115,6	3,245e-01	135,6	8,054e-01	139,4	1,581e-01	172,5	2,752e-01	151,4
0,240	8,221e-01	2,406e+00	2,408e-01	7,403e-01	113,5	3,220e-01	135,7	8,014e-01	139,1	1,565e-01	170,2	2,718e-01	149,0
0,220	8,151e-01	2,342e+00	2,371e-01	7,335e-01	113,9	3,195e-01	135,0	7,987e-01	137,9	1,548e-01	169,3	2,687e-01	148,3
0,200	8,058e-01	2,245e+00	2,327e-01	7,290e-01	112,4	3,164e-01	135,2	7,929e-01	138,4	1,538e-01	168,4	2,665e-01	147,5
0,180	7,909e-01	2,153e+00	2,245e-01	7,203e-01	113,5	3,135e-01	134,4	7,872e-01	138,4	1,518e-01	167,5	2,629e-01	149,3
0,160	7,753e-01	1,995e+00	2,113e-01	7,123e-01	113,9	3,098e-01	134,8	7,786e-01	140,1	1,488e-01	166,0	2,586e-01	147,7
0,140	7,445e-01	1,731e+00	1,867e-01	6,961e-01	112,3	3,026e-01	134,9	7,636e-01	129,6	1,450e-01	163,9	2,523e-01	147,3
0,120	6,989e-01	1,434e+00	1,371e-01	6,656e-01	112,6	2,930e-01	132,6	7,417e-01	142,0	1,398e-01	163,1	2,434e-01	144,9
0,100	6,221e-01	1,162e+00	6,944e-02	6,190e-01	112,3	2,746e-01	131,5	7,024e-01	131,2	1,306e-01	162,2	2,295e-01	143,3
0,080	4,894e-01	8,048e-01	2,332e-02	5,373e-01	111,6	2,408e-01	134,5	6,173e-01	135,0	1,124e-01	160,6	1,983e-01	145,9
0,060	2,797e-01	3,458e-01	5,474e-03	4,041e-01	111,2	1,742e-01	132,8	4,886e-01	132,4	7,688e-02	157,3	1,327e-01	143,4
0,040	1,939e-02	3,922e-02	1,677e-02	1,929e-01	112,8	6,544e-02	133,4	2,961e-01	131,8	1,932e-02	155,5	2,331e-02	143,6
0,020				1,863e-03	113,6	4,356e-03	134,3	2,555e-02	134,3	2,135e-03	154,9	2,010e-03	144,1

Charge Nr. X –	G0800 99100201	G0800 99100202	G0800 99100203	G0800 99100301	G0800 99100302	G0800 99101101	G0800 99112801	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,430	3,708e-02	1,303e-01	1,717e-01	4,199e-01	4,389e-01	3,354e-01	5,296e-01	164,2
0,416	4,256e-02	1,452e-01	1,947e-01	5,879e-01	7,783e-01	6,246e-01	9,760e-01	165,8
0,401	4,177e-02	1,547e-01	2,124e-01	6,152e-01	8,799e-01	7,389e-01	1,117e+00	180,8
0,387	4,171e-02	1,545e-01	2,135e-01	6,165e-01	9,077e-01	7,805e-01	1,148e+00	167,0
0,373	4,174e-02	1,534e-01	2,123e-01	6,187e-01	9,108e-01	7,851e-01	1,137e+00	177,1
0,358	4,174e-02	1,518e-01	2,107e-01	6,156e-01	9,116e-01	7,787e-01	1,108e+00	179,3
0,344	4,155e-02	1,506e-01	2,098e-01	6,114e-01	9,084e-01	7,779e-01	1,072e+00	174,8
0,330	3,957e-02	1,501e-01	2,082e-01	6,106e-01	9,039e-01	7,736e-01	1,026e+00	167,0
0,315	3,971e-02	1,490e-01	2,070e-01	6,055e-01	9,006e-01	7,703e-01	9,814e-01	141,2
0,301	4,051e-02	1,485e-01	2,057e-01	6,017e-01	8,970e-01	7,621e-01	9,487e-01	153,1
0,287	4,110e-02	1,475e-01	2,047e-01	5,999e-01	8,908e-01	7,590e-01	8,964e-01	156,3
0,272	4,097e-02	1,468e-01	2,037e-01	5,949e-01	8,873e-01	7,452e-01	8,563e-01	139,4
0,258	4,124e-02	1,468e-01	2,021e-01	5,887e-01	8,771e-01	7,410e-01	8,109e-01	154,3
0,244	4,110e-02	1,458e-01	2,009e-01	5,758e-01	8,678e-01	7,302e-01	7,773e-01	157,3
0,229	4,106e-02	1,445e-01	1,999e-01	5,648e-01	8,573e-01	7,175e-01	7,314e-01	160,0
0,215	4,098e-02	1,435e-01	1,979e-01	5,473e-01	8,435e-01	7,013e-01	6,760e-01	151,9
0,201	4,089e-02	1,425e-01	1,959e-01	5,316e-01	8,239e-01	6,874e-01	6,253e-01	156,0
0,186	4,082e-02	1,409e-01	1,932e-01	5,101e-01	8,007e-01	6,629e-01	5,836e-01	159,9
0,172	4,042e-02	1,385e-01	1,889e-01	4,838e-01	7,733e-01	6,364e-01	5,272e-01	157,4
0,158	3,996e-02	1,356e-01	1,840e-01	4,596e-01	7,396e-01	6,152e-01	4,704e-01	155,8
0,143	3,929e-02	1,323e-01	1,784e-01	4,219e-01	6,972e-01	5,876e-01	4,107e-01	146,1
0,129	3,847e-02	1,280e-01	1,711e-01	3,837e-01	6,517e-01	5,532e-01	3,579e-01	159,2
0,115	3,728e-02	1,218e-01	1,603e-01	3,388e-01	5,995e-01	5,188e-01	2,884e-01	154,3
0,100	3,508e-02	1,129e-01	1,461e-01	2,913e-01	5,400e-01	4,735e-01	2,217e-01	151,9
0,086	3,151e-02	9,908e-02	1,267e-01	2,415e-01	4,793e-01	4,247e-01	1,521e-01	157,3
0,072	2,432e-02	7,899e-02	1,002e-01	1,854e-01	4,076e-01	3,656e-01	8,478e-02	158,9
0,057	1,256e-02	5,353e-02	6,205e-02	1,159e-01	3,164e-01	2,912e-01	2,892e-02	161,4
0,043	3,103e-03	9,831e-03	1,265e-02	2,789e-02	2,118e-01	2,000e-01	9,814e-03	159,5
0,029				2,200e-03	9,333e-02	1,046e-01		
0,014					1,219e-02	2,984e-02		
0,000								

Messwerte der Versuche für Charge G0800

Charge Nr. X –	G1150b 00052701	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600		
0,580		
0,560		
0,540		
0,520	5,886e-02	139,2
0,500	8,995e-02	152,0
0,480	9,416e-02	140,3
0,460	9,239e-02	141,0
0,440	9,044e-02	142,6
0,420	8,891e-02	146,7
0,400	8,807e-02	148,2
0,380	8,772e-02	150,8
0,360	8,759e-02	151,4
0,340	8,725e-02	152,2
0,320	8,656e-02	151,3
0,300	8,562e-02	153,4
0,280	8,463e-02	150,7
0,260	8,394e-02	151,4
0,240	8,308e-02	150,8
0,220	8,219e-02	151,1
0,200	8,150e-02	151,4
0,180	8,029e-02	149,6
0,160	7,888e-02	150,8
0,140	7,656e-02	149,0
0,120	7,243e-02	146,3
0,100	6,448e-02	144,6
0,080	4,699e-02	142,4
0,060	2,252e-02	141,0
0,040	3,164e-03	139,8
0,020		

Charge Nr. X –	G0260 00012102 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012103 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012104 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012105 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012201 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012301 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012302 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012303 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012304 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012601 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G0260 00012602 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,430									8,024e-02		3,343e-02
0,416				1,832e-02			1,090e-01	2,258e-01	2,651e-01		4,522e-02
0,401		3,716e-01		2,860e-02		4,940e-02	1,312e-01	5,838e-01	3,237e-01		4,544e-02
0,387		3,077e-01	1,264e-03	2,863e-02	1,144e-02	2,328e-01	1,249e-01	6,075e-01	3,253e-01	1,661e-01	4,521e-02
0,373	9,059e-02	3,119e-01	3,963e-01	2,781e-02	1,276e-02	2,540e-01	1,204e-01	6,038e-01	3,198e-01	4,914e-01	4,492e-02
0,358	1,344e-01	3,284e-01	4,540e-01	2,688e-02	1,248e-02	2,444e-01	1,176e-01	5,892e-01	3,136e-01	5,084e-01	4,464e-02
0,344	1,279e-01	3,330e-01	4,518e-01	2,689e-02	1,238e-02	2,365e-01	1,162e-01	5,754e-01	3,087e-01	4,851e-01	4,442e-02
0,330	1,242e-01	3,320e-01	4,374e-01	2,663e-02	1,233e-02	2,329e-01	1,151e-01	5,648e-01	3,055e-01	4,655e-01	4,423e-02
0,315	1,214e-01	3,308e-01	4,262e-01	2,633e-02	1,233e-02	2,300e-01	1,143e-01	5,553e-01	3,026e-01	4,522e-01	4,407e-02
0,301	1,200e-01	3,294e-01	4,190e-01	2,603e-02	1,233e-02	2,280e-01	1,136e-01	5,480e-01	3,004e-01	4,424e-01	4,395e-02
0,287	1,188e-01	3,279e-01	4,123e-01	2,578e-02	1,230e-02	2,272e-01	1,128e-01	5,437e-01	2,984e-01	4,375e-01	4,387e-02
0,272	1,178e-01	3,259e-01	4,079e-01	2,555e-02	1,229e-02	2,255e-01	1,123e-01	5,405e-01	2,966e-01	4,322e-01	4,377e-02
0,258	1,166e-01	3,244e-01	4,043e-01	2,530e-02	1,227e-02	2,246e-01	1,118e-01	5,368e-01	2,952e-01	4,285e-01	4,359e-02
0,244	1,155e-01	3,226e-01	4,010e-01	2,504e-02	1,225e-02	2,231e-01	1,111e-01	5,334e-01	2,932e-01	4,261e-01	4,343e-02
0,229	1,148e-01	3,207e-01	3,984e-01	2,474e-02	1,221e-02	2,223e-01	1,104e-01	5,293e-01	2,919e-01	4,235e-01	4,324e-02
0,215	1,138e-01	3,183e-01	3,963e-01	2,436e-02	1,216e-02	2,211e-01	1,100e-01	5,257e-01	2,897e-01	4,204e-01	4,306e-02
0,201	1,130e-01	3,167e-01	3,940e-01	2,401e-02	1,211e-02	2,197e-01	1,092e-01	5,232e-01	2,881e-01	4,169e-01	4,280e-02
0,186	1,122e-01	3,146e-01	3,904e-01	2,342e-02	1,205e-02	2,174e-01	1,084e-01	5,204e-01	2,862e-01	4,143e-01	4,257e-02
0,172	1,109e-01	3,117e-01	3,874e-01	2,225e-02	1,199e-02	2,158e-01	1,075e-01	5,158e-01	2,838e-01	4,101e-01	4,233e-02
0,158	1,098e-01	3,088e-01	3,842e-01	1,945e-02	1,189e-02	2,143e-01	1,067e-01	5,114e-01	2,817e-01	4,044e-01	4,199e-02
0,143	1,085e-01	3,054e-01	3,798e-01	1,479e-02	1,175e-02	2,115e-01	1,054e-01	5,065e-01	2,789e-01	3,971e-01	4,160e-02
0,129	1,062e-01	3,013e-01	3,751e-01	8,385e-03	1,163e-02	2,081e-01	1,038e-01	4,994e-01	2,746e-01	3,859e-01	4,114e-02
0,115	1,034e-01	2,935e-01	3,674e-01	2,949e-03	1,144e-02	2,031e-01	1,016e-01	4,875e-01	2,693e-01	3,650e-01	4,041e-02
0,100	1,002e-01	2,821e-01	3,534e-01		1,110e-02	1,953e-01	9,807e-02	4,659e-01	2,608e-01	3,286e-01	3,849e-02
0,086	9,373e-02	2,599e-01	3,278e-01		1,049e-02	1,823e-01	9,174e-02	4,325e-01	2,438e-01	2,728e-01	3,631e-02
0,072	8,071e-02	2,205e-01	2,834e-01		9,111e-03	1,568e-01	7,963e-02	3,793e-01	2,103e-01	1,975e-01	3,129e-02
0,057	6,094e-02	1,771e-01	2,315e-01		6,665e-03	1,157e-01	5,985e-02	3,067e-01	1,703e-01	9,544e-02	2,488e-02
0,043	3,597e-02	1,168e-01	1,603e-01		3,291e-03	6,587e-02	3,565e-02	2,192e-01	1,171e-01	1,043e-02	1,604e-02
0,029	5,393e-03	4,871e-02	6,878e-02		7,229e-04	7,391e-03	6,257e-03	1,180e-01	5,721e-02		7,321e-03
0,014		5,961e-03	4,878e-03					1,016e-02	5,220e-03		1,275e-03
0,000											

Charge Nr. X –	G0260 00013001	G0260 00010802		G0260 00010901		G0260 00011002		G0260 00012202		G0260 00012305		G0260 00012306	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,430				1,228e-02	214,8					2,405e-02	286,5	2,728e-02	237,6
0,416	3,917e-02	1,747e-02	410,8	1,626e-02	325,3	1,833e-02	289,6	1,596e-02	381,9	5,118e-02	360,8	6,895e-02	397,0
0,401	4,652e-02	2,693e-02	446,5	1,831e-02	420,5	3,166e-02	380,2	2,416e-02	378,0	5,989e-02	424,3	8,440e-02	407,9
0,387	4,405e-02	3,015e-02	441,3	1,947e-02	452,0	3,547e-02	445,7	2,662e-02	387,2	6,213e-02	429,5	8,638e-02	427,0
0,373	4,226e-02	3,086e-02	446,4	2,012e-02	465,1	3,706e-02	465,9	2,711e-02	389,2	6,334e-02	455,3	8,684e-02	426,5
0,358	4,131e-02	3,086e-02	447,5	2,040e-02	466,6	3,803e-02	472,3	2,727e-02	401,8	6,349e-02	433,3	8,628e-02	436,5
0,344	4,059e-02	3,084e-02	456,1	2,051e-02	473,2	3,847e-02	474,0	2,725e-02	393,2	6,363e-02	442,0	8,548e-02	432,7
0,330	4,006e-02	3,074e-02	451,1	2,126e-02	472,9	3,858e-02	476,6	2,719e-02	391,7	6,341e-02	446,5	8,490e-02	437,5
0,315	3,969e-02	3,061e-02	455,0	2,134e-02	476,2	3,870e-02	471,6	2,711e-02	400,5	6,317e-02	445,4	8,429e-02	433,7
0,301	3,943e-02	3,056e-02	453,6	2,135e-02	473,4	3,873e-02	471,8	2,691e-02	391,9	6,291e-02	435,2	8,344e-02	429,9
0,287	3,919e-02	3,044e-02	450,5	2,136e-02	470,2	3,865e-02	468,4	2,671e-02	392,8	6,255e-02	436,0	8,281e-02	436,8
0,272	3,894e-02	3,027e-02	450,6	2,125e-02	467,7	3,852e-02	470,0	2,660e-02	391,4	6,228e-02	429,3	8,214e-02	434,1
0,258	3,874e-02	3,010e-02	446,3	2,117e-02	466,8	3,836e-02	465,2	2,641e-02	392,1	6,169e-02	426,1	8,158e-02	429,5
0,244	3,853e-02	2,992e-02	445,5	2,110e-02	465,4	3,817e-02	457,3	2,637e-02	400,8	6,139e-02	435,4	8,073e-02	422,3
0,229	3,831e-02	2,972e-02	442,7	2,096e-02	458,9	3,798e-02	461,0	2,612e-02	383,7	6,096e-02	425,1	8,013e-02	419,9
0,215	3,807e-02	2,951e-02	440,1	2,080e-02	455,3	3,767e-02	452,2	2,592e-02	394,5	6,064e-02	429,3	7,932e-02	422,7
0,201	3,786e-02	2,928e-02	438,6	2,063e-02	450,1	3,741e-02	451,6	2,580e-02	389,4	6,018e-02	423,1	7,866e-02	422,2
0,186	3,766e-02	2,906e-02	431,3	2,046e-02	444,6	3,718e-02	444,9	2,557e-02	384,2	5,969e-02	418,3	7,806e-02	415,0
0,172	3,726e-02	2,878e-02	429,6	2,022e-02	437,9	3,682e-02	438,8	2,527e-02	379,8	5,896e-02	412,8	7,721e-02	408,8
0,158	3,690e-02	2,844e-02	427,8	1,996e-02	428,7	3,652e-02	437,7	2,495e-02	376,4	5,842e-02	403,4	7,623e-02	409,1
0,143	3,647e-02	2,801e-02	420,0	1,960e-02	422,0	3,606e-02	428,7	2,452e-02	376,0	5,765e-02	407,4	7,536e-02	400,1
0,129	3,591e-02	2,751e-02	410,7	1,917e-02	413,6	3,547e-02	422,8	2,398e-02	369,4	5,685e-02	396,9	7,409e-02	395,1
0,115	3,512e-02	2,686e-02	410,4	1,862e-02	402,1	3,484e-02	414,5	2,353e-02	363,9	5,559e-02	393,4	7,237e-02	389,7
0,100	3,396e-02	2,596e-02	400,2	1,793e-02	392,1	3,390e-02	406,5	2,263e-02	359,6	5,377e-02	382,1	7,030e-02	385,6
0,086	3,196e-02	2,450e-02	390,3	1,683e-02	376,8	3,242e-02	398,2	2,119e-02	352,0	5,090e-02	377,8	6,677e-02	379,1
0,072	2,792e-02	2,179e-02	380,5	1,484e-02	362,8	2,981e-02	387,3	1,834e-02	340,8	4,599e-02	369,4	6,036e-02	371,3
0,057	2,057e-02	1,697e-02	369,0	1,153e-02	348,2	2,510e-02	374,9	1,389e-02	332,6	3,810e-02	356,5	5,013e-02	360,2
0,043	1,144e-02	1,108e-02	358,4	7,788e-03	332,7	1,927e-02	361,2	8,378e-03	325,7	2,806e-02	347,8	3,686e-02	354,8
0,029	2,093e-03	2,743e-03	339,8	3,244e-03	317,6	1,132e-02	346,8	1,307e-03	309,5	1,574e-02	339,8	2,072e-02	345,5
0,014		7,213e-04	332,2	6,618e-04	302,4	1,809e-03	328,1	1,446e-04	302,3	1,530e-03	329,3	4,843e-03	337,6
0,000										9,721e-05	319,0		

Charge Nr. X –	NWA 00020201 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NWA 00020301 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,430	4,843e-02	
0,416	6,119e-02	
0,401	4,915e-02	
0,387	4,437e-02	
0,373	4,260e-02	1,349e-01
0,358	4,174e-02	2,105e-01
0,344	4,108e-02	1,974e-01
0,330	4,074e-02	1,903e-01
0,315	4,058e-02	1,866e-01
0,301	4,046e-02	1,846e-01
0,287	4,018e-02	1,832e-01
0,272	4,000e-02	1,821e-01
0,258	3,983e-02	1,812e-01
0,244	3,972e-02	1,800e-01
0,229	3,948e-02	1,783e-01
0,215	3,921e-02	1,771e-01
0,201	3,895e-02	1,748e-01
0,186	3,864e-02	1,724e-01
0,172	3,827e-02	1,698e-01
0,158	3,788e-02	1,653e-01
0,143	3,743e-02	1,584e-01
0,129	3,687e-02	1,446e-01
0,115	3,606e-02	1,158e-01
0,100	3,459e-02	6,700e-02
0,086	3,224e-02	6,260e-03
0,072	2,763e-02	
0,057	1,959e-02	
0,043	9,409e-03	
0,029	1,067e-03	
0,014		
0,000		

Messwerte der Versuche für Charge NWA

Charge Nr. X –	G0260 00013002		G0260 00013003		G0260 00053001		G0260 00060201	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,430					4,554e-02	289,3		
0,416	4,843e-02	345,8	6,934e-02	303,8	5,806e-02	278,4		
0,401	5,960e-02	388,0	1,306e-01	457,5	5,812e-02	289,2		
0,387	5,958e-02	381,5	1,372e-01	424,7	5,791e-02	287,3	7,677e-03	333,8
0,373	5,947e-02	392,0	1,387e-01	401,0	5,752e-02	289,4	1,336e-02	331,5
0,358	5,896e-02	389,9	1,387e-01	409,1	5,714e-02	287,4	1,502e-02	341,1
0,344	5,848e-02	393,0	1,382e-01	420,3	5,677e-02	285,9	1,534e-02	337,4
0,330	5,809e-02	389,1	1,372e-01	419,4	5,645e-02	280,2	1,540e-02	335,5
0,315	5,762e-02	387,0	1,367e-01	420,7	5,610e-02	279,5	1,545e-02	333,0
0,301	5,726e-02	390,8	1,356e-01	417,7	5,582e-02	273,7	1,550e-02	327,5
0,287	5,689e-02	389,4	1,349e-01	416,3	5,545e-02	270,7	1,536e-02	324,4
0,272	5,648e-02	392,4	1,340e-01	414,9	5,513e-02	265,3	1,525e-02	318,5
0,258	5,613e-02	383,7	1,333e-01	416,8	5,471e-02	259,9	1,518e-02	313,0
0,244	5,577e-02	384,4	1,322e-01	408,5	5,444e-02	256,9	1,501e-02	312,3
0,229	5,538e-02	383,4	1,313e-01	405,4	5,407e-02	255,5	1,480e-02	302,7
0,215	5,496e-02	382,3	1,305e-01	403,3	5,349e-02	250,6	1,469e-02	292,3
0,201	5,447e-02	377,3	1,295e-01	402,5	5,296e-02	246,1	1,451e-02	290,6
0,186	5,407e-02	376,6	1,289e-01	401,5	5,244e-02	239,1	1,425e-02	282,9
0,172	5,348e-02	368,7	1,281e-01	398,5	5,187e-02	235,5	1,411e-02	281,4
0,158	5,279e-02	369,6	1,265e-01	392,2	5,125e-02	231,1	1,389e-02	271,7
0,143	5,222e-02	364,3	1,254e-01	391,2	5,036e-02	227,5	1,359e-02	263,8
0,129	5,132e-02	360,6	1,239e-01	385,9	4,936e-02	222,7	1,322e-02	257,4
0,115	5,021e-02	353,9	1,219e-01	376,9	4,802e-02	216,8	1,278e-02	249,4
0,100	4,865e-02	350,6	1,190e-01	375,2	4,572e-02	211,4	1,214e-02	245,1
0,086	4,605e-02	342,4	1,143e-01	371,9	4,156e-02	206,5	1,100e-02	234,4
0,072	4,108e-02	334,9	1,045e-01	362,4	3,256e-02	201,6	8,552e-03	226,3
0,057	3,183e-02	328,4	8,755e-02	357,1	2,068e-02	197,2	5,179e-03	219,6
0,043	2,055e-02	319,4	6,665e-02	352,7	6,452e-03	191,1	1,674e-03	212,8
0,029	4,257e-03	305,0	3,859e-02	339,2	3,290e-04	184,6	4,410e-04	207,6
0,014			3,928e-03	324,5				
0,000								

Charge Nr. X –	NWA 00020302	NWA 00020303	NWA 00020304	NWA 00020901	NWA 00021301	NWA 00051101	NWA 00020202		NWA 00020203		NWA 00020902	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,430									2,898e-02	153,9	1,291e-02	181,1
0,416				1,608e-02			6,198e-02	339,4	1,040e-01	345,6	2,639e-02	317,7
0,401				1,752e-02	2,238e-02	9,764e-03	6,254e-02	381,8	1,404e-01	411,0	3,047e-02	370,6
0,387				1,608e-02	2,356e-02	9,147e-03	5,839e-02	377,2	1,299e-01	396,5	2,937e-02	389,2
0,373			1,544e-01	1,573e-02	2,218e-02	8,352e-03	5,708e-02	384,1	1,279e-01	377,7	2,935e-02	394,8
0,358	2,369e-01	2,960e-01	3,032e-01	1,570e-02	2,172e-02	8,063e-03	5,600e-02	385,9	1,280e-01	386,5	2,931e-02	404,8
0,344	5,160e-01	1,089e+00	3,156e-01	1,562e-02	2,162e-02	7,942e-03	5,521e-02	388,8	1,274e-01	385,9	2,917e-02	397,2
0,330	5,071e-01	1,218e+00	3,112e-01	1,543e-02	2,148e-02	7,859e-03	5,477e-02	389,1	1,271e-01	395,3	2,888e-02	402,9
0,315	4,842e-01	1,258e+00	3,047e-01	1,534e-02	2,137e-02	7,765e-03	5,410e-02	390,3	1,270e-01	385,4	2,885e-02	409,6
0,301	4,689e-01	1,255e+00	2,994e-01	1,530e-02	2,130e-02	7,702e-03	5,348e-02	385,7	1,262e-01	386,5	2,860e-02	400,5
0,287	4,573e-01	1,240e+00	2,949e-01	1,525e-02	2,121e-02	7,657e-03	5,291e-02	384,9	1,257e-01	396,3	2,844e-02	398,4
0,272	4,457e-01	1,225e+00	2,920e-01	1,522e-02	2,116e-02	7,628e-03	5,242e-02	384,3	1,251e-01	381,3	2,826e-02	400,8
0,258	4,381e-01	1,201e+00	2,893e-01	1,516e-02	2,115e-02	7,571e-03	5,204e-02	382,3	1,244e-01	394,9	2,804e-02	392,6
0,244	4,340e-01	1,180e+00	2,867e-01	1,509e-02	2,107e-02	7,543e-03	5,144e-02	379,7	1,238e-01	383,5	2,775e-02	393,4
0,229	4,292e-01	1,152e+00	2,845e-01	1,506e-02	2,096e-02	7,519e-03	5,107e-02	378,0	1,229e-01	385,0	2,744e-02	388,6
0,215	4,249e-01	1,136e+00	2,825e-01	1,498e-02	2,089e-02	7,447e-03	5,059e-02	375,4	1,225e-01	381,0	2,724e-02	393,2
0,201	4,203e-01	1,123e+00	2,810e-01	1,490e-02	2,081e-02	7,354e-03	5,028e-02	373,8	1,217e-01	380,6	2,705e-02	387,6
0,186	4,159e-01	1,099e+00	2,787e-01	1,481e-02	2,068e-02	7,252e-03	4,966e-02	369,7	1,209e-01	375,6	2,675e-02	384,6
0,172	4,104e-01	1,086e+00	2,764e-01	1,469e-02	2,054e-02	7,147e-03	4,901e-02	370,0	1,197e-01	373,1	2,642e-02	378,7
0,158	4,044e-01	1,065e+00	2,739e-01	1,458e-02	2,040e-02	7,051e-03	4,858e-02	366,0	1,187e-01	368,9	2,608e-02	376,3
0,143	3,995e-01	1,031e+00	2,710e-01	1,444e-02	2,017e-02	7,016e-03	4,779e-02	358,7	1,176e-01	366,4	2,569e-02	368,9
0,129	3,906e-01	9,921e-01	2,674e-01	1,422e-02	1,989e-02	6,886e-03	4,681e-02	354,9	1,160e-01	362,1	2,519e-02	365,2
0,115	3,793e-01	9,249e-01	2,627e-01	1,394e-02	1,951e-02	6,694e-03	4,571e-02	350,5	1,137e-01	353,9	2,451e-02	358,6
0,100	3,624e-01	8,529e-01	2,549e-01	1,352e-02	1,890e-02	6,474e-03	4,401e-02	345,3	1,108e-01	350,4	2,351e-02	352,6
0,086	3,298e-01	7,524e-01	2,422e-01	1,277e-02	1,783e-02	6,203e-03	4,137e-02	340,4	1,059e-01	343,6	2,212e-02	343,4
0,072	2,737e-01	6,560e-01	2,169e-01	1,136e-02	1,568e-02	5,671e-03	3,637e-02	333,1	9,720e-02	340,8	1,934e-02	335,9
0,057	1,918e-01	5,049e-01	1,792e-01	8,618e-03	1,153e-02	4,583e-03	2,732e-02	324,2	8,159e-02	334,9	1,474e-02	327,8
0,043	9,157e-02	3,309e-01	1,308e-01	5,097e-03	6,574e-03	2,648e-03	1,597e-02	318,4	6,102e-02	328,9	8,972e-03	320,3
0,029	5,129e-03	1,409e-01	6,796e-02	1,231e-03	1,812e-03	2,158e-04	3,531e-03	309,3	3,315e-02	322,6	2,585e-03	309,5
0,014		6,462e-03	6,993e-03						4,530e-03	314,0	1,084e-03	306,9
0,000												

Charge Nr. X –	AOS 00032601 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00032701 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00032702 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00032901 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00032902 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00032903 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00032904 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00040601 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00050201 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	AOS 00050701 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,250										
0,242			4,610e-03					1,467e-02		
0,233	3,971e-03	8,943e-03	1,026e-02	1,011e-02				1,001e-01	2,278e-03	
0,225	4,625e-03	1,047e-02	1,223e-02	6,771e-02		3,891e-02	5,740e-02	1,282e-01	2,504e-03	
0,217	4,568e-03	9,993e-03	1,211e-02	8,127e-02		2,590e-01	2,575e-01	1,256e-01	2,363e-03	1,306e-02
0,208	4,527e-03	9,633e-03	1,191e-02	8,112e-02	2,947e-02	3,121e-01	2,639e-01	1,144e-01	2,272e-03	1,676e-02
0,200	4,575e-03	9,235e-03	1,148e-02	7,826e-02	6,067e-02	3,078e-01	2,497e-01	1,057e-01	2,217e-03	1,520e-02
0,192	4,487e-03	9,035e-03	1,114e-02	7,645e-02	5,343e-02	2,895e-01	2,313e-01	9,836e-02	2,170e-03	1,396e-02
0,183	4,472e-03	8,976e-03	1,094e-02	7,455e-02	4,912e-02	2,807e-01	2,183e-01	9,762e-02	2,137e-03	1,312e-02
0,175	4,443e-03	8,860e-03	1,073e-02	7,345e-02	4,682e-02	2,602e-01	2,051e-01	9,612e-02	2,101e-03	1,255e-02
0,167	4,414e-03	8,829e-03	1,055e-02	7,298e-02	4,511e-02	2,516e-01	1,926e-01	9,267e-02	2,062e-03	1,217e-02
0,158	4,401e-03	8,736e-03	1,039e-02	7,211e-02	4,426e-02	2,409e-01	1,842e-01	9,025e-02	2,035e-03	1,186e-02
0,150	4,375e-03	8,640e-03	1,026e-02	7,170e-02	4,361e-02	2,291e-01	1,851e-01	8,849e-02	2,009e-03	1,163e-02
0,142	4,345e-03	8,593e-03	1,014e-02	7,119e-02	4,306e-02	2,197e-01	1,827e-01	8,722e-02	1,985e-03	1,150e-02
0,133	4,352e-03	8,544e-03	1,008e-02	7,081e-02	4,265e-02	2,114e-01	1,794e-01	8,620e-02	1,964e-03	1,142e-02
0,125	4,317e-03	8,552e-03	9,972e-03	7,059e-02	4,232e-02	2,079e-01	1,775e-01	8,562e-02	1,946e-03	1,130e-02
0,117	4,306e-03	8,487e-03	9,895e-03	6,953e-02	4,199e-02	2,046e-01	1,740e-01	8,534e-02	1,954e-03	1,105e-02
0,108	4,281e-03	8,409e-03	9,824e-03	6,803e-02	4,163e-02	1,986e-01	1,704e-01	8,504e-02	1,925e-03	1,102e-02
0,100	4,255e-03	8,374e-03	9,747e-03	6,663e-02	4,117e-02	1,936e-01	1,666e-01	8,416e-02	1,901e-03	1,091e-02
0,092	4,227e-03	8,258e-03	9,641e-03	6,475e-02	4,073e-02	1,903e-01	1,618e-01	8,289e-02	1,880e-03	1,077e-02
0,083	4,197e-03	8,376e-03	9,562e-03	6,129e-02	4,026e-02	1,850e-01	1,586e-01	8,161e-02	1,860e-03	1,057e-02
0,075	4,151e-03	8,218e-03	9,501e-03	5,422e-02	3,966e-02	1,789e-01	1,538e-01	8,078e-02	1,838e-03	1,048e-02
0,067	4,099e-03	8,029e-03	9,419e-03	4,000e-02	3,893e-02	1,691e-01	1,501e-01	7,976e-02	1,817e-03	1,027e-02
0,058	4,035e-03	7,924e-03	9,310e-03	2,359e-02	3,800e-02	1,498e-01	1,455e-01	7,852e-02	1,786e-03	1,004e-02
0,050	3,945e-03	7,687e-03	9,168e-03	1,324e-02	3,653e-02	1,166e-01	1,382e-01	7,664e-02	1,740e-03	9,779e-03
0,042	3,826e-03	7,465e-03	8,934e-03	7,355e-03	3,415e-02	7,419e-02	1,249e-01	7,454e-02	1,678e-03	9,373e-03
0,033	3,636e-03	7,159e-03	8,573e-03	3,820e-03	2,800e-02	4,129e-02	9,873e-02	7,120e-02	1,582e-03	8,723e-03
0,025	3,234e-03	6,577e-03	7,765e-03	2,355e-03	1,291e-02	2,382e-02	5,043e-02	6,298e-02	1,384e-03	7,228e-03
0,017	1,982e-03	4,965e-03	5,109e-03	1,726e-03	2,527e-03	1,147e-02	5,509e-03	4,579e-02	6,890e-04	2,587e-03
0,008	6,639e-05	5,529e-04	2,890e-04	1,439e-03	4,578e-04	8,489e-04	7,742e-04	1,536e-02	3,554e-05	2,819e-04
0,000		-8,267e-05	1,252e-05					1,142e-03		

Messwerte der Versuche für Charge AOS

Charge Nr. X –	AOS 00032401		AOS 00032402		AOS 00032801		AOS 00032802		AOS 00032905		AOS 00060401		AOS 00060601	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,250	7,046e-03	414,9												
0,242	8,001e-03	506,1												
0,233	8,197e-03	516,6	5,188e-03	413,8					1,064e-02	391,1				
0,225	8,254e-03	538,8	9,127e-03	448,9	2,974e-03	471,7	1,264e-02	549,6	2,320e-02	599,9	2,452e-03	328,0		
0,217	8,297e-03	532,7	1,063e-02	487,8	4,923e-03	510,2	1,938e-02	583,7	2,613e-02	595,8	3,965e-03	340,8	9,510e-03	379,1
0,208	8,282e-03	542,9	1,100e-02	521,8	5,780e-03	530,5	1,952e-02	610,3	2,568e-02	617,2	4,780e-03	358,4	1,490e-02	364,5
0,200	8,261e-03	536,7	1,126e-02	556,8	6,233e-03	544,7	1,998e-02	616,5	2,576e-02	612,7	5,190e-03	383,7	1,482e-02	360,6
0,192	8,259e-03	547,2	1,139e-02	572,3	6,517e-03	553,9	1,983e-02	619,6	2,530e-02	611,3	5,457e-03	399,5	1,464e-02	364,3
0,183	8,232e-03	539,2	1,138e-02	582,1	6,745e-03	544,8	1,984e-02	620,6	2,518e-02	612,6	5,611e-03	398,8	1,462e-02	360,0
0,175	8,209e-03	536,8	1,139e-02	582,2	6,858e-03	543,9	1,969e-02	622,4	2,453e-02	609,7	5,657e-03	399,1	1,437e-02	354,7
0,167	8,186e-03	533,8	1,142e-02	581,1	6,895e-03	552,6	1,935e-02	619,2	2,452e-02	609,2	5,635e-03	392,0	1,413e-02	356,3
0,158	8,140e-03	531,7	1,139e-02	583,5	6,933e-03	549,7	1,924e-02	611,7	2,393e-02	609,9	5,623e-03	396,8	1,394e-02	350,8
0,150	8,093e-03	536,9	1,128e-02	585,8	6,958e-03	555,1	1,890e-02	605,2	2,398e-02	598,9	5,627e-03	400,0	1,371e-02	344,9
0,142	8,070e-03	529,7	1,122e-02	582,9	6,981e-03	557,3	1,875e-02	599,1	2,348e-02	594,0	5,630e-03	399,5	1,362e-02	346,9
0,133	8,036e-03	531,0	1,107e-02	576,5	7,004e-03	549,5	1,838e-02	592,7	2,321e-02	590,1	5,619e-03	391,1	1,341e-02	343,6
0,125	7,985e-03	527,2	1,097e-02	577,2	7,003e-03	541,2	1,823e-02	591,4	2,286e-02	583,2	5,596e-03	388,5	1,322e-02	334,7
0,117	7,925e-03	519,1	1,084e-02	568,0	6,977e-03	535,8	1,804e-02	587,7	2,273e-02	576,9	5,542e-03	380,4	1,313e-02	331,2
0,108	7,859e-03	519,9	1,071e-02	560,3	6,935e-03	528,8	1,778e-02	571,7	2,229e-02	569,8	5,435e-03	371,9	1,299e-02	329,2
0,100	7,794e-03	511,0	1,059e-02	553,6	6,905e-03	520,4	1,749e-02	567,5	2,208e-02	560,9	5,331e-03	364,4	1,283e-02	319,9
0,092	7,739e-03	512,8	1,047e-02	551,6	6,827e-03	510,0	1,725e-02	564,1	2,189e-02	552,1	5,235e-03	357,2	1,266e-02	318,7
0,083	7,643e-03	505,0	1,034e-02	541,5	6,752e-03	503,0	1,698e-02	555,7	2,148e-02	545,0	5,149e-03	349,1	1,244e-02	310,4
0,075	7,511e-03	499,5	1,016e-02	535,3	6,674e-03	494,7	1,665e-02	545,0	2,123e-02	538,7	5,040e-03	336,5	1,230e-02	308,4
0,067	7,392e-03	493,5	9,972e-03	529,5	6,573e-03	482,5	1,644e-02	534,4	2,076e-02	526,0	4,918e-03	328,5	1,208e-02	303,7
0,058	7,257e-03	484,8	9,751e-03	524,9	6,457e-03	475,0	1,587e-02	527,6	2,023e-02	520,3	4,760e-03	318,3	1,183e-02	298,5
0,050	7,074e-03	480,3	9,479e-03	511,4	6,302e-03	465,0	1,543e-02	518,7	1,952e-02	506,9	4,555e-03	308,8	1,153e-02	288,4
0,042	6,814e-03	472,4	9,103e-03	500,7	6,073e-03	451,3	1,480e-02	505,1	1,870e-02	499,5	4,301e-03	297,3	1,120e-02	284,7
0,033	6,381e-03	457,5	8,546e-03	486,7	5,644e-03	433,1	1,371e-02	488,9	1,721e-02	485,4	3,909e-03	285,1	1,073e-02	279,6
0,025	5,405e-03	444,3	7,244e-03	471,8	4,492e-03	413,3	1,128e-02	473,3	1,341e-02	465,7	2,935e-03	274,1	1,008e-02	268,8
0,017	2,823e-03	426,7	3,421e-03	452,1	1,916e-03	393,7	4,741e-03	458,2	4,029e-03	447,9	3,337e-04	268,0	8,605e-03	263,8
0,008	2,369e-04	406,5	2,147e-04	437,8	8,560e-05	385,6	5,524e-05	444,4	8,671e-05	422,6	7,660e-05	270,5	3,772e-03	253,3
0,000													-6,331e-05	242,2

Charge Nr. X –	NG100 00030601 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NG100 00030801 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NG100 00030802 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NG100 00031301 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NG100 00032302 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NG100 00032303 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NG100 00050801 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,230	1,580e-03				1,271e-03		
0,222	1,494e-03			2,493e-03	2,685e-03		
0,215	1,419e-03		6,187e-03	7,799e-03	2,608e-03	1,527e-03	
0,207	1,357e-03		1,852e-02	9,893e-03	2,395e-03	1,071e-03	1,344e-03
0,199	1,294e-03	5,078e-03	2,049e-02	1,117e-02	2,250e-03	9,480e-04	1,635e-03
0,192	1,217e-03	1,042e-02	2,065e-02	1,176e-02	2,095e-03	8,605e-04	1,518e-03
0,184	1,150e-03	1,132e-02	1,999e-02	1,195e-02	1,944e-03	8,095e-04	1,459e-03
0,176	1,121e-03	1,099e-02	1,895e-02	1,203e-02	1,850e-03	7,765e-04	1,404e-03
0,169	1,078e-03	1,022e-02	1,767e-02	1,206e-02	1,772e-03	7,416e-04	1,368e-03
0,161	1,031e-03	9,322e-03	1,656e-02	1,207e-02	1,685e-03	7,225e-04	1,344e-03
0,153	1,004e-03	8,866e-03	1,571e-02	1,206e-02	1,626e-03	7,059e-04	1,326e-03
0,146	9,763e-04	8,656e-03	1,514e-02	1,199e-02	1,577e-03	6,849e-04	1,312e-03
0,138	9,593e-04	8,481e-03	1,469e-02	1,187e-02	1,513e-03	6,720e-04	1,292e-03
0,130	9,255e-04	8,424e-03	1,426e-02	1,183e-02	1,478e-03	6,610e-04	1,260e-03
0,123	8,968e-04	8,285e-03	1,365e-02	1,178e-02	1,427e-03	6,472e-04	1,250e-03
0,115	8,929e-04	8,083e-03	1,312e-02	1,171e-02	1,387e-03	6,332e-04	1,215e-03
0,107	8,594e-04	7,892e-03	1,285e-02	1,161e-02	1,341e-03	6,212e-04	1,201e-03
0,100	8,259e-04	7,723e-03	1,223e-02	1,144e-02	1,304e-03	6,110e-04	1,171e-03
0,092	8,241e-04	7,789e-03	1,167e-02	1,122e-02	1,257e-03	6,004e-04	1,155e-03
0,084	7,956e-04	7,655e-03	1,144e-02	1,090e-02	1,216e-03	5,866e-04	1,109e-03
0,077	7,421e-04	7,476e-03	1,115e-02	1,040e-02	1,170e-03	5,701e-04	1,076e-03
0,069	7,213e-04	7,471e-03	1,060e-02	9,701e-03	1,125e-03	5,507e-04	1,031e-03
0,061	6,866e-04	7,301e-03	9,881e-03	8,681e-03	1,061e-03	5,287e-04	9,663e-04
0,054	6,425e-04	6,915e-03	9,161e-03	7,174e-03	9,935e-04	5,010e-04	8,781e-04
0,046	5,909e-04	6,357e-03	7,979e-03	5,307e-03	8,998e-04	4,634e-04	7,319e-04
0,038	4,746e-04	5,283e-03	6,042e-03	3,674e-03	7,549e-04	4,044e-04	4,969e-04
0,031	2,809e-04	3,354e-03	3,393e-03	2,447e-03	5,327e-04	3,014e-04	2,289e-04
0,023	1,015e-04	2,301e-04	5,716e-04	1,259e-03	2,269e-04	1,061e-04	1,379e-04
0,015				3,636e-04			
0,008				4,899e-05			
0,000							

Messwerte der Versuche für Charge NG100

Charge Nr. X –	AOS 00060901	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,250		
0,242		
0,233		
0,225		
0,217	9,360e-03	464,8
0,208	1,324e-02	450,9
0,200	1,350e-02	458,2
0,192	1,358e-02	460,8
0,183	1,353e-02	458,7
0,175	1,348e-02	457,6
0,167	1,335e-02	449,9
0,158	1,319e-02	445,5
0,150	1,309e-02	437,0
0,142	1,294e-02	429,5
0,133	1,281e-02	426,7
0,125	1,274e-02	423,7
0,117	1,263e-02	412,3
0,108	1,248e-02	401,7
0,100	1,230e-02	397,1
0,092	1,215e-02	389,7
0,083	1,199e-02	381,8
0,075	1,172e-02	370,8
0,067	1,147e-02	366,3
0,058	1,112e-02	358,8
0,050	1,062e-02	345,4
0,042	9,822e-03	330,3
0,033	7,687e-03	318,1
0,025	1,776e-03	307,1
0,017	2,976e-04	299,6
0,008	1,437e-04	295,1
0,000		

Charge Nr. X –	NO203 00041301 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NO203 00041302 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NO203 00041701 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	NO203 00041801 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,230				
0,222				
0,215				
0,207				
0,199				
0,192				
0,184				
0,176				
0,169				
0,161				
0,153		2,097e-03		1,127e-03
0,146		2,041e-03		1,464e-03
0,138		1,955e-03		1,462e-03
0,130	8,970e-04	1,891e-03		1,457e-03
0,123	8,909e-04	1,827e-03		1,426e-03
0,115	8,856e-04	1,786e-03		1,410e-03
0,107	8,813e-04	1,742e-03		1,395e-03
0,100	8,673e-04	1,716e-03		1,385e-03
0,092	8,608e-04	1,682e-03		1,373e-03
0,084	8,591e-04	1,642e-03	4,724e-03	1,351e-03
0,077	8,611e-04	1,618e-03	1,453e-02	1,342e-03
0,069	8,541e-04	1,591e-03	1,301e-02	1,323e-03
0,061	8,509e-04	1,562e-03	8,816e-03	1,319e-03
0,054	8,473e-04	1,537e-03	1,176e-02	1,301e-03
0,046	8,337e-04	1,514e-03	1,404e-02	1,293e-03
0,038	8,314e-04	1,485e-03	1,755e-02	1,276e-03
0,031	8,275e-04	1,469e-03	1,562e-02	1,254e-03
0,023	7,987e-04	1,432e-03	8,298e-03	1,217e-03
0,015	7,606e-04	1,357e-03	2,374e-03	1,139e-03
0,008	4,847e-04	1,225e-03	5,779e-04	2,893e-04
0,000	1,967e-05	8,450e-06		3,218e-05

Messwerte der Versuche für Charge NO203

Charge Nr. X –	NG100 00062001		NG100 00062301		NG100 00062401	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,230			1,223e-03	124,7		
0,222			1,533e-03	223,8		
0,215			1,951e-03	299,2	2,255e-04	256,9
0,207			2,196e-03	385,9	3,765e-04	305,7
0,199			2,374e-03	426,0	5,009e-04	323,8
0,192	2,335e-03	490,4	2,524e-03	455,6	5,853e-04	314,2
0,184	3,169e-03	507,8	2,598e-03	461,7	6,377e-04	315,8
0,176	3,830e-03	494,4	2,644e-03	467,0	6,750e-04	303,7
0,169	4,073e-03	482,8	2,674e-03	465,7	6,946e-04	289,3
0,161	4,174e-03	500,3	2,688e-03	470,4	6,977e-04	271,8
0,153	4,243e-03	521,8	2,692e-03	465,4	6,863e-04	248,5
0,146	4,310e-03	535,5	2,674e-03	459,3	6,605e-04	234,9
0,138	4,337e-03	528,5	2,651e-03	452,7	6,326e-04	229,2
0,130	4,352e-03	523,2	2,638e-03	442,9	6,080e-04	220,1
0,123	4,351e-03	527,8	2,613e-03	437,5	5,841e-04	218,5
0,115	4,342e-03	528,9	2,579e-03	433,3	5,492e-04	212,4
0,107	4,314e-03	521,2	2,534e-03	425,1	5,181e-04	211,4
0,100	4,253e-03	517,9	2,487e-03	418,1	5,022e-04	204,6
0,092	4,173e-03	499,1	2,437e-03	413,2	4,846e-04	200,8
0,084	4,101e-03	492,6	2,376e-03	402,5	4,620e-04	197,5
0,077	4,036e-03	484,7	2,303e-03	388,4	4,438e-04	197,2
0,069	3,932e-03	464,1	2,224e-03	381,0	4,236e-04	200,9
0,061	3,802e-03	453,8	2,131e-03	365,2	3,998e-04	216,5
0,054	3,652e-03	444,7	2,013e-03	347,2	3,701e-04	217,1
0,046	3,500e-03	433,0	1,864e-03	336,1	3,229e-04	213,8
0,038	3,336e-03	419,3	1,628e-03	320,2	2,854e-04	205,3
0,031	3,134e-03	410,9	1,216e-03	304,9	2,499e-04	208,0
0,023	2,849e-03	403,0	6,569e-04	301,8	2,148e-04	206,6
0,015	2,370e-03	392,2	1,562e-04	294,5	1,556e-04	209,7
0,008	1,570e-03	377,7			8,428e-05	207,1
0,000	4,670e-04	365,2				

Charge Nr. X –	NO203 00042001		NO203 00040602		NO203 00040603		NO203 00041401		NO203 00041901		NO203 00042002		NO203 00061901	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,230														
0,222														
0,215														
0,207														
0,199			1,364e-03	113,4										
0,192			1,304e-03	170,5										
0,184			1,470e-03	192,2	3,424e-03	462,1								
0,176			1,601e-03	262,5	4,482e-03	421,4								
0,169			1,750e-03	332,6	4,642e-03	443,9							2,171e-03	291,5
0,161			1,890e-03	374,5	4,697e-03	436,0							4,022e-03	429,5
0,153			1,986e-03	381,4	4,653e-03	433,8	6,332e-04	359,3	8,791e-04	429,1			4,127e-03	435,3
0,146			2,032e-03	380,6	4,616e-03	437,7	1,002e-03	361,9	1,537e-03	448,8			4,112e-03	437,3
0,138			2,050e-03	374,3	4,609e-03	437,1	1,157e-03	368,0	2,046e-03	435,3	3,692e-03	382,6	4,094e-03	443,3
0,130	1,494e-03		2,061e-03	364,3	4,552e-03	438,9	1,227e-03	346,4	2,192e-03	408,1	4,312e-03	512,3	4,080e-03	447,9
0,123	1,951e-03		2,065e-03	355,4	4,526e-03	430,8	1,278e-03	345,9	2,179e-03	400,6	4,472e-03	426,3	4,060e-03	452,5
0,115	1,930e-03		2,071e-03	349,6	4,408e-03	421,2	1,311e-03	339,3	2,246e-03	397,7	4,634e-03	418,9	4,047e-03	451,5
0,107	1,884e-03		2,072e-03	353,5	4,377e-03	410,6	1,363e-03	361,3	2,276e-03	402,6	4,640e-03	420,5	3,994e-03	446,9
0,100	1,865e-03		2,067e-03	359,6	4,341e-03	413,7	1,400e-03	349,7	2,303e-03	406,9	4,572e-03	408,8	3,910e-03	440,3
0,092	1,858e-03		2,089e-03	362,0	4,316e-03	404,1	1,411e-03	351,3	2,350e-03	418,6	4,509e-03	407,6	3,889e-03	438,4
0,084	1,901e-03		2,089e-03	363,0	4,261e-03	402,0	1,433e-03	332,6	2,389e-03	408,0	4,441e-03	404,5	3,840e-03	436,3
0,077	1,928e-03		2,110e-03	363,3	4,235e-03	399,7	1,440e-03	333,9	2,415e-03	401,6	4,353e-03	399,5	3,817e-03	431,9
0,069	1,953e-03		2,093e-03	353,3	4,164e-03	396,5	1,453e-03	325,6	2,422e-03	434,6	4,300e-03	392,8	3,779e-03	426,4
0,061	1,969e-03		2,071e-03	337,1	4,117e-03	388,1	1,441e-03	292,3	2,465e-03	439,1	4,229e-03	386,3	3,725e-03	413,1
0,054	1,968e-03		2,035e-03	327,4	4,070e-03	381,1	1,412e-03	284,2	2,486e-03	424,4	4,153e-03	379,3	3,657e-03	409,0
0,046	1,956e-03		2,007e-03	331,8	4,013e-03	368,0	1,380e-03	276,5	2,496e-03	416,7	4,085e-03	374,8	3,588e-03	403,4
0,038	1,940e-03		2,017e-03	329,0	3,945e-03	361,7	1,364e-03	280,7	2,485e-03	412,8	4,000e-03	361,8	3,528e-03	401,7
0,031	1,915e-03		2,003e-03	333,7	3,852e-03	352,2	1,332e-03	260,8	2,445e-03	416,4	3,891e-03	357,4	3,442e-03	389,7
0,023	1,855e-03		1,935e-03	305,4	3,710e-03	346,9	1,286e-03	265,7	2,345e-03	374,8	3,728e-03	343,7	3,294e-03	377,4
0,015	1,739e-03		1,835e-03	306,0	3,499e-03	331,7	1,105e-03	260,6	1,649e-03	369,6	3,470e-03	333,7	3,051e-03	362,0
0,008	7,846e-04		1,487e-03	294,2	1,277e-03	322,9	3,901e-04	266,7	1,816e-04	353,5	2,022e-03	324,6	2,015e-03	337,2
0,000	6,201e-06		2,759e-05	276,5	4,089e-05	324,7	3,489e-05	282,4	8,402e-06	354,9	1,015e-05	329,3	3,071e-05	336,5

Charge Nr. X –	G1800a 97121700 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800a 97121800 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800a 97121802 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800a 97121900 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800a 98010900 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800a 98010901 \dot{m}_{exp} kg/m ² h	G1800a 98051300 \dot{m}_{exp} kg/m ² h
0,600	2,983e-01	3,242e-01	6,646e-01	3,542e-01	7,996e-01	1,120e+00	5,362e-01
0,580	3,238e-01	3,491e-01	7,320e-01	4,005e-01	1,021e+00	1,609e+00	7,146e-01
0,560	3,250e-01	3,518e-01	7,405e-01	3,943e-01	1,047e+00	1,655e+00	8,101e-01
0,540	3,247e-01	3,487e-01	7,360e-01	3,953e-01	1,047e+00	1,660e+00	8,460e-01
0,520	3,247e-01	3,471e-01	7,341e-01	3,959e-01	1,047e+00	1,638e+00	8,460e-01
0,500	3,246e-01	3,456e-01	7,304e-01	3,929e-01	1,042e+00	1,624e+00	8,460e-01
0,480	3,223e-01	3,443e-01	7,300e-01	3,946e-01	1,034e+00	1,610e+00	8,460e-01
0,460	3,209e-01	3,431e-01	7,262e-01	3,944e-01	1,025e+00	1,601e+00	8,460e-01
0,440	3,192e-01	3,431e-01	7,260e-01	3,928e-01	1,019e+00	1,594e+00	8,460e-01
0,420	3,173e-01	3,411e-01	7,221e-01	3,919e-01	1,020e+00	1,592e+00	8,460e-01
0,400	3,168e-01	3,402e-01	7,188e-01	3,912e-01	1,013e+00	1,580e+00	8,460e-01
0,380	3,143e-01	3,382e-01	7,159e-01	3,912e-01	1,008e+00	1,558e+00	8,460e-01
0,360	3,127e-01	3,379e-01	7,072e-01	3,914e-01	1,005e+00	1,542e+00	8,460e-01
0,340	3,113e-01	3,362e-01	7,056e-01	3,905e-01	1,001e+00	1,529e+00	8,460e-01
0,320	3,103e-01	3,355e-01	7,056e-01	3,904e-01	1,000e+00	1,518e+00	8,460e-01
0,300	3,094e-01	3,351e-01	7,016e-01	3,879e-01	9,974e-01	1,509e+00	8,460e-01
0,280	3,095e-01	3,347e-01	6,998e-01	3,879e-01	9,920e-01	1,501e+00	8,460e-01
0,260	3,080e-01	3,327e-01	6,965e-01	3,874e-01	9,933e-01	1,498e+00	8,460e-01
0,240	3,072e-01	3,338e-01	6,932e-01	3,868e-01	9,854e-01	1,496e+00	8,460e-01
0,220	3,057e-01	3,299e-01	6,914e-01	3,841e-01	9,842e-01	1,485e+00	8,460e-01
0,200	3,057e-01	3,300e-01	6,871e-01	3,819e-01	9,795e-01	1,469e+00	8,325e-01
0,180	3,035e-01	3,268e-01	6,795e-01	3,799e-01	9,693e-01	1,453e+00	8,156e-01
0,160	3,017e-01	3,242e-01	6,670e-01	3,757e-01	9,604e-01	1,439e+00	8,156e-01
0,140	2,985e-01	3,185e-01	6,510e-01	3,682e-01	9,406e-01	1,415e+00	7,936e-01
0,120	2,937e-01	3,079e-01	6,248e-01	3,554e-01	9,131e-01	1,382e+00	7,659e-01
0,100	2,832e-01	2,885e-01	5,659e-01	3,303e-01	8,575e-01	1,307e+00	6,985e-01
0,080	2,581e-01	2,449e-01	4,704e-01	2,749e-01	7,559e-01	1,186e+00	5,756e-01
0,060	1,809e-01	1,579e-01	3,174e-01	1,715e-01	5,797e-01	9,643e-01	3,780e-01
0,040	7,471e-02	5,040e-02	1,100e-01	4,284e-02	3,407e-01	6,710e-01	1,270e-01
0,020	1,026e-02	6,218e-03	1,129e-02	7,437e-03	2,508e-02	2,196e-01	2,817e-02

Messwerte der Versuche für Charge G1800a

Charge Nr. X –	NO203 00062501	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,230		
0,222		
0,215		
0,207		
0,199		
0,192		
0,184	1,321e-04	193,3
0,176	4,356e-04	264,3
0,169	6,490e-04	314,8
0,161	7,731e-04	328,9
0,153	8,566e-04	344,6
0,146	9,128e-04	308,7
0,138	9,508e-04	293,1
0,130	9,803e-04	297,0
0,123	1,010e-03	292,1
0,115	1,031e-03	291,7
0,107	1,042e-03	290,7
0,100	1,065e-03	297,1
0,092	1,073e-03	274,4
0,084	1,062e-03	261,0
0,077	1,029e-03	265,2
0,069	8,788e-04	267,5
0,061	7,664e-04	291,2
0,054	7,403e-04	307,7
0,046	7,168e-04	315,7
0,038	6,800e-04	320,3
0,031	6,381e-04	319,9
0,023	5,720e-04	320,3
0,015	3,754e-04	324,7
0,008	1,590e-04	326,8
0,000	2,430e-05	327,0

Charge Nr. X –	G1800a 98051301	G1800a 98051302	G1800a 98061000	G1800a 98061001	G1800a 98011201		G1800a 98011300		G1800a 98011301		G1800a 98012200	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600	7,749e-01	9,064e-01	8,527e-01	1,402e+00	3,385e-01	125,9	4,426e-01	133,6	4,340e-01	168,0	8,269e-01	163,1
0,580	9,965e-01	1,183e+00	1,240e+00	1,839e+00	3,601e-01	170,9	4,730e-01	161,0	4,588e-01	186,7	1,081e+00	166,0
0,560	1,122e+00	1,354e+00	1,306e+00	1,950e+00	3,606e-01	173,6	4,811e-01	165,8	4,665e-01	183,8	1,103e+00	175,4
0,540	1,162e+00	1,393e+00	1,323e+00	1,979e+00	3,643e-01	172,3	4,800e-01	162,2	4,623e-01	177,9	1,109e+00	187,1
0,520	1,162e+00	1,393e+00	1,330e+00	1,989e+00	3,632e-01	167,2	4,779e-01	160,9	4,583e-01	172,5	1,105e+00	136,7
0,500	1,162e+00	1,393e+00	1,326e+00	1,991e+00	3,614e-01	163,6	4,784e-01	156,8	4,593e-01	172,2	1,103e+00	153,2
0,480	1,162e+00	1,393e+00	1,323e+00	1,990e+00	3,610e-01	160,7	4,748e-01	156,7	4,556e-01	168,8	1,098e+00	158,1
0,460	1,162e+00	1,446e+00	1,320e+00	1,982e+00	3,595e-01	161,1	4,722e-01	153,2	4,524e-01	166,7	1,095e+00	146,9
0,440	1,162e+00	1,446e+00	1,316e+00	1,975e+00	3,582e-01	159,5	4,724e-01	154,0	4,524e-01	168,3	1,086e+00	148,6
0,420	1,162e+00	1,446e+00	1,313e+00	1,968e+00	3,555e-01	158,3	4,695e-01	149,8	4,497e-01	165,2	1,077e+00	164,1
0,400	1,162e+00	1,446e+00	1,311e+00	1,959e+00	3,552e-01	157,7	4,671e-01	152,0	4,458e-01	162,9	1,067e+00	167,4
0,380	1,162e+00	1,446e+00	1,310e+00	1,948e+00	3,535e-01	155,6	4,671e-01	148,8	4,436e-01	164,5	1,058e+00	174,0
0,360	1,162e+00	1,446e+00	1,298e+00	1,934e+00	3,525e-01	152,4	4,639e-01	149,7	4,423e-01	162,9	1,056e+00	148,2
0,340	1,162e+00	1,446e+00	1,295e+00	1,929e+00	3,515e-01	154,4	4,622e-01	147,4	4,411e-01	160,7	1,052e+00	161,6
0,320	1,162e+00	1,446e+00	1,292e+00	1,929e+00	3,515e-01	152,8	4,594e-01	148,8	4,399e-01	163,3	1,051e+00	164,7
0,300	1,162e+00	1,405e+00	1,291e+00	1,923e+00	3,508e-01	151,9	4,594e-01	146,3	4,358e-01	159,1	1,047e+00	181,4
0,280	1,162e+00	1,392e+00	1,284e+00	1,917e+00	3,476e-01	149,0	4,561e-01	146,2	4,350e-01	159,8	1,042e+00	155,2
0,260	1,162e+00	1,392e+00	1,282e+00	1,906e+00	3,460e-01	148,6	4,543e-01	146,4	4,331e-01	158,6	1,036e+00	143,6
0,240	1,162e+00	1,392e+00	1,274e+00	1,901e+00	3,443e-01	148,9	4,530e-01	144,1	4,327e-01	156,1	1,028e+00	132,8
0,220	1,130e+00	1,392e+00	1,267e+00	1,893e+00	3,439e-01	145,7	4,524e-01	142,6	4,308e-01	155,1	1,024e+00	127,7
0,200	1,120e+00	1,392e+00	1,259e+00	1,874e+00	3,427e-01	147,6	4,502e-01	142,6	4,268e-01	155,0	1,020e+00	114,2
0,180	1,120e+00	1,356e+00	1,245e+00	1,847e+00	3,396e-01	146,0	4,447e-01	141,5	4,199e-01	154,9	1,012e+00	147,9
0,160	1,102e+00	1,334e+00	1,224e+00	1,802e+00	3,368e-01	144,4	4,374e-01	139,9	4,172e-01	152,8	1,002e+00	169,1
0,140	1,072e+00	1,264e+00	1,197e+00	1,733e+00	3,316e-01	141,7	4,294e-01	140,9	4,083e-01	151,6	9,842e-01	161,2
0,120	1,017e+00	1,172e+00	1,151e+00	1,625e+00	3,210e-01	141,1	4,134e-01	139,1	3,946e-01	149,4	9,569e-01	118,8
0,100	9,263e-01	1,018e+00	1,075e+00	1,498e+00	3,018e-01	138,9	3,838e-01	138,0	3,737e-01	147,7	9,071e-01	108,7
0,080	7,836e-01	8,030e-01	9,482e-01	1,296e+00	2,604e-01	137,3	3,166e-01	136,2	3,163e-01	146,9	8,086e-01	151,2
0,060	5,655e-01	5,101e-01	7,541e-01	1,015e+00	1,668e-01	135,8	1,915e-01	135,8	2,082e-01	145,8	6,375e-01	110,9
0,040	2,606e-01	1,287e-01	4,500e-01	6,034e-01	3,988e-02	128,8	3,617e-02	131,0	5,838e-02	142,0	4,011e-01	129,3
0,020	1,942e-02	2,858e-02	2,992e-02	3,352e-02	6,080e-03	127,9	9,621e-03	130,7	8,439e-03	141,6	4,535e-02	163,6

Charge Nr. X –	G1800a 98012201		G1800a 98012700		G1800a 98012800		G1800a 98012801		G1800a 98060900		G1800a 98061002	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600	1,128e+00	46,5	7,228e-01	221,8	1,064e+00	57,2	8,591e-01	172,2	6,557e-01	97,0	1,252e+00	142,9
0,580	1,645e+00	57,9	1,288e+00	168,7	1,660e+00	96,8	1,488e+00	137,4	8,854e-01	128,8	1,757e+00	128,9
0,560	1,697e+00	48,2	1,389e+00	221,4	1,689e+00	121,8	1,565e+00	145,6	9,143e-01	139,4	1,983e+00	87,1
0,540	1,707e+00	88,3	1,421e+00	35,1	1,704e+00	125,7	1,636e+00	162,0	9,191e-01	149,0	2,014e+00	141,8
0,520	1,694e+00	104,2	1,433e+00	340,8	1,697e+00	151,7	1,679e+00	168,4	9,174e-01	146,4	2,008e+00	81,9
0,500	1,674e+00	106,8	1,435e+00	4,2	1,697e+00	149,0	1,681e+00	176,0	9,174e-01	149,1	2,008e+00	141,9
0,480	1,667e+00	83,3	1,432e+00	401,9	1,699e+00	174,2	1,672e+00	178,8	9,187e-01	150,4	2,005e+00	95,6
0,460	1,665e+00	167,1	1,438e+00	0,8	1,709e+00	160,8	1,651e+00	183,8	9,182e-01	149,6	2,003e+00	151,4
0,440	1,662e+00	138,1	1,434e+00	344,4	1,714e+00	173,6	1,630e+00	180,1	9,148e-01	146,4	1,998e+00	90,8
0,420	1,664e+00	90,6	1,436e+00	10,9	1,697e+00	158,4	1,616e+00	190,6	9,115e-01	146,6	1,995e+00	150,6
0,400	1,659e+00	189,2	1,424e+00	242,0	1,670e+00	181,9	1,599e+00	185,7	9,102e-01	142,6	1,995e+00	99,6
0,380	1,649e+00	184,1	1,405e+00	144,9	1,640e+00	173,1	1,588e+00	176,8	9,071e-01	142,5	1,983e+00	136,9
0,360	1,632e+00	76,6	1,384e+00	109,5	1,611e+00	167,4	1,579e+00	182,6	8,999e-01	140,4	1,966e+00	102,5
0,340	1,612e+00	136,9	1,372e+00	234,9	1,607e+00	181,2	1,573e+00	182,0	8,950e-01	141,8	1,966e+00	139,7
0,320	1,595e+00	179,0	1,370e+00	31,2	1,623e+00	165,5	1,575e+00	174,6	8,928e-01	133,8	1,963e+00	107,6
0,300	1,576e+00	85,9	1,358e+00	308,8	1,630e+00	171,5	1,559e+00	174,6	8,888e-01	136,3	1,954e+00	130,9
0,280	1,560e+00	175,4	1,352e+00	7,4	1,628e+00	171,1	1,550e+00	177,9	8,876e-01	135,2	1,948e+00	106,2
0,260	1,559e+00	210,3	1,345e+00	313,9	1,617e+00	165,3	1,541e+00	171,7	8,834e-01	132,3	1,945e+00	128,8
0,240	1,567e+00	176,0	1,344e+00	-2,4	1,590e+00	169,8	1,534e+00	167,3	8,792e-01	130,9	1,938e+00	110,6
0,220	1,572e+00	93,3	1,338e+00	348,4	1,565e+00	165,0	1,533e+00	169,9	8,783e-01	134,0	1,928e+00	121,5
0,200	1,560e+00	141,9	1,335e+00	0,6	1,552e+00	154,6	1,521e+00	161,2	8,738e-01	131,5	1,906e+00	115,9
0,180	1,530e+00	206,7	1,323e+00	313,0	1,550e+00	162,8	1,510e+00	164,1	8,638e-01	127,7	1,877e+00	109,5
0,160	1,503e+00	152,8	1,311e+00	9,4	1,550e+00	153,3	1,488e+00	160,1	8,519e-01	127,0	1,833e+00	109,6
0,140	1,479e+00	101,0	1,292e+00	273,8	1,536e+00	154,4	1,460e+00	158,3	8,325e-01	126,1	1,765e+00	110,1
0,120	1,445e+00	144,9	1,264e+00	22,8	1,486e+00	156,0	1,423e+00	157,3	7,957e-01	127,4	1,653e+00	110,8
0,100	1,379e+00	162,6	1,209e+00	260,5	1,410e+00	151,5	1,366e+00	151,9	7,354e-01	126,8	1,504e+00	109,6
0,080	1,242e+00	138,6	1,113e+00	26,3	1,260e+00	149,3	1,245e+00	152,8	6,162e-01	124,9	1,316e+00	107,2
0,060	1,012e+00	107,2	9,286e-01	206,9	1,006e+00	141,4	1,020e+00	150,7	4,135e-01	123,7	1,035e+00	108,3
0,040	6,819e-01	98,8	6,686e-01	147,9	7,212e-01	147,4	7,233e-01	149,3	1,405e-01	120,6	5,941e-01	102,1
0,020	2,133e-01	17,0	2,861e-01	81,7	3,309e-01	147,7	2,736e-01	146,8	1,295e-02	116,5	4,795e-02	105,0

Messwerte der Versuche für Charge G1150a

Charge Nr. X –	G1150a 98030301	G1150a 98030302	G1150a 98030303	G1150a 98030304	G1150a 98061100	G1150a 98061101	G1150a 98012900		G1150a 98013000	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600	9,135e-02	2,370e-01	9,466e-02	1,343e-01			2,263e-01	55,8	1,005e-01	136,9
0,580	1,013e-01	3,400e-01	3,113e-01	1,454e-01		1,987e-01	2,966e-01	135,9	1,134e-01	170,6
0,560	9,912e-02	3,498e-01	4,698e-01	1,417e-01	5,880e-01	4,774e-01	2,995e-01	139,1	1,182e-01	164,2
0,540	9,963e-02	3,599e-01	5,014e-01	1,396e-01	9,053e-01	6,297e-01	3,059e-01	146,1	1,205e-01	159,1
0,520	1,004e-01	3,647e-01	5,152e-01	1,366e-01	9,670e-01	6,553e-01	3,068e-01	143,5	1,211e-01	155,9
0,500	9,977e-02	3,656e-01	5,147e-01	1,345e-01	9,842e-01	6,568e-01	3,057e-01	143,9	1,203e-01	154,8
0,480	9,946e-02	3,655e-01	5,133e-01	1,326e-01	9,907e-01	6,524e-01	3,046e-01	138,7	1,201e-01	155,2
0,460	9,892e-02	3,645e-01	5,141e-01	1,314e-01	9,875e-01	6,454e-01	3,034e-01	137,7	1,194e-01	154,9
0,440	9,818e-02	3,619e-01	5,117e-01	1,303e-01	9,850e-01	6,389e-01	3,015e-01	138,4	1,190e-01	153,5
0,420	9,749e-02	3,576e-01	5,087e-01	1,293e-01	9,841e-01	6,316e-01	2,993e-01	135,8	1,182e-01	153,8
0,400	9,677e-02	3,530e-01	5,077e-01	1,286e-01	9,797e-01	6,279e-01	2,974e-01	132,4	1,174e-01	153,1
0,380	9,609e-02	3,518e-01	5,075e-01	1,277e-01	9,746e-01	6,279e-01	2,961e-01	132,2	1,163e-01	153,6
0,360	9,519e-02	3,509e-01	5,042e-01	1,269e-01	9,825e-01	6,273e-01	2,937e-01	130,3	1,154e-01	153,5
0,340	9,446e-02	3,499e-01	4,965e-01	1,259e-01	9,792e-01	6,246e-01	2,917e-01	132,7	1,146e-01	152,1
0,320	9,398e-02	3,484e-01	4,897e-01	1,255e-01	9,633e-01	6,235e-01	2,906e-01	132,1	1,136e-01	152,9
0,300	9,375e-02	3,471e-01	4,881e-01	1,251e-01	9,591e-01	6,197e-01	2,902e-01	132,1	1,131e-01	152,3
0,280	9,332e-02	3,466e-01	4,882e-01	1,244e-01	9,542e-01	6,130e-01	2,874e-01	131,2	1,123e-01	150,0
0,260	9,292e-02	3,454e-01	4,885e-01	1,236e-01	9,497e-01	6,081e-01	2,871e-01	132,5	1,117e-01	146,9
0,240	9,251e-02	3,436e-01	4,879e-01	1,233e-01	9,437e-01	6,051e-01	2,862e-01	132,6	1,108e-01	147,5
0,220	9,182e-02	3,429e-01	4,847e-01	1,224e-01	9,382e-01	6,006e-01	2,853e-01	132,5	1,101e-01	147,4
0,200	9,133e-02	3,420e-01	4,812e-01	1,219e-01	9,313e-01	5,959e-01	2,841e-01	131,2	1,093e-01	146,6
0,180	9,056e-02	3,373e-01	4,768e-01	1,204e-01	9,206e-01	5,913e-01	2,822e-01	131,1	1,082e-01	146,3
0,160	8,944e-02	3,333e-01	4,721e-01	1,185e-01	9,043e-01	5,840e-01	2,789e-01	128,9	1,067e-01	144,5
0,140	8,794e-02	3,285e-01	4,657e-01	1,153e-01	8,796e-01	5,694e-01	2,741e-01	130,4	1,045e-01	143,7
0,120	8,514e-02	3,195e-01	4,519e-01	1,093e-01	8,348e-01	5,496e-01	2,677e-01	125,2	1,007e-01	142,6
0,100	7,970e-02	2,981e-01	4,336e-01	9,569e-02	7,601e-01	5,083e-01	2,545e-01	128,8	9,210e-02	141,2
0,080	6,679e-02	2,558e-01	3,784e-01	6,794e-02	6,342e-01	4,347e-01	2,217e-01	124,9	7,102e-02	139,9
0,060	3,996e-02	1,911e-01	2,963e-01	2,954e-02	4,542e-01	3,166e-01	1,639e-01	126,4	3,830e-02	138,4
0,040	7,329e-03	1,138e-01	2,022e-01	5,097e-03	2,403e-01	1,804e-01	9,845e-02	122,2	7,845e-03	137,6
0,020		1,570e-02	6,929e-02		2,968e-02	3,417e-02	9,139e-03	124,3		

Charge Nr. X –	G1150a 98013001		G1150a 98061003		G1150a 98061004		G1150a 98070300		G1150a 98070301	
	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K	\dot{m}_{exp} kg/m ² h	α_{exp} W/m ² K
0,600	2,403e-01	70,0								
0,580	4,119e-01	169,6			5,263e-01	90,0	9,894e-02	72,3	9,624e-02	195,2
0,560	4,224e-01	172,6	4,805e-01	95,5	9,544e-01	107,7	1,869e-01	84,2	2,202e-01	91,6
0,540	4,190e-01	186,2	6,933e-01	95,5	1,139e+00	88,4	3,130e-01	124,1	3,043e-01	124,5
0,520	4,159e-01	192,3	7,230e-01	99,4	1,179e+00	86,5	3,124e-01	132,3	3,065e-01	128,8
0,500	4,238e-01	186,6	7,282e-01	93,3	1,189e+00	107,9	3,101e-01	137,7	3,002e-01	136,1
0,480	4,290e-01	187,4	7,265e-01	92,9	1,191e+00	94,9	3,104e-01	133,7	2,963e-01	131,6
0,460	4,311e-01	186,1	7,219e-01	92,4	1,188e+00	100,6	3,107e-01	130,7	2,933e-01	130,8
0,440	4,321e-01	182,9	7,164e-01	97,9	1,183e+00	105,7	3,065e-01	128,2	2,891e-01	127,4
0,420	4,312e-01	175,7	7,143e-01	105,8	1,174e+00	102,2	3,015e-01	124,4	2,830e-01	130,2
0,400	4,286e-01	176,0	7,120e-01	98,2	1,171e+00	99,7	2,985e-01	123,0	2,779e-01	126,0
0,380	4,240e-01	171,8	7,095e-01	87,5	1,173e+00	103,3	2,983e-01	120,8	2,762e-01	130,6
0,360	4,190e-01	167,7	7,075e-01	91,5	1,161e+00	99,7	2,982e-01	120,0	2,762e-01	124,6
0,340	4,156e-01	165,2	7,047e-01	105,7	1,153e+00	100,9	2,971e-01	119,2	2,746e-01	123,7
0,320	4,141e-01	163,5	7,043e-01	91,4	1,150e+00	108,3	2,951e-01	119,8	2,721e-01	124,2
0,300	4,122e-01	157,0	7,016e-01	99,1	1,143e+00	97,0	2,930e-01	119,0	2,694e-01	124,5
0,280	4,038e-01	158,1	6,992e-01	87,6	1,142e+00	105,5	2,919e-01	117,4	2,679e-01	131,6
0,260	4,032e-01	153,3	6,963e-01	86,5	1,135e+00	97,5	2,901e-01	118,5	2,668e-01	123,1
0,240	4,056e-01	153,1	6,941e-01	92,6	1,129e+00	105,5	2,880e-01	117,7	2,652e-01	121,7
0,220	4,076e-01	153,6	6,904e-01	103,3	1,121e+00	103,1	2,873e-01	118,0	2,636e-01	121,5
0,200	4,061e-01	150,1	6,821e-01	98,4	1,108e+00	101,6	2,858e-01	118,9	2,609e-01	125,4
0,180	3,995e-01	150,1	6,737e-01	80,4	1,093e+00	101,5	2,829e-01	118,0	2,586e-01	124,0
0,160	3,944e-01	148,4	6,617e-01	91,4	1,068e+00	96,9	2,788e-01	117,9	2,562e-01	123,3
0,140	3,887e-01	148,7	6,484e-01	93,4	1,028e+00	103,8	2,736e-01	118,0	2,522e-01	126,1
0,120	3,851e-01	146,3	6,195e-01	91,9	9,639e-01	95,0	2,657e-01	116,4	2,435e-01	120,8
0,100	3,737e-01	144,9	5,646e-01	94,1	8,608e-01	97,7	2,496e-01	119,2	2,292e-01	129,9
0,080	3,439e-01	144,4	4,681e-01	88,9	6,879e-01	97,3	2,165e-01	116,9	2,020e-01	119,0
0,060	2,757e-01	143,2	3,255e-01	95,2	4,598e-01	95,3	1,618e-01	118,6	1,530e-01	122,6
0,040	1,862e-01	142,6	1,556e-01	93,6	1,955e-01	99,0	9,568e-02	118,2	9,064e-02	124,3
0,020	6,785e-02	143,6	1,878e-02	99,9	2,886e-02	96,7	1,041e-02	120,8	1,671e-02	126,3

H.3 Bewertungen der Modellrechnungen für die einzelnen Versuche

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
	G1800b, Trocknungskurven									
00052501	0,979	0,999	0,981	0,997	1,028	1,028	1,028	0,979	1,017	1,013
00052502	0,958	0,985	0,965	0,981	1,021	1,023	1,023	0,958	0,976	0,973
99081800	1,014	1,018	1,015	1,019	1,028	1,026	1,026	1,015	0,983	0,983

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
99082600	0,922	0,923	0,922	0,925	0,932	0,932	0,932	0,922	0,917	0,916
99090100	1,040	1,041	1,040	1,041	1,051	1,050	1,050	1,040	1,087	1,087
99090101	1,000	0,999	0,999	1,000	1,025	1,025	1,025	1,000	1,011	1,010
99091400	1,087	1,088	1,087	1,088	1,098	1,098	1,098	1,087	1,132	1,131
99091401	1,039	1,050	1,039	1,052	1,059	1,059	1,059	1,039	0,966	0,965
99091402	1,042	1,049	1,042	1,052	1,061	1,061	1,061	1,042	0,978	0,977
99091403	1,047	1,048	1,047	1,048	1,057	1,056	1,056	1,047	1,108	1,107
99092000	1,094	1,108	1,095	1,109	1,115	1,115	1,115	1,095	1,015	1,014
99092001	1,123	1,124	1,123	1,124	1,132	1,132	1,132	1,123	1,200	1,200
99092002	1,083	1,093	1,083	1,096	1,103	1,103	1,103	1,083	1,009	1,008
00051501	1,003	1,005	1,003	1,006	1,013	1,012	1,012	1,003	1,031	1,031
99111901	1,002	1,021	1,000	1,017	1,059	1,060	1,060	1,003	1,049	1,042
99112201	1,017	1,031	1,017	1,029	1,033	1,034	1,034	1,017	0,994	0,990
99112202	0,931	0,960	0,933	0,949	0,994	0,997	0,997	0,931	0,931	0,927
99120201	0,977	0,987	0,972	0,989	1,002	1,005	1,005	0,978	1,034	1,028
99120202	0,955	0,975	0,957	0,968	1,015	1,016	1,016	0,955	0,962	0,959
99121102	0,963	0,989	0,965	0,984	0,989	0,989	0,989	0,964	0,898	0,896
00051301	0,965	0,988	0,967	0,981	1,020	1,020	1,020	0,965	0,966	0,963
G1800b, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
99111901	0,979	1,065	0,972	0,992	0,954	0,978	0,978	0,983	1,071	0,989
99112201	0,973	1,119	0,986	1,011	0,981	0,993	0,993	0,976	1,081	0,989
99112202	0,924	1,368	1,023	1,054	0,994	1,025	1,025	0,925	1,025	0,931
99120201	1,026	1,008	0,969	1,008	0,963	0,979	0,979	1,033	1,107	1,038
99120202	0,882	1,310	0,978	1,006	0,943	0,979	0,979	0,883	0,967	0,889
99121102	0,935	1,493	1,057	1,102	1,046	1,060	1,060	0,936	1,043	0,947
00051301	0,860	1,272	0,955	0,974	0,952	0,954	0,954	0,862	0,944	0,866
G1800b, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00052501	0,795	0,990	0,923	0,940	0,850	0,851	0,851	0,798	0,869	0,803
00052502	0,663	1,069	0,943	0,955	0,890	0,897	0,897	0,665	0,733	0,670
G1150b, Trocknungskurven										
00052601	0,992	1,022	1,002	1,015	1,044	1,047	1,047	0,992	1,016	1,012
00052602	0,958	0,985	0,965	0,976	1,011	1,009	1,009	0,958	0,994	0,989
00052701	1,007	1,022	0,978	1,003	1,018	1,030	1,030	1,009	1,098	1,092
99092201	1,015	1,016	1,015	1,016	1,024	1,023	1,023	1,015	1,106	1,106
99092202	1,068	1,068	1,068	1,068	1,077	1,077	1,077	1,068	1,128	1,128
99092203	1,024	1,024	1,024	1,025	1,034	1,034	1,034	1,024	1,062	1,062
99092301	1,076	1,073	1,074	1,077	1,095	1,094	1,094	1,076	1,074	1,073
99092302	1,109	1,113	1,108	1,116	1,118	1,118	1,118	1,109	1,023	1,022
99092303	1,130	1,157	1,135	1,154	1,141	1,142	1,142	1,131	0,982	0,982
99092701	1,059	1,060	1,059	1,060	1,068	1,067	1,067	1,059	1,146	1,145
99120802	1,017	1,018	1,017	1,018	1,022	1,022	1,022	1,017	1,072	1,072
00051702	0,988	0,990	0,987	0,991	0,998	0,998	0,998	0,988	1,022	1,021
99112301	0,940	0,986	0,949	0,967	1,015	1,015	1,015	0,940	0,913	0,909

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
99112302	0,941	0,977	0,949	0,962	1,013	1,013	1,013	0,941	0,963	0,957
99112501	1,006	1,031	1,011	1,025	1,028	1,028	1,028	1,007	0,932	0,929
99113002	0,877	0,897	0,878	0,893	0,917	0,920	0,920	0,878	0,949	0,944
99113003	0,888	0,912	0,892	0,903	0,933	0,935	0,935	0,888	0,931	0,927
99120801	1,027	1,052	1,031	1,043	1,073	1,074	1,074	1,028	1,066	1,061
99120803	0,979	1,008	0,985	0,997	1,048	1,046	1,046	0,979	0,962	0,959
99121101	1,047	1,066	1,050	1,061	1,066	1,069	1,069	1,047	0,990	0,986
00051801	1,018	1,049	1,025	1,037	1,074	1,072	1,072	1,018	1,043	1,039
00051802	0,996	1,010	0,977	1,016	1,013	1,025	1,025	0,998	1,075	1,069
G1150b, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
99112301	0,741	1,711	1,030	1,119	1,048	1,057	1,057	0,742	0,843	0,751
99112302	0,896	1,286	1,043	1,051	1,046	1,057	1,057	0,901	0,986	0,909
99112501	0,832	1,309	1,008	1,026	1,004	1,023	1,023	0,836	0,935	0,851
99113002	0,874	1,009	0,893	0,928	0,887	0,913	0,913	0,882	0,940	0,888
99113003	0,853	1,159	0,970	0,971	0,753	0,980	0,980	0,859	0,928	0,866
99120801	1,034	1,350	1,150	1,155	1,142	1,164	1,164	1,041	1,121	1,049
99120803	0,895	1,700	1,174	1,208	0,675	1,179	1,179	0,898	0,992	0,906
99121101	0,961	1,311	1,086	1,104	1,080	1,107	1,107	0,967	1,068	0,982
00051801	0,788	1,223	0,958	0,956	0,953	0,977	0,977	0,792	0,864	0,800
00051802	1,030	1,047	0,943	1,044	0,933	0,961	0,961	1,050	0,734	0,703
G1150b, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00052601	0,726	1,117	0,963	0,983	0,957	0,969	0,969	0,730	0,796	0,737
00052602	0,811	1,095	0,982	0,963	0,976	0,991	0,991	0,816	0,882	0,823
00052701	1,062	1,093	0,923	0,967	0,914	0,946	0,946	1,098	0,822	0,789
G0800, Trocknungskurven										
00051701	1,410	1,450	1,414	1,468	1,495	1,500	1,500	1,411	1,559	1,551
00052901	2,156	2,217	2,175	2,248	2,295	2,292	2,292	2,157	2,267	2,260
00052902	1,535	1,571	1,535	1,587	1,608	1,615	1,615	1,536	1,655	1,648
00052903	1,207	1,224	1,126	1,205	1,162	1,179	1,179	1,212	1,315	1,308
99100201	1,140	1,140	1,139	1,140	1,149	1,148	1,148	1,140	1,244	1,244
99100202	1,065	1,064	1,065	1,064	1,075	1,076	1,076	1,065	1,158	1,157
99100203	1,063	1,061	1,062	1,061	1,073	1,073	1,073	1,064	1,145	1,145
99100301	1,131	1,125	1,128	1,122	1,150	1,149	1,149	1,130	1,141	1,141
99100302	1,107	1,113	1,110	1,111	1,118	1,117	1,117	1,108	1,041	1,040
99101101	1,112	1,105	1,108	1,099	1,116	1,116	1,116	1,112	1,027	1,026
99112801	1,566	1,608	1,580	1,612	1,621	1,623	1,623	1,565	1,472	1,468
99112802	1,226	1,249	1,234	1,253	1,254	1,256	1,256	1,225	1,177	1,174
99112803	1,391	1,456	1,415	1,472	1,546	1,545	1,545	1,393	1,435	1,429
99112901	1,186	1,215	1,195	1,229	1,247	1,256	1,256	1,187	1,272	1,266
99113001	1,367	1,405	1,381	1,419	1,450	1,450	1,450	1,365	1,455	1,450
99120804	1,824	1,879	1,841	1,890	1,968	1,968	1,968	1,823	1,865	1,860
99120805	1,216	1,263	1,233	1,284	1,325	1,327	1,327	1,217	1,299	1,291
00051601	1,236	1,253	1,162	1,287	1,199	1,217	1,217	1,241	1,362	1,355

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
G0800, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
99112801	0,618	0,905	0,944	1,044	0,941	0,947	0,947	0,620	0,714	0,640
99112802	0,744	0,915	1,023	1,048	1,019	1,031	1,031	0,754	0,844	0,773
99112803	0,665	1,005	1,013	1,160	0,896	1,018	1,018	0,668	0,752	0,680
99112901	0,949	0,955	1,131	1,089	1,125	1,142	1,142	0,957	1,026	0,967
99113001	0,775	0,932	1,053	1,069	1,049	1,061	1,061	0,779	0,849	0,791
99120804	0,784	1,204	1,195	1,388	1,193	1,201	1,201	0,787	0,874	0,800
99120805	0,860	0,915	1,058	1,045	1,053	1,070	1,070	0,867	0,940	0,877
00051601	1,130	1,010	0,853	1,134	0,847	0,896	0,896	1,153	1,191	1,161
G0800, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00051701	0,657	0,650	0,702	0,746	0,646	0,667	0,667	0,663	0,865	0,820
00052901	0,742	0,878	0,953	1,106	0,950	0,962	0,962	0,746	0,811	0,757
00052902	0,990	0,904	1,043	1,026	1,037	1,054	1,054	1,001	1,064	1,010
00052903	1,298	1,147	0,931	1,089	0,924	0,971	0,971	1,327	1,368	1,334
G0260, Trocknungskurven										
00053001	0,921	0,932	0,901	0,908	0,940	0,956	0,956	0,925	0,950	0,949
00060201	1,072	0,952	0,870	0,906	0,884	1,009	1,009	1,095	1,101	1,118
00011001	0,941	0,933	0,940	0,933	0,945	0,944	0,944	0,941	0,969	0,969
00012105	0,966	0,951	0,963	0,952	0,967	0,966	0,966	0,966	0,922	0,922
00012201	0,936	0,926	0,935	0,926	0,937	0,937	0,937	0,936	0,956	0,956
00012602	0,921	0,909	0,921	0,910	0,918	0,919	0,919	0,921	0,885	0,885
00013001	0,891	0,886	0,893	0,886	0,899	0,899	0,899	0,891	0,917	0,917
00010802	0,831	0,796	0,857	0,872	0,870	0,931	0,931	0,840	0,855	0,857
00010901	0,855	0,776	0,821	0,866	0,829	0,939	0,939	0,870	0,875	0,885
00011002	0,892	0,836	0,881	0,909	0,885	0,970	0,970	0,903	0,880	0,886
00012202	0,877	0,793	0,834	0,886	0,843	0,963	0,963	0,893	0,879	0,889
00012305	0,850	0,795	0,840	0,866	0,844	0,928	0,928	0,861	0,816	0,821
00012306	0,807	0,782	0,831	0,841	0,837	0,885	0,885	0,813	0,783	0,784
00013002	0,795	0,790	0,842	0,855	0,862	0,897	0,897	0,799	0,811	0,811
00013003	0,824	0,826	0,863	0,874	0,873	0,898	0,898	0,827	0,798	0,797
G0260, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
00010802	0,695	0,578	0,791	0,795	0,788	0,909	0,909	0,726	0,722	0,732
00010901	0,818	0,615	0,766	0,820	0,763	0,927	0,927	0,863	0,802	0,827
00011002	0,773	0,598	0,765	0,803	0,763	0,930	0,930	0,814	0,807	0,826
00012202	0,919	0,687	0,845	0,913	0,842	1,030	1,030	0,971	0,946	0,978
00012305	0,820	0,635	0,815	0,854	0,812	0,991	0,991	0,863	0,856	0,875
00012306	0,723	0,613	0,839	0,846	0,836	0,971	0,971	0,754	0,760	0,765
00013002	0,676	0,645	0,900	0,914	0,896	0,997	0,997	0,701	0,708	0,707
00013003	0,610	0,613	0,841	0,875	0,838	0,937	0,937	0,631	0,650	0,642
G0260, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00053001	1,048	1,111	0,947	0,945	0,942	0,989	0,989	1,089	1,112	1,101
00060201	1,414	1,034	0,890	0,910	0,886	1,045	1,045	1,507	1,078	1,119
NWA, Trocknungskurven										

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
00053002	0,955	0,887	0,842	0,854	0,859	0,926	0,926	0,968	0,978	0,984
00053101	1,069	0,936	0,839	0,888	0,850	1,020	1,020	1,095	1,098	1,120
00062201	0,933	0,932	0,894	0,905	0,933	0,959	0,959	0,939	0,976	0,976
00020201	0,899	0,894	0,901	0,894	0,908	0,908	0,908	0,899	0,935	0,935
00020901	0,915	0,905	0,914	0,905	0,919	0,918	0,918	0,915	0,943	0,943
00021301	0,918	0,910	0,918	0,911	0,922	0,921	0,921	0,918	0,949	0,949
00051101	0,915	0,907	0,914	0,907	0,916	0,916	0,916	0,915	0,975	0,975
00020202	0,795	0,792	0,847	0,860	0,868	0,902	0,902	0,800	0,821	0,821
00020203	0,854	0,856	0,896	0,908	0,905	0,933	0,933	0,858	0,835	0,834
00020902	0,853	0,776	0,828	0,853	0,838	0,949	0,949	0,868	0,862	0,871
00021003	0,797	0,774	0,824	0,829	0,830	0,877	0,877	0,803	0,779	0,780
00021302	0,826	0,781	0,845	0,854	0,857	0,929	0,929	0,836	0,843	0,847
00022001	0,942	0,838	0,845	0,910	0,848	1,092	1,092	0,964	0,923	0,939
00051201	1,164	1,023	1,049	1,127	1,058	1,295	1,295	1,192	1,195	1,218
NWA, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
00020202	0,678	0,653	0,915	0,933	0,911	1,008	1,008	0,702	0,630	0,629
00020203	0,652	0,655	0,902	0,943	0,899	1,004	1,004	0,675	0,696	0,688
00020902	0,910	0,686	0,875	0,888	0,872	1,057	1,057	0,960	0,938	0,967
00021003	0,724	0,620	0,858	0,849	0,855	0,992	0,992	0,755	0,763	0,767
00021302	0,804	0,648	0,884	0,870	0,881	1,028	1,028	0,841	0,832	0,847
00022001	0,918	0,667	0,731	0,825	0,728	1,060	1,060	0,977	0,949	0,992
00051201	0,962	0,701	0,796	0,874	0,793	1,058	1,058	1,020	0,985	1,028
NWA, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00053002	1,214	0,951	0,839	0,837	0,836	0,989	0,989	1,274	1,255	1,284
00053101	1,339	0,971	0,793	0,859	0,790	1,041	1,041	1,425	1,373	1,435
00062201	1,074	1,049	0,905	0,915	0,381	0,342	0,342	1,119	0,441	0,440
AOS, Trocknungskurven										
00060401	1,299	0,914	0,816	0,855	0,819	0,830	0,731	1,431	1,332	1,492
00060601	0,885	0,782	0,797	0,811	0,814	0,890	0,903	0,913	0,939	0,965
00060901	0,932	0,782	0,801	0,804	0,815	0,967	0,887	0,971	0,975	1,014
00032601	0,794	0,779	0,792	0,779	0,794	0,794	0,794	0,794	0,854	0,854
00032701	0,798	0,790	0,799	0,790	0,801	0,801	0,801	0,798	0,861	0,861
00032702	0,791	0,776	0,790	0,777	0,792	0,792	0,792	0,791	0,799	0,799
00050201	0,804	0,787	0,800	0,787	0,801	0,801	0,801	0,804	0,870	0,870
00050701	0,815	0,810	0,816	0,810	0,821	0,821	0,820	0,815	0,882	0,882
00032401	0,816	0,673	0,793	0,795	0,795	0,883	0,805	0,854	0,857	0,900
00032402	0,809	0,610	0,761	0,769	0,763	0,871	0,769	0,864	0,831	0,892
00032801	1,076	0,767	0,854	0,947	0,853	0,865	0,756	1,183	1,096	1,227
00032802	0,675	0,569	0,708	0,712	0,714	0,878	0,797	0,703	0,705	0,732
00032905	0,631	0,576	0,684	0,706	0,694	0,759	0,807	0,648	0,669	0,683
AOS, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
00032401	0,932	0,550	0,878	0,866	0,876	1,042	0,841	1,046	0,938	1,055
00032402	0,890	0,520	0,808	0,804	0,806	0,939	0,760	1,003	0,897	1,015

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
00032801	1,096	0,640	0,784	0,891	0,783	0,743	0,600	1,274	1,092	1,293
00032802	0,717	0,463	0,799	0,793	0,798	1,096	0,926	0,788	0,731	0,797
00032905	0,616	0,451	0,773	0,823	0,771	0,926	1,030	0,668	0,634	0,676
AOS, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00060401	1,576	0,916	0,789	0,829	0,788	0,748	0,605	1,831	1,575	1,861
00060601	1,144	0,795	0,859	0,890	0,857	1,061	1,079	1,246	1,174	1,263
00060901	1,038	0,669	0,731	0,723	0,729	1,003	0,836	1,142	1,060	1,156
NG100, Trocknungskurven										
00062001	1,104	0,740	0,762	0,769	0,763	0,603	0,535	1,292	1,091	1,335
00062301	1,602	0,971	0,905	0,864	0,903	0,622	0,543	1,947	1,522	1,703
00062401	5,054	3,087	1,852	1,873	1,845	1,008	0,871	6,573	2,489	2,488
00030601	0,674	0,647	0,665	0,647	0,667	0,667	0,667	0,674	0,695	0,695
00032302	0,566	0,549	0,562	0,549	0,562	0,562	0,562	0,566	0,601	0,602
00032303	0,630	0,603	0,622	0,603	0,622	0,622	0,622	0,630	0,665	0,665
00050801	0,685	0,666	0,680	0,666	0,681	0,681	0,681	0,685	0,742	0,742
00070401	0,678	0,633	0,662	0,633	0,664	0,664	0,665	0,678	0,780	0,780
00031001	1,438	1,038	0,967	0,978	0,962	0,592	0,524	1,723	1,421	1,420
00031401	1,069	0,713	0,813	0,790	0,809	0,568	0,505	1,259	1,093	1,368
00031402	1,225	0,849	0,846	0,836	0,842	0,533	0,471	1,463	1,358	1,358
00032201	1,087	0,731	0,854	0,836	0,845	0,618	0,552	1,269	1,097	1,355
00032301	1,022	0,711	0,846	0,849	0,843	0,655	0,590	1,177	1,019	1,228
00051001	1,017	0,717	0,858	0,872	0,855	0,675	0,609	1,167	1,026	1,225
NG100, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
00031001	2,513	1,325	1,170	1,196	1,172	0,476	0,383	3,917	2,270	3,977
00031401	1,234	0,601	0,763	0,723	0,763	0,382	0,308	1,722	1,164	1,746
00031402	1,576	0,795	0,796	0,778	0,797	0,343	0,276	2,371	1,443	2,408
00032201	1,204	0,593	0,789	0,758	0,786	0,419	0,337	1,636	1,140	1,657
00032301	1,099	0,563	0,787	0,789	0,787	0,455	0,366	1,449	1,051	1,466
00051001	1,496	0,784	1,108	1,136	1,108	0,655	0,527	1,958	1,441	1,982
NG100, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00062001	1,366	0,747	0,793	0,800	0,793	0,504	0,406	1,745	1,325	1,778
00062301	1,891	0,940	0,866	0,806	0,867	0,465	0,375	2,550	1,807	2,607
00062401	3,897	1,978	1,019	1,031	1,022	0,420	0,337	5,888	3,583	6,083
NO203, Trocknungskurven										
00061901	1,018	0,776	0,785	0,785	0,787	0,683	0,635	1,141	0,966	1,098
00062501	2,804	1,885	1,798	1,799	1,791	1,263	1,139	3,353	2,640	3,254
00041301	0,704	0,679	0,691	0,679	0,693	0,692	0,692	0,705	0,652	0,652
00041302	0,684	0,668	0,677	0,668	0,678	0,678	0,678	0,684	0,653	0,653
00041801	0,709	0,690	0,700	0,690	0,702	0,703	0,703	0,709	0,676	0,676
00042001	0,807	0,794	0,802	0,794	0,806	0,807	0,808	0,807	0,783	0,784
00040602	1,288	0,875	0,800	0,798	0,798	0,587	0,535	1,521	1,193	1,456
00040603	0,958	0,717	0,724	0,722	0,725	0,619	0,575	1,081	0,896	1,027
00041401	1,524	1,033	0,893	0,909	0,890	0,627	0,567	1,820	1,434	1,775

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
00041901	1,284	0,888	0,866	0,853	0,864	0,679	0,621	1,490	1,192	1,420
00042002	0,908	0,701	0,712	0,719	0,715	0,626	0,584	1,013	0,866	0,979
NO203, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
00040602	2,175	1,092	0,931	0,923	0,931	0,495	0,398	2,943	2,099	2,989
00040603	1,618	0,881	0,906	0,898	0,906	0,596	0,481	2,041	1,593	2,066
00041401	2,473	1,249	0,971	0,998	0,971	0,486	0,391	3,428	2,372	3,487
00041901	1,699	0,870	0,832	0,806	0,832	0,492	0,397	2,213	1,654	2,247
00042002	1,527	0,868	0,905	0,923	0,905	0,629	0,508	1,897	1,511	1,922
NO203, Wärmeübergangskoeffizienten horizontal										
00061901	1,433	0,807	0,831	0,829	0,831	0,571	0,461	1,786	1,417	1,810
00062501	2,600	1,305	1,205	1,203	1,205	0,624	0,503	3,559	2,510	3,618
G1800a, Trocknungskurven										
97121700	1,017	1,019	1,017	1,019	1,021	1,021	1,021	1,017	1,030	1,030
97121800	1,014	1,017	1,014	1,017	1,020	1,020	1,020	1,014	1,028	1,028
97121802	0,994	0,995	0,994	0,995	1,000	1,000	1,000	0,994	0,980	0,979
97121900	1,041	1,044	1,042	1,044	1,032	1,032	1,032	1,041	1,053	1,053
98010900	1,043	1,045	1,040	1,045	1,049	1,049	1,049	1,043	1,002	1,001
98010901	1,006	1,011	1,002	1,011	1,018	1,018	1,018	1,006	0,938	0,937
98051300	1,000	1,002	0,999	1,002	1,006	1,005	1,005	1,000	0,972	0,971
98051301	1,014	1,017	1,012	1,018	1,021	1,021	1,021	1,014	0,967	0,967
98051302	1,019	1,025	1,017	1,027	1,030	1,030	1,030	1,019	0,961	0,960
98061000	1,077	1,081	1,073	1,084	1,087	1,084	1,084	1,077	1,028	1,027
98061001	1,079	1,090	1,075	1,095	1,092	1,092	1,092	1,079	1,007	1,007
98011201	0,983	1,023	0,999	1,022	1,032	1,033	1,033	0,983	1,017	1,011
98011300	0,971	1,023	0,992	1,020	1,047	1,049	1,049	0,971	1,015	1,006
98011301	0,953	1,011	0,978	1,012	0,982	0,984	0,984	0,953	1,024	1,010
98012800	0,961	0,980	0,962	0,979	0,969	0,969	0,969	0,961	0,913	0,909
98012801	0,969	0,996	0,974	0,995	0,981	0,982	0,982	0,969	0,921	0,916
98060900	1,080	1,115	1,090	1,111	1,103	1,103	1,103	1,080	1,063	1,058
98061002	1,084	1,129	1,089	1,123	1,128	1,127	1,127	1,084	1,024	1,020
G1800a, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
98011201	0,764	1,087	1,017	1,042	1,014	1,018	1,018	0,766	0,839	0,771
98011300	0,759	1,132	1,028	1,066	1,012	1,027	1,027	0,761	0,845	0,766
98011301	0,728	1,019	0,952	0,994	0,949	0,954	0,954	0,729	0,817	0,734
98012800	0,674	1,012	0,910	0,955	0,907	0,912	0,912	0,675	0,774	0,689
98012801	0,653	0,969	0,879	0,921	0,876	0,881	0,881	0,656	0,763	0,670
98060900	0,767	1,242	1,083	1,112	1,080	1,080	1,080	0,764	0,873	0,778
98061002	0,692	1,652	1,132	1,218	1,138	1,121	1,121	0,693	0,825	0,714
G1150a, Trocknungskurven										
98030301	1,015	1,016	1,015	1,016	1,022	1,022	1,022	1,015	1,081	1,081
98030302	1,060	1,060	1,060	1,062	1,067	1,066	1,066	1,060	1,032	1,032
98030303	1,081	1,081	1,081	1,086	1,087	1,086	1,086	1,081	1,011	1,011

Versuch	A	B	D	E	F	G	H	I	C	J
98030304	1,029	1,030	1,029	1,030	1,036	1,036	1,036	1,029	1,088	1,087
98061100	1,099	1,119	1,099	1,125	1,108	1,107	1,107	1,099	1,004	1,004
98061101	1,105	1,109	1,103	1,114	1,112	1,111	1,111	1,106	1,035	1,034
98012900	0,975	0,995	0,968	0,986	0,974	0,976	0,976	0,975	0,988	0,983
98013000	0,963	1,007	0,917	0,982	0,960	0,965	0,965	0,964	1,080	1,063
98013001	1,031	1,057	1,027	1,046	1,021	1,023	1,023	1,031	1,002	0,996
98061003	1,153	1,204	1,163	1,188	1,179	1,182	1,182	1,153	1,099	1,093
98061004	1,123	1,191	1,134	1,179	1,171	1,171	1,171	1,123	1,036	1,032
98070300	1,077	1,118	1,078	1,099	1,087	1,090	1,090	1,077	1,082	1,075
98070301	1,066	1,106	1,067	1,088	1,078	1,081	1,081	1,067	1,074	1,066
G1150a, Wärmeübergangskoeffizienten vertikal										
98012900	1,061	1,307	0,963	1,122	0,958	0,986	0,986	1,068	1,161	1,085
98013000	0,978	1,126	0,821	0,985	0,814	0,834	0,834	0,987	1,065	0,994
98013001	0,856	1,091	0,832	0,920	0,829	0,849	0,849	0,862	0,964	0,883
98061003	1,046	2,050	1,467	1,521	1,464	1,478	1,478	1,045	1,207	1,075
98061004	0,620	1,789	1,106	1,186	1,103	1,104	1,104	0,618	0,775	0,657
98070300	1,029	1,414	1,105	1,159	1,099	1,122	1,122	1,035	1,153	1,056
98070301	1,040	1,415	1,115	1,161	1,109	1,132	1,132	1,046	1,165	1,067

H.4 Normierte Trocknungskurven für die vereinfachte Modellierung

Für die vereinfachte Modellierung nach Abschnitt 8.6 verwendete normierte Trocknungskurven, die die Verminderung der Trocknungsgeschwindigkeit sowohl durch partikelinnere Stofftransportkinetik als auch durch Sorption berücksichtigen. Die Wertepaare $\{0,0 ; 0,0\}$ und $\{1,0 ; 1,0\}$ sind jeweils zu ergänzen.

Charge	X_{cr}	$\dot{\nu}$ für $\eta =$						
		0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35
G1800b	0,639	0,265	0,647	0,820	0,857	0,874	0,882	0,888
G1800a	0,662	0,366	0,661	0,807	0,856	0,876	0,889	0,897
G1150b	0,630	0,252	0,441	0,662	0,774	0,854	0,867	0,874
G1150a	0,638	0,254	0,447	0,668	0,781	0,855	0,867	0,875
G0800	0,453	0,160	0,312	0,564	0,823	0,882	0,886	0,889
G0260	0,457	0,232	0,402	0,674	0,788	0,846	0,876	0,892
NWA	0,457	0,232	0,402	0,674	0,788	0,846	0,876	0,892
AOS	0,246	0,225	0,716	0,815	0,859	0,884	0,899	0,909
NG100	0,241	0,151	0,371	0,558	0,738	0,803	0,826	0,846
NO203	0,081	0,214	0,340	0,766	0,860	0,907	0,929	0,942

Charge	$\dot{\nu}$ für $\eta =$						
	0,4	0,45	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
G1800b	0,892	0,895	0,898	0,903	0,909	0,914	0,912
G1800a	0,904	0,910	0,915	0,924	0,933	0,941	0,950
G1150b	0,880	0,884	0,887	0,893	0,897	0,901	0,904
G1150a	0,880	0,884	0,887	0,893	0,898	0,902	0,903
G0800	0,893	0,895	0,896	0,899	0,902	0,905	0,900
G0260	0,903	0,912	0,920	0,930	0,935	0,938	0,977
NWA	0,903	0,912	0,920	0,920	0,935	0,938	0,977
AOS	0,916	0,922	0,928	0,939	0,949	0,961	0,975
NG100	0,859	0,869	0,877	0,893	0,908	0,913	0,980
NO203	0,951	0,957	0,963	0,971	0,978	0,983	0,987

I. VERWENDETE GERÄTE

I.1 Anlagenteile

Gebälse

Typ, Hersteller: Seitenkanalverdichter SD400 inkl. Ansaugfilter und Frequenzumrichter Siemens MM220B, *Elektror*, Esslingen;

Lufterhitzer

Typ, Hersteller: Spezialanfertigung, *Siekerkotte*, Hiddenhausen;

Technische Daten: Innendurchmesser 150 mm, Länge etwa 400 mm, 3 Heizelemente, unabhängig schaltbar, insgesamt 5 kW Leistung

kleiner Lufterhitzer

Typ, Hersteller: Typ 3300, *Leister*, Pfäffik, Schweiz;

Technische Daten: 4400 W bei 400 V

Anströmboden

Typ, Hersteller: Sinterbronze B120, *Thyssen Magnetics*, Duisburg;

Heizpatrone für Heizstab erster Bauart

Typ, Hersteller: Hochleistungsheizpatrone 12,5 x 200 mm, 230 V, 800 W, *Schniewindt*, Neuenrade;

Heizpatrone für Heizstab zweiter Bauart

Typ, Hersteller: Hochleistungsheizpatrone 12,5 x 50 mm, 230 V, 400 W, *Siekerkotte*, Hiddenhausen;

Siebzentrifuge

Typ, Hersteller: Wäscheschleuder, *Siemens*

Filtermittel: handelsüblicher Damenstrumpf (60 den)

I.2 Messgeräte

Messwerterfassungssystem

Verwendet für: Digitalisierung der Messsignale und Übermittlung an den Messwerterfassungs-Computer; Modul ISM112 zur Regelung der Heizstabtemperatur (PID-Regler mit online einstellbaren Zeitkonstanten);

Typ, Hersteller: Module ISM112, ISM110 (3x), ISM102 + Multiplexer IMX102, *Gantner*, Schruns, Österreich;

Kalibrierung:

zusammen mit jeweiligem Sensor.

Luftfeuchtemessgerät

Verwendet für: Sorptionsisothermenmessung nach Short-Cut-Methode (Abschnitt 6.7.2.2), Messung der relativen Luftfeuchte φ über einer temperierten Feststoffprobe;

Messprinzip: Kapazitives Luftfeuchtemessgerät, die mit der Luftfeuchte veränderliche Leitfähigkeit eines Stoffes wird gemessen;

Typ, Hersteller: TH200, *Novasina*, Pfiffikon, Schweiz;

Messbereich: $0,05 < \varphi < 1,0$;

Genauigkeit: $\Delta\varphi = \pm 1\%$, $\Delta\vartheta = \pm 0,2^\circ\text{C}$, Reproduzierbarkeit $\Delta\varphi = \pm 0,5\%$

Taupunktspiegelhygrometer

Verwendet für: Luftfeuchtemessung, Kalibrierung anderer Luftfeuchtemessgeräte;

Messprinzip: Die Temperatur eines temperierten Spiegels wird gemessen, auf dem sich gerade Tau bzw. Reif niederschlägt; das Niederschlagen wird optisch (Lichtreflexion) kontrolliert;

Typ, Hersteller: S3020, *Michell Instruments*, Friedrichsdorf;

Messbereich: $\approx -20^\circ\text{C} < \vartheta_{\text{tau}} < \approx +40^\circ\text{C}$, erweiterbar durch Heizen oder Kühlen des Messkopfes;

Genauigkeit: $\Delta\vartheta_{\text{tau}} \approx \pm 0,1^\circ\text{C}$;

Kalibrierung:

regelmäßig durch Herstellerfirma.

Infrarotspektrometer

Verwendet für: Messung der Austritts- und Eintrittsfeuchte bei der Wirbelschichttrocknung;

Messprinzip: Adsorption von Infrarotwellen durch H_2O -Moleküle;

Typ, Hersteller: NGA2000 MLT3.1, opt. Bank Binos 1004, *Fisher-Rosemount*, Hanau;

Messbereich: $0,000 \text{ Vol-\%} < \tilde{y} < 10,000 \text{ Vol-\%}$;

Genauigkeit: laut Hersteller: 1%;

Kalibrierung:

Durch Kalibriergas Propen, außerdem Vergleich mit Taupunktspiegelhygrometer (vgl. Abschnitt F.1).

Waage

Verwendet für: Wiegen von Probengläsern (i.d.R. 100ml-Bechergläser) zur Ermittlung der Gutsfeuchte (Abschnitt F.3);

Messprinzip: elektronische Waage;

Typ, Hersteller: LC3200D, *Sartorius*, Göttingen;

Messbereich: $0,000 \text{ g} < M < 3200,00 \text{ g}$;

Genauigkeit: $\pm 0,002 \text{ g}$;

Kalibrierung:

durch Herstellerfirma.

Mikrowaage

Verwendet für: Ermittlung von Einzelpartikelrocknungskurven;

Messprinzip: elektronische Waage;

Typ, Hersteller: M5P, *Sartorius*, Göttingen;

Messbereich: $0,000 \text{ mg} < M < 2000,000 \text{ mg}$;

Genauigkeit: $\pm 0,002 \text{ mg}$;

Kalibrierung:

durch Herstellerfirma.

Widerstandstemperturfühler (Pt100)

Verwendet für: nahezu alle Temperaturen;

Messprinzip: Widerstandstemperturfühler 100Ω , Klasse A;

Typ, Hersteller: *TP-Temperature Products GmbH*, Gachenbach;

Messbereich: $-200 < \vartheta < +600 \text{ }^\circ\text{C}$;

Genauigkeit: $< \pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$;

Kalibrierung:

Vergleich mit Präzisionsthermometer (Genauigkeit $< \pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$).

Thermoelemente

Verwendet für: Messung der Betttemperatur (2 Messstellen);

Messprinzip: Mantel-Thermoelement Typ K, Klasse 2;

Typ, Hersteller: *TP-Temperature Products GmbH*, Gachenbach;

Messbereich: $-200 < \vartheta < +1300 \text{ }^\circ\text{C}$;

Genauigkeit: $< \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$;

Kalibrierung:

Vergleich mit Präzisionsthermometer (Genauigkeit $< \pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$).

Drucksensoren

Verwendet für: Differenzdrücke, Absolutdruck in der Wirbelzone;

Hersteller: *Sensortechnics GmbH*, Puchheim;

<u>Typ</u>	<u>Messbereich</u>
BTEL5	0–10 mbar
BTEL5	0–25 mbar
BTEL5	0–70 mbar
144SC	800–1100 mbar

Genauigkeit: < 5%;

Kalibrierung:

durch Vergleich mit wassergefülltem U-Rohr-Manometer.

Leistungsmessung

Verwendet für: Messung der elektrischen Leistung des Heizstabes;

Messprinzip: Die Leistung ergibt sich nach Gleichung (7.2) als Produkt von Strom und Spannung, die über Widerstände abgegriffen und als 0-5 V-Signale ausgewertet werden;

Typ, Hersteller: Eigenbau;

Genauigkeit: insgesamt nach Kalibrierung etwa 2 %;

Kalibrierung:

Eine bekannte Wassermenge Masse wurde in einem isolierten Gefäß durch den eingetauchten Heizstab aufgeheizt. Gemessen wurde die Temperatur vor und nach dem Heizvorgang sowie die Zeit. Aus diesen Werten ergibt sich zusammen mit der Wärmekapazität des Wassers und des Heizstabes die eingetragene Wärmemenge und daraus die mittlere Heizleistung. Andererseits wurde diese mit dem Messwerterfassungssystem gemessen. Ein Vergleich der Werte bei verschiedenen Heizleistungen ergab die Kalibrierkurve.

Lebenslauf

Hans Groenewold

Parkstraße 15/36

A-4840 Vöcklabruck

Österreich

geboren am 15. Dezember 1965 in Rendsburg, Deutschland

verheiratet, deutsche Staatsangehörigkeit

9/1976 – 6/1985 Besuch des Kronwerk Gymnasiums in Rendsburg,

7/1985 – 9/1986 Grundwehrdienst

10/1987 – 12/1993 Studium der Verfahrenstechnik an der TU Clausthal

1/1994 – 12/1994 wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Mechanische
Verfahrenstechnik und Umweltverfahrenstechnik der TU Clausthal

1/1995 – 9/2000 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

seit 10/2000 Angestellter der Fa. AMMAG, Gunskirchen, Österreich