

Induktiver Energieeintrag in eine fluidisierte Schüttung

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

von Dipl.-Ing. Antje Roßau
geb. am 08.07.1982 in Magdeburg

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

Promotionskommission: Prof. Dr.-Ing. habil. Ulrich Krause (Vorsitz)
Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Lothar Mörl (Gutachter)
Prof. Dr.-Ing. Evangelos Tsotsas (Gutachter)
Dr.-Ing. Michael Jacob (Gutachter)

eingereicht am 02.07.2013

Promotionskolloquium am 19.09.2013

*„Jedes Naturgesetz, das sich dem Beobachter offenbart, lässt auf ein höheres, noch
unerkanntes schließen.“*

Alexander Freiherr von Humboldt

Für meine Familie

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Chemischen Apparatebau im Institut für Apparate- und Umwelttechnik an der Otto-von-Guericke-Universität in Magdeburg in der Zeit von Mai 2009 bis Juni 2013.

Aus tiefem Herzen möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Lothar Mörl dafür danken, dieses Thema bearbeiten zu dürfen. Seine Bereitschaft zur Diskussion und seine fachliche Betreuung haben einen wesentlichen Beitrag zu meiner Arbeit geleistet.

Mein Dank gilt außerdem den Projektpartnern in der EMA-Tec GmbH in Sondershausen und in der Firma Glatt Ingenieurtechnik GmbH in Weimar. Durch den fortwährenden Kontakt zum Anwender und Entwickler war es mir möglich, einen tieferen Einstieg in die Induktionstechnik und deren Anwendbarkeit in industriellen Prozessen zu erhalten.

Ich danke auch Herrn Prof. Dr.-Ing. Evangelos Tsotsas, Lehrstuhlinhaber für Thermische Verfahrenstechnik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, für die gewährten Freiräume zur Weiterverfolgung meiner Arbeit und die Übernahme des Gutachtens.

Den Mitarbeitern der Technik Lutz Herbst, Sabine Schlüsselburg und Diethard Kürschner möchte ich für ihre Unterstützung danken.

Außerdem danke ich meinen Kollegen an den Lehrstühlen für Chemischen Apparatebau und Thermische Verfahrenstechnik für die freundschaftliche Atmosphäre und ihre Hilfe in technischen und theoretischen Belangen.

Mein Dank gilt ebenfalls den Studenten, die ich während meiner Zeit am Institut für Apparate- und Umwelttechnik betreuen durfte. Sie haben durch die anregenden Diskussionen einen großen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet.

Zum Schluss möchte ich meiner Familie und meinen Freunden meinen tief empfundenen Dank aussprechen. Ihr Rückhalt und ihre moralische Unterstützung haben mir geholfen, alle Probleme zu überwinden und an meinem Ziel festzuhalten.

Zusammenfassung

Über viele Jahre hinweg hat sich die Wirbelschichttechnik in vielen industriellen Bereichen bewährt. Auch wenn seit mehr als 90 Jahren Forschung auf diesem Gebiet betrieben wird, beweisen zahlreiche Veröffentlichungen, Patente und Forschungsgruppen, dass ein weiterer Innovationsbedarf besteht. Die für die verschiedenen Prozesse, wie Agglomeration, Granulation, Coating und Trocknung, notwendige Energie wird meistens durch ein erwärmtes Fluidisationsgas bereitgestellt. Obwohl diese Methode am weitesten verbreitet ist, heißt das nicht, dass es keinen anderen Weg gibt. Die Frage nach Alternativen stellt sich meist, wenn die bewährte Technik nicht die gewünschten Ergebnisse bringt. Es werden zum Beispiel beheizte Rohre in die Wirbelschicht eingebracht, um den Wärme- und Stoffübergang bei der Trocknung von Braunkohle zu verbessern.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Methode ist unter dem Gesichtspunkt der Intensivierung von Prozessen eine Neuerung. Durch ein elektromagnetisches Feld wird die Energie berührungslos in eine Wirbelschicht eingebracht. Auf der Oberfläche der elektrisch leitenden Inertpartikel wird somit die Wärme direkt in der Wirbelschicht freigesetzt. Man kann also von einem sich in der Wirbelschicht bewegenden Wärmeübertrager sprechen. Die Vorteile sind eine große Wärmeübertragungsfläche und eine Reduktion der Energieverluste durch das Fehlen der erwärmten Rohrleitungen zur Wirbelschicht. Außerdem kann die Zugabe von Inertpartikeln das Fluidisationsverhalten von problematischen Schüttgütern positiv beeinflussen.

In dieser Arbeit wird der induktive Energieeintrag in eine Wirbelschicht von verschiedenen Standpunkten aus beleuchtet. Das Ziel ist es, eine erste Charakterisierung dieser Methode zu erstellen.

Die Grundlagen der Wirbelschicht-, Trocknungs- und Induktionstechnik bilden das theoretische Fundament der Arbeit. Hier sind neben allgemeinen Berechnungsgrundlagen, zum Beispiel für den Arbeitsbereich der Wirbelschicht oder für die Joulsche Wärme, auch spezielle Ansätze, zum Beispiel für den Stoffübergang in einer Inertkörperwirbelschicht, dargestellt. Außerdem wird ein Wärmeübergangsmodell beschrieben, mit dem die Wärmefreisetzung in der Wirbelschicht für den idealen Fall berechnet wird.

Der experimentelle Teil beschreibt sowohl den Aufbau von drei Versuchsanlagen als auch das aufgestellte Versuchsprogramm. Die verwendeten Messgeräte sind ebenfalls aufgeführt und deren Methodik näher beschrieben. Die anhand des Versuchsplans gewonnenen Messergebnisse bilden die Grundlage für die sich anschließende Diskus-

sion.

Im letzten und umfangreichsten Teil werden die experimentellen Daten ausführlich aus verschiedenen Perspektiven erörtert. Ein Vorteil der induktiven Erwärmung ist die kurze Erwärmungszeit. Durch die Annäherung an das Antwortverhalten eines PT_1 -Gliedes werden die Zeitkonstanten für verschiedene Inertpartikel ermittelt und die Einflussparameter definiert. Wie sich die Anwesenheit eines elektromagnetischen Feldes auf eine fluidisierte Schüttung aus elektrisch leitfähigen Partikeln auswirkt, wird im Anschluss daran diskutiert. Die Ergebnisse aus den Differenzdruckmessungen werden mit einer Gaußanpassung auf dominante Frequenzen untersucht. Mit steigender Induktionsleistung verändert sich das Frequenzbild der Wirbelschicht. Für verschiedene Variablen werden die ermittelten Frequenzverläufe miteinander verglichen und die Einflussgrößen bestimmt. Durch einen Vergleich der Temperaturverläufe des Wärmeübergangsmodells mit den Versuchsdaten wird der Wirkungsgrad der Energieübertragung bestimmt. Weil durch dieses Beheizungsverfahren kostspielige Elektroenergie in Wärme umgewandelt wird, erfolgt eine detaillierte Diskussion der Resultate. Es werden Aussagen gemacht, unter welchen Bedingungen die Energie des Magnetfeldes optimal auf die Inertpartikel übertragen wird. Zum Abschluss wird der Einsatz einer induktiv beheizten Inertpartikelwirbelschicht im Bezug auf die Entfernung von Wasser aus porösen Aluminiumoxidpartikeln und einer Suspension näher beleuchtet. Dafür wird zu Beginn der maximal verdampfbare Wassermassenstrom berechnet. Im Anschluss daran werden die im ersten Trocknungsabschnitt erreichten Trocknungsgeschwindigkeiten für unterschiedliche Versuche verglichen. Im Bezug auf die Suspensionstrocknung erfolgt ein Vergleich der Oberflächenmorphologie des ursprünglichen Produktes mit dem in der Inertschicht getrockneten Substanz.

Die Arbeit gibt einen ersten Einblick in die Möglichkeiten für die Energieeinbringung durch ein elektromagnetisches Feld in eine Wirbelschicht. Die gewonnenen Erkenntnisse bilden die Grundlage für weitere Untersuchungen und geben Anhaltspunkte für industrielle Anwendungen.

Summary

The fluidized bed technology is an established and proven method in industrial processes.

Although research has been carried out on this topic for over 90 years, numerous publications, patents and research groups showed the need of further investigation and innovation. Usually the energy needed for different processes like agglomeration, granulation, coating and drying is supplied by a hot gas. However, there are other options as well, for example the drying of brown coal in a fluidized bed. The heat and mass transfer is increased by heated pipes immersed in the bed.

Focusing on process intensification the presented method is a technical innovation. The energy is supplied by an electromagnetic field and a heat flux is generated directly in the bed on the surface of the inert particles, which are made of electroconductive material. The inert particles serve as a moving heat exchanger. This method enables a large area for heat transfer and results in less energy losses in the conduits to the fluidized bed. Additionally, the use of inert particles influences the fluidization behavior of bulk material in a positive manner.

In this thesis the inductive energy transfer to a fluidized system is discussed from different viewpoints. The aim is to provide a first characterization for this new method. The fundamentals of fluidized bed, drying and induction technology are the basis of this thesis. It includes basic calculations, for example the working area of a fluidized bed or Joules law. Also some specific approaches for the mass transfer are described. Additionally, a heat transfer model describing the heat release for the ideal case is shown. The experimental part contains the construction of three different lab plants and the developed plan of experiments. Furthermore, a short description of the used equipment and the measuring principle is given. The results of the experiments are basis for discussion.

In the last and largest part the results are discussed from different angles. One advantage of the inductive heating is the fast response time. The response of an inductive heated fluidized bed is approximated by the step response of a PT1-element and the influence of different parameters on the time constant is analyzed. In the following discussion the influence of the electromagnetic field on the fluid regime is described. The high frequent differential pressure data is evaluated and the dominant frequencies are estimated with a Gauss approximation. With raising inductive power the dominant frequencies change. This characteristic is discussed for different parameters. The efficiency of the non-contact energy supply is estimated by a

comparison between the exhaust temperatures of the heat transfer model and the experimental data. The dependency of the efficiency on different parameters is discussed in detail. The remove of water from porous aluminum oxide granulates and suspensions are shown in the subsequent section. The maximum amount of water, which can be evaporated, is estimated for 3 kW and 6 kW. After that the drying rate in the first drying stage is analyzed for different experimental parameters.

The work is a first investigation for the non-contact energy supply to a fluidized bed of electro conductive inert particles. The findings are the base for further research.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	II
Summary	IV
Inhaltsverzeichnis	VI
Abbildungsverzeichnis	X
Nomenklatur	XIV
1 Einleitung	1
1.1 Allgemeines	1
1.2 Stand des Wissens zur Einkopplung von elektromagnetischen Feldern in Wirbelschichten	2
1.3 Motivation und Zielstellung	4
2 Theoretische Grundlagen	7
2.1 Theoretische Grundlagen der Wirbelschichttechnik allgemein	7
2.1.1 Pneumatik einer Wirbelschicht	7
2.1.2 Analyse der Schwankungen des Schichtdruckverlustes in Wir- belschichten	8
2.1.3 Berechnung des Arbeitsbereiches einer Wirbelschicht	10
2.1.4 Berechnung der Wirbelschichthöhe	10
2.2 Modellierung des Wärmeüberganges in Wirbelschichten	11
2.2.1 Enthalpiebilanz der Inertpartikel	13
2.2.2 Enthalpiebilanz der Luft in der Suspensionsphase	14
2.2.3 Enthalpiebilanz der Luft in der Bypassphase	14
2.2.4 Enthalpiebilanz der Apparatewand	15
2.2.5 Lösen der Differentialgleichungen	15
2.3 Grundlagen der Trocknungstechnik	15
2.3.1 Trocknung mit Inertpartikeln	17

2.4	Grundlagen der Induktionstechnik	22
2.4.1	Vorteile induktiver Erwärmung	24
3	Experimentelle Untersuchungen	25
3.1	Versuchsanlagen	25
3.2	Messtechnik	28
3.2.1	Messsensoren	28
3.2.2	Messgeräte	29
3.3	Versuchsmaterialien	31
3.4	Versuchsplan	36
3.4.1	Fluidisationsverhalten	38
3.4.2	Effektivität des Energieeintrages	38
3.4.3	Energieeintrag in ein Gemisch aus elektrisch leitfähigen und nicht leitfähigen Partikeln	38
3.5	Versuchsdurchführung	39
3.5.1	Fluidisationsverhalten	39
3.5.2	Aufheizversuche	40
3.5.3	Trocknung im induktiv beheizten Inertwirbelbett	40
4	Ergebnisse	42
4.1	Pneumatik der Wirbelschichtanlagen	42
4.1.1	Pneumatik der Versuchsanlage DN 140	42
4.1.2	Pneumatik der Versuchsanlage DN 146	44
4.1.3	Pneumatik der Versuchsanlage DN 300	44
4.2	Einfluss des Induktionsfeldes auf das Fluidisationsverhalten	46
4.3	Aufheiz- und Abkühlversuche für konstante Leistung	51
4.4	Aufheiz- und Abkühlversuche für pulsierende Leistung	54
4.5	Trocknung im der induktiv beheizten Inertbettwirbelschicht	57
5	Diskussion der Ergebnisse	60
5.1	Analyse des Zeitverhaltens	60
5.2	Analyse der Druckschwankungen	65
5.2.1	Abhängigkeit von der Gasbelastung	68
5.2.2	Abhängigkeit von der Inertpartikelmasse	69
5.2.3	Abhängigkeit von der Partikelart	71
5.2.4	Abhängigkeit von dem Induktor	74
5.2.5	Abhängigkeit von dem Anlagendurchmesser	76

5.3	Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Ergebnissen	77
5.4	Analyse der Effektivität der Energieübertragung	79
5.4.1	Abhängigkeit von der Gasbelastung	80
5.4.2	Abhängigkeit von der Schichthöhe	80
5.4.3	Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen	82
5.4.4	Abhängigkeit von der Induktionsleistung	86
5.4.5	Abhängigkeit von der Partikelart	87
5.4.6	Pulsierender Leistungseintrag	91
5.5	Trocknung in der induktiv beheizten Wirbelschicht	94
5.5.1	Verdunstung von Wasser in einer Inertpartikelschicht	96
5.5.2	Trocknung von Aluminiumoxidgranulat in der Inertpartikelwirbelschicht	103
5.5.3	Trocknung von Aluminiumoxidsuspension in der Inertpartikelwirbelschicht	108
6	Zusammenfassung	113
A	Konstanten und Stoffwerte	116
A.1	Konstanten	116
A.2	Stoffwerte	116
A.2.1	Thermische Eigenschaften Inertpartikel	116
A.2.2	Thermische Eigenschaften des Materials der Wirbelschichtan- lage	117
A.2.3	Stoffwerte trockene Luft	117
A.2.4	Stoffwerte Wasser	118
A.2.5	Stoffwerte feuchte Luft	119
B	Wärmeübergangskoeffizienten	120
B.1	Wärmeübergangskoeffizient Partikel-Suspensiongas	120
B.2	Wärmeübergangskoeffizient Partikel-Wand	120
B.3	Wärmeübergangskoeffizient Suspensionsgas-Wand und Bypassgas-Wand	121
B.4	Wärmeübergangskoeffizient Suspensionsgas-Bypassgas	121

B.5	Wärmeübergangskoeffizient Wand-Umgebung	122
C	Berechnungen	123
C.1	Berechnung der Trocknungsgeschwindigkeit	123
C.2	Berechnung des Stoffübergangskoeffizienten	123
D	Anwendungsfelder	125
	Literaturverzeichnis	127
	Mitbetreute Arbeiten	134

Abbildungsverzeichnis

1.1	Entwicklung des Strompreises in Deutschland	4
1.2	Vergleich der Strompreise in Europa	5
2.1	Pneumatik Wirbelschicht	8
2.2	Gaußverteilung	9
2.3	Wärmeübergangsmodell	12
2.4	Modellbeispiel einer Trocknung	17
2.5	Trocknung auf Inertpartikeln 1	19
2.6	Trocknung auf Inertpartikeln 2	19
2.7	Sättigungszustand der Luft	21
2.8	Trocknung auf Inertpartikeln 3	22
2.9	Skineffekt	24
3.1	Schema DN 140	26
3.2	Schema DN 146	27
3.3	Schema DN 300	28
3.4	Schema Pulverpyknometer	30
3.5	Schema Hohlkugel	32
3.6	5,4 mm $Q_3(d_P), q_3(d_P), Q_0(d_P), q_0(d_P)$	33
3.7	5,4 mm Sphärizität	34
3.8	REM 7,6 mm Original	34
3.9	REM 7,6 mm Schichtdicke	35
3.10	REM 7,6 mm gewirbelt	35
3.11	REM Kaolinbeschichtung	36
3.12	Al_2O_3 \varnothing 1,8 mm und \varnothing 3,2 mm $Q_3(d_P), q_3(d_P)$	37
3.13	Adsorptionsisotherme Aluminiumoxid	37
3.14	Kalibrierung HF-Sensor	40
4.1	Bodendruckverlust DN 140	43
4.2	Schichtdruckverlust in DN 140	43

4.3	Bodendruckverlust DN 146	44
4.4	Schichtdruckverlust in DN 146	45
4.5	Bodendruckverlust DN 300	45
4.6	Schichtdruckverlust in DN 300	46
4.7	Druckschwankungen ohne Induktionsfeld	47
4.8	Druckschwankungen ohne Induktionsfeld mit Filter	48
4.9	Druckschwankungen 0,6 kW mit Filter	48
4.10	Druckschwankungen 1 kW mit Filter	49
4.11	Druckschwankungen 2 kW mit Filter	50
4.12	Druckschwankungen 3 kW mit Filter	50
4.13	Druckschwankungen 4 kW mit Filter	51
4.14	DN 146 Beispiel für konstante Leistung	52
4.15	DN 146 Vergleich Temperaturverlauf	53
4.16	DN 146 Temperatur in Abhängigkeit von Schichtmasse	53
4.17	DN 300 Beispiel konstante Leistung	54
4.18	Beispiel gepulste Leistung 1	55
4.19	Beispiel gepulste Leistung 2	56
4.20	Temperaturschwankung Pulsationsbetrieb Leistung	56
4.21	Temperaturschwankung Pulsationsbetrieb Zeit	57
4.22	Feuchte Kalibrierung	58
4.23	Beispiel Trocknung	59
4.24	Beispiel Wirkungsgrad Trocknung	59
5.1	Anwortverhalten PT_1 -Glied	61
5.2	Bestimmung der Zeitkonstante des PT_1 -Glied	62
5.3	Einfluss Inertpartikelmasse auf Zeitkonstante für \varnothing 3,4 mm und 6,5 mm	62
5.4	Einfluss Gasbelastung und Energiedichte auf Zeitkonstante	63
5.5	Einfluss der Partikelart	64
5.6	Einfluss des Wärmehaltes auf Zeitkonstante	65
5.7	Beispiel Frequenzanalyse mit Gaußanpassung	66
5.8	Änderung der Gaußparameter bei steigender Induktionsleistung . . .	68
5.9	Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von der Gasbelastung	69
5.10	Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von der Inertpartikel- masse 1	70
5.11	Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von der Inertpartikel- masse 2	70
5.12	Änderung der Gaußparameter 2 mm in Abhängigkeit von der Schüttdichte	71

5.13	Änderung der Gaußparameter 2 mm in Abhängigkeit von dem Partikeldurchmesser 1	72
5.14	Änderung der Gaußparameter 2 mm in Abhängigkeit von dem Partikeldurchmesser 2	73
5.15	Stromfluss in verschiedenen Induktorprofilen	74
5.16	Änderung der Gaußparameter durch Induktorprofil	75
5.17	Änderung der Gaußparameter durch Anlagenvergrößerung	76
5.18	Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten 1 .	78
5.19	Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten 2 .	78
5.20	Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten 3 .	78
5.21	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Gasbelastung 1	81
5.22	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Gasbelastung 2	81
5.23	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Schichthöhe 1	82
5.24	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Schichthöhe 2	83
5.25	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Schichthöhe 3	83
5.26	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen 1	84
5.27	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen 2	85
5.28	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen 3	86
5.29	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Energiedichte	88
5.30	Arbeitsbereich einer Wirbelschicht	89
5.31	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem Inertpartikeldurchmesser	90
5.32	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der metallischen Schichtdicke und Keramikbeschichtung	91
5.33	Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten 4 .	93
5.34	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit der Pulsationsparameter 1	94
5.35	Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit der Pulsationsparameter 2	95
5.36	Vergleich P stationär zu P gepulst	95
5.37	Zwei-Stufenmodell	98
5.38	Trocknerwirkungsgrad und Sättigungsgrad in Abhängigkeit Wasserstrom	99
5.39	Sättigungsbeladung und Gasaustrittstemperatur isotherm	100
5.40	Sättigungsbeladung und Gasaustrittstemperatur Beharrung	101
5.41	Benetzungsgrad und maximale Wasserzufuhr	102

5.42	Trocknungsgeschwindigkeit über Benetzungsgrad	103
5.43	Sättigungsgrad und Trocknungsgeschwindigkeit 1	104
5.44	Sättigungsgrad und Trocknungsgeschwindigkeit 2	105
5.45	Sättigungsgrad und Trocknungsgeschwindigkeit 3	106
5.46	Trocknung für verschiedene Granulatgrößen 1	107
5.47	Trocknung für verschiedene Granulatgrößen 2	108
5.48	Trocknung von Aluminiumoxidsuspension 1	109
5.49	Trocknung von Aluminiumoxidsuspension 2	110
5.50	REM Aufnahme Aluminiumoxid Original	110
5.51	REM Aufnahme Aluminiumoxid DN 146	111
5.52	REM Aufnahme Aluminiumoxid DN 300	112
5.53	REM Aufnahme Aluminiumoxid Sprühtrockner	112

Nomenklatur

Lateinische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A	Fläche	m^2
c	Spezifische Wärmekapazität	$J kg^{-1} K^{-1}$
C_{th}	Spezifischer Wärmeinhalt	$J kg^{-1}$
d	Durchmesser	m
d	Durchmesser Werkstück	m
D	Anlagendurchmesser	m
D	Durchmesser Induktor	m
D	Diffusionskoeffizient	$m^2 s^{-1}$
EW	Erwartungswert	–
f	Frequenz	Hz
G	Flüssigkeitsbelastung	$kg s^{-1}$
h	spezifische Enthalpie	$J kg^{-1}$
Δh_V	Verdampfungsenthalpie	$J kg^{-1}$
H	Enthalpie	J
H	Höhe	m
I	Strom	A
k	Anpassungskoeffizient	–
K	Volumetrischer Wärmeübergangskoeffizient	$W m^{-3} K^{-1}$
m	Masse	kg
\dot{m}_V	Trocknungsgeschwindigkeit	$kg_W m^{-2} s^{-1}$
\dot{M}	Massenstrom	$kg s^{-1}$
\tilde{M}	Molare Masse	$kg kmol^{-1}$
p	Druck	$mbar$
P	Leistung	W
q_r	Verteilungsdichte Index r	mm^{-1}
Q	Wärme	J
\dot{Q}	Wärmestrom	W
Q_r	Verteilungssumme Index r	%
R	Elektrischer Widerstand	Ω

s	Dicke	m
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
T_1	Zeitkonstante PT_1 -Glieder	s
U	Spannung	V
V	Volumen	m^3
w	Geschwindigkeit	$m s^{-1}$
X	Feststoffbeladung	$kg_W kg_{TS}^{-1}$
Y	Gasbeladung	$kg_W kg_{tr.L}^{-1}$
Y_b	berechnete Gasbeladung	$kg_W kg_{tr.L}^{-1}$
z	Höhenkoordinate	m

Griechische Symbole

Formelzeichen	Bezeichnung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$W m^{-2} K^{-1}$
β	Stoffübergangskoeffizient	$m s^{-1}$
γ	Akkommodationskoeffizient	—
Δ	Differenz	—
ϵ	Relatives Lückenvolumen	—
η	Wirkungsgrad	—
η_E	Energetischer Trocknerwirkungsgrad	—
η_S	Sättigungsgrad, isotherm	—
$\eta_{S,WB}$	Sättigungsgrad, adiabat	—
ϑ	Temperatur	$^{\circ}C$
λ	Wärmeleitfähigkeit	$W m^{-1} K^{-1}$
Λ	effektive freie Weglänge der Gasmoleküle	m
μ	Relative Permeabilität	—
ν	Bypassanteil	—
ν	kinematische Viskosität	$m^2 s^{-1}$
ρ	Dichte	$kg m^{-3}$
ρ_1, ρ_2	Spezifischer Widerstand	$\Omega mm^2 m^{-1}$
$\rho_{Energie}$	Energiedichte	$W m^{-2}$
σ	Standardabweichung	—
σ	Stromeindringtiefe	mm
φ	relative Feuchte	%
φ_B	Benetzungsgrad	%

Tiefgestellte Indizes

Index	Bezeichnung
0	Ruhezustand

<i>a</i>	aktives Partikel
<i>A</i>	Austragspunkt
<i>bed</i>	Schicht
<i>B</i>	Bypass
<i>DS</i>	Sättigungszustand
<i>el</i>	elektrisch
<i>exp</i>	experimentell
<i>f</i>	frequenzabhängig
<i>F</i>	Fluid
<i>ges</i>	gesamt
<i>GW</i>	Gas-Wand
<i>IP</i>	Inertpartikel
<i>L</i>	Lockerungspunkt
<i>max</i>	maximal
<i>oG uG</i>	oberer und unterer Grenzwert
<i>P</i>	Partikel
<i>sch</i>	Schüttung
<i>S</i>	Suspensionsgas
<i>th</i>	theoretisch
<i>tr.L</i>	trockene Luft
<i>TS</i>	Trockensubstanz
<i>U</i>	Umgebung
<i>W</i>	Wand
<i>WB</i>	adiabater Beharrungszustand
<i>W, g</i>	Wasser gasförmig
<i>W, l</i>	Wasser flüssig

Hochgestellte Indizes

* Sättigung

Abkürzungen

<i>EHK</i>	Eisenhohlkugeln
<i>FFT</i>	Schnelle Fouriertransformation
<i>HF – DPS</i>	Hochfrequenzdifferenzdrucksensor
<i>REM</i>	Rasterelektronenmikroskop

Kapitel 1

Einleitung

In diesem Kapitel sind allgemeine Fakten zur Wirbelschichttechnik und der Stand des Wissens im Bezug auf die Einkopplung von elektromagnetischen Feldern dargestellt. Es werden außerdem Aussagen über die Motivation und die Zielstellung der Arbeit gemacht.

1.1 Allgemeines

Bis zum Jahr 1946 sind nur wenige Veröffentlichungen im Bereich der fluidisierten Schüttung zu verzeichnen. Deren Anzahl steigt kontinuierlich an und bis 1951 sind insgesamt 107 nachweisbare Quellen aufgeführt. Für die letzten fünf Jahre sind zusammen 14803 Veröffentlichungen mit dem Thema Wirbelschicht nachweisbar. Die Anzahl der in diesem Zeitraum gesicherten Patente erreicht eine Anzahl von 6838. Bis zum heutigen Zeitpunkt wurden mehr als 77400 Publikationen auf diesem Themengebiet verfasst. Diese eindrucksvollen Zahlen machen deutlich, wie stark der Wissensdurst in diesem Bereich der Ingenieurtechnik ist. Die Entwicklung in den letzten Jahren zeigt, dass diese Forschung von der Industrie gefordert und benötigt wird¹.

Die Einsatzgebiete der Wirbelschichttechnologie erweitern sich ständig. Als die Basisoperationen können Trocknung, Formgebung, Beschichtung und Verbrennung genannt werden.

Bei der Trocknung von Klärschlamm in einer inertisierten Dampfwirbelschicht kann dieses Abfallprodukt kostengünstig und mit geringen Emissionen getrocknet werden. Durch die Volumen- und Massereduktion verringern sich die Kosten für den Transport und die Lagerung. Sprühgetrocknete Milch hat durch die geringe Partikelgröße ein sehr schlechtes Auföseverhalten. Wird dieses Material in einem Wirbelschichtprozess agglomeriert, verbessert sich die Produktqualität hinsichtlich des Auföseverhaltens und des Staubanteils. Um die Wirkstofffreisetzung einer Tablette zu konditionieren, wird in einer Wirbelschicht eine Beschichtung aufgebracht. Durch

¹Suchanfrage mit der Datenbank SciFinder im April 2013 mit dem genauen Suchtext „fluidized bed“

die Dicke des Coatings kann sowohl die Freisetzungsrates als auch der Freisetzungsort im Körper festgelegt werden. Bereits im Jahr 1922 wurde ein Patent zur Erzeugung von Wassergas (H_2+CO) durch die Vergasung von körniger Kohle gesichert. Dieses Konzept ist die erste großtechnische Anwendung der Wirbelschichttechnologie (Michel, 1992).

Wie diese Beispiele verdeutlichen, findet die Wirbelschichttechnologie sowohl im Low-cost als auch im High-end Sektor ihre Anwendungen. Im pharmazeutischen Bereich kann ein Kilogramm eines Wirkstoffes eine Millionen \$ kosten. Im Gegensatz dazu werden in der Abfallbeseitigung für die Entfernung von Wasser aus Schweinegülle nur wenige Cent ausgegeben.

Inertpartikelwirbelschichten stellen einen Sonderfall der Wirbelschichttechnologie dar. Diese Technik wird eingesetzt, um Pasten, Suspensionen und Lösungen zu trocknen. Mit Hilfe dieser Technik können agglomeratfreie Pulver hergestellt werden. Diese Art von Trockner ist robust gegenüber Produktschwankungen und kann sehr kompakt gestaltet werden.

1.2 Stand des Wissens zur Einkopplung von elektromagnetischen Feldern in Wirbelschichten

Die ersten Quellen über eine Wirbelschicht unter dem Einfluss eines Magnetfeldes werden von Filippov (1960) und Kirko u. Filippov (1960) veröffentlicht. Hier unterliegt das Fluidisationsverhalten von ferromagnetischen Teilchen in einer Wirbelschicht dem Einfluss eines externen Magnetfeldes. Ziel ist es, eine blasenfreie und homogene Wirbelschicht weit oberhalb der Minimalfluidisation zu erzeugen. Dieses Verhalten ist vor allem für Kohlenwasserstoffumwandlungsverfahren von Bedeutung. In diversen Patenten, zum Beispiel (Gernand u. Mayer F. X., 1978), (Rosenzweig, 1979) und (Minkus, 1981), wird dieses Verfahren gesichert. Liu u. a. (1991) fassen die weitere Entwicklung im Bereich der *Magneto-fluidized Bed (MFB)* zusammen. Hristov (1996) stellt dar, dass die Orientierung der Feldlinien des Magnetfeldes einen Einfluss auf den Übergangszustand zwischen Festbett und Wirbelschicht hat. Hristov (1998) zeigt, dass die Ausrichtung des magnetischen Feldes den Druckverlust über der Schicht verändert. Bei einem axialen Feld verringert sich der Druckverlust mit steigender Feldstärke, bis ein Festbettzustand erreicht ist. Dann bleibt er konstant. Wird ein transversales Feld eingesetzt, sinkt der Druckverlust zunächst mit steigender Feldstärke und steigt dann wieder an. Wie durch Zhang (2009) beschrieben, kann in einem MFB ein Prozess um das zwei- bis vierfache intensiviert werden, indem die Blasenbildung durch das Feld unterdrückt wird.

Eine andere Möglichkeit eine Wirbelschicht zu stabilisieren besteht darin, die ferromagnetischen Partikel durch Partikel mit eigener magnetischer Wirkung zu ersetzen. In dem Patent von Coulaloglou u. Morristown (1987) wird dargestellt, dass ein Volumenanteil von 25 % permanent magnetischer Teilchen ausreicht, um eine befriedigende Stabilisierung des Fluidisationsbildes zu erhalten.

Die ersten Untersuchungen mit einem Induktionsfeld, welches in eine Schüttung aus Partikeln einkoppelt, werden von Duquenne u. a. (1993) vorgestellt. Um die Transportvorgänge zwischen Feststoff und fluider Phase in einer Schüttung bestimmen zu können, wird ein mit Stahlkugeln gefülltes Rohr mit einem Litzeninduktor versehen und von Wasser durchströmt. Es wird festgestellt, dass die Effektivität des Energieeintrages ab einer Induktionsfrequenz von 9 kHz ein Wirkungsgrad von 90 % erreicht. Außerdem wird bestätigt, dass sich die Induktion und deren Effekte gleichmäßig im Festbett verteilen. In der nachfolgenden Veröffentlichung von Duquenne u. a. (1994) wird für diesen Versuchstand ein Modell vorgestellt, mit dem die Wärmefreisetzung bei induktiver Energiezufuhr berechnet werden kann. Der Berechnungsansatz zeigt für einen Litzeninduktor, auch bei unterschiedlicher Struktur der Schüttung, eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen.

In den Veröffentlichungen von Zeisberger u. Mayinger (2006), Schäfer (2005) und Bang u. Kim J.-M (2010) wird das *Dryout Verhalten* von radioaktiven Schüttungen untersucht. In verschiedenen Versuchsständen werden die Temperaturprofile verschiedener Schüttung aus induktiv erwärmten Stahlkugeln bei unterschiedlicher Durchströmung durch das Kühlmittel Wasser bestimmt. Sowohl Schäfer (2005) und Bang u. Kim J.-M (2010) stellten fest, dass eine Isolation der einzelnen Kugeln notwendig ist, um die Entstehung von lokalen Überhitzungen durch den Energieeintrag zu vermeiden. Die Isolationsschicht kann gezielt durch Glühen der Stahlkugeln erzeugt werden. Im Laufe der Zeit bildet sich auch von selbst eine Oxidschicht, die als Isolation wirkt. Ein Vergleich zwischen Stahlkugelschüttungen mit einem Durchmesser von 3 mm und von 6 mm belegt laut Schäfer (2005), dass bei gleicher induktiver Energiezufuhr die größeren Kugeln eine bessere Wärmefreisetzung zeigen als die Kugeln mit einem Durchmesser von 3 mm.

Das induktive Konzept der Beheizung wird von Ceylan (2011) und Ceylan u. a. (2011) als Energieeintrag für Durchflussreaktoren zur Umpolung von Allylverbindungen erfolgreich angewendet. Als Wärme übertragendes Medium werden hier MagSilicaTM, Stahlkugeln und Kupferspäne eingesetzt. Mit dieser neuen Methode zur Beheizung eines Rohrreaktors ist es möglich, eine Vielzahl an Reaktionen ablaufen zu lassen. Die Schnelligkeit dieser Art des Energieeintrags mit gleichzeitig guter Steuerbarkeit ist eine vielversprechende Innovation auf dem Gebiet der Rohrreaktoren. Laut Ceylan u. a. (2011) liegt der Fokus auf metallischen Nanopartikeln. Es wird bemerkt, dass die größten Stahlkugeln (\varnothing 0,8 mm) die beste Wärmefreisetzung zeigen.

Eine alternative Anwendung wird von Fedorov u. Andreev (2007) vorgestellt. Metallische Partikel bis zu einer Größe von 5 mm werden induktiv beheizt und in einem Kalzinationsprozess als fester Wärmeübertrager genutzt. Mit dieser Methode reduziert sich die thermische Zersetzungszeit um ein Vielfaches. Außerdem kann auf diesem Weg im Vergleich zum herkömmlichen Wärmeübergang von Gas an den Feststoff ein Produkt erzeugt werden, welches eine größere spezifische Oberfläche besitzt.

In dem Patent von Boliden (1979) wird ein elektromagnetisches Feld genutzt, um ein Wirbelschichtmaterial mit einem spezifischen elektrischen Widerstand von 0,1

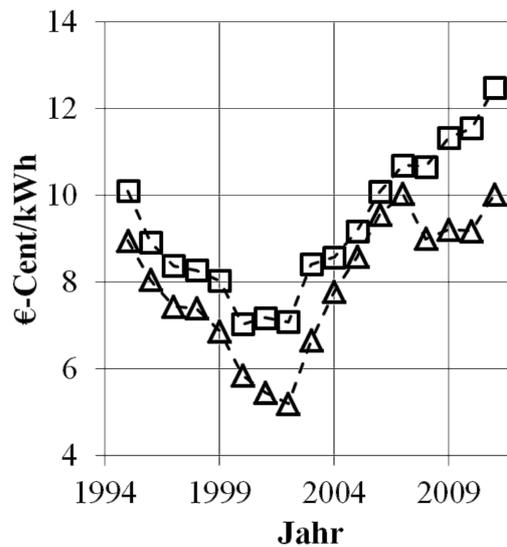


Abbildung 1.1: Entwicklung des Strompreises in Deutschland für unterschiedliche Abnahmemengen, \square 2 GWh/Jahr; \triangle 50 GWh/Jahr (European Union, 2012)

bis 10Ω durch eine von Wechselstrom durchflossene Kupferspule zu erwärmen. Dieses Verfahren soll zum Kracken von Kohlenwasserstoffen, zum „Raffinieren“ von verkoktem Material, zur Pyrolyse von festen organischen Stoffen und eine Reihe von anderen energieintensiven Prozessen angewendet werden.

Es sind keine Daten und Veröffentlichungen zum Thema des induktiven Energieeintrags in eine fluidisierte Schüttung aus metallischen Partikeln zugänglich. Auch zum Einfluss eines sich mit hoher Frequenz ändernden Magnetfeldes auf eine Wirbelschicht aus elektrisch leitenden Partikeln kann kein Material gefunden werden.

1.3 Motivation und Zielstellung

Der Energieverbrauch der deutschen Industrie beträgt im Jahr 2008 702 TWh. Dieser Wert steht für 28 % des gesamten Energieverbrauches in Deutschland. 232 TWh sind davon elektrischer Strom, wobei davon 9 % für die Bereitstellung von Prozesswärme genutzt werden. 41 % der gesamten erzeugten Prozesswärme ist in einem Temperaturbereich von unter $200 \text{ }^\circ\text{C}$ anzusiedeln (Wünsch, 2011).

Die Preise für Strom weisen ab dem Jahr 2000 einen kontinuierlich steigenden Trend auf (siehe Abbildung 1.1). Deutschland ist im europäischen Vergleich das Land mit den zweit höchsten Strompreisen (siehe Abbildung 1.2). Daher ist es ökonomisch und auch ökologisch sinnvoll, den eingesetzten Strom so effektiv wie möglich zu nutzen.

Mit der Induktionstechnik steht eine Technologie zur Verfügung, die mit einem sehr hohen Wirkungsgrad elektrische Energie in Wärme umwandelt. Gerade für kleine mobile Aufbereitungsanlagen ist eine elektrische Beheizung durch Heizregister unverzichtbar. Ein Generator kann schnell in Betrieb genommen werden. Eine Gas-

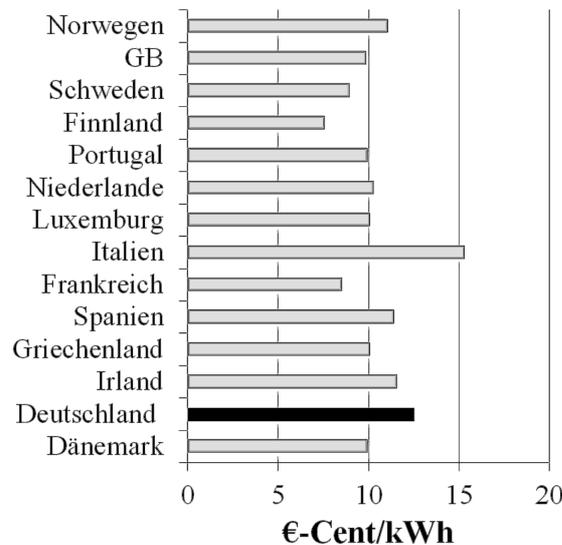


Abbildung 1.2: Vergleich von Strompreisen in Europa für das Jahr 2011 (European Union, 2012)

oder Dampfheizung bedarf eines größeren Aufwandes. Bei nicht elektrischen Verfahren, wie zum Beispiel bei der Brennstoffheizung, können maximale Leistungsdichten von $100 \text{ kW}/\text{m}^2$ in ein Gut eingebracht werden. Diese Werte liegen jedoch bereits in dem Bereich von Hochtemperaturprozessen. Der Wirkungsquerschnitt ist die Oberfläche, über die die Erwärmungsleistung auf das zu erwärmende Gut übertragen wird. Im Regelfall beträgt der Wert $10 \text{ kW}/\text{m}^2$. Bei der induktiven Erwärmung ergeben sich Leistungsdichten im Bereich von $1 \text{ MW}/\text{m}^2$ bis $0,1 \text{ GW}/\text{m}^2$. Aus diesem Grund können auch hohe Erwärmungsgeschwindigkeiten generiert werden (Rudolph u. Schaefer, 1989).

Trotzdem sind die Betriebskosten der elektrisch beheizten Anlagen um vieles höher als bei dem Einsatz von Gasbrennern. Aus diesem Grund sollen in dieser Arbeit die Stärken und Schwächen dieser Kombination aus Elektrotechnik und Wirbelschichttechnik untersucht werden.

In dem Kapitel 2 werden die Grundlagen im Bereich der Wirbelschichttechnik kurz wiedergegeben. Ein weiterer Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit dem Wärmeübergang in einem induktiv beheizten Inertwirbelbett. Durch eine Annäherung des Wärmeübergangsverhaltens mit einem mathematischen Modell kann ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment erfolgen. Um den Einfluss des Induktionsfeldes richtig einschätzen zu können, sind grundsätzliche Fakten auf dem Gebiet der Induktionstechnik aufgeführt. Bei den Grundlagen der Trocknungstechnik liegt der Fokus auf der Trocknung mit Hilfe von Inertpartikeln.

Im folgenden Kapitel 3 sind die Versuchsanlagen, die verwendete Messtechnik und die eingesetzten Inertpartikel näher beschrieben. Der Versuchsplan und die vorgesehene Versuchsdurchführung sind im Anschluss daran geschildert.

Die Ergebnisse für das generelle pneumatische Verhalten Wirbelschicht mit und oh-

ne Induktionsfeld sind in dem Kapitel 4 zusammengefasst. Außerdem werden einige vergleichende Temperaturverläufe des Gasaustritts für konstante und gepulste Leistung vorgestellt. Anschließend wird ein Trocknungsversuch anhand eines Beispiels ausgewertet.

Im Anschluss daran werden die Mess- und die Simulationsergebnisse diskutiert. Im ersten Teil des Kapitels 5 wird erörtert, wie schnell das Ansprechverhalten bei dem induktiven Energieeintrag ist und welche Parameter dieses Zeitverhalten beeinflussen. Es schließt sich eine Analyse der gemessenen Druckschwankungen über die Inertpartikelwirbelschicht unter dem Einfluss des Induktionsfeldes an. Auch hier wird der Einfluss von verschiedenen Parametern näher beleuchtet. Durch den Vergleich der Simulationsergebnisse aus dem Wärmeübergangsmodell mit den Messergebnissen wird der Wirkungsgrad der Wärmefreisetzung mit dieser Technologie bestimmt. In Anschluss daran wird dessen Abhängigkeit von diversen Parametern diskutiert. Zum Schluss wird die Anwendung der induktiv beheizten Inertpartikelwirbelschicht zur Trocknung von feuchten porösen Granulaten und einer Oxidsuspension erläutert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Theoretische Grundlagen der Wirbelschicht-technik allgemein

Wirbel- und Strahlschichtanlagen haben sich zum Stand der Technik etabliert. In weiten Bereichen der Formgebung und Trocknung von diversen Materialien kann auf dieses Verfahren nicht mehr verzichtet werden. Das Fluidisationsverhalten einer durchströmten Schüttung ändert sich mit der Gasbelastung oder der Stärke des aufgebrauchten Kraftfelds. Diese Abhängigkeit spiegelt sich in dem pneumatischen Verhalten der Schüttung und in dessen Schwankungen wider.

2.1.1 Pneumatik einer Wirbelschicht

Die Pneumatik einer durchströmten Schicht hängt von der Gasgeschwindigkeit ab. Dieser Zusammenhang ist in der Abbildung 2.1 dargestellt.

Wird eine Schüttung von unten von einem Gas durchströmt, handelt es sich nicht zwingend um eine Wirbelschicht. Liegt die Gasgeschwindigkeit unter einem bestimmten Wert, spricht man von einem durchströmten Festbett. Die Schichthöhe der Schüttung ändert sich bis dahin nicht (Bereich I). Der Druckverlust über der Schicht steigt mit zunehmender Gasbelastung an und kann mit der Gleichung (2.1) beschrieben werden (Uhlemann u. Mörl, 2000).

$$\frac{\Delta p_{bed}}{H_{bed,0}} = 150 \cdot \frac{(1 - \varepsilon_0)^2}{\varepsilon_0^3} \cdot \frac{\nu_F \cdot \rho_F \cdot w_F}{d_P^2} + 1,75 \cdot \frac{(1 - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0^3} \cdot \frac{\rho_F \cdot w_F^2}{d_P} \quad (2.1)$$

Überschreitet die Gasgeschwindigkeit den Wert der minimalen Fluidisation, handelt es sich nicht mehr um ein Festbett, sondern um eine Wirbelschicht (Bereich II). Der Punkt beim Übergang vom Festbett zur fluidisierten Schüttung wird allgemein als Lockerungspunkt bezeichnet. Der Druckverlust über die Schicht ist ab der minimalen Fluidisationsgeschwindigkeit relativ konstant und kann mit der Gleichung (2.2)

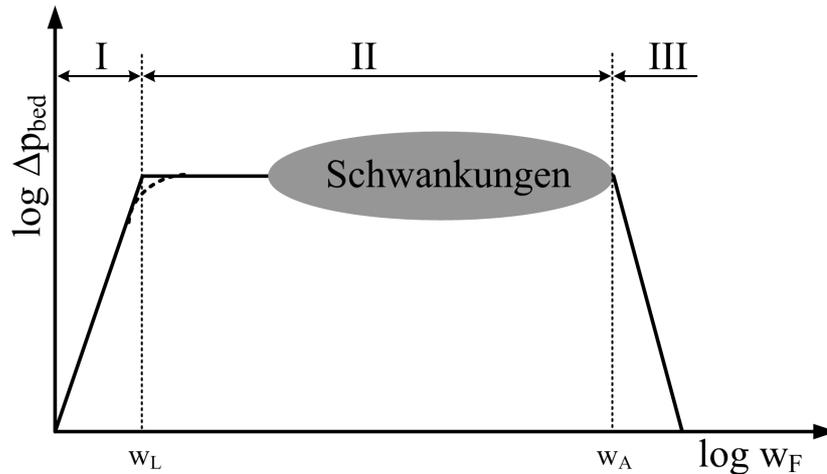


Abbildung 2.1: Druckverlust über eine polydisperse Schüttung bei veränderlicher Gasbelastung

angenähert werden.

$$\Delta p_{bed} = H_{bed, 0} \cdot (1 - \varepsilon_0) \cdot g \cdot (\rho_P - \rho_F) \quad (2.2)$$

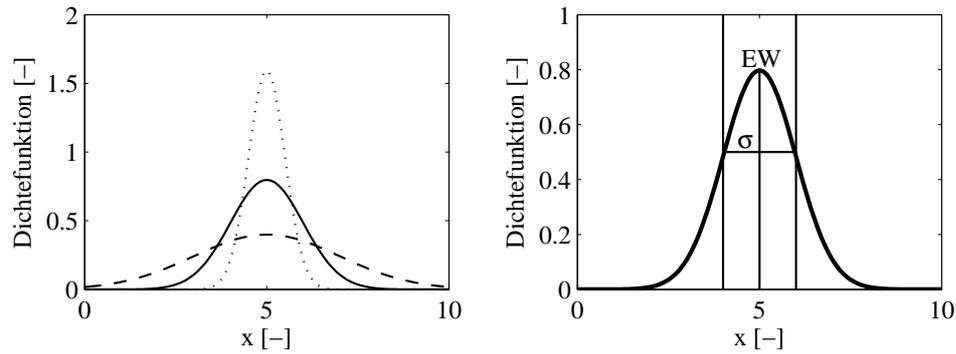
Beim Überschreiten der Austragsgeschwindigkeit beginnt der Bereich der pneumatischen Förderung (Bereich III). Bei einer polydispers verteilten Schüttung fällt der Druckverlust der Schicht mit zunehmender Gasbelastung ab.

2.1.2 Analyse der Schwankungen des Schichtdruckverlustes in Wirbelschichten

Das Fluidisationsverhalten einer Wirbelschicht ist mit wachsendem Einsatz der Wirbelschicht in industriellen Prozessen von immer größerer Bedeutung. Durch Fan u. a. (1981) werden die ersten Analysemethoden vorgestellt. Dabei stehen die Schwankungen des Schichtdruckverlustes im Fokus. Erste Untersuchungen zeigen, dass die Frequenz der Druckschwankungen von der Anzahl und von der Größe der Blasen im Wirbelzustand abhängig ist. Um die Veränderung des Regimes einer Wirbelschicht abzubilden, wird empfohlen die Druckschwankung auf deren Wahrscheinlichkeitsverteilung, deren Frequenz und die spektrale Leistungsdichte zu untersuchen.

Mit der Analyse der Druckschwankungen kann die Übergangsgeschwindigkeit des Gases zwischen den unterschiedlichen Fluidisationsregimen bestimmt werden (Chong u. a., 1987), (Bai u. a., 1996), (Trnka u. a., 2000) und (Felipe u. a., 2004). Es werden unterschiedliche statistische Momente, wie die Varianz (Chong u. a., 1987) oder die Standardabweichung (Bai u. a., 1996) der Druckschwankungen genutzt. In den Veröffentlichungen von Trnka u. a. (2000) und Felipe u. a. (2004) wird die schnelle Fouriertransformation (kurz FFT) für direkt in der Wirbelschicht gemessenen Druckschwankungen angewendet.

Mit einer Fouriertransformation ist es möglich, eine periodische Funktion $f(t)$ mit einer Summe aus einer endlichen Anzahl n harmonischer Schwingungen zu beschreiben



(a) Verschiedene Gaußkurven mit $EW = 5$ und $\sigma = 0,5$ (...), $\sigma = 1$ (---) und $\sigma = 2$ (- - -) (b) Gaußfunktion mit $EW = 5$ und $\sigma = 1$

Abbildung 2.2: Beispiele für Gaußverteilung

(Strampp u. Vorořcov, 2010). Sie kann in exponentieller (2.3) oder in harmonischer Darstellung (2.4) formuliert werden.

$$f(t) = \sum_{j=-n}^n c_j \cdot e^{i \cdot j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t} \quad (2.3)$$

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{j=1}^n (a_j \cdot \cos(j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t) + b_j \cdot \sin(j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)) \quad (2.4)$$

Bei einer schnellen Fouriertransformation wird eine Bibliothek genutzt und die Funktion $f(t)$ mit dem Cooley-Tunkey Algorithmus zerlegt, um dann eine diskrete Fouriertransformation durchzuführen (Werner, 2008).

Bei der Analyse der FFT-Daten darf die Komplexität des Systems Wirbelschicht nicht unterschätzt werden. Wie durch Bi (2007) erläutert, setzten sich die gemessenen Druckschwankungen sowohl aus lokal induzierten Blasen als auch aus Schwingungen des Wirbelbettes und aus Druckwellen unterschiedlichen Ursprungs und Ausbreitung innerhalb des Bettes zusammen.

Um die aus der FFT erhaltenen Werte korrekt auszuwerten, wird in den Schriften von Parise u. a. (2008) und Parise u. a. (2009) eine Annäherung des FFT-Signals an eine Gaußkurve vorgestellt. Der Erwartungswert der Gaußfunktion wird genutzt, um die minimale Fluidisationsgeschwindigkeit und die Gasgeschwindigkeit beim Übergang von der blasenbildenden zur stoßenden Wirbelschicht zu bestimmen. Bis zu diesem Punkt werden die Druckschwankungen bei sich verändernder Gasbelastung analysiert. Silva u. a. (2010) erläutern, dass eine online FFT der Druckschwankung genutzt werden kann, um Verfestigungsvorgänge bei Agglomerationsprozessen zu detektieren und damit zu vermeiden. Es wird durch die Agglomeration der Fluidisationszustand bei konstanter Fluidgeschwindigkeit verändert.

Die Normalverteilung nach Gauß ist eindeutig durch den Erwartungswert EW_f und

die Standardabweichung σ_f bestimmt.

$$G(f) = \frac{1}{\sigma_f \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(f - EW_f)^2}{2 \cdot \sigma_f^2}\right) \quad (2.5)$$

Das Maximum der Funktion markiert den Mittel- bzw. den Erwartungswert. Die beiden Wendepunkte der Kurve sind die Streuung der Ergebnisse um den Mittelwert (Grabe, 2011).

2.1.3 Berechnung des Arbeitsbereiches einer Wirbelschicht

Der Arbeitsbereich einer Wirbelschicht wird durch das zu wirbelnde Gut und das verwendete Fluid bestimmt. Das Zusammenspiel der beiden Phasen kann durch eine Reihe von einfach zu bestimmenden Kennzahlen beschrieben werden. Mit der Archimedes-Zahl (2.6) ist es möglich, das System aus fester und fluider Phase zu beschreiben.

$$Ar = \frac{d_P^3 \cdot g \cdot (\rho_P - \rho_F)}{\rho_F \cdot \nu_F^2} \quad (2.6)$$

Mit der Annahme, dass es sich um einen kugelförmigen und monodispersen Feststoff handelt, kann die Reynolds-Zahl (2.9) am Lockerungs- und Austragspunkt berechnet werden (siehe (2.7) und (2.8)).

$$Re_L = \frac{Ar}{1400 + 5,22 \cdot \sqrt{Ar}} \quad (2.7)$$

$$Re_A = \frac{Ar}{18 + 0,61 \cdot \sqrt{Ar}} \quad (2.8)$$

Aus der Reynolds-Zahl kann die Fluidgeschwindigkeit für die zwei Punkte berechnet werden.

$$Re = \frac{w_F \cdot d_P}{\nu_F} \quad (2.9)$$

2.1.4 Berechnung der Wirbelschichthöhe

Der Anteil des Leervolumens einer Schüttung gibt an, wie viel Volumen der Schicht nicht von den Partikeln ausgefüllt ist. Für Zufallsschüttungen sind Werte im Bereich von 0,36 bis 0,45 zu ermitteln. Der Anteil der Luft an einer Schüttung hängt von der Breite der Partikelgrößenverteilung ab. Besteht das Schüttgut aus sehr unterschiedlich großen Partikeln, wird das Lückenvolumen kleiner sein, als bei einer monodispersen Schüttung.

Für die Berechnung kann der Ansatz (2.10) genutzt werden.

$$\varepsilon = \frac{V_F}{V_{ges}} \rightarrow V_{ges} = V_P + \varepsilon \cdot V_{ges} \quad (2.10)$$

Das Gesamtvolumen der Schüttung setzt sich aus dem Volumen der Partikel mit Poren und dem Volumen der Luft in den Partikelzwischenräumen zusammen. Unter der Voraussetzung, dass die Werte für die Dichte der Partikel und der Schüttung bekannt sind, kann die Gleichung (2.10) umgestellt werden.

$$\frac{m_{sch}}{\rho_{sch}} = \frac{m_{sch}}{\rho_P} + \varepsilon \cdot \frac{m_{sch}}{\rho_{sch}} \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{\rho_{sch}} = \frac{1}{\rho_P} + \varepsilon \cdot \frac{1}{\rho_{sch}} \quad (2.12)$$

Stellt man die Gleichung nach dem Anteil des Lückenvolumens um, ergibt sich die Gleichung (2.13). Die Partikeldichte wird oft als Scheinbare Dichte bezeichnet.

$$\varepsilon = 1 - \frac{\rho_{sch}}{\rho_P} \quad (2.13)$$

Für alle als Inertpartikel eingesetzten Schüttungen werden die Schütt- und die Partikeldichte bestimmt und mit der Gleichung (2.13) das Lückenvolumen berechnet (Uhlemann u. Mörl, 2000).

Das Lückenvolumen vom Wirbel- bis zum Austragspunkt kann mit (2.14) berechnet werden.

$$\varepsilon = \left(\frac{18 \cdot \text{Re} + 0,36 \cdot \text{Re}^2}{Ar} \right)^{0,21} \quad (2.14)$$

Mit Kenntnis des Lückenvolumens kann die Höhe der Wirbelschicht, unter Annahme einer homogenen Verteilung von Partikel- und Fluidphase, bei einer definierten Gasbelastung berechnet werden (Uhlemann u. Mörl, 2000).

$$\frac{H_{bed}}{H_{bed,0}} = \frac{1 - \varepsilon_0}{1 - \varepsilon} \quad (2.15)$$

2.2 Modellierung des Wärmeüberganges in Wirbelschichten

Um grundlegende Aussagen über die Effektivität des induktiven Energieeintrages machen zu können, wird mit einem einfachen Wärmeübergangsmodell der zeitliche Verlauf der Gasaustrittstemperatur berechnet. Wird eine fluidisierte Schüttung aus elektrisch leitfähigen Partikeln durch ein Induktionsfeld erwärmt, geht die auf der Oberfläche der Partikel freigesetzte Wärme auf unterschiedliche Phasen über. Es wird dabei zwischen fester und fluider Phase unterschieden. Der Energieaustausch kann von fester zu fluider Phase (Partikel zu Suspensionsgas) erfolgen. Aber auch zwischen zwei festen (Partikel zu Wand) und zwei fluiden Phasen (Suspensionsgas zu Bypassgas) ist ein Übergang möglich. Ein Wärmeübergang von fester zu fluider Phase findet ebenfalls an den äußeren Systemgrenzen statt (Wand zu Umgebungsluft).

Das Wärmeübergangsmodell kann durch drei Zustandsgrößen beschrieben werden,

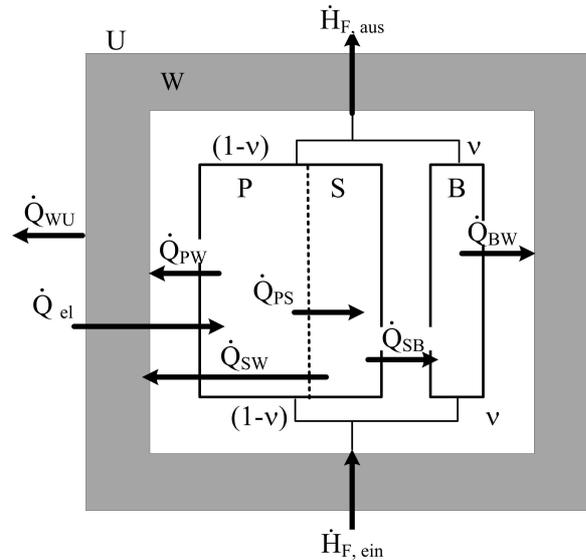


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Wärmeübergangsmodells mit den Wärmeströmen

- die Partikeltemperatur,
- die Gastemperatur,
- die Wandtemperatur.

Diese Zustandsgrößen sind gekoppelt und die zeitlichen Abhängigkeiten werden durch die Enthalpiebilanzen der jeweiligen Phase beschrieben. In der Abbildung 2.3 ist das verwendete Wärmeübergangsmodell dargestellt. Das in der Wirbelschicht vorhandene Gas setzt sich aus dem Suspensions- und dem Bypassgas zusammen. Das Suspensionsgas steht dabei in intensivem Kontakt zu der Partikelphase. Zwischen den beiden Phasen finden Wärmeübergangsprozesse statt. Das Bypassgas steht für den in der Wirbelschicht vorhandenen Blasenanteil. Dieser Teil des Gases hat in der Modellvorstellung keinen Kontakt zu den Partikeln und steht daher nicht im direkten Wärmeaustausch mit der Partikelphase. Der Übergang erfolgt indirekt über die Suspensionsphase des Gases. Die Aufteilung des Gesamtmassenstroms des Gases erfolgt durch den Bypassanteil v . Es ist zu erkennen, dass der von außen zugeführte Energiestrom \dot{Q}_{el} an die Partikel übertragen wird. Von dieser Phase erfolgt ein Übergang auf das Suspensionsgas und die Apparatewand. Das Suspensionsgas gibt Wärme an die Bypassphase und die Wand ab.

Folgende Modellannahmen werden festgelegt:

- Die gesamte elektrische Leistung wird in Wärme umgesetzt.
- Die Partikelphase kann mit dem Modell eines ideal durchmischten Rührkessels beschrieben werden.

- Das Suspensions- und Bypassgas durchquert die Wirbelschicht in idealer Pfropfenströmung.
- Der Feststoff befindet sich ausschließlich in der Suspensionsphase.
- Zwischen der Suspensions- und Bypassphase kommt es zum Wärmeaustausch.
- Zwischen der Partikelphase und dem Suspensionsgas kommt es zum Wärmeaustausch.
- Die Apparatewand nimmt Wärme von den Partikeln, dem Suspensionsgas und dem Bypassgas auf.
- Es gibt keinen räumlichen Gradienten der Wandtemperatur.
- Die Umgebungstemperatur ist konstant.
- Der Bypassanteil ist konstant.

Es werden nur Wärmeübertragungsprozesse modelliert. Unter den in Kapitel 3.5.2 beschriebenen Versuchsablauf laufen keine Prozesse wie Agglomeration, Granulation, Reaktion oder Trocknung ab. Die zeitlichen Ableitungen der Massenbilanz für die Partikel und die Gasphase sind gleich null.

2.2.1 Enthalpiebilanz der Inertpartikel

Die Enthalpiebilanz der Partikel beinhaltet einen Quellterm, \dot{Q}_{el} und zwei Senkenterme, \dot{Q}_{PS} und \dot{Q}_{PW} . Es ergibt sich somit die Gleichung (2.16).

$$m_P \cdot \frac{dh_P}{dt} = \frac{d}{dz} \left(\dot{Q}_{el} - \dot{Q}_{PS} - \dot{Q}_{PW} \right) \quad (2.16)$$

Die Enthalpie der Partikel ist mit der Gleichung (2.17) definiert.

$$h_P = c_P \cdot \vartheta_P \quad (2.17)$$

Der Wärmeübergang von den Inertpartikeln zur Suspensionsgasphase wird im PFTR-Modell durch den Ansatz mit der Gleichung (2.18) beschrieben.

$$\frac{d\dot{Q}_{PS}}{dz} = \alpha_{PS} \cdot \frac{dA_P}{dz} \cdot (\vartheta_P - \vartheta_S(z)) \quad (2.18)$$

Beim Wärmeübergang von den Partikeln zur Wand muss berücksichtigt werden, dass sich nur ein begrenzter Teil des gesamten Schichtmaterials im Energieaustausch mit der Wand befindet. Die Gewichtung erfolgt mit der Einführung des Faktors w . Für die Berechnung des Gewichtungsfaktors w wird die Masse der Inertpartikel

berechnet, die nötig ist, um die Innenfläche des Wirbelschichtapparates bis zur Wirbelschichthöhe mit einer Schicht aus Partikeln zu bedecken und durch die gesamte Masse der Inertpartikel geteilt.

$$\frac{d\dot{Q}_{PW}}{dz} = \alpha_{PW} \cdot A_W \cdot w \cdot (\vartheta_P - \vartheta_W) \quad (2.19)$$

$$w = \frac{\rho_P \cdot \frac{\pi}{4} \cdot H_{bed} \cdot (D_{innen}^2 - (D_{innen} - d_P)^2)}{m_P} \quad (2.20)$$

2.2.2 Enthalpiebilanz der Luft in der Suspensionsphase

Die Enthalpie der Luft in der Suspensionsphase verändert sich durch die verschiedenen Zu- und Abflüsse der Wärmeströme. In der Energiebilanz dieser Phase werden vier Ströme berücksichtigt.

$$(1 - \nu) \cdot \frac{d\dot{M}_F}{dz} \frac{dh_S}{dt} = (1 - \nu) \cdot \dot{M}_F \cdot \frac{dh_S}{dz} + \frac{d}{dz} \left(\dot{Q}_{PS} - \dot{Q}_{SB} - \dot{Q}_{SW} \right) \quad (2.21)$$

Die Enthalpie der Suspensionsphase ergibt sich aus der Gleichung (2.22).

$$h_S = c_F \cdot \vartheta_S. \quad (2.22)$$

Der Quellterm der Gleichung (2.21) wird bereits im Abschnitt zur Energiebilanz der Partikel beschrieben. Die Energie des Suspensionsgases wird durch den Wärmeübergang zur Bypassphase des Gases reduziert.

$$\frac{d\dot{Q}_{SB}}{dz} = \alpha_{SB} \cdot A_{SB} \cdot (\vartheta_S(z) - \vartheta_B(z)) \quad (2.23)$$

Außerdem erfolgt ein Wärmeübergang von dem Gas an die Apparatewand.

$$\frac{d\dot{Q}_{SW}}{dz} = (1 - \nu) \cdot \alpha_{GW} \cdot A_W \cdot (\vartheta_S(z) - \vartheta_W) \quad (2.24)$$

2.2.3 Enthalpiebilanz der Luft in der Bypassphase

Die Luft in der Bypassphase wird durch den Energieaustausch mit der Suspensionsgasphase erwärmt. Gleichzeitig wird Energie an die Apparatewand abgegeben.

$$\nu \cdot \frac{d\dot{M}_F}{dz} \frac{dH_B}{dt} = -\nu \cdot \dot{M}_F \cdot \frac{dh_B}{dz} + \frac{d}{dz} \left(\dot{Q}_{SB} - \dot{Q}_{BW} \right) \quad (2.25)$$

Die Enthalpie des Bypassgases ist mit (2.26) definiert.

$$h_B = c_F \cdot \vartheta_B \quad (2.26)$$

Analog zur Suspensionsphase des Gases wird ein Teil der Energie an die Apparatewand abgeleitet.

$$\frac{d\dot{Q}_{BW}}{dz} = \nu \cdot \alpha_{GW} \cdot A_W \cdot (\vartheta_B(z) - \vartheta_W) \quad (2.27)$$

2.2.4 Enthalpiebilanz der Apparatewand

Die Apparatewand erwärmt sich durch die Energiezufuhr von Partikel- und Gasphase. Durch eine unisolierte Wand kann die Energie an die Umgebung abgegeben werden.

$$M_W \cdot \frac{dh_W}{dt} = \dot{Q}_{BW} + \dot{Q}_{PW} + \dot{Q}_{SW} - \dot{Q}_{WU} \quad (2.28)$$

Dabei ist die Enthalpie der Wand definiert durch die Gleichung (2.29).

$$h_W = c_W \cdot \vartheta_W \quad (2.29)$$

Die Quellterme der Gleichung (2.28) werden mit den Gleichungen (2.19), (2.24) und (2.27) beschrieben. Durch die fehlende Isolierung erfolgt die Energieübertragung an die Umgebung.

$$\dot{Q}_{WU} = \alpha_{WU} \cdot A_W \cdot (\vartheta_W - \vartheta_U) \quad (2.30)$$

2.2.5 Lösen der Differentialgleichungen

Aus den Enthalpiebilanzen der einzelnen Phasen ergibt sich ein System aus gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen erster Ordnung. Eine numerische Berechnung wird bei dieser Anzahl an Zustandsgrößen empfohlen. Die unabhängigen Variablen sind die Zeit t und die Ortskoordinate z . Durch eine Diskretisierung der Differentialgleichungen in z -Richtung ist es möglich, das Gleichungssystem für einen Höhenausschnitt zu lösen. Die Wirbelschicht wird dabei in eine endliche Anzahl von Kontrollvolumen unterteilt. Die Differentialgleichung wird dann über jedes Kontrollvolumen integriert. Auf diese Weise ist es möglich, partielle Differentialgleichungen mit einer endlichen Anzahl an gewöhnlichen Differentialgleichungen zu beschreiben. Durch das kommerzielle Programm *MATLAB* ist es mit geringem Aufwand möglich, numerische Lösungen für Gleichungssysteme zu ermitteln. Da die Zeitkonstante des Systems viel kleiner ist als das Integrationsintervall, ist es sinnvoll, einen Solver für ein steifes System zu verwenden. Der Vorteil dieser vorgegebenen Solver gegenüber eigenen Programmen für die numerische Annäherung, zum Beispiel durch Runge-Kutta, ist die flexible Schrittweite der Integration. Dadurch werden die Rechenzeiten verkürzt. Bei einer Reduzierung der zu betrachtenden Phasen auf Fluidisationsgas und Feststoff ist es möglich, für das System eine analytische Lösung zu berechnen. Die relative Abweichung zwischen der mit den Solvern aus dem Programm *MATLAB* ermittelten Werten und der analytischen Lösung ist kleiner 1 %. Es wird geschlossen, dass die numerische Lösung unter der Berücksichtigung der Wand ebenfalls korrekte Ergebnisse liefert. Der angewendete Solver ist *ode15s*. Hierbei wird das Gear's Verfahren zur Annäherung genutzt (Kallenrode, 2005).

2.3 Grundlagen der Trocknungstechnik

Unter Trocknen wird das Trennen von Flüssigkeiten aus feuchten Gütern verstanden. Bei der thermischen Trocknung erfolgt die Trennung aufgrund eines Pha-

senübergangs von der fluiden zur dampfförmigen Phase durch die Zufuhr von Energie (Christen, 2010).

Es können verschiedene Arten der thermischen Trocknung unterschieden werden (Gnielinski u. a., 1993).

- Konvektionstrocknung
- Kontaktstrocknung
- Strahlungstrocknung

Bei der Konvektionstrocknung wird die zur Trocknung benötigte Energie durch ein strömendes Trocknungsmedium bereitgestellt. Im Gegensatz dazu erfolgt die Energieübertragung bei der Kontaktstrocknung durch Wärmeleitung von einer erwärmten Oberfläche zu einem feuchten Gut. Wird die Energie zur Verdampfung der Flüssigkeit durch Wellen mit unterschiedlichen Wellenlängen (Mikrowellen oder Infrarotstrahlung) zum Gut transportiert, handelt es sich um eine Strahlungstrocknung (Gnielinski u. a., 1993).

Der Trocknungsvorgang kann grundsätzlich in zwei Bereiche unterteilt werden. Ist die Beladung des Feststoffes mit der Flüssigkeit größer als ein kritischer Wert, ist der Stofftransport vom Gut zum Trocknungsmedium maximal. Dieser Bereich wird als erster Trocknungsabschnitt bezeichnet. Die Verdunstung ist dabei nur von den äußeren Bedingungen abhängig und wird bestimmt von dem Wärme- und Stoffübergang über die Gutoberfläche. In diesem Abschnitt verdunstet die Flüssigkeit an der Oberfläche des Gutes. Liegt die Beladung des Feststoffes unterhalb des kritischen Wertes, wandert der Trocknungsspiegel in das Innere des Gutes. Somit wird der Stofftransport vom Gut zum Trocknungsmedium durch den Transport der Flüssigkeit innerhalb des Gutes limitiert. Dieser Bereich wird als zweiter Trocknungsabschnitt bezeichnet. Die Trocknungsrate im zweiten Trocknungsabschnitt ist immer geringer als die im ersten Trocknungsabschnitt.

In den Abbildungen 2.4(a) bis 2.4(c) sind typische Darstellungen des Trocknungsverlaufes in einem Gut aufgeführt. Es ist dabei zu erkennen, dass die Beladung des Gutes bis zur Beladung X_1 zum Zeitpunkt t_1 mit einem konstanten Wert fällt. Der Verlauf hat einen konstanten negativen Anstieg. Daraus resultiert eine konstante Trocknungsgeschwindigkeit bis zu dieser Beladung. Die Beladung X_1 ist mit der kritischen Beladung gleichzusetzen und die konstante Trocknungsgeschwindigkeit m_1 steht für die Trocknungsgeschwindigkeit im ersten Trocknungsabschnitt.

Fällt die Beladung unter den kritischen Wert von X_1 , trocknet das Gut langsamer, bis es einen stabilen Wert von X_2 erreicht hat. Der Verlauf der Gutsbeladung ist in diesem Bereich nicht mehr linear. Die Beladung X_2 steht für die hygroskopische Beladung des Gutes und ist abhängig von den Stoffeigenschaften des Gutes und den Trocknungsbedingungen. Die Trocknungsgeschwindigkeit fällt beim Erreichen der Beladung X_1 ab.

In der Abbildung 2.4(c) ist die Trocknungsgeschwindigkeit über der Gutsbeladung dargestellt. Anhand des Verlaufes der Kurve können erste Aussagen über den Trock-

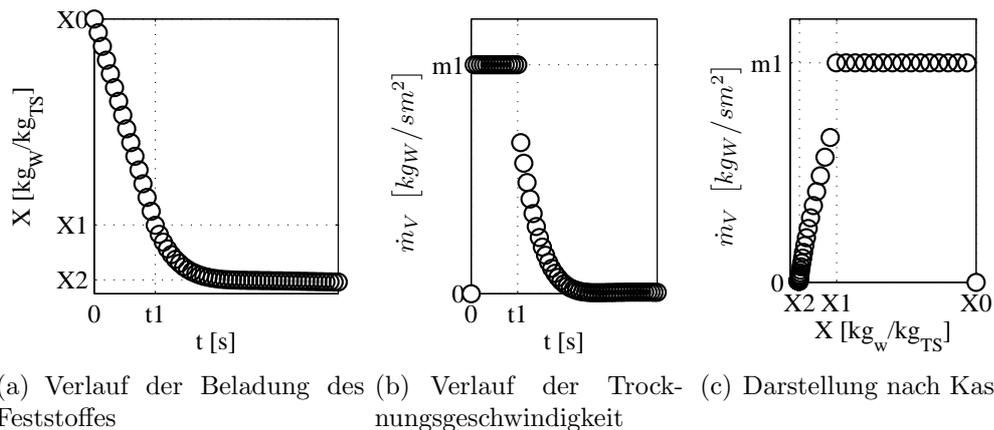


Abbildung 2.4: Darstellung eines Trocknungsverlaufes nach Krischer u. Kast (1992)

nungsaufwand gemacht werden. Die Berechnung der Trocknungsgeschwindigkeit aus den experimentellen Daten wird in Anhang C.1 ausführlich dargestellt.

2.3.1 Trocknung mit Inertpartikeln

Die Trocknung von flüssigen und pastösen Produkten auf fluidisierten Inertpartikeln ist eine seit 1950 bekannte Technik. In der ehemaligen UdSSR wurden auf diese Weise Pigmente, pharmazeutische Produkte und andere Stoffe biologischen Ursprungs getrocknet (Kudra u. Mujumdar, 2009). Auf einem kleinen Trocknervolumen lassen sich durch die große Austauschfläche der Inertpartikel hohe Trocknungsgeschwindigkeiten erzielen (Aristarkhov u. a., 1990), (Grbavcic, 2000) und (Leontieva u. a., 2002). Der Wärmeübergang zur feuchten Substanz erfolgt durch Konvektion und Wärmeleitung.

Zur Bestimmung des Stoff- und Wärmeübergangs sind von verschiedenen Autoren zahlreiche Untersuchungen vorgenommen worden. Durch Pan u. a. (2001) und Zhao u. a. (2004) werden die Einflussfaktoren auf den volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten K einer Wirbelschicht aus inerten Partikeln aus Teflonzylindern oder Glaskugeln bestimmt (siehe Gleichung (2.31)). In beiden Untersuchungen ist Sojamilch die zu trocknende Modellsubstanz. Der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient steigt mit steigender Flüssigkeitsbelastung G und steigender Gasgeschwindigkeit w_F . Er fällt mit steigender Ruheschichthöhe und steigender Konzentration der Flüssigphase.

$$K = 0,54 \cdot G^{0,64} \cdot T^{-0,4} \cdot w_F^{0,69} \cdot H_{bed,0}^{0,32} \quad (2.31)$$

In den Versuchen von Parmar u. Hayhurst (2002), Collier u. a. (2004) und Scott u. a. (2004) wird zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten von Inertpartikeln zu einem aktiven Partikel, eine Bronzekugel in ein Bett aus Sand oder anderen inerten Material eingebracht. Die Temperatur der Kugel wird kontinuierlich von einem Thermolement erfasst, welches an der Bronzekugel befestigt ist

und deren Fluidisationsverhalten nicht beeinflusst. Laut Collier u. a. (2004) kann für den Fall, dass der Durchmesser der nicht inerten Partikel kleiner oder gleich dem Durchmesser des Inertpartikels ist, die Gleichung (2.32) zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten verwendet werden. Nach Scott u. a. (2004) wird für einen Bereich der Re-Zahl am Lockerungspunkt zwischen 100 und 830 und einem Durchmesser Verhältnis von 0,2 bis 2,75 die Gleichung (2.33) empfohlen.

$$Nu = 2 + 0,90 \cdot \text{Re}^{0,62} \cdot \left(\frac{d_a}{d_{IP}} \right)^{0,2} \quad (2.32)$$

$$Nu = 2 + \text{Re}_L^{0,6} \cdot \left(\frac{d_a}{d_{IP}} \right)^{0,26} \quad (2.33)$$

Die Annäherungen für den Stoffübergangskoeffizienten in Inertpartikelwirbelschichten sind in den Veröffentlichungen Hayhurst u. Parmar (2002), Yusuf u. a. (2005) und Scala (2007) diskutiert. In allen Quellen beziehen sich die experimentellen Ergebnisse auf ein Stoffsystem aus inerten und aktiven Partikeln. Bei Ersteren handelt es sich um Sand in verschiedenen Fraktionen. Beim aktiven Partikel handelt es sich um ein Partikel, welches einen Stoffaustausch mit der Gasphase hat.

Die von Hayhurst u. Parmar (2002) vorgestellte Annäherung (siehe Gleichung (2.34)) für die Sherwood-Zahl soll für aktive Partikel, die kleiner als 3 mm sind, angewendet werden. Die Annäherung beschreibt den Verlauf der Sherwood-Zahl in diesem Bereich besser als die Gleichung (2.35) nach La Nauze (1982). Eine ausführliche Zusammenfassung ist im Anhang C.2 zu finden.

$$Sh = 2 \cdot \varepsilon_0 + 0,61 \cdot \left(\frac{w_P \cdot d_a}{\nu_F} \right)^{0,48} \cdot \sqrt[3]{Sc} \quad (2.34)$$

$$Sh = 2 \cdot \varepsilon + 0,69 \cdot \left(\frac{\text{Re}_P}{\varepsilon} \right)^{0,5} \cdot \sqrt[3]{Sc} \quad (2.35)$$

Durch Yusuf u. a. (2005) werden verschiedene Modellansätze zusammengetragen. Die Autoren betonen, dass im Unterschied zum Wärmeübergang die Leerrohrgeschwindigkeit beim Stoffübergang eine untergeordnete Rolle spielt. Die Lockerungsgeschwindigkeit ist zur Bestimmung der Sherwood-Zahl geeigneter.

In der Literatur von Scala (2007) werden aktive Partikel mit Inertpartikeln (Sand) vermischt. Auf der Oberfläche des aktiven Partikels wird CO zu CO₂ oxidiert. Durch die Variation des Durchmessers des aktiven Partikels und der inerten Partikel sowie der Gasgeschwindigkeit werden viele Erkenntnisse im Bezug auf den Stofftransportkoeffizienten in Inertwirbelschichten gewonnen. Es wird die Gleichung (2.36) zur Annäherung des Stoffübergangskoeffizienten empfohlen. Wird in diese Gleichung für den Anpassungsfaktor k ein Wert zwischen 0,69 und 0,70 eingesetzt, können die experimentellen Daten sehr gut mit diesem Ansatz wiedergegeben werden. Auch hier wird bestätigt, dass die Sherwood-Zahl unabhängig von der Gasgeschwindigkeit und dem Fluidisationsregime ist.

$$Sh = 2 \cdot \varepsilon_0 + k \cdot \sqrt{\frac{\text{Re}_L}{\varepsilon_0}} \cdot \sqrt[3]{Sc} \quad (2.36)$$

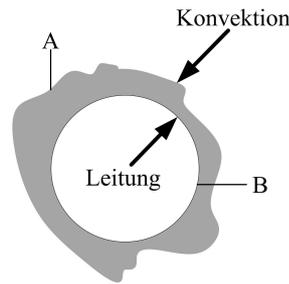


Abbildung 2.5: Wärmeübergang bei der Trocknung auf Inertpartikeln, A - Suspension, B - Inertpartikel

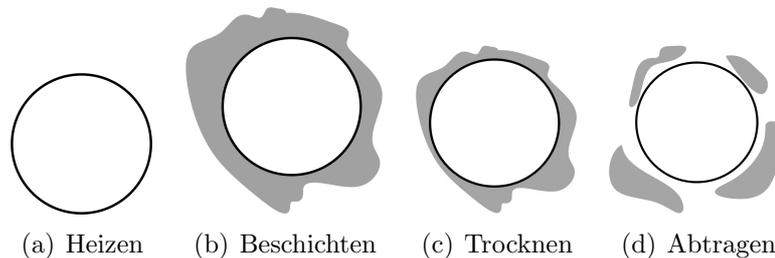


Abbildung 2.6: Prinzip der Trocknung

Das Prinzip der Trocknung auf Inertpartikeln ist sehr einfach und ist in den Abbildungen 2.6(a) bis 2.6(d) dargestellt. Auf ein fluidisiertes heißes Trägermaterial wird das Produkt aufgedüst. Der inerte Träger wird damit beschichtet. Das Aufbringen der zu trocknenden Flüssigkeit kann durch eine robuste Düse oder durch direkte Zugabe in die Schicht erfolgen (Aristarkhov u. a., 1990). Durch die Wärmeleitung vom Träger zur aufgebrachtten Suspension und die Konvektion von dem Gas zur Suspensionsschicht trocknet die Substanz. Ab einem bestimmten Trocknungsgrad setzt die Rissbildung ein. Das Produkt beginnt sich von der Inertpartikeloberfläche zu lösen. Durch die häufigen Stoßvorgänge wird der Abrieb des zu trocknenden Produktes beschleunigt. Das trockene Produkt verlässt den Apparat mit dem Fluidisationsgas und kann im Anschluss durch einen Zyklon und Filter abgetrennt werden. Die Größenverteilung des erhaltenden Pulvers kann durch den zusätzlichen Zerkleinerungsprozess kleiner sein als in der zu trocknenden Suspension (Grbavcic u. a., 2004).

Der Vorteil dieser Trocknung ist, dass auch Suspensionen mit einer Zähigkeit von 20000 mPa s zu Pulver getrocknet werden können. Bisher werden Glas, Keramik und Teflon als Inertmaterial im Größenbereich von 2 bis 10 mm verwendet (Uhlemann u. Mörl, 2000).

In der Veröffentlichung von Reyes u. a. (1998) wird eine Suspension aus Maltodextrin und Stärke auf Inertkörpern getrocknet. Die Versuche werden in der Inertbettwirbelschicht und in einer Strahlschicht mit den gleichen Inertpartikeln durchgeführt. Beim Vergleich der maximalen Verdampfungskapazität der beiden Apparate wird festgestellt, dass bei dem Inertbettwirbelschichtstrockner höhere Werte erreicht wer-

den.

Leontieva u. a. (2002) leiten anhand der Untersuchung des Trocknungsverhaltens von einer Suspension auf einem einzelnen Inertpartikel ein Modell zur Berechnung der Austrittsfeuchte des Gases für einen Inertbettrockner her. Beim Vergleich des Modells mit den experimentellen Daten aus einem realen Trockner lagen die Abweichungen in einem Bereich von $\pm 7,5$ %.

Grbavcic u. a. (2004) diskutieren die Trocknung pastöser Produkte in einem Inertwirbelbett aus Glaskugeln. Um die Effektivität des Trockners zu beschreiben, wird das Verhältnis aus der für die Verdampfung notwendige Energie zu der in den Trockner eingebrachten Energie gebildet (siehe (2.37) und (2.38)). Die erreichten energetischen Wirkungsgrade liegen je nach der Austrittstemperatur des Gases zwischen 14 und 90 %. Die Verdampfungsenthalpie ändert sich mit der jeweiligen Temperatur. Dieser Zusammenhang ist in der Gleichung (A.21) im Anhang A dargestellt. Die Erwärmung des in das System eingebrachten Wassers von Umgebungs- auf Systemtemperatur wird nicht berücksichtigt.

$$\eta_E = \frac{\text{Verdampfungsenergie}}{\text{Energiezufuhr}} \quad (2.37)$$

$$\eta_E = \frac{\dot{M}_{W,l} \cdot \Delta h_V(\vartheta)}{U \cdot I} = \frac{\frac{dX}{dt} \cdot m_{TS} \cdot \Delta h_V(\vartheta)}{U \cdot I} \quad (2.38)$$

Eine andere Möglichkeit die Effektivität der Trocknung zu beschreiben, ist der sich einstellende Sättigungsgrad der austretenden Luft (Gleichung(2.39)). Dieser Wert macht deutlich, wie weit die Luft am Schichtaustritt von ihrem Sättigungszustand entfernt ist. Ist der Wert gleich 1, ist die Luft am Austritt mit Wasser gesättigt. Je kleiner der Wert ist, desto ineffektiver ist der Trocknungsprozess, da das Trocknungspotenzial der Luft nicht voll ausgenutzt wird. Nun stellt sich die Frage, wie man die Sättigungsbeladung der Luft definiert. Zum einen kann die maximal erreichbare Beladung der Luft Y^* als Funktion von Temperatur am Austritt der Schicht festgelegt werden. Diese beeinflusst den Sättigungspartialdruck p_{DS} (A.23). Hier wird zunächst eine isotherme Befeuchtung bis zur Sättigung angenommen. Die Temperatur des Gases ist konstant. Die Enthalpie der Luft steigt mit zunehmendem Wassergehalt.

$$\eta_S = \frac{Y - Y_{ein}}{Y^* - Y_{ein}} \quad (2.39)$$

$$Y^* = \frac{\tilde{M}_W}{\tilde{M}_L} \cdot \frac{p_{DS}}{p - p_{DS}} \quad (2.40)$$

Der zweite Ansatz geht davon aus, dass sich die Enthalpie des Wasser-Luft-Gemisches nicht ändert. Das System strebt dem adiabaten Beharrungszustand zu. Dabei verringert sich die Temperatur des Gemisches bei steigender absoluter Feuchte. Die Enthalpie ist konstant. Die sich einstellende adiabate Beharrungstemperatur wird im Englischen als *Wet bulb temperature* bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen den Eintrittswerten der Luft und dem sich einstellenden Sättigungszustand ist in der Gleichung (2.41) dargestellt.

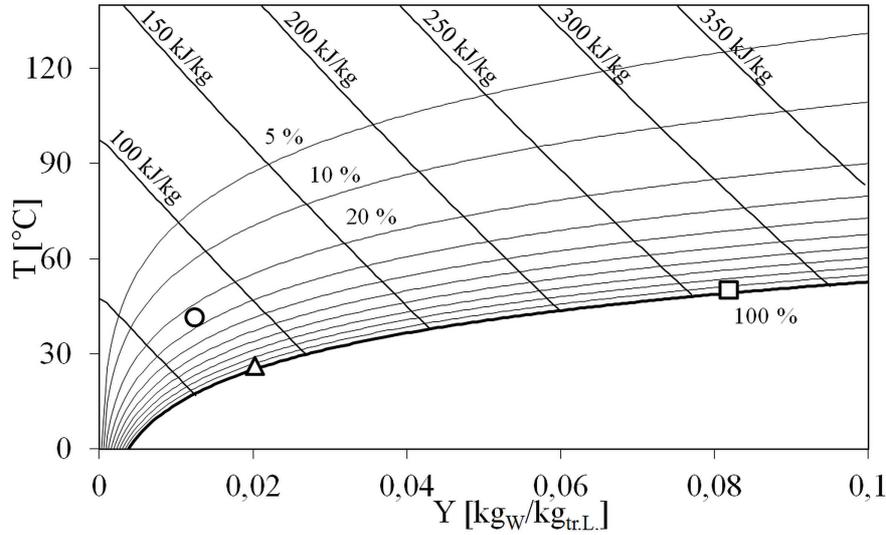


Abbildung 2.7: Grafische Darstellung einer isothermen Befeuchtung (○ zu □) und einer adiabaten Befeuchtung (○ zu △)

$$\vartheta_{F, \text{ein}} = \vartheta_{WB} + \frac{\Delta h_V + (c_D - c_{W,l}) \cdot \vartheta_{WB}}{(c_F + Y_{\text{ein}} \cdot c_D) \cdot Le^{2/3}} (Y^* \{\vartheta_{WB}\} - Y_{\text{ein}}) \quad (2.41)$$

Der Unterschied zwischen den beiden Ansätzen ist in dem Mollier-Diagramm dargestellt (Abbildung 2.7). Wie deutlich zu erkennen ist, ergeben sich verschiedene Temperaturen und Beladungen. Aus diesem Grund soll auch bei den Sättigungsgraden unterschieden werden, welcher Sättigungszustand angenommen wird.

$$\eta_S = \frac{Y - Y_{\text{ein}}}{Y^* \{\vartheta_{\text{aus}}\} - Y_{\text{ein}}} \quad (2.42)$$

$$\eta_{S, WB} = \frac{Y - Y_{\text{ein}}}{Y^* \{\vartheta_{WB}\} - Y_{\text{ein}}} \quad (2.43)$$

Bei der Trocknung im Inertbett ist es von entscheidender Bedeutung, die Stabilität der Fluidisation der Inertpartikel durch das Aufbringen von Suspensionen oder Lösungen nicht zu behindern. Die maximale Belastung der Inertphase mit der zu trocknenden Flüssigphase ist von der Wahl der Inertpartikel, der Gasbelastung und den thermischen Voraussetzungen abhängig.

Der hier verwendete Benetzungsgrad gibt an, wie viel Prozent der Partikeloberfläche am Stoffübergang teilnimmt. Unter der vereinfachten Modellannahme, dass sich die Luft beim Eintritt in die Schicht ideal vermischt, kann die Gleichung (2.44) für den Benetzungsgrad verwendet werden. Die Berechnung der Sättigungsbeladung erfolgt

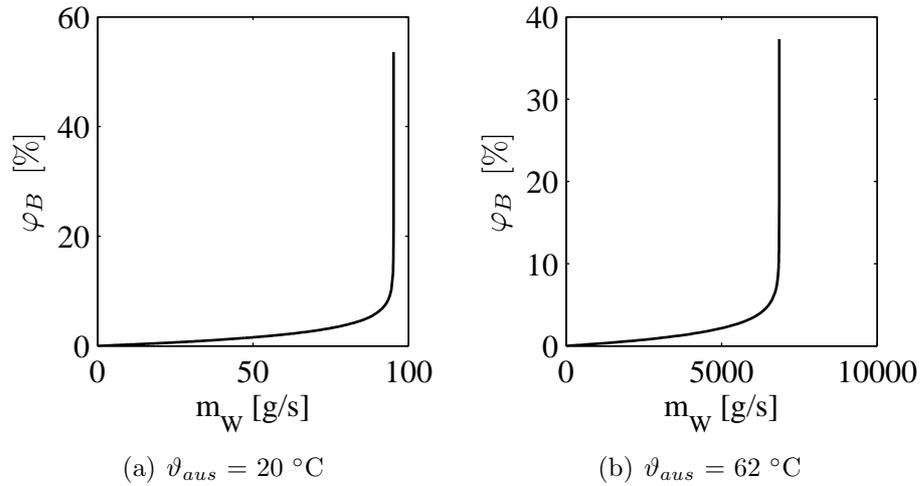


Abbildung 2.8: Verlauf des Benetzungsgrades über den zugeführten Wasserstrom für 0,7 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 5,4 mm, $w_F = 2,1$ m/s, $v_{ein} = 20 \text{ °C}$, $Y_{ein} = 12$ g_W/kg_{tr.L}

mit der adiabaten Beharrungstemperatur (2.41).

$$\varphi_B = -\frac{\dot{M}_F}{\beta \cdot \rho_F \cdot A_P} \cdot \ln \left\{ 1 - \frac{\dot{M}_{TS} \cdot X}{\dot{M}_F \cdot (Y^* - Y_{ein})} \right\} \quad (2.44)$$

Bei konstantem Strömungsverhältnis und einem kontinuierlichen Suspensionsstrom ist die Differenz zwischen der Luftbeladung im Sättigungszustand zur Eintrittsbeladung konstant. Diese Triebkraft kann durch die Arbeitstemperatur stark beeinflusst werden. Der Einfluss der Sättigungsbeladung ist in den Abbildungen 2.8(a) und 2.8(b) verdeutlicht. Bei der Verwendung des gleichen Inertbettes und der gleichen Gasbelastung kann allein durch die Erhöhung der Energiezufuhr, was eine Erhöhung der Gasaustrittstemperatur zur Folge hat, die Sättigungsbeladung von 15 kg_W/kg_{tr.L} auf 174 kg_W/kg_{tr.L} erhöht werden. Als Folge kann ein wesentlich höherer Wasserstrom zugeführt werden, ohne dass der Benetzungsgrad einen kritischen Wert annimmt.

2.4 Grundlagen der Induktionstechnik

Die elektromagnetische Induktion ist ein häufig angewendetes Verfahren zum Erwärmen von metallischen Bauteilen und wird unter anderem zum Vergüten und Härten eingesetzt. Außerdem ist es möglich, in einem Induktionsofen kleine Mengen von Metall schnell und energieeffizient zu schmelzen. Als Sonderanwendungsbereich sind außerdem das induktive Schweißen und das induktive Löten zu nennen. Die Sinter- und Schrumpfprozesse gehören ebenfalls in diesen Bereich.

Die Vorteile der induktiven Erwärmung werden auch im Bereich nicht leitender Werkstoffe eingesetzt. Beim Schmelzen von Glas wird die Energie indirekt von einem elektrisch leitfähigen Material übertragen. Dazu wird häufig auch Grafit verwendet.

Die Wärme wird durch Strahlung übertragen (Hülsenberg, 1993). Neben dem Einsatz in Tiegeln und Brennöfen (Nezhentsev u. a., 1986) und (Ducharme u. a., 1991) wird diese Art der Beheizung auch für das Ziehen von Quarzglasrohren genutzt.

Bei elektrothermischen Verfahren wird elektrische Energie in Wärme umgewandelt. Neben der induktiven Erwärmung, bei der die Joulsche Wärme durch die induzierten Ströme entsteht, sind sowohl die Widerstandserwärmung, die dielektrische Erwärmung als auch die Plasmastrahl- und Lichtbogenerwärmung andere Technologien dieses Verfahrens (Rudolph u. Schaefer, 1989). Bei der induktiven Erwärmung wird der Leiter 1, zum Beispiel eine Induktionsspule, von einem Wechselstrom durchflossen, wodurch sich ein oszillierendes Magnetfeld aufbaut. Der Leiter 2, meist ein metallisches Werkstück, befindet sich in der Nähe des Leiters 1. In dem Leiter 2 wird durch das Feld eine Spannung induziert, wodurch ein Wechselstrom zu fließen beginnt. Handelt es sich bei Leiter 2 um ein nicht ferromagnetisches Material, dann entspricht die freigesetzte Energie der Joulschen Wärme oder Widerstandswärme.

$$Q = I^2 \cdot R \cdot t \quad (2.45)$$

Der Widerstand R ist vom Material und der Frequenz des Wechselfeldes abhängig. Je größer der Widerstand ist, desto größer ist die freigesetzte Wärme. Hat der Leiter 2 ferromagnetische Eigenschaften, wird zusätzlich die Hysteresewärme $Q_{Hysterese}$ frei.

$$Q = I^2 \cdot R \cdot t + Q_{Hysterese} \quad (2.46)$$

Die Hysteresewärme entsteht durch einen Reibungseffekt der magnetischen Dipole bei der Ummagnetisierung im Wechselfeld. Diese Wärme wird bis zum Erreichen der Curie-Temperatur frei. Untersuchungen von Zhang u. a. (2003) haben ergeben, dass bis zu dieser Temperatur die Ummagnetisierung im Material die Hauptursache für die Wärmefreisetzung ist. Ab einer Temperatur oberhalb dieses Punktes verlieren ferromagnetische Materialien ihren Ferromagnetismus und es wird nur noch die Widerstandswärme freigesetzt.

Der Strom im Leiter 2 wird durch die Selbstinduktion des Werkstücks nach außen gedrängt und fließt somit an der Materialoberfläche. Dieser *Skinneffekt*, dargestellt in Abbildung 2.9, ist von der Schwingfrequenz des Wechselstroms in Leiter 1 abhängig. Die Einkopplung in den Leiter 2 wird mit dem thermischen Wirkungsgrad beschrieben.

$$\eta_{th} = \frac{1}{1 + \frac{D^2}{d^2} \cdot (1 - 6,25 \cdot \frac{\delta^2}{d^2}) \cdot \sqrt{\frac{\rho_1}{\mu \cdot \rho_2}}} \quad (2.47)$$

Um einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen, ist es notwendig, das Verhältnis von Stromeindringtiefe zu der Abmessung des Leiters 2 so gering wie möglich zu gestalten. Die Eindringtiefe des Stromes sinkt mit steigender Schwingfrequenz. Außerdem muss der Abstand zwischen Induktor und Leiter 2 sehr gering sein. Bei optimaler Auslegung ist ein maximaler Wirkungsgrad von 0,91 möglich (Benkowsky, 1990). Es gelten folgende grundlegende Regeln (Cable, 1961):

- Die Feldstärke muss so groß wie möglich sein. Das bedeutet, dass ein hoher elektrischer Primärstrom in der Spule fließt, die wiederum eine größtmögliche Windungszahl haben muss.

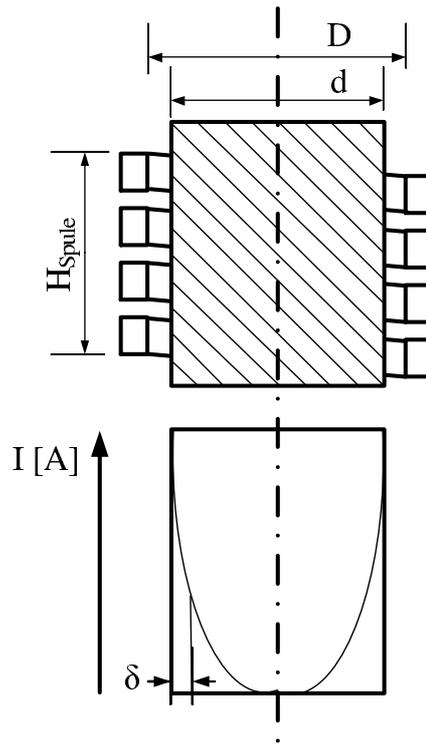


Abbildung 2.9: Skin-Effekt bei induktiver Beheizung von einem metallischem Werkstück

- Die magnetische Feldstärke wird um so kleiner je größer der Abstand zur Spule ist.
- Die Verluste durch die Wärmeerzeugung im Induktor steigen mit steigender Frequenz.

2.4.1 Vorteile induktiver Erwärmung

Bei der konvektiven Beheizung mit Gas oder Dampf ist die übertragene Wärmemenge erstens eine Funktion der Temperaturdifferenz zwischen Heizmedium und dem zu erwärmenden Gut und zweitens eine Funktion des Massenstroms, der die Wärme transportiert.

$$\dot{Q} = f_1 (T_{Medium} - T_{Gut}) = f_2 (\dot{m}_{Medium}) \quad (2.48)$$

Bei dieser Art der Erwärmung ist eine Veränderung des Massenstroms des Übertragungsmediums mit Totzeiten und kleinen Gradienten verbunden. Außerdem kommt es bei fortschreitender Erwärmung des Gutes zu einer Verringerung der Triebkraft. Durch die immer kleiner werdende Temperaturdifferenz wird im Laufe des Prozesses immer weniger Wärme übertragen. Bei dem Einsatz von Elektrowärme sind diese Limitierungen nicht vorhanden. Die zugeführte Wärmemenge kann leicht und ohne Trägheit über die Induktorspannung gesteuert werden.

Kapitel 3

Experimentelle Untersuchungen

Um den induktiven Energieeintrag in eine fluidisierte Schüttung ausreichend beurteilen zu können, wird eine umfangreiche Anzahl an experimentellen Untersuchungen durchgeführt. Dabei stehen die Effektivität und das Zeitverhalten der Energieübertragung sowie der Einfluss des Feldes auf die Fluidisation und die Anwendbarkeit zum Trocknen von Suspensionen im Fokus der Betrachtungen. Je nach Schwerpunkt werden einzelne Parameter, wie Gasgeschwindigkeit, eingetragene Leistung oder Partikelart variiert.

3.1 Versuchsanlagen

Die ersten Versuche zum induktiven Energieeintrag werden an einer Wirbelschichtapparatur aus Acryl mit einem Durchmesser von 140 mm und einer Höhe von 3 m durchgeführt (siehe in Abbildung 3.1). Das Fertigungsmaterial ist transparent und leitet den elektrischen Strom nicht. Das Fluidisationsgas wird mit einem Saugaggregat der Firma RIBO (Modell VS 9 (12,5 kW) gefördert. In der gesamten Anlage herrscht Unterdruck. Die geförderte Gasmenge wird durch den Druckverlust über eine Blendenmessstrecke kontinuierlich erfasst. Die Ansteuerung des Gebläses erfolgt mit einem Frequenzumrichter. Als Anströmboden wird eine gebohrte Leiterplatte mit einer Dicke von 2 mm, einem Lochdurchmesser von 1 mm und einer Dreiecks-teilung von 4 mm verwendet. Die Löcher sind von der Firma EPN mit einem Laser erzeugt worden. Es ergibt sich für diese Anströmeinrichtung ein Öffnungsverhältnis von 5,7 %. Das verwendete Material zeichnet sich durch eine hohe thermische Stabilität aus.

Die Energieübertragung auf die Partikel erfolgt durch ein elektromagnetisches Feld, das hier durch einen Induktor mit 7 Windungen übertragen wird. Das verwendete Material (Elektrokupfer) zeichnet sich durch eine hohe Reinheit und einer sehr guten elektrischen Leitfähigkeit aus. Um eine Erwärmung des Kupfers durch den Strom zu vermeiden, wird der Induktor von Wasser durchflossen. Auf diese Weise bleibt die elektrische Leitfähigkeit des Materials stabil. Die entstehende Wärme wird durch das Wasser abgeführt.

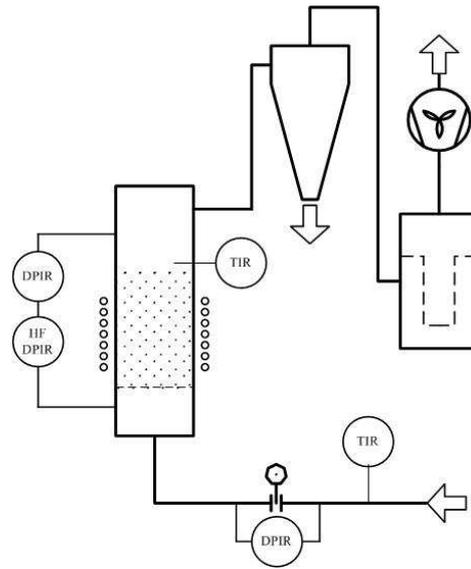


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Versuchsanlage DN 140

Die Energieversorgung des Induktors erfolgt durch den Generator der Firma Hüttinger Elektronik (Big 40/100). Mit diesem Gerät können maximal 40 kW bei einer maximalen Spannung von 400 V an das System übertragen werden. Der Generator kann in unterschiedlichen Betriebsarten, spannungs-, strom- oder leistungssteuert, bei einer Schwingfrequenz von 30 bis 75 kHz betrieben werden. Über diverse Schnittstellen ist möglich, neben der Erfassung von Ist-Werten für Strom, Spannung, Leistung und Frequenz auch einen externen Sollwert vorzugeben.

An die Wirbelkammer schließen sich ein Zyklon und ein Filter (RIBO) zur Abscheidung von ausgetragenen Material an. Der Ein- und Austrag von Partikeln erfolgt über eine kleine Öffnung oberhalb des Glasschusses. Die verwendete Messtechnik wird in Kapitel 3.2 näher erläutert.

An dieser Anlage werden die Untersuchungen zur Bestimmung des Einflusses des Induktionsfeldes auf das Fluidisationsverhalten der Wirbelschicht durchgeführt.

Aufgrund des Polyacrils muss die Gasaustrittstemperatur bei allen Versuchen unter 60 °C liegen. Bei kurzer Erwärmung ist auch eine höhere Temperatur möglich. Mit dem Bau der thermisch belastbaren Anlage DN 146 (Abbildung 3.2) wird diese Limitierung beseitigt. Die Untersuchungen zur Effektivität des Energieeintrages und die Einflussgrößen auf den selbigen werden an dieser durchgeführt. Der bestehende Versuchsaufbau bleibt im Wesentlichen erhalten. Lediglich die Wirbelschichtanlage aus Acryl wird durch eine Anlage aus Stahl und Glas ersetzt. Der Innendurchmesser bei dieser Anlage ist auf 146 mm erweitert. Außerdem wird die Höhe des Apparates auf unter 2 m reduziert. Der Anströmboden ist identisch zur Anlage DN 140. Im Bereich des Induktionsfeldes ist ein Schuss aus Borosilikatglas integriert. So ist eine visuelle Überwachung möglich und Entmischungsvorgänge und Veränderungen des Fluidisationsverhaltens können besser erkannt werden.

Bei dem verwendeten Induktor kann die Windungszahl zwischen 3, 4 oder 5 variiert

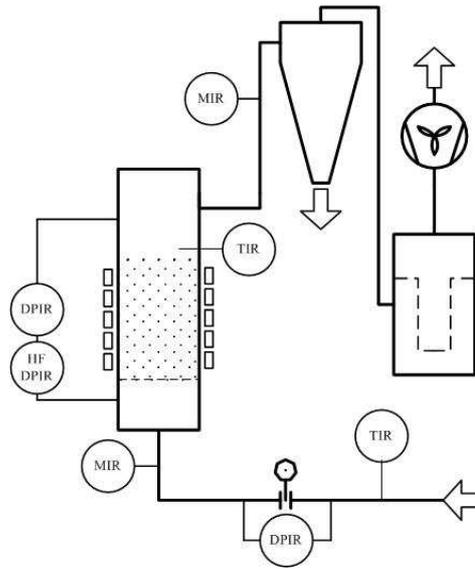


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der Versuchsanlage DN 146

werden. Es wird ein Rechteckprofil verwendet, wodurch eine homogenere Verteilung des Feldes erzeugt wird. Der Generator wird um einen Schaltkasten der Firma EMA-TEC erweitert. Dieser ermöglicht einen Betrieb mit gepulster Leistung. Das Gerät ist über die 32-polige Schnittstelle mit dem Generator verbunden. Die zwei gewünschten Leistungen können mit einem Analogpoti über eine Steuerspannung eingestellt werden. Die Taktzeiten werden an einem Zwei-Zeiten-Relais eingestellt. Die näheren Informationen zu diesem Gerät sind der Dokumentation zu entnehmen.

Die dritte Versuchsanlage ist ein Scale-up aus den Versuchen an der Anlage DN 146 (Abbildung 3.3). Der Innendurchmesser beträgt 300 mm (DN 300) und die Gesamthöhe ist 1,8 m. Im Induktionsbereich wird Borosilikatglas verwendet. Alle anderen Anlagenteile sind aus Stahl gefertigt.

Wie die DN 146 wird auch die DN 300 im Unterdruckbetrieb gefahren. Der Fluidgasstrom wird durch einen Hochdruckventilator der Firma Elektror (HDR 7/FU-105/11) gefördert und mit einem Frequenzumrichter zwischen 0 und 103 Hz gesteuert. Die maximale Fördermenge liegt bei $1920 \text{ m}^3/\text{h}$. Der Gasmassenstrom wird mit einer Blendenmessstrecke erfasst.

Der Anströmboden besteht aus einem gelochten Blech mit einer Dicke von 1 mm, einem Lochdurchmesser von 2,3 mm und einer Dreiecksteilung von 4,1 mm. Es ergibt sich somit ein Öffnungsverhältnis von ca. 30 %.

Der Induktor setzt sich aus einer Parallelschaltung von 3 Induktionsschleifen mit je 3 Windungen zusammen, wobei auch hier wieder ein Rechteckprofil gewählt wird. Die Konstruktion des Induktors erlaubt es, einzelne Schleifen zu entkoppeln. So kann der Energieeintrag auch mit zwei mal oder ein mal 3 Windungen erfolgen. Je nach Bedarf können auch zusätzliche Kondensatoren verbaut werden, um den Schwingkreis zu optimieren. Das elektromagnetische Feld wird bei dieser Anlage mit einem Generator von Hüttinger (TruHeat 3040) erzeugt. Die maximale Leistung

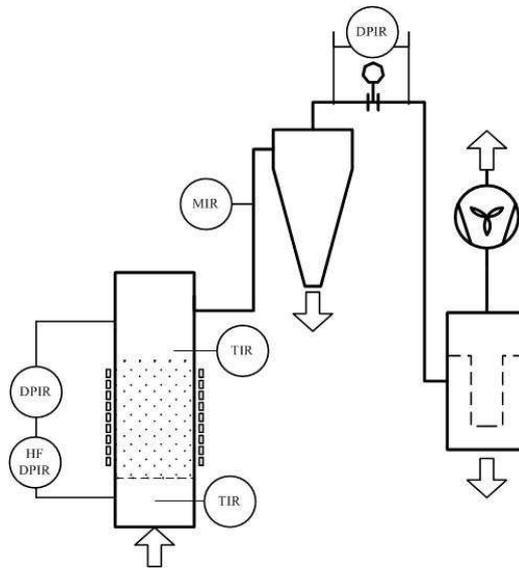


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Versuchsanlage DN 300

ist 40 kW bei einer maximalen Spannung von 429 V. Die Schwingfrequenz kann zwischen 20 und 100 kHz liegen. Zur Abtrennung von ausgetragenen Partikeln aus dem Luftstrom sind ein Zyclon und ein Filter vorgesehen.

3.2 Messtechnik

Für aussagekräftige Ergebnisse wird immer eine vertrauenswürdige und solide Messtechnik benötigt. Im Folgenden wird näher auf die verwendeten Messsensoren und Messgeräte eingegangen.

3.2.1 Messsensoren

Zur Erfassung der Temperaturen des Gases am Ein- und Austritt, sowie zu der Umgebungs- und Wandtemperatur werden Thermoelemente des Typs K verwendet. Bei sehr kleinen Drahtpaaren (2 x 0,1 mm) zeichnen sich diese Sensoren durch ein schnelles Ansprechverhalten über einen weiten Messbereich aus. Die experimentell ermittelte Relaxationszeit liegt im Bereich von 1 bis 1,5 s. Um das Ansprechverhalten zu beschleunigen, wird von einigen Sensoren die Isolierung aus Glasseide entfernt. Die Temperatur des Gases nach der Wirbelschicht wird in einem Abstand von 1 bis 1,3 m vom Wirbelschichtboden gemessen. Die Wandtemperatur wird auf derselben Höhe wie die Gasaustrittstemperatur erfasst.

Der Druckverlust über die Messblende und die Wirbelschicht werden mit Differenzdrucksensoren BTE5000 der Firma TeraTec Instruments GmbH erfasst. Durch einen piezoresitiven Druckaufnehmer ist es möglich, im Mitteldruckbereich eine Ansprechzeit von unter 0,1 s zu realisieren. Der Messbereich liegt zwischen 0 und 70 mbar

und 0 bis 350 mbar.

Um den Einfluss des Induktionsfeldes auf das Fluidisationsverhalten der Wirbelschicht zu untersuchen, wird ein Hochfrequenzdifferenzdrucksensor (HF-DPS) der Firma Keller (Typ PD-23/8666.1) verwendet. Mit diesem Sensor können Druckschwankungen mit einer maximalen Frequenz von 1000 Hz detektiert werden. Die erfassten Werte werden zwischengespeichert und nach einer Messung vom Rechner abgerufen. Es kann zwischen verschiedenen Abtastfrequenzen und Zeiten gewählt werden. Die Untersuchungen des Fluidisationsverhaltens werden mit einer Frequenz von 200 Hz für 5 s bzw. 500 Hz für 30 s aufgenommen. Es ergeben sich für jede Messung 1000 bzw. 15000 Messwerte.

Die relative Feuchte der Luft am Eintritt und Austritt der Schicht wird durch kapazitive Sensoren der Firma *Testo* erfasst. Die relative Luftfeuchte und die Temperatur werden mit einem Einstechfühler (0636.2167) bestimmt. Die Einstellzeit auf 90 % des Endwertes ist 20 Sekunden. Der Einsatzbereich der Sensoren liegt zwischen 0 bis 100 % rF und -20 bis 140 °C. Die Feuchtesensoren sind an einen Datenlogger (*Testo 454*) angeschlossen. Die Aufzeichnung der Messwerte erfolgt durch die *Comfort Software* von *Testo* mit einer Frequenz von 0,5 Hz.

3.2.2 Messgeräte

Die Erfassung der geförderten Gasmenge erfolgt durch verschiedene Blendenmessstrecken. Über den Druckunterschied vor und nach der Blende kann mit einer Kennlinie der Volumen- bzw. der Gasmassenstrom berechnet werden. Die Kennlinie ist für jede Messstrecke charakteristisch und hängt von einer Reihe von Faktoren ab. Es geht sowohl die Geometrie der Messstrecke als auch die Position der Druckabnahmestelle ein. Die Betriebsparameter wie Temperatur und Umgebungsluftdruck werden ebenfalls berücksichtigt. Die Berechnung erfolgt nach der Norm EN ISO5167 „Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt“.

Die Messung der Partikelgrößenverteilung der verwendeten Schüttgüter erfolgt mit einem Camsizer[®]. Mit diesem optischen Verfahren können neben der Partikelgrößenverteilung für die Dimensionen 0 bis 3 auch die Sphärizität der Partikel erfasst werden. Der Messbereich liegt zwischen 30 μm bis 30 mm. Über eine Rüttelrinne fallen die Partikel in den Messbereich. Im freien Fall zwischen einer homogenen Lichtquelle und zwei CCD-Kameras, werden die Schattenprojektionen der Partikel mit über 60 Bildern in der Sekunde erfasst. Aus den Bilddaten werden dann mit einer internen Software von Retsch die Kenngrößen des Partikelsystems berechnet und in tabellarischer Form ausgegeben. Dieses bequeme und schnelle Messverfahren ist in der Wirbelschichttechnologie Stand der Technik.

Ein Partikelsystem wird nicht nur durch die Größe der Partikel charakterisiert, sondern auch durch deren Dichte. Für die verwendete Art von Inertkörpern eignet sich das Pulverpyknometer (GeoPyc 1360) am besten, um die scheinbare Dichte des Partikelsystems zu bestimmen. Das Messsystem ist in der Abbildung 3.4 veranschaulicht. Ein feines grafitbeschichtetes Pulver, welches nicht in die Poren der Partikel

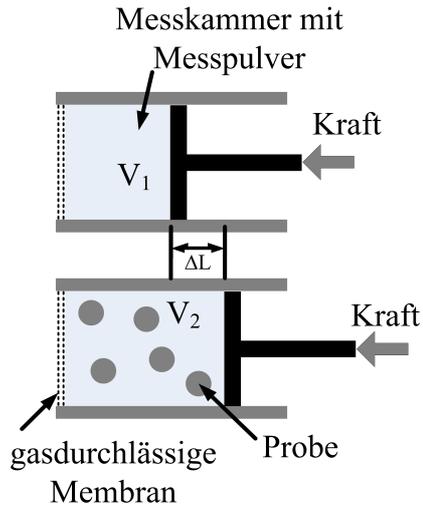


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Messprinzips des Pulverpyknometers GeoPyc 1360

eindringen kann, wird zuerst durch einen Kolben in einem zylindrischen Messraum mit einer festgelegten Kraft verdichtet. Aus dem Kolbenweg wird bei einer Leermessung bei bekanntem Messraumvolumen das Volumen des Pulvers bestimmt. Im nächsten Schritt folgt die Einwaage der Probe. Nach dem Einbringen der Probe in den Messzylinder wird das Gemisch mit der gleichen Kraft verdichtet. Aus der Differenz des Kolbenweges wird das Volumen der Probe berechnet.

$$\rho_P = \frac{m_P}{V_2 - V_1} = \frac{m_P}{V_P} \quad (3.1)$$

Eine Messung besteht aus 5 Einzelmessungen. Der Hersteller empfiehlt einen Volumenanteil der Probe von 25 m% bis 30 m%, um zu gewährleisten, dass das Probenmaterial vollständig von dem Messpulver umschlossen ist. Die Probe muss außerdem einen Mindestdurchmesser von 2 mm haben und darf unter Krafteinfluss nicht zerfallen.

Die Oberflächenstruktur der Partikel wird mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop bestimmt. Dafür werden die Geräte der Firma LOT-Oriel (SEM-Phenom) und XL30 ESEM-FEG der Firma FEI verwendet. Auf diese Weise kann die spezielle Struktur der Inertkörperoberfläche erfasst werden. Zusätzlich können Veränderungen von Beschichtungen visualisiert werden. Bei optimalen Bedingungen im SEM-Phenom ist eine 15000-fache Vergrößerung möglich. Aufgrund der gekrümmten Oberflächen sind nur 5500-fache Vergrößerungen in einer guten Bildqualität möglich. Diese Limitierung gilt nicht für das Gerät der Firma FEI. Um eine Oberflächenanalyse machen zu können, wird eine elektrisch leitende Oberfläche benötigt. Auf die Probe wird in der Regel ein Metallfilm aufgedampft. Durch ein elektromagnetisches Feld werden die von dem Wolframdraht emittierten Elektronen beschleunigt. Nach einer Bündelung des Elektronenstrahls durch elektromagnetische Linsen wird dieser Zeile für Zeile

über die zu bestimmende Oberfläche geführt. Die Sekundärelektronen werden von Detektoren erfasst und zu Bildern verarbeitet.

3.3 Versuchsmaterialien

Als Inertkörper werden vorwiegend Eisenhohlkugeln verwendet. Durch ein neues Herstellungsverfahren ist es möglich, metallische Hohlkugeln zu formen, deren metallische Schichtdicke nach je Anwendungsfall variiert werden kann. Durch diese Technologie ist es möglich, elektrisch leitfähige Kugeln mit einem Durchmesser größer 1,5 mm und einer Partikeldichte kleiner 1000 kg/m^3 zu erzeugen (Augustin u. Hungerbach, 2009). Diese Art von Inertpartikeln würde zum Beispiel in Wasser nicht untergehen. Neben den Hohlkugeln werden auch Aluminiumkugeln genutzt. In der Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Größen der verwendeten Inertkörper zusammengefasst.

d_{32} [mm]	d_{50} [mm]	ρ_P [kg/m^3]	s_{Metall} [μm]	s_{Keramik} [μm]
1,81	1,84	1580	68,0	0
1,93	1,99	690	31	0
2,82	2,84	740	47	0
3,24	3,32	582	42	0
3,38	3,46	740	42	70
5,42	5,52	470	56	0
5,66	5,78	594	56	120
6,18	6,30	637	88	0
6,47	6,58	790	88	145
6,84	6,85	836	129	0
7,04	7,14	940	129	100
7,06	7,16	1114	129	470
4,03	4,05	2670	-	0

Tabelle 3.1: Charakteristische Werte der verwendeten Inertkörper

Die metallische Schichtdicke wird aus der Gleichung (3.2) berechnet. Für die Dichte des metallischen Feststoffes wird ein konstanter Wert von 7680 kg/m^3 eingesetzt. Für die ummantelten Inertkörper berechnet sich die keramische Schichtdicke mit der Gleichung (3.7). Diese Methode ist möglich, wenn die Partikelgröße der ursprünglichen Partikel bekannt ist. Diese Methode ergibt zuverlässige Werte.

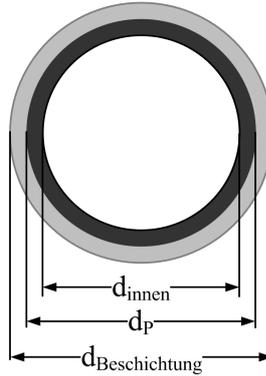


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau einer beschichteten Eisenhohlkugel

$$s_{Metall} = \frac{d_P - d_{innen}}{2} \quad (3.2)$$

$$d_{innen} = \left(\frac{6 \cdot V_{innen}}{\pi} \right)^{1/3} \quad (3.3)$$

$$d_{innen} = \left(\frac{6 \cdot (V_P - V_{Metall})}{\pi} \right)^{1/3} \quad (3.4)$$

$$d_{innen} = \left(d_P^3 - d_P^3 \cdot \frac{\rho_P}{\rho_{Metall}} \right)^{1/3} \quad (3.5)$$

$$d_{innen} = d_P \cdot \left(1 - \frac{\rho_P}{\rho_{Metall}} \right)^{1/3} \quad (3.6)$$

$$s_{Beschichtung} = \frac{d_{Beschichtung} - d_P}{2} \quad (3.7)$$

Anhand einer Partikelart wird im Folgenden die Charakterisierung der unterschiedlichen Inertpartikel dargestellt. Wie in Kapitel 3.2.2 erläutert, kann mit dem Camsizer[®] die Partikelgrößenverteilung einfach ermittelt werden. Aus dem Verlauf der Massenverteilungssumme können sehr leicht der Medianwert ($Q_3 = 50 \%$) und der Sauterdurchmesser ($Q_3 = 32 \%$) abgelesen werden. Aus der Massenverteilungssumme Q_3 wird mit (3.8) die Massenverteilungsdichte berechnet.

$$q_3 = \frac{Q_3(d_{io}) - Q_3(d_{iu})}{d_{io} - d_{iu}} \quad (3.8)$$

Aus der Massenverteilungsdichte q_3 kann sehr einfach der Modalwert der Verteilung abgelesen werden. Der Modalwert kennzeichnet die häufigste Partikelgröße und ist durch den Wendepunkt der Q_3 -Verteilung oder das Maximum der q_3 -Verteilung gekennzeichnet (siehe Abbildung 3.6(a)).

Durch die Messmethode des Camsizers[®] ist neben der massen- bzw. volumenbezogenen Auswertung auch die Möglichkeit gegeben, eine Anzahlverteilung zu nutzen (siehe Abbildung 3.6(b)).

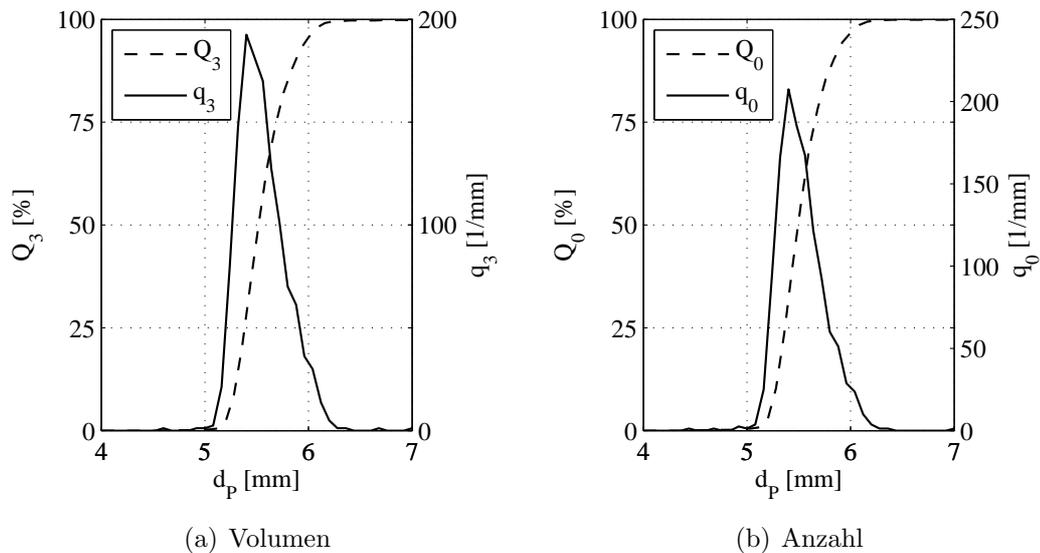


Abbildung 3.6: Partikelanzahl- und Partikelvolumenverteilung für Eisenhohlkugeln mit einem mittleren Durchmesser von 5,4 mm

Eine weitere charakteristische Größe ist die Sphärizität der Partikel. Dieser Wert gibt darüber Auskunft, wie sehr die Partikel einer Kugel ähneln. Dafür wird die Oberfläche einer volumengleichen Kugel ins Verhältnis zur ermittelten Oberfläche gesetzt. Bei einer mittleren Sphärizität von 1 handelt es sich um eine ideale Kugel. Die Abhängigkeit der Sphärizität von der Partikelgröße ist in der Abbildung 3.7 für die Eisenhohlkugeln mit einem Durchmesser von 5,4 mm dargestellt.

Die Oberflächenbeschaffenheit der Inertpartikel kann mit dem Rasterelektronenmikroskop näher untersucht werden. Es ist dabei festzustellen, dass die Metalloberfläche im Originalzustand sehr unregelmäßig ist (siehe Abbildung 3.8 und 3.9). Es sind Einschlüsse und eventuell auch Poren sichtbar. Diese Struktur entsteht durch den Herstellungsprozess und ist typisch für dieses Produkt (Augustin u. Hungerbach, 2009).

Durch die mechanische Beanspruchung der Inertkörper in der Wirbelschicht kommt es zu einer Veränderung der Oberflächenstruktur. Die Erhebungen werden eingeebnet und es entsteht eine relativ glatte Oberfläche. Besonders an Stellen mit Dellen nach innen ist zu erkennen, dass der Kontakt mit anderen Partikeln und der Apparatewand zu einer Glättung führt (siehe Abbildung 3.10).

Anhand der Bilder von beschichteten Partikeln (Abbildung 3.11) ist zu erkennen, dass die metallische Oberfläche vollständig mit der Keramik beschichtet ist. Es können keine großen Poren und Materialunterschiede festgestellt werden.

Zur Untersuchung des Trocknungsverhaltens in einer induktiv beheizten Inertpartikelwirbelschicht wird eine Keramik verwendet. Aluminiumoxid (kurz Al_2O_3) dient in hochporöser Partikelform als Modellstoff zur Grundlagenforschung im Bereich der Wirbel- und Strahlschichttechnik. Die verwendeten Partikelarten sind in der Tabelle 3.2 zusammengefasst.

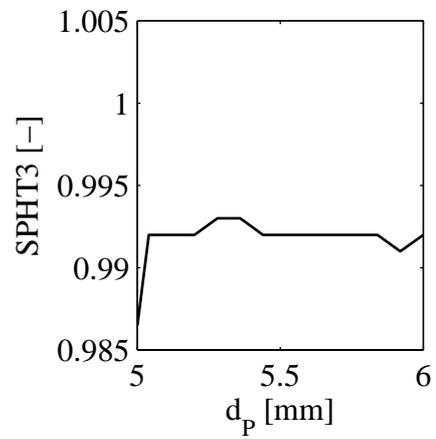


Abbildung 3.7: Sphärizität für Eisenhohlkugeln mit einem mittleren Durchmesser von 5,4 mm

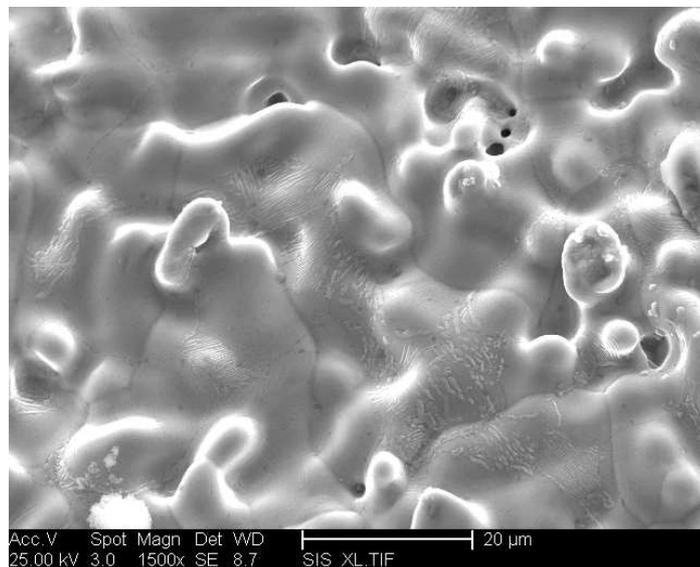


Abbildung 3.8: Oberfläche einer Eisenhohlkugel mit einem mittleren Durchmesser von 7,6 mm bei einer Vergrößerung von 1500 im REM FEI

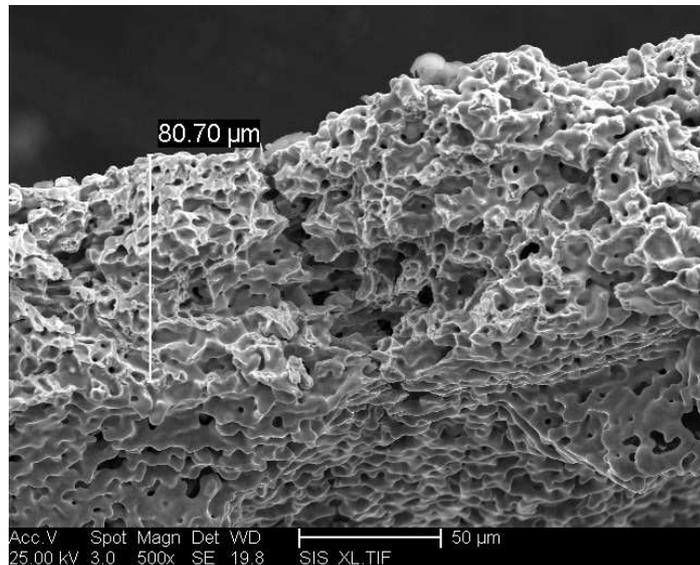


Abbildung 3.9: Dicke der metallischen Schicht einer Eisenhohlkugel mit einem mittleren Durchmesser von 7,6 mm bei einer Vergrößerung von 1000 im REM FEI

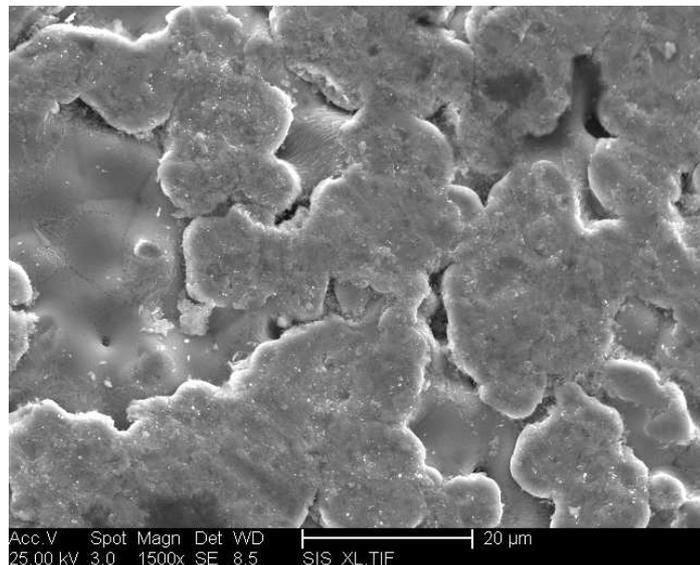


Abbildung 3.10: Oberfläche einer mehrfach gewirbelten Eisenhohlkugel mit einem mittleren Durchmesser von 7,6 mm bei einer Vergrößerung von 1500 im REM FEI

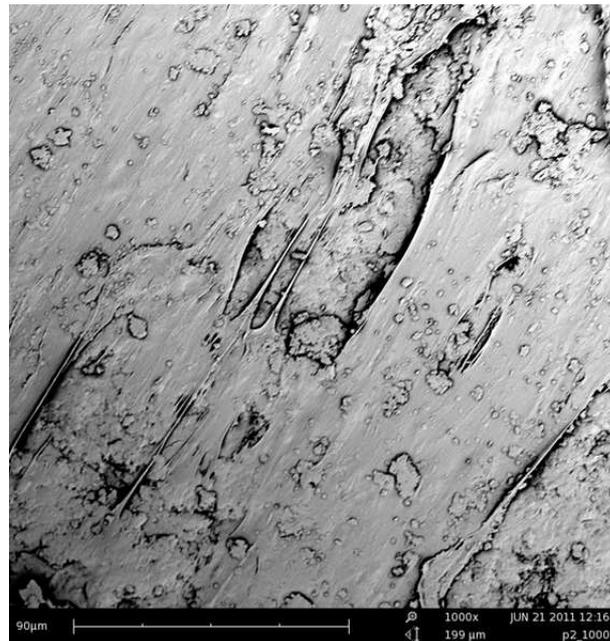


Abbildung 3.11: Oberfläche einer mit Kaolin beschichteten Eisenhohlkugel bei einer Vergrößerung von 1000 im REM LOT-Oriel

d_{32} [mm]	d_{50} [mm]	ρ_P [kg/m ³]	SPHT3 [-]
1,78	1,80	930	0,99
3,16	3,19	1255	0,98

Tabelle 3.2: Charakteristische Werte der verwendeten Al_2O_3 Partikel

Die Partikel zeichnen sich durch eine enge Partikelgrößenverteilung (siehe Abbildung 3.12(b) und 3.12(a)) und eine hohe Sphärizität aus. Im Gleichgewichtszustand stellt sich aufgrund der hygroskopischen Eigenschaften eine Gleichgewichtsbeladung größer Null ein. Dieser Zustand kann mit Adsorptionsisothermen bestimmt werden (Beispiel in Abbildung 3.13).

Aluminiumoxid wird außerdem als fein zermahlendes Pulver in Wasser suspendiert und in der Inertpartikelwirbelschicht getrocknet.

3.4 Versuchsplan

Um den induktiven Energieeintrag in eine fluidisierte Schüttung aus einer Mischung aus elektrisch leitfähigem und nichtleitfähigem Material zu untersuchen, wird ein Versuchsplan mit 3 Schwerpunkten erstellt.

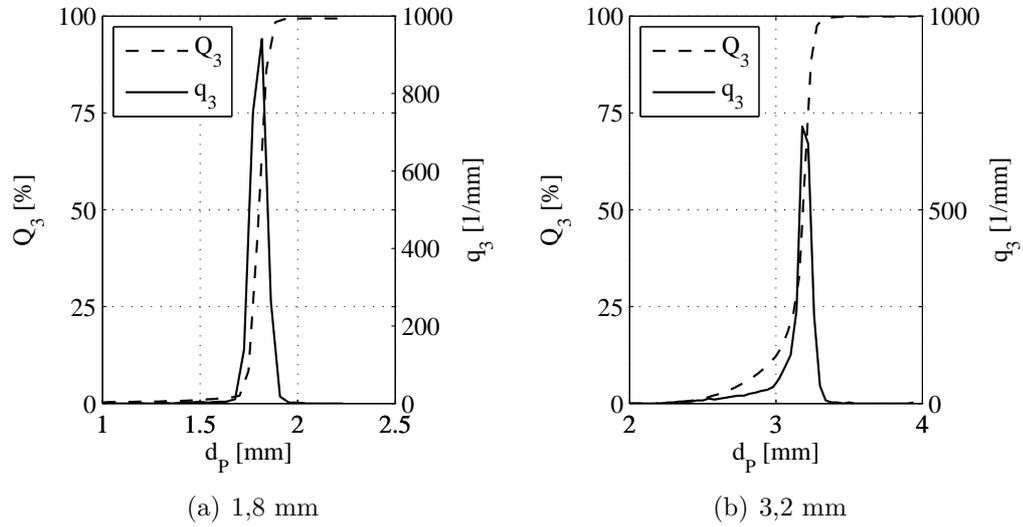


Abbildung 3.12: Partikelvolumenverteilung für Al_2O_3 \varnothing 1,8 mm und \varnothing 3,2 mm

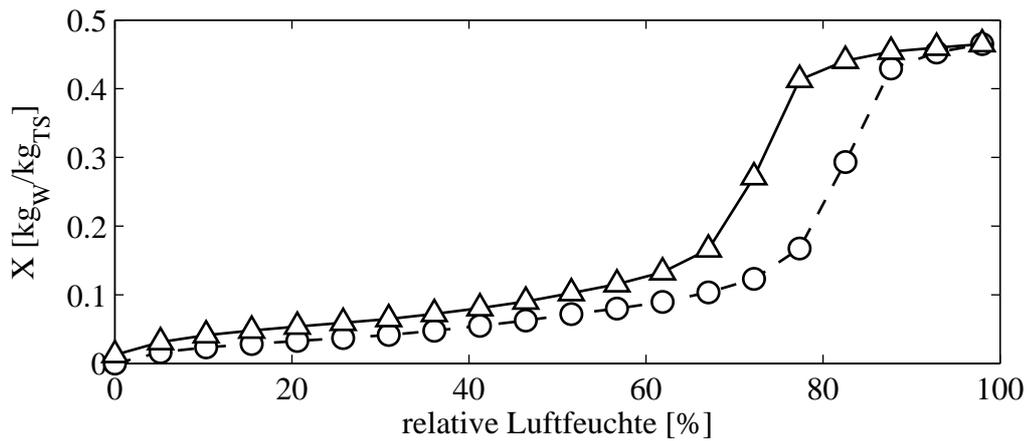


Abbildung 3.13: Adsorptionsisotherme für Al_2O_3 Partikel \varnothing 1,8 mm 50 °C (○ Adsorption, △ Desorbition)

3.4.1 Fluidisationsverhalten

Die Pneumatik der Wirbelschicht ist sowohl von der verwendeten Anlage als auch von dem Schichtmaterial abhängig. Bei der Anlagenpneumatik spielt der Anström-boden die entscheidende Rolle. Aus diesem Grund muss der Druckverlust über den Wirbelschichtboden in Abhängigkeit von der Gasbelastung für alle Anlagen bestimmt und mit einem Modell beschrieben werden. Die Pneumatik der Schüttung muss ebenfalls bestimmt werden. Dafür ist es erforderlich, den Druckverlust in Abhängigkeit von der Gasbelastung zu untersuchen.

Ist die Pneumatik ausreichend geprüft, kann der Einfluss des Induktionsfeldes auf das Fluidisationsverhalten einer Schüttung aus elektrisch leitfähigem Material untersucht werden. Dafür werden die Grundlagen und Erkenntnisse aus Kapitel 2.1.2 angewendet. Die Analyse von Schwankungen des Druckverlustes über die Schicht bei unterschiedlichen Induktionsleistungen wird genutzt, um objektive Kriterien zur Beurteilung des Fluidisationszustandes zu ermöglichen. Die Änderung der dominanten Frequenzen ist in Abhängigkeit von der Induktionsleistung zu untersuchen. Dabei werden sowohl die Gasbelastung, die Partikelmasse als auch die Partikelart variiert.

3.4.2 Effektivität des Energieeintrages

Der Wirkungsgrad des innovativen Energieeintrages ist ein entscheidender Faktor. Kann ein Großteil der elektrischen Leistung nicht für die Erwärmung der Inertpartikel genutzt werden, sinkt die Wirtschaftlichkeit gegenüber anderen Arten der Energiebereitstellung. Außerdem ist zu beweisen, dass die hohen Erwärmungsgeschwindigkeiten der Induktionstechnik auch bei dem Einsatz in der Wirbelschicht-technik realisiert werden können.

Aus diesem Grund wird die Effektivität des induktiven Energieeintrages in Abhängigkeit von mehreren Parametern untersucht. Bei konstanter Energiezufuhr wird der Einfluss der Leistung, der Partikelmasse, der Partikelart und der Gasbelastung untersucht.

Die gepulste Energiezufuhr ist eine Möglichkeit, das Stagnieren des Inertbettes bei hohen Leistungen zu vermeiden. Es ist daher zu klären, ob das Taktverhältnis und die Schaltfrequenzen einen Einfluss auf die Effektivität haben.

3.4.3 Energieeintrag in ein Gemisch aus elektrisch leitfähigen und nicht leitfähigen Partikeln

Das untersuchte Verfahren soll in dem Bereich der Prozessintensivierung Anwendung finden. Es ist zu untersuchen, ob der induktive Energieeintrag geeignet ist, ein Gemisch aus elektrisch leitfähigem und nicht leitfähigem Material so zu erwärmen, dass zum Beispiel eine Trocknung stattfindet.

Ist ein Energieeintrag zur Trocknung von Partikeln möglich, ist zu klären, ob dieser Vorgang von bestimmten Parametern beeinflusst werden kann. Im Fokus steht dabei

das Verhältnis von elektrisch leitfähigen Partikeln zu nicht leitfähigen. Dafür sind Trocknungsverläufe miteinander zu vergleichen und Abhängigkeiten zu ermitteln.

3.5 Versuchsdurchführung

Ein gut strukturierter Versuchsablauf ist die Basis für reproduzierbare Messergebnisse. Er bildet die Grundlage einwandfreie Resultate.

3.5.1 Fluidisationsverhalten

Zur Bestimmung der Bodendruckverlustkennlinie wird der Druckverlust über dem Boden ohne Schichtmaterial für unterschiedliche Gasbelastungen gemessen. Die pneumatische Charakteristik der Schicht wird in mehreren Versuchen erfasst. Dafür wird eine definierte Masse an Inertpartikeln in die Anlage eingebracht. Im Anschluss daran wird der Gasmassenstrom langsam erhöht, wobei zwischen jedem Intervall eine halbe Minute verstreicht. Die Druckverluste werden kontinuierlich erfasst. Nach Erreichen des Wirbelpunktes wird die Gasgeschwindigkeit in größeren Schritten erhöht. Die maximale Gasbelastung ist erreicht, wenn Partikel aus der Schicht ausgetragen werden. Im Anschluss wird der Gasstrom langsam bis auf null reduziert.

Sind die pneumatischen Untersuchungen abgeschlossen, kann mit der Untersuchung des Einflusses des Induktionsfeldes auf die Fluidisation der Inertkörper begonnen werden. Zu Beginn der Messung muss der HF-DPS kalibriert werden. Dafür wird der Druckverlust über die leere Wirbelschichtanlage genutzt. Bei leerer Anlage werden parallel Werte mit zwei Differenzdrucksensoren für verschiedene Gasbelastungen aufgezeichnet. Im Anschluss an diese Messung werden die Messwerte für den HF-DPS gemittelt und gegenüber den gemittelten Werten des anderen Drucksensors aufgetragen. Es ergibt sich der in Abbildung 3.14 dargestellte Verlauf. Durch eine lineare Regression werden der Anstieg und der Achsenabschnitt ermittelt. Die Geradengleichung wird dann für jede Messung zur Umrechnung der Messwerte in den Druckverlust in mbar verwendet.

Im Anschluss daran kann mit den Messungen begonnen werden. Dazu wird eine definierte Schichtmasse in den Apparat eingebracht und mit einem konstanten Gasmassenstrom fluidisiert. Die Druckschwankungen werden mit dem HF-DPS 5 Sekunden mit 200 Hz aufgezeichnet. Jede Messung wird dreimal wiederholt. Anschließend wird dieser Vorgang für verschiedene Induktionsleistungen durchgeführt. Die Leistung wird schrittweise erhöht, wobei nach den drei Messungen die Leistung komplett ausgeschaltet wird, damit sich das System abkühlen kann. Auf diese Weise wird gewährleistet, dass jede Messung den gleichen Ausgangspunkt hat. Das beobachtete Fluidisationsverhalten wird in einem Protokoll festgehalten und für die spätere Auswertung genutzt.

Die Messungen des HF-DPS werden mit einem Matlab Programm auf dominante Frequenzen untersucht und der Verlauf an eine Gaußkurve angenähert. Für jede Messung werden somit die Kenngrößen der Gaußkurve (Erwartungswert und Stan-

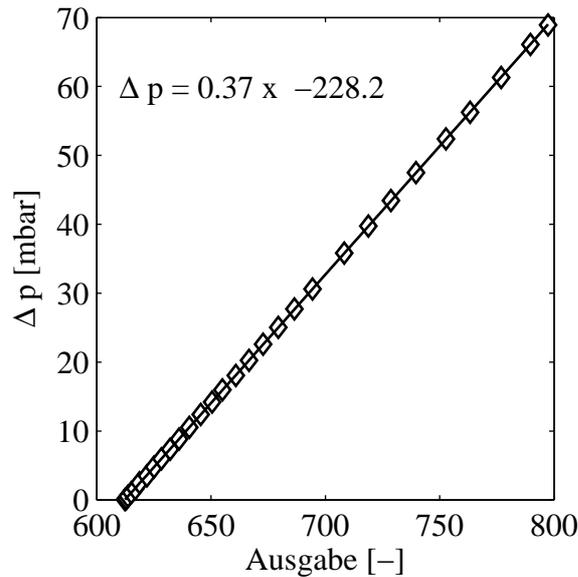


Abbildung 3.14: Kalibrierkurve des Hochfrequenzdifferenzdrucksensors

dardabweichung) ermittelt. Es schließt sich eine Mittelung der wiederholten Versuche an.

3.5.2 Aufheizversuche

Um die Effektivität des Energieeintrages zu bestimmen, sind laut Versuchsplan Erwärmungs- und Abkühlversuche für unterschiedliche Parametervariationen zu machen. Für einen Versuch wird die Schichtmasse in die Anlage eingebracht und mit einem festgelegten Gasmassenstrom fluidisiert. Die Induktionsleistung wird für 10 bzw. 30 Minuten zugeschaltet und sowohl die Temperatur des Gases am Eintritt und Austritt als auch die Wandtemperatur gemessen. Der Wert der Leistung wird am Generator manuell eingestellt. Nach der Erwärmung folgt eine Abkühlungsphase von 30 Minuten. Auf diese Weise wird garantiert, dass alle Anlagenteile für jede weitere Messung Umgebungstemperatur haben.

Wird mit pulsierender Leistung gearbeitet, ist der Versuchsablauf identisch. Die Parameter für die Taktung werden dabei an dem dafür vorgesehenen Schaltkasten eingestellt.

3.5.3 Trocknung im induktiv beheizten Inertwirbelbett

Für diese Untersuchungen werden eine definierte Menge an Inertpartikeln und feuchtes Produkt in die Anlage eingebracht. Nach Erreichen des Wirbelzustandes wird das elektromagnetische Feld zugeschaltet. Die Luftfeuchte und Gastemperatur am Eintritt und Austritt der Schicht wird kontinuierlich erfasst. Aus den aufgezeichneten Größen wird der Verlauf der absoluten Luftfeuchte für den Ein- und Austritt bestimmt. Anhand dieser Daten kann auf die Beladung des nicht elektrisch leitfähigen

Materials geschlussfolgert werden. Die Trocknungsverläufe der verschiedenen Konfigurationen können verglichen werden.

Neben der Trocknung von feuchten Granulaten soll auch untersucht werden, ob auf diese Weise Suspensionen getrocknet werden können. Dafür wird eine definierte Masse aus Eisenhohlkugeln fluidisiert und durch das Induktionsfeld aufgeheizt. Dann erfolgt die langsame Zugabe der Suspension. Der Gasmassenstrom, die Temperaturen und relativen Feuchten am Ein- und Austritt der Schicht werden kontinuierlich erfasst. Das im Zyklon abgetrennte trockene Produkt wird auf die Feuchte und die Oberflächenstruktur untersucht.

Kapitel 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Versuche aus dem Versuchsplan dargestellt. Es wird zuerst die grundsätzliche Pneumatik der drei Versuchsanlagen gezeigt. Anschließend folgen die Ergebnisse aus den Hochfrequenzdifferenzdruckmessungen und den Aufheiz- und Abkühlversuchen mit konstanter und gepulster Leistung. Zum Abschluss werden die Messergebnisse aus den Trocknungsversuchen vorgestellt.

4.1 Pneumatik der Wirbelschichtanlagen

Die Pneumatik der drei Wirbelschichtanlagen wird experimentell untersucht. Zu Beginn werden die Charakteristik des Bodens untersucht und die Abhängigkeit des Druckverlustes von der Gasgeschwindigkeit durch ein Polynom zweiten Grades beschrieben. Anschließend wird die Pneumatik der Wirbelschicht ermittelt.

4.1.1 Pneumatik der Versuchsanlage DN 140

Die Bestimmung des Druckverlustes über die leere Versuchsanlage DN 140 ergibt die in Abbildung 4.1 dargestellte Abhängigkeit. Der Verlauf der Messwerte wird durch ein Polynom zweiten Grades beschrieben. Die Anpassung der Koeffizienten erfolgt durch eine Reduzierung der Summe der Fehlerquadrate. Mit der Gleichung 4.1 lässt sich diese Abhängigkeit für Umgebungsbedingungen beschreiben.

$$\Delta p_{Boden, DN140} = 2,122 \cdot w_F^2 - 0,079 \cdot w_F \quad (4.1)$$

Es wird anhand von zwei Partikelarten die Pneumatik dieser Wirbelschicht kurz gezeigt (siehe Abbildung 4.2(a) und 4.2(b)). Alle Versuche werden bei Umgebungsbedingungen durchgeführt.

Im Bereich des durchströmten Festbettes ist der charakteristische Verlauf des Druckverlustes wiederzufinden. Bei dem Erreichen des Wirbelpunktes ist der Druckverlust

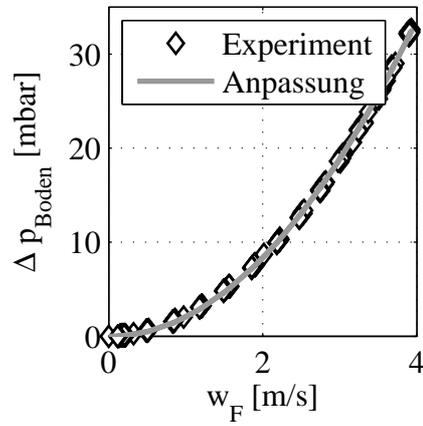
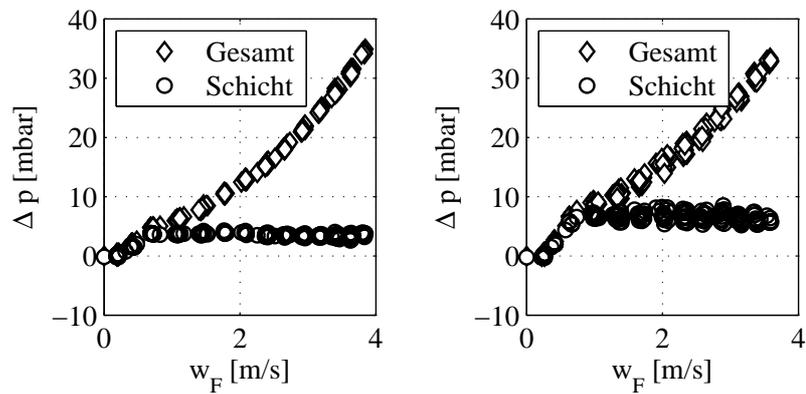


Abbildung 4.1: Druckverlustcharakteristik des Bodens der Versuchsanlage DN 140



(a) Druckverluste über 0,5 kg \varnothing 2,8 mm Eisenhohlkugeln
 (b) Druckverluste über 1,0 kg \varnothing 2,8 mm Eisenhohlkugeln

Abbildung 4.2: Druckverlustcharakteristik der Schicht in der Versuchsanlage DN 140

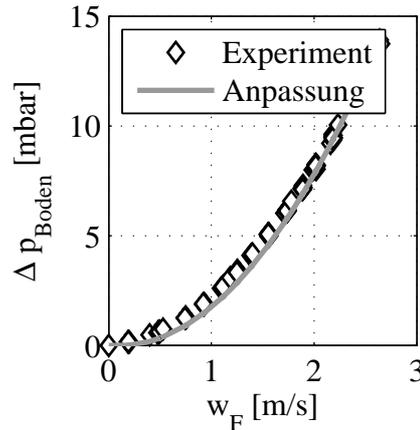


Abbildung 4.3: Druckverlustcharakteristik des Bodens der Versuchsanlage DN 146

über das Bett konstant, der Wert ändert sich bis zur Austragsgeschwindigkeit nicht. In dieser Anlage kann dieser Verlauf gut beobachtet werden. Wie in den Bildern 4.2(a) und 4.2(b) zu erkennen ist, folgen die gemessenen Werte dem theoretischen Verlauf. Für die größere Schichtmasse ist der Schichtdruckverlust nach dem Lockerungspunkt größer. Dieser Zusammenhang ist in der Gleichung (2.2) beschrieben.

4.1.2 Pneumatik der Versuchsanlage DN 146

Auch in der thermisch belastbaren Anlage wird die Pneumatik untersucht. Für den Bodendruckverlust wird die in der Abbildung 4.3 dargestellte Charakteristik bestimmt (siehe Gleichung 4.2).

$$\Delta p_{\text{Boden},DN146} = 2,152 \cdot w_F^2 - 0,406 \cdot w_F \quad (4.2)$$

Die Pneumatik der Wirbelschicht ist wieder exemplarisch durch zwei Partikelarten dargestellt (siehe Abbildung 4.4(a) und 4.4(b)).

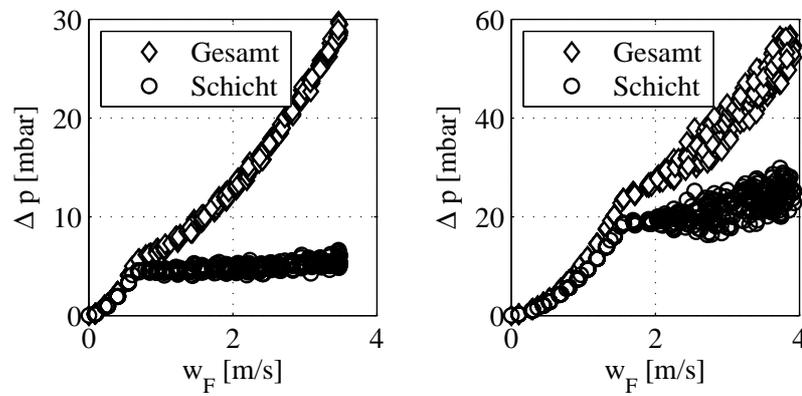
Es ist deutlich zu erkennen, dass der Verlauf des Schichtdruckverlustes mit der Theorie übereinstimmt. Nach Erreichen der Lockerungsgeschwindigkeit bleibt der mittlere Schichtdruckverlust konstant. Die Schwankungen des Druckverlustes über die Schicht in Abbildung 4.4(b) sind mit einem starken Stoßen der Schicht zu erklären.

4.1.3 Pneumatik der Versuchsanlage DN 300

Der Druckverlust über den Anströmboden der Anlage DN 300 wird ebenfalls bestimmt. Es ergibt sich die in der Abbildung 4.5 dargestellte Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit (siehe Gleichung 4.3).

$$\Delta p_{\text{Boden},DN300} = 0,111 \cdot w_F^2 - 0,015 \cdot w_F \quad (4.3)$$

Durch das große Öffnungsverhältnis ist der Druckverlust bei diesem Boden geringer als bei den beiden kleineren Anlagen.



(a) Druckverluste über 0,75 kg \varnothing 2,8 mm Eisenhohlkugeln in DN 146
 (b) Druckverluste über 3,16 kg \varnothing 4,0 mm Aluminiumkugeln in DN 146

Abbildung 4.4: Druckverlustcharakteristik der Schicht der Versuchsanlage DN 146

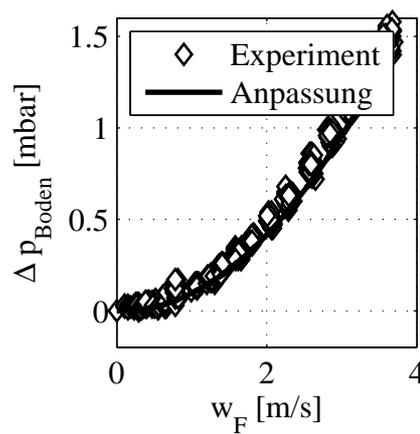
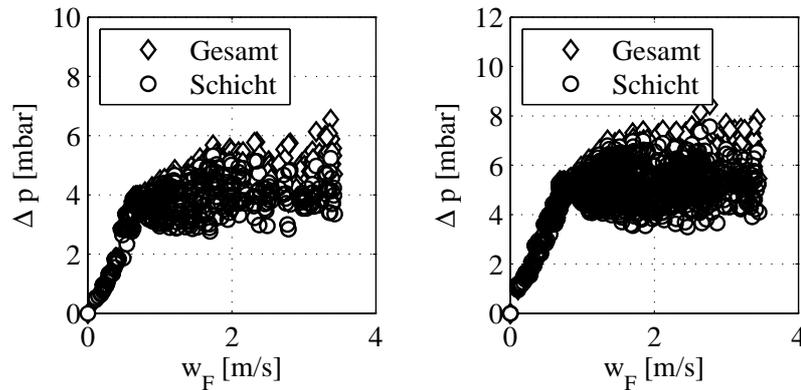


Abbildung 4.5: Druckverlustcharakteristik des Bodens der Versuchsanlage DN 300



(a) Druckverluste über 3 kg \varnothing 5,4 mm Eisenhohlkugeln in \varnothing 5,4 mm Eisenhohlkugeln und DN 300
 (b) Druckverluste über 3 kg \varnothing 5,4 mm Eisenhohlkugeln und 1 kg \varnothing 3,2 mm γ - Al_2O_3 in DN 300

Abbildung 4.6: Druckverlustcharakteristik der Schicht in der Versuchsanlage DN 300

Der Schichtdruckverlust in der Anlage DN 300 wird für eine Schüttung aus 3 kg Eisenhohlkugeln und einer Mischung aus 3 kg Eisenhohlkugeln mit 1 kg γ - Al_2O_3 dargestellt (siehe Abbildung 4.6(a) und 4.6(b)).

Es ist gut zu erkennen, dass es kaum einen Unterschied zwischen dem Druckverlust über die gesamte Anlage und dem Druckverlust über die Schicht allein gibt. In beiden dargestellten Partikelsystemen unterscheidet sich das pneumatische Verhalten nicht von der Theorie. Auch bei der Schüttung aus zwei Partikelarten steigt der Druckverlust über das Schichtmaterial bis zum Wirbelpunkt an. Bei weiterer Erhöhung der Gasgeschwindigkeit bleibt der Schichtdruckverlust konstant. Die starken Schwankungen des Schichtdruckverlustes im Arbeitsbereich der Wirbelschicht sind durch die Bildung und das Platzen von großen Gasblasen zu erklären.

4.2 Einfluss des Induktionsfeldes auf das Fluidisationsverhalten

Schon nach den ersten Untersuchungen wird deutlich, dass das Verhalten der Wirbelschicht von der Höhe der übertragenen Leistung abhängt. Für alle untersuchten Inertpartikel ist zu bemerken, dass bei Leistungen unterhalb 1 kW keine visuelle Änderung des Fluidisationsregimes festzustellen ist. Bei größeren Leistungen ist eine Veränderung des Wirbelverhaltens zu erkennen. Die chaotische blasenbildende Wirbelschicht wird von einer regelmäßig stoßenden Wirbelschicht abgelöst. Bei einer weiteren Steigerung der Leistung kann eine kolbenartige Bewegung des gesamten Bettmaterials beobachtet werden. In einigen Fällen kommt es zum völligen Stillstand des Bettes. Dabei ist eine Ausrichtung der einzelnen Partikel mit den Feldlinien erkennbar. Um diesen Einfluss objektiv beurteilen zu können, wird die in

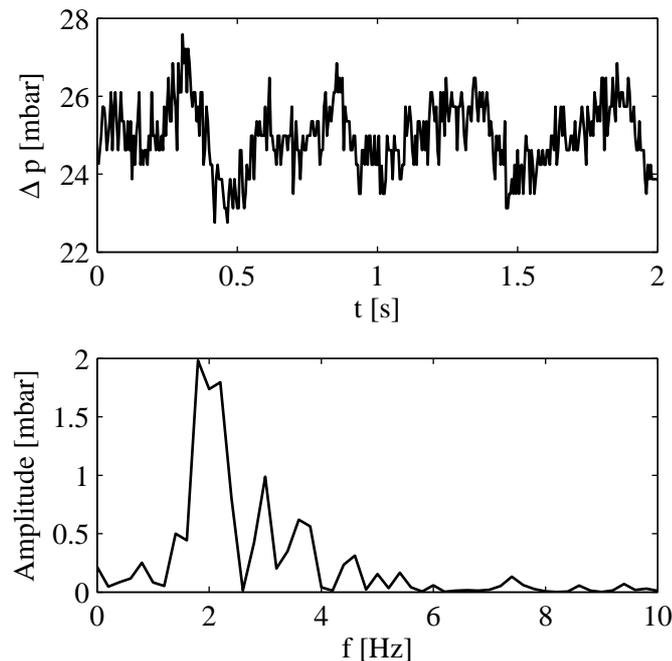


Abbildung 4.7: Druckschwankungen über die Schicht aus 0,75 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 6,8 mm bei ausgeschaltetem Induktionsfeld in der Versuchsanlage DN 140

dem Abschnitt 3.5 beschriebene Versuchsstrategie verfolgt.

Mit der in Kapitel 3.2 beschriebenen Messtechnik wird der Einfluss des Induktionsfeldes bei unterschiedlichen Induktionsleistungen auf das Fluidisationsverhalten einer Schicht aus Inertkörpern untersucht. Dabei werden sowohl die Gesamtmasse der Inertkörper, die Gasbelastung als auch die Inertpartikelart variiert. Für eine Parameterkonfiguration ergeben sich im Durchschnitt 45 Messungen. Bei insgesamt 37 Versuchen ergeben sich 1710 Messungen. Es wird aufgrund der großen Datenmengen darauf verzichtet, alle Versuchsdaten darzustellen. Stattdessen werden die Ergebnisse exemplarisch durch einen Versuch illustriert.

Die Druckschwankungen der Schicht im Bereich der blasenbildenden Wirbelschicht zeichnen sich durch chaotische Verhältnisse aus. In der Abbildung 4.7 wird dieses deutlich. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass es nach der FFT keine eindeutige dominante Frequenz gibt.

Da die Messwerte mit 200 Hz aufgenommen werden und die zu erwartenden Druckschwankungen sich in einem maximalen Bereich von 20 Hz befinden, ist es sinnvoll die Versuchsdaten mit einem Tiefpassfilter vom Rauschen zu bereinigen. Es wird ein Butterworthfilter verwendet. Das Messsignal ist dadurch deutlich geglättet (siehe Abbildung 4.8). Die Auswertung mit der FFT wird von diesem Filtern nur geringfügig beeinflusst. Bei einer Induktionsleistung von 0,6 kW ist der zeitliche Verlauf der Druckschwankungen regelmäßiger und ähnelt dem Verlauf einer Welle mit Wellenberg und Wellental. Die Amplitude der dominanten Frequenz steigt von 3,6 mbar auf 6 mbar.

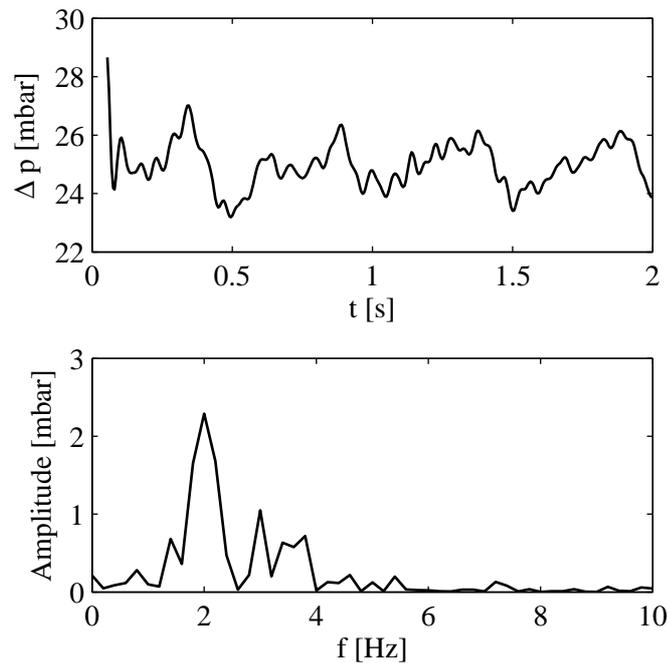


Abbildung 4.8: Druckschwankungen über die Schicht aus 0,75 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 6,8 mm bei ausgeschaltetem Induktionsfeld in der Versuchsanlage DN 140 mit Butterworthfilter

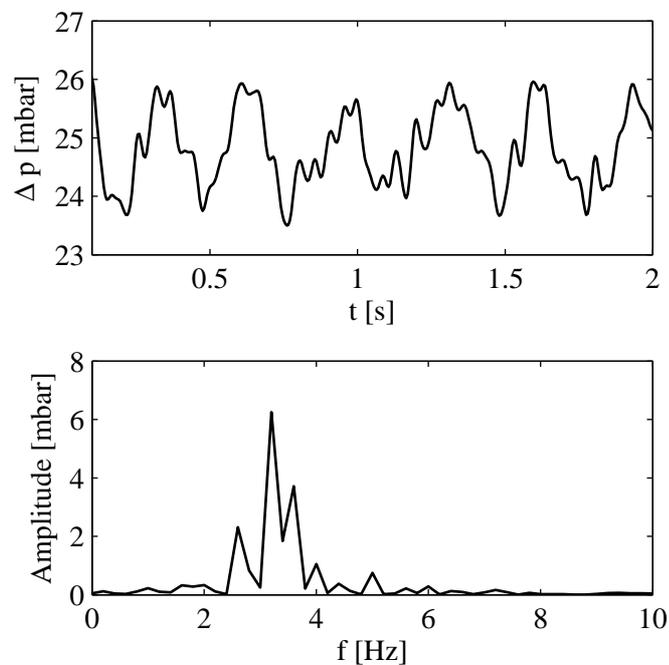


Abbildung 4.9: Druckschwankungen über die Schicht aus 0,75 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 6,8 mm in der Versuchsanlage DN 140 mit Butterworthfilter bei 0,6 kW

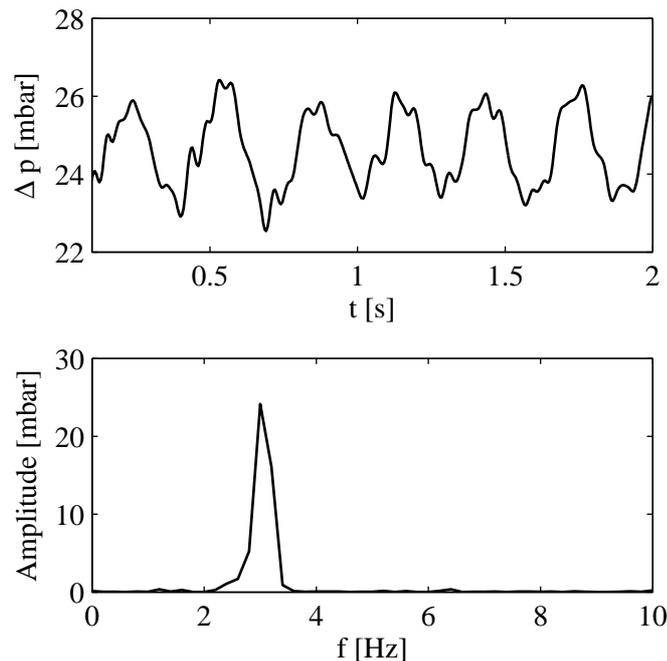


Abbildung 4.10: Druckschwankungen über die Schicht aus 0,75 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 6,8 mm in der Versuchsanlage DN 140 mit Butterworthfilter bei 1,0 kW

Bei einer Leistung von 1 kW verstärkt sich dieses Verhalten. Das Maximum der Fourieranalyse befindet sich bei höheren Frequenzen als im Fall ohne Induktionsfeld. Die Amplitude steigt auf 25 mbar an. Diese Ergebnisse decken sich mit den visuellen Beobachtungen. Es ist eine viel regelmäßigeren Bewegungen der Schichtmasse festzustellen. Es ist außerdem ein leichtes Pulsieren zu erkennen, wobei eine vollständige Durchmischung der Partikel erhalten bleibt.

Wird die induktive Leistung weiter um 1 kW erhöht, ist kein offensichtlicher Unterschied in den Druckschwankungen und den Daten der FFT zu erkennen. Bei 3 kW ist eine wesentliche Veränderung im Bereich der Druckschwankungen und somit auch den Daten der FFT festzustellen. Der Verlauf der Druckschwankungen ist immer noch von einer starken Regelmäßigkeit gekennzeichnet, aber zwischen den Wellbergen befinden sich keine definierten Wellentäler mehr, sondern ein Bereich mit relativ konstantem Druckverlust. Die häufigste Frequenz aus der FFT ist zu kleineren Frequenzen hin verschoben. Diese sind kleiner als die dominante Frequenz der Schicht im induktionsfreien Zustand. In den Beobachtungen kann festgestellt werden, dass es zeitweilig zu einem Stillstand des Schichtmaterials kommt. Die vollständige Durchmischung der Inertpartikel ist bei dieser Leistung nicht mehr gewährleistet.

Wird die Leistung um ein weiteres Kilowatt erhöht, hat das einen vorübergehenden Stillstand des Wirbelbettes zur Folge. Anhand des Verlaufes der Druckschwankungen ist zu erkennen, dass es Bereiche mit hohen Drücken gibt und Bereiche, wo der Druckverlust bis auf kleine Schwankungen stabil ist. Es kann beobachtet werden, dass es zur Bildung eines Festbettes kommt, welches dann aufgrund des Gasmassenstromes komplett angehoben wird. Beim Verlassen des Einflussbereiches des

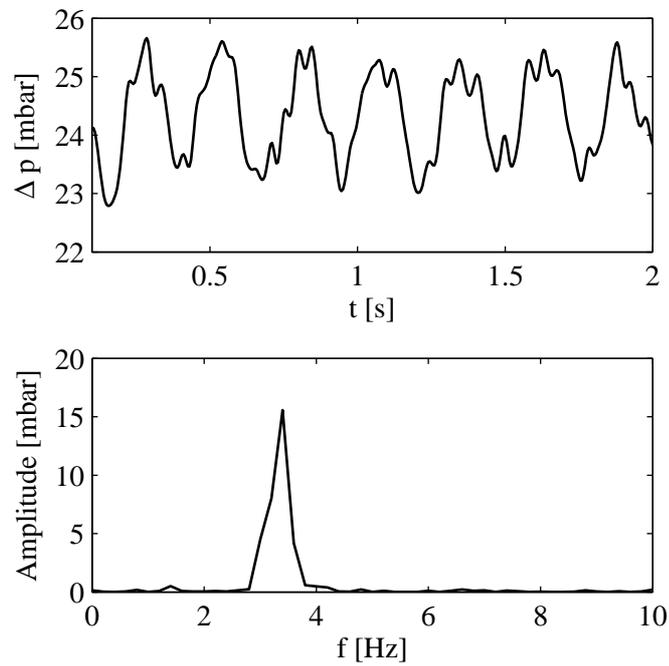


Abbildung 4.11: Druckschwankungen über die Schicht aus 0,75 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 6,8 mm in der Versuchsanlage DN 140 mit Butterworthfilter bei 2,0 kW

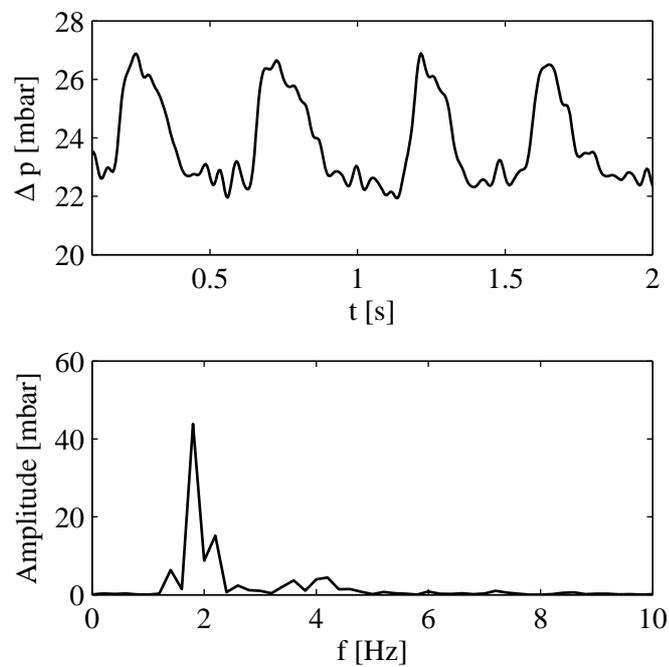


Abbildung 4.12: Druckschwankungen über die Schicht aus 0,75 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 6,8 mm in der Versuchsanlage DN 140 mit Butterworthfilter bei 3,0 kW

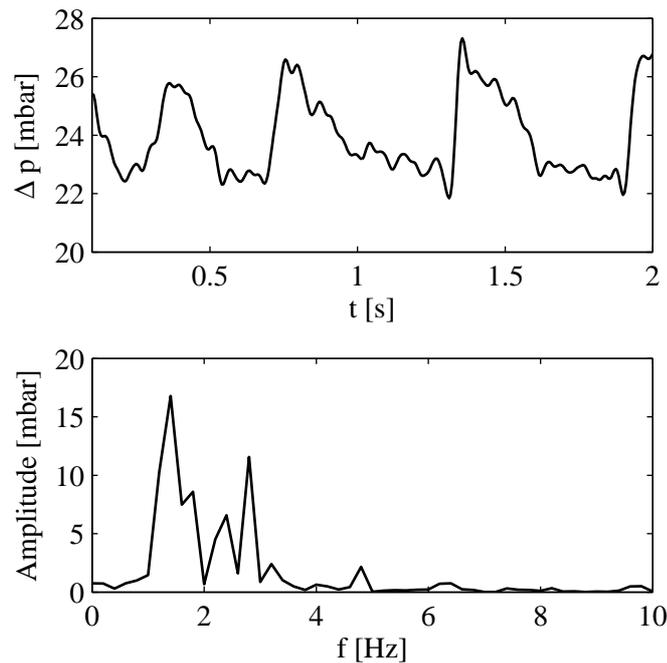


Abbildung 4.13: Druckschwankungen über die Schicht aus 0,75 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 6,8 mm in der Versuchsanlage DN 140 mit Butterworthfilter bei 4,0 kW

Induktionsfeldes fällt das Schichtmaterial zurück auf den Boden und der Vorgang beginnt von Neuem. Das Frequenzspektrum spiegelt diese Unregelmäßigkeiten im Fluidisationsverhalten wider. Es sind mehrere dominante Frequenzen zu erkennen. Der Erwartungswert der FFT ist in den Bereich geringerer Frequenzen verschoben.

4.3 Aufheiz- und Abkühlversuche für konstante Leistung

Das Aufheiz- und Abkühlungsverhalten der induktiven Erwärmung von elektrisch leitfähigen Partikeln wird intensiv untersucht. Die Versuche dienen dazu, die Einflussfaktoren auf das Zeitverhalten und den Wirkungsgrad der Energieübertragung zu ermitteln.

Die zeitlichen Verläufe werden hier nur beispielhaft für ausgewählte Versuche für die thermisch belastbaren Anlagen DN 146 und DN 300 dargestellt.

In den Abbildungen 4.14(a) und 4.14(b) wird deutlich, dass die Gastemperatur am Schichtaustritt nach wenigen Minuten einen stationären Wert aufweist. Im Vergleich dazu steigt die gemessene Wandtemperatur sehr viel langsamer an und erreicht erst nach 25 Minuten den stationären Wert. Wird die Energiezufuhr durch das Induktionsfeld gestoppt, fällt die Temperatur am Gasaustritt sofort ab. Die Wandtemperatur zeigt auch hier ein trägeres Verhalten. Nach 30 Minuten Abkühlung haben alle Temperaturen einen stationären Wert erreicht. Der Verlauf der Kurven ist kaum

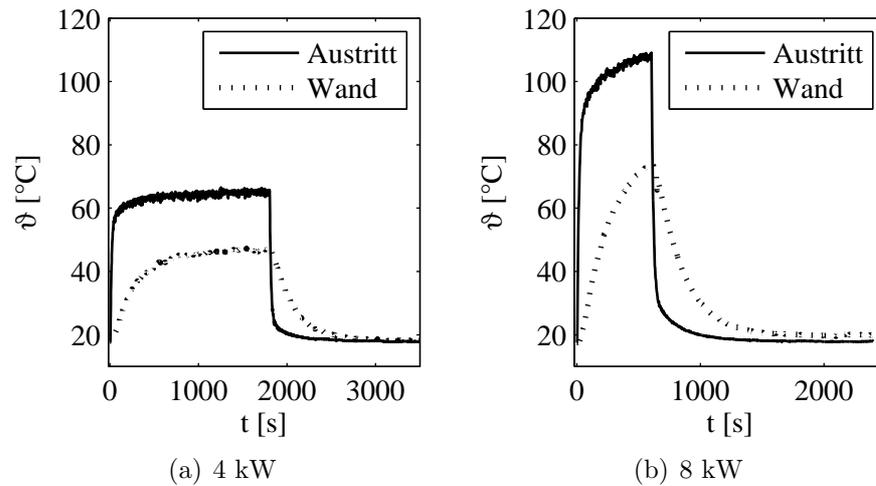


Abbildung 4.14: Temperaturverlauf bei konstanter induktiver Energiezufuhr in 1,388 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 7,04 mm, $w_F = 3,2$ m/s für in DN 146

Schwankungen unterworfen.

Die folgenden Verläufe der Gastemperaturen am Austritt sollen grundlegende Zusammenhänge veranschaulichen. Exemplarisch für alle Partikel wird eine Partikelart ausgewählt. Wie in Abbildung 4.15(a) deutlich zu erkennen ist, steigt die Gasaustrittstemperatur bei Erhöhung der Induktionsleistung bei einem konstanten Wert für die Schichtmasse und die Gasbelastung. Je mehr Energie dem System zugeführt wird, desto höher ist die Temperatur des Gases beim Austreten aus der Schicht.

Eine Vergrößerung der Gasbelastung hat bei konstanter Schichtmasse und konstanter Induktionsleistung eine Verringerung der Gastemperatur am Austritt zur Folge (siehe Abbildung 4.15(b)). Die gleiche Menge Energie wird dabei an eine größere Masse Gas abgegeben.

Die Abhängigkeit des Temperaturverlaufes von der Schichtmasse kann anhand einer einfachen Darstellung in Abbildung 4.16 erklärt werden. Bei konstanter Leistung und konstanter Gasbelastung hat eine Erhöhung der Schichtmasse von 0,833 kg um 66 % eine Steigerung der Temperatur am Schichtaustritt zur Folge. Es kann daraus geschlussfolgert werden, dass das System im zweiten Fall die Energie besser aufnehmen und freisetzen kann. Wird die Gesamtpartikelmasse erneut um 69 % erhöht, bewegt sich die gemessene Temperaturerhöhung im gleichen Bereich wie mit 1,388 kg Schichtmasse. Die stationäre Gasaustrittstemperatur ist bei der größten Schichtmasse nur geringfügig höher als mit 1,388 kg Inertpartikeln. Anhand dieser Darstellung kann geschlussfolgert werden, dass es eine Untergrenze für die Schichtmasse gibt, bei der die Energie des Induktionsfeldes effektiver übertragen wird. Eventuell besteht ein Zusammenhang mit der Wirbelschichthöhe im Induktionsraum.

Die Temperaturverläufe in der Anlage DN 300 weisen ein ähnliches Verhalten auf (siehe Abbildung 4.17(a) und 4.17(b)). Die am Schichtaustritt gemessenen Temperaturen steigen mit dem Einschalten der induktiven Leistung sehr schnell an und erreichen nach wenigen Minuten einen stationären Wert. Beim Ausschalten der Ener-

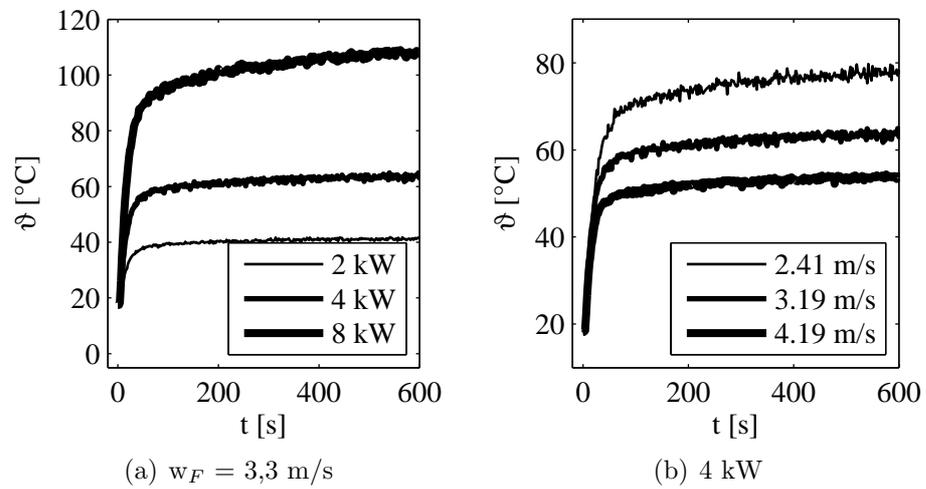


Abbildung 4.15: Verlauf der Gasaustrittstemperatur in 1,388 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 7,04 mm in DN 146

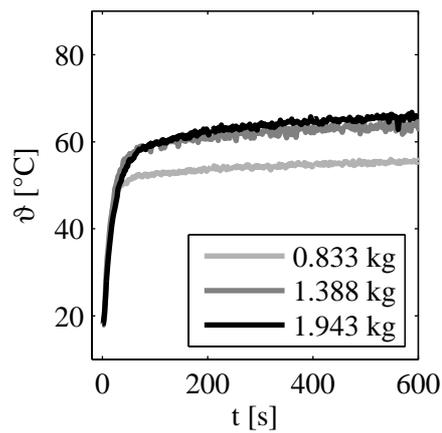


Abbildung 4.16: Temperaturverlauf bei variabler Schichtmasse an Eisenhohlkugeln \varnothing 7,04 mm bei $w_F = 3,2$ m/s und 4 kW in DN 146

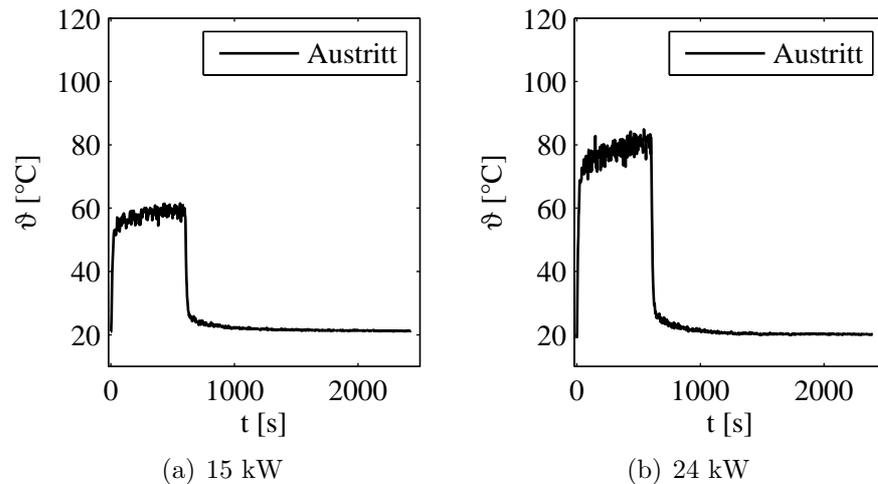


Abbildung 4.17: Temperaturverlauf bei konstanter induktiver Energiezufuhr in 3,75 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 5,66 mm, $w_F = 3,2$ m/s in DN 300

giezufuhr durch die Spule fällt die Temperatur, wie auch in der Anlage DN 146, abrupt ab. Es ist zu erkennen, dass die Temperatur am Schichtaustritt im Vergleich zu den Verläufen in der Anlage DN 146 mehr fluktuiert.

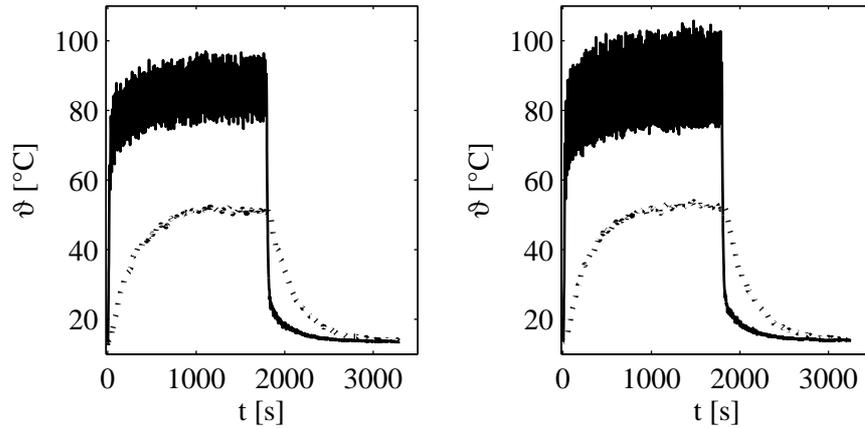
Es ist anzunehmen, dass die Schwankungen aus einer nicht homogenen Verteilung der Energie an die Inertpartikel herzuleiten sind. Mit der Vergrößerung des Apparatdurchmessers steigt das Verhältnis von Schichtvolumen zu Fläche in Induktionsbereich an. Des Weiteren ist das Verhältnis von der Ausbreitung des Feldes in der Schicht zum gesamten Schichtvolumen bei größeren Anlagendurchmessern als geringer anzunehmen.

4.4 Aufheiz- und Abkühlversuche für pulsierende Leistung

Die Versuche mit pulsierender Leistungszufuhr werden an der Versuchsanlage DN 146 durchgeführt. Durch den Wechsel zwischen zwei Leistungswerten ist es möglich, im Mittel eine höhere Leistung in die Schicht einzutragen und gleichzeitig eine vollständige Fluidisation zu garantieren.

Auch hier sollen nur ausgewählte zeitliche Verläufe der gemessenen Temperaturen dargestellt werden. Wie in Abbildung 4.18(a) und 4.18(b) deutlich zu erkennen ist, schwankt die Gastemperatur am Schichtaustritt sehr stark, wohingegen die Wandtemperatur einen stetigen Verlauf aufweist. Die Stärke der Schwankungen der Temperatur am Gasaustritt ist direkt abhängig von der Differenz zwischen oberem und unterem Wert der Induktionsleistung. Bei sehr großen Unterschieden ergeben sich starke Ausschläge der Temperatur am Austritt der Schicht.

Die Pulsation der Schichtaustrittstemperatur ist von zwei Faktoren abhängig und



(a) $P_1 = 4 \text{ kW}$ für 10 s und $P_2 = 9 \text{ kW}$ für 6 s
 (b) $P_1 = 3 \text{ kW}$ für 10 s und $P_2 = 11 \text{ kW}$ für 6 s

Abbildung 4.18: Temperaturverlauf bei gepulster induktiver Energiezufuhr in 1 kg Eisenhohlkugeln $\varnothing 7,04 \text{ mm}$, $w_F = 2,78 \text{ m/s}$ in DN 146 (— T_{Austritt} , ... T_{Wand})

ist für eine Partikelart ausführlich dargestellt. Eine große Differenz zwischen dem unteren und oberen Grenzwert der Leistung bewirkt starke Schwankungen. Bei unterschiedlichen mittleren Leistungen und einer konstanten Gasbelastung steigt die Differenz zwischen maximaler und minimaler Temperatur im „stationären“ Zustand mit der Differenz der beiden Grenzwerte der Leistung an (siehe Abbildung 4.20). Die Temperaturdifferenz wird aus dem minimalen und maximalen Wert der Gastemperatur am Austritt innerhalb der letzten Minute des Aufheizvorganges bestimmt (siehe Gleichung (4.4)). Der Wert für ΔP ergibt sich aus der Differenz zwischen den oberen und unteren Grenzwert (P_{uG} und P_{oG}) der Induktionsleistung (siehe Gleichung (4.5)). Die kleinste untersuchte Differenz beträgt 1,5 kW. Die größte Differenz liegt bei 12 kW.

$$\Delta T = \text{Maximum}(T_{F, ss}) - \text{Minimum}(T_{F, ss}) \quad (4.4)$$

$$\Delta P = P_{oG} - P_{uG} \quad (4.5)$$

Der zweite Einflussfaktor ist die Länge einer Periode, die sich zusammensetzt aus dem Zeitintervall mit dem unteren Leistungswert und dem Zeitintervall mit dem oberen Leistungswert (siehe Gleichung (4.6)). Auch hier intensiviert sich mit der Verlängerung der Periodendauer die Schwankung der Temperatur am Schichtaustritt für unterschiedliche mittlere Leistungen (siehe Abbildung 4.21). Das Verhältnis der Zeitspannen zueinander spielt bei dieser Darstellung keine Rolle. Die Periodendauer reicht von 1,5 Sekunden bis 20 Sekunden.

$$\text{Periodendauer} = t(P_{oG}) + t(P_{uG}). \quad (4.6)$$

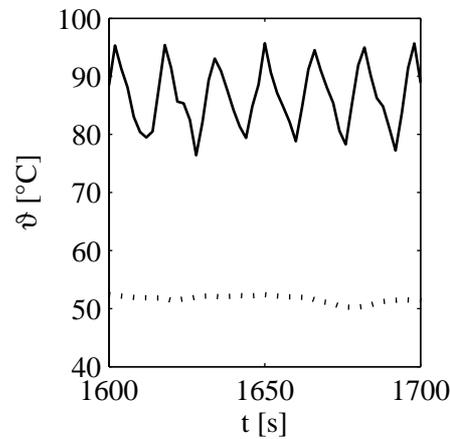


Abbildung 4.19: Temperaturverlauf bei gepulster induktiver Energiezufuhr in 1 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 7,04 mm, $w_F = 2,78$ m/s für $P_1 = 4$ kW für 10 s und $P_2 = 9$ kW für 6 s in DN 146 (— $T_{Austritt}$, ... T_{Wand})

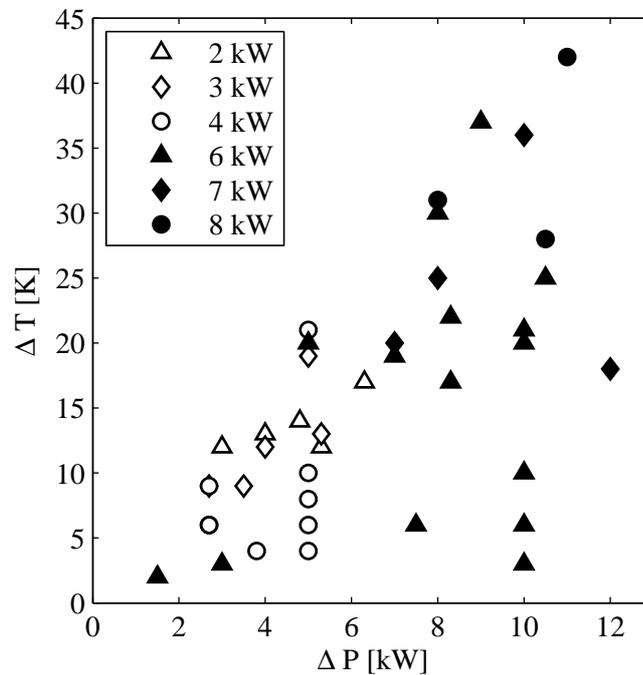


Abbildung 4.20: Abhängigkeit der Temperaturschwankungen bei induktivem Energieeintrag in 1 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 7,04 mm, $w_F \approx 2,8$ m/s von der absoluten Differenz des unteren und oberen Grenzwertes für die Leistung in DN 146

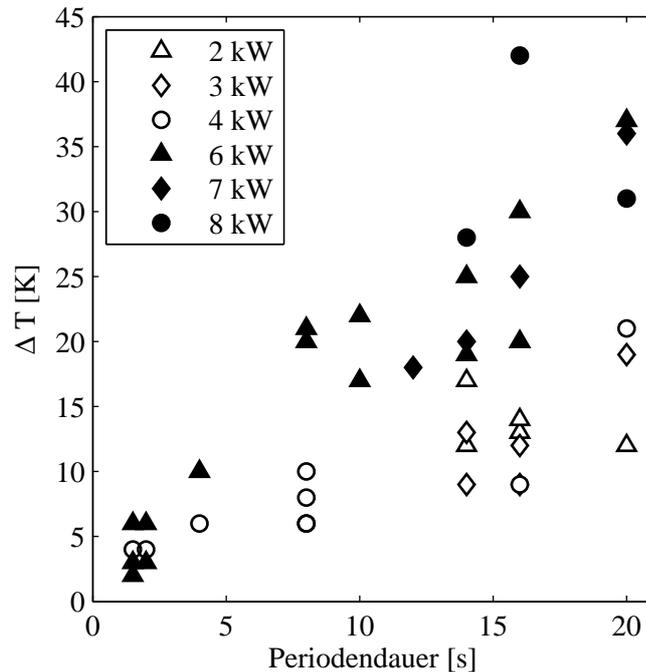


Abbildung 4.21: Abhängigkeit der Temperaturschwankungen bei induktivem Energieeintrag in 1 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 7,04 mm, $w \approx 2,8$ m/s von der Periodendauer eines Pulsationsdurchlaufes in DN 146

Wie schon in Kapitel 3.2 erwähnt, werden von der Messtechnik alle 2 Sekunden die Werte aufgezeichnet. Aus diesem Grund sind alle Schwankungen mit einer Periodendauer kleiner oder gleich 2 Sekunden nicht zu erfassen.

4.5 Trocknung im der induktiv beheizten Inertbettwirbelschicht

Vor dem Beginn der Trocknungsversuche wird die Genauigkeit der Messtechnik überprüft. Dafür wird eine Inertpartikelschicht in die Anlage DN 146 eingebracht und fluidisiert. Im Anschluss daran wird bei einer konstanten Induktionsleistung (3 und 6 kW) eine definierte Menge Wasser in die Wirbelschicht eingebracht. Das Wasser benetzt die Eisenhohlkugeln und verdampft auf deren heißer Oberfläche. Während des gesamten Versuchszeitraumes werden die Temperaturen und die relativen Luftfeuchten am Ein- und Austritt der Schicht erfasst. Zur Überprüfung der Messgenauigkeit wird der theoretische zu messende absolute Wert für die Luftfeuchte (Y_b) anhand der Menge des zugeführten Wassers bestimmt und mit den aus der Messung berechneten Werten verglichen (Y). Die zur Berechnung verwendeten Gleichungen sind im Anhang C.1 näher erläutert.

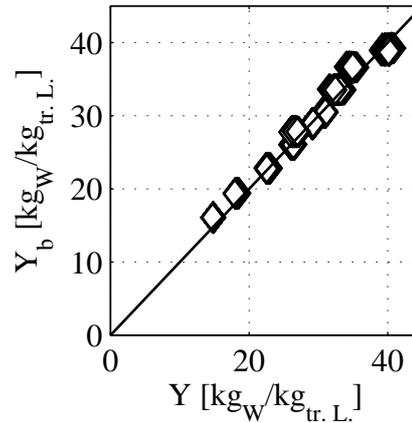


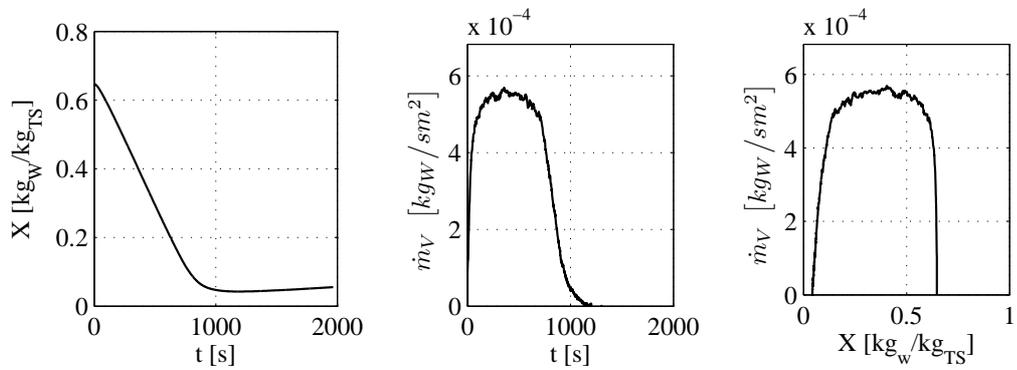
Abbildung 4.22: Ergebnisse der Kalibrierung der Feuchtesensoren in DN 146

$$Y_b = Y_{ein} - \frac{\dot{M}_{W,l}}{\dot{M}_F} \quad (4.7)$$

In der Abbildung 4.22 ist zu erkennen, dass die mit der eingesetzten Messtechnik erzielten Werte gut mit den Werten übereinstimmen, die mit der zugeführten Wassermenge berechnet werden. Die Abweichung liegt zwischen 1 und 1,4 %.

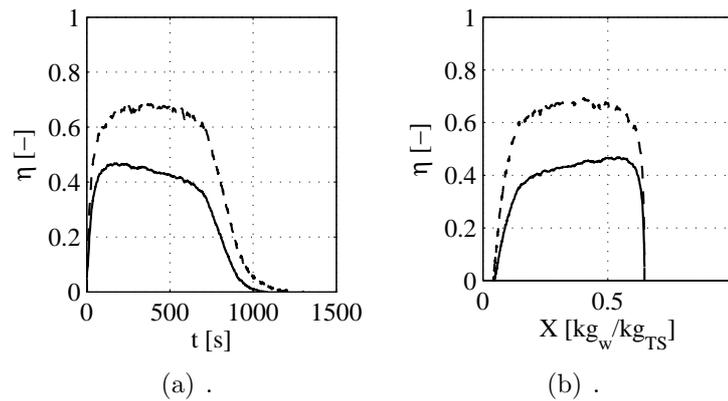
Die zeitliche Änderung der Wasserbeladung des Feststoffes Al_2O_3 und der Trocknungsgeschwindigkeit ist in den Abbildungen 4.23(a) und 4.23(b) dargestellt. Wie gut zu erkennen ist, nimmt die Gutsbeladung im ersten Trocknungsabschnitt mit einer konstanten Rate ab. Da eine Probenahme in den Anlagen nicht vorgesehen ist, wird die Gutsbeladung aus der absoluten Feuchte der Luft berechnet. Der erste Trocknungsabschnitt ist durch ein Plateau der Trocknungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Ist die kritische Beladung erreicht, verringert sich die Trocknungsgeschwindigkeit bis zur Gleichgewichtsbeladung. Die Veränderung der Trocknungsgeschwindigkeit über der Gutsbeladung ist in der Abbildung 4.23(c) veranschaulicht.

In den Abbildungen 4.24(a) und 4.24(b) sind die Verläufe des Sättigungsgrades unter isothermen Bedingungen η_S und des energetischen Trocknerwirkungsgrades η_E dargestellt. Wie gut zu erkennen ist, hat sowohl η_S als auch η_E sein Maximum im ersten Trocknungsabschnitt. Mit dem Erreichen der kritischen Gutsbeladung sinkt der Wirkungsgrad. Es ist auch klar zu erkennen, dass η_E immer größer ist als η_S . Wird zur Beschreibung der Trocknereffektivität allein das Verhältnis aus der zur Verdampfung notwendigen Energie zur eingebrachten Energie genutzt, wird der Sättigungszustand der Luft vernachlässigt.



(a) Verlauf der Beladung des Feststoffes (b) Verlauf der Trocknungs-
 geschwindigkeit (c) Trocknungsgeschwindigkeit über Beladung des Feststoffes

Abbildung 4.23: 0,6 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 5,4 mm mit 0,363 kg_{TS} Al₂O₃ \varnothing 1,8 mm, $w_F = 2,1$ m/s, $P = 1$ kW in DN 146



(a) .

(b) .

Abbildung 4.24: η_S (—) η_E (- - -) für 0,6 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 5,4 mm mit 0,36 kg_{TS} Al₂O₃ \varnothing 1,8 mm, $w_F = 2,1$ m/s, $P = 1$ kW in DN 146

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse analysiert. Dabei wird auf das Zeitverhalten einer induktiv erwärmten Inertpartikelwirbelschicht eingegangen und im Anschluss daran der Einfluss des Induktionsfeldes auf das Fluidisationsregime diskutiert. Es schließt sich die Auswertung der Effektivität der induktiven Energieübertragung an. Zum Abschluss werden die Messwerte aus den verschiedenen Trocknungsversuchen näher erläutert. Für jedes Thema werden die Einflussgrößen und deren jeweilige Gewichtung ermittelt.

5.1 Analyse des Zeitverhaltens

Ein Vorteil der Induktionstechnik ist die hohe Erwärmungsgeschwindigkeit (Rudolph u. Schaefer, 1989). Diese Aussagen basieren auf den Untersuchungen an kompakten metallischen Bauteilen. Es gibt bislang keine Information darüber, ob sich dieses Verhalten auch für die Erwärmung eines Wirbelschichtbettes verallgemeinern lässt. Um eine objektive Abschätzung des Zeitverhaltens machen zu können, ist es notwendig, ein Modell für das Antwortverhalten des Systems zu konstruieren.

In der Regelungstechnik gibt es auf das System abgestimmte Modellvorstellungen, die die Systemantwort auf unterschiedliche Eingangssignale beschreiben können (Strampp u. Voróžcov, 2010). Die von dem Induktionsfeld abgegebene Leistung wird mit einer sehr geringen Verzögerung an die Inertpartikel übertragen. Die Oberfläche der Partikel erwärmt sich und gibt die Energie an das Fluidisierungsgas und die Apparatewand ab. Das System der Wirbelschicht wird also mit einem sprunghaften Anstieg der bereitgestellten Leistung konfrontiert. Die Antwort dieses Systems auf das Sprungsignal erfolgt mit einer zeitlichen Dämpfung und ist proportional zum aufgegebenen Signal. Aus diesem Grund erfolgt die Annäherung des Zeitverhaltens an das Antwortverhalten eines PT_1 -Gliedes auf eine Sprungfunktion.

Die Antwort eines gedämpften proportionalen Systems kann mit der Gleichung (5.1) beschrieben werden.

$$v(t) = v_0 + k \cdot u_0 \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right) \quad (5.1)$$

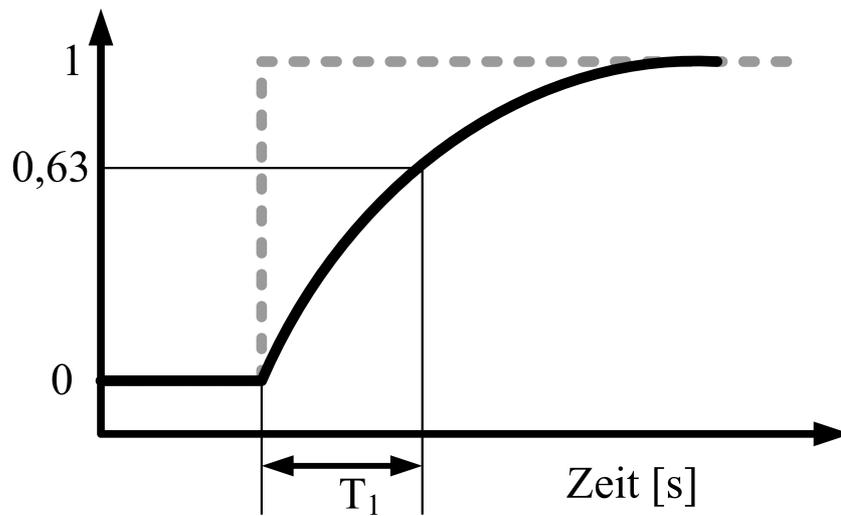


Abbildung 5.1: Normiertes Antwortverhalten eines PT_1 -Gliedes (—) auf ein Sprungsignal (- - -)

Werden zur Charakterisierung normierte Werte herangezogen, vereinfacht sich die Gleichung durch die folgenden Annahmen. Der Anfangswert des Systems v_0 ist in diesem Fall gleich Null. Der Proportionalbeiwert k ist Eins. Bei der normierten Sprungfunktion springt der Wert der Funktion abrupt von Null auf Eins (siehe Abbildung 5.1). Der Endwert der Sprungfunktion, das Produkt aus k und u_0 , ist damit Eins.

Durch die Normierung vereinfacht sich die Gleichung (5.1).

$$v_{\text{normiert}}(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad (5.2)$$

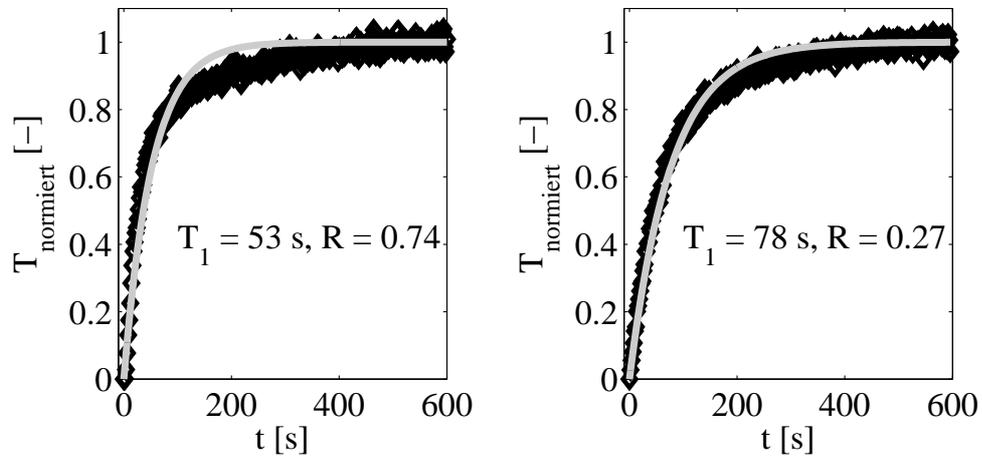
Bei 63 % des Endwertes kann die Zeitkonstante T_1 abgelesen werden. Die Normierung der experimentellen Werte erfolgt durch die Gleichung (5.3).

$$T_{\text{normiert}} = \frac{\vartheta(t) - \vartheta(t=0)}{\vartheta(t=t_{\text{Ende}}) - \vartheta(t=0)} \quad (5.3)$$

Die Zeitkonstante wird durch eine Anpassung der experimentellen Werte an die durch Gleichung (5.2) beschriebene Funktion mithilfe der kleinsten Fehlerquadrate in Matlab ermittelt (siehe Abbildung 5.2(a) und 5.2(b)).

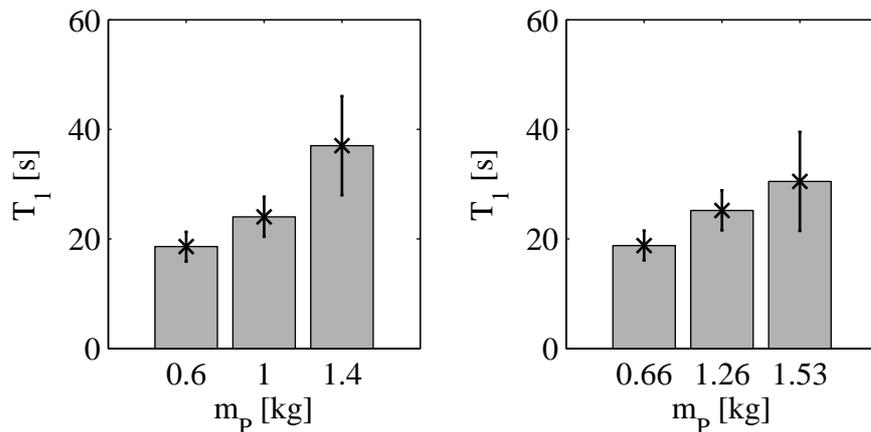
Um die Einflussfaktoren zu bestimmen, werden folgende Parameter verändert:

- Inertpartikelmasse,
- Gasbelastung,
- Induktive Energiezufuhr,
- Inertpartikelart.



(a) 1,943 kg Eisenhohlkugeln \varnothing 6,5 mm und 25 % Kaolin mit $P = 4$ kW und $w/w_l = 1,5$
 (b) 3,16 kg Aluminiumvollkugeln und 25 % Kaolin mit $P = 4$ kW und $w/w_l = 1,8$

Abbildung 5.2: Bestimmung der Zeitkonstante für verschiedene Kugelarten in DN 146



(a) Eisenhohlkugeln \varnothing 3,4 mm 30 % Kaolinbeschichtung
 (b) Eisenhohlkugeln \varnothing 6,5 mm 25 % Kaolinbeschichtung

Abbildung 5.3: Einfluss der Inertpartikelmasse auf die Zeitkonstante in DN 146

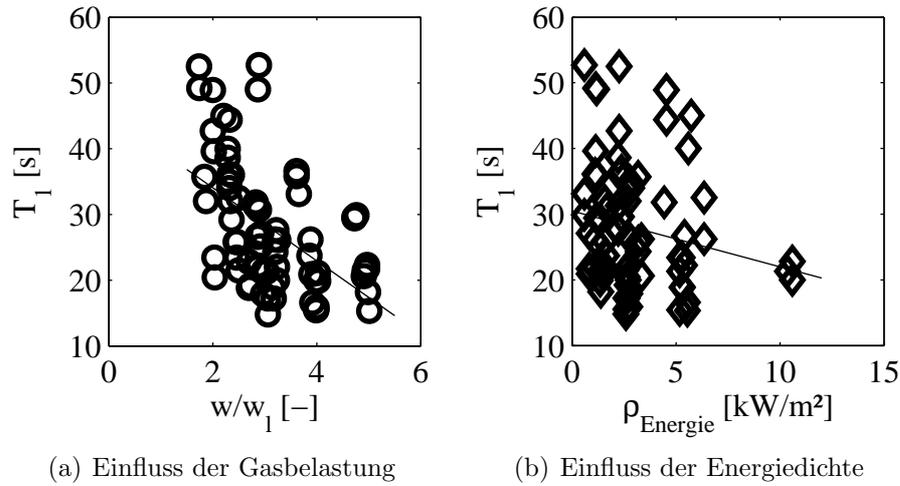


Abbildung 5.4: Einflussfaktoren auf die Zeitkonstante der Energieübertragung in DN 146

Die Veränderung der Zeitkonstante bei steigender Inertpartikelmasse soll in den folgenden Diagrammen für verschiedene Inertpartikelarten dargestellt werden.

Wie in beiden Darstellungen 5.3(a) und 5.3(b) deutlich zu erkennen ist, erhöht sich die Zeitkonstante T_1 bei Erhöhung der Inertpartikelmasse. Dieser Einfluss ist für jede Partikelart festzustellen. Aus dem Bilanzmodell für die Wärmeübertragung ist zu erkennen, dass der Quellterm in der Enthalpiebilanz der Partikel nur die elektrisch zugeführte Energie ist. Die Änderung der Partikeltemperatur ist die elektrische Energie geteilt durch die Partikelmasse und die Wärmekapazität der Partikel. Je größer also die Masse der Partikel ist desto geringer ist der Temperaturanstieg der Partikel in einem Zeitintervall.

Der Einfluss der Gasbelastung wird durch das Verhältnis der Leerrohrgeschwindigkeit zur Lockerungsgeschwindigkeit beschrieben. Auf diese Weise ist ein Vergleich über verschiedene Inertpartikelarten hinweg möglich.

In der Abbildung 5.4(a) ist zu erkennen, dass sich die Zeitkonstante bei steigender Gasbelastung verringert. Eine höhere Fluidisierungszahl steht auch für eine bessere Durchmischung der Partikelphase. Ein ähnlicher Trend ist auch in der Abbildung 5.4(b) zu erkennen. Hier sind die ermittelten Zeitkonstanten über der Energiedichte aufgetragen. Diese Größe steht für die Verteilung der induktiven Energie auf die Oberfläche der Inertpartikel.

$$\rho_{Energie} = \frac{P_{el}}{A_P} \quad (5.4)$$

Hohe Energiedichten resultieren aus geringerer Inertpartikeloberfläche und/oder hohen elektrischen Leistungen. Je mehr Energie pro Oberfläche freigesetzt wird, desto schneller ist der Prozess. Aus den Abbildungen 5.4(a) und 5.4(b) ist zu erkennen, dass die Zeitkonstante auch bei geringer Fluidisationszahl und geringer Energiedichte kleiner als 60 Sekunden ist. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass die Ergebnisse

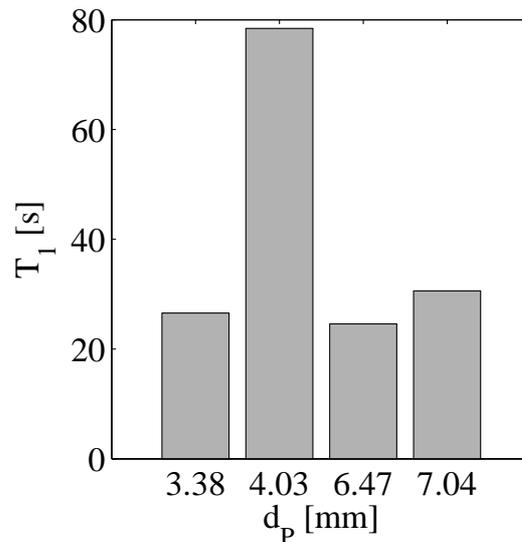


Abbildung 5.5: Vergleich der gemittelten Zeitkonstanten für verschiedene Eisenhohlkugeln (3,38 mm, 6,47 mm und 7,04 mm) und Aluminiumvollkugeln (4,03 mm) in DN 146

eine große Streuung aufweisen. Insgesamt ergibt sich eine mittlere Zeitkonstante von 28 ± 9 Sekunden.

In den Abbildungen 5.2(a) und 5.2(b) ist zu erkennen, dass die Schicht aus Eisenhohlkugeln eine geringere Zeitkonstante aufweist als die Schüttung aus Aluminiumvollkugeln. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass der Verlauf der normierten Temperatur bei den Aluminiumkugeln besser durch die Annäherung an ein PT_1 -Glied beschrieben wird als bei den Eisenhohlkugeln. In der Abbildung 5.5 werden die gemittelten Zeitkonstanten aller untersuchten Partikel zusammengefasst. Für die Aluminiumkugeln wird eine mittlere Zeitkonstante von 78 Sekunden ermittelt. Das ist 2,5 bis 3 mal größer als für die eingesetzten Eisenhohlkugeln.

Das langsamere Zeitverhalten der Aluminiumkugeln liegt zum einen an der insgesamt größeren Schichtmasse, die erwärmt werden muss, aber auch an dem Vollprofil der Kugeln. Während sich bei den Eisenhohlkugeln nur eine dünne Metallschicht erwärmen kann, bewirkt das Induktionsfeld bei dem Vollprofil eine komplette Aufheizung von der Oberfläche bis zum Kern der Kugel. Dieser Prozess wird durch die Wärmeleitung innerhalb der Aluminiumpartikel verursacht. Das zusätzliche Material im Kugelinneren wirkt wie ein Puffer, der das Zeitverhalten verlangsamt. Gleiches gilt natürlich auch für die Abkühlung. Dabei speichert der Kern der Kugel die Energie und gibt sie langsam ab. Die Zeitkonstante des Abkühlungsprozesses für Aluminiumkugeln ist im Vergleich zu den Werten von Eisenhohlkugeln ebenfalls 2 bis 3 mal größer.

Mit Hilfe des Wärmehaltes kann dieser Zusammenhang einfach dargestellt werden. Dabei wird die Gleichung (5.5) genutzt. Es ist sowohl die Wärmekapazität der

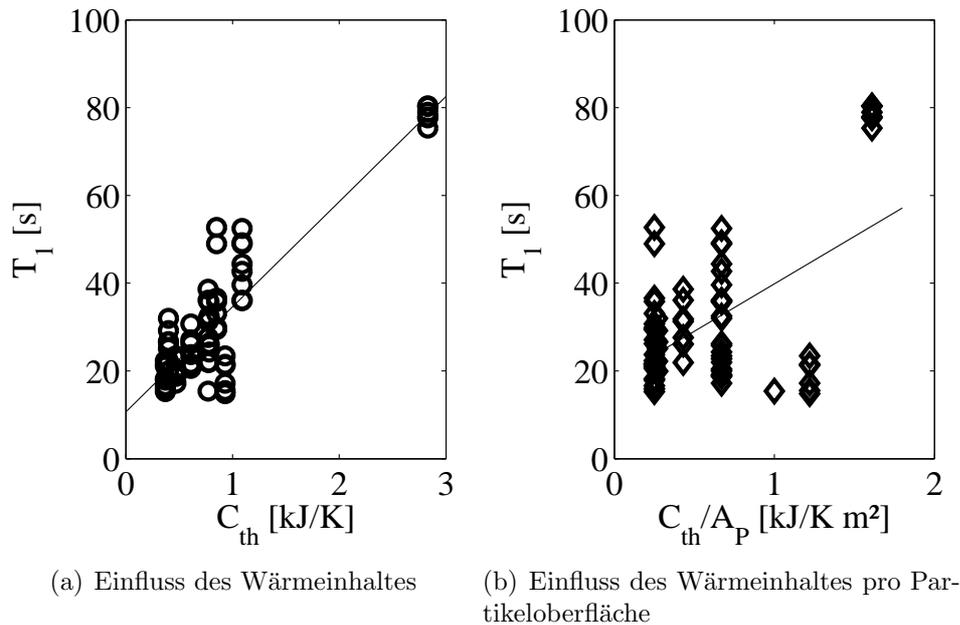


Abbildung 5.6: Einfluss des Wärmehaltes auf die Zeitkonstante für Eisenhohl- und Aluminiumkugeln in DN 146

Kugeln als auch die verwendete Inertpartikelmasse entscheidend.

$$C_{th} = c_{spez.} \cdot m_P \quad (5.5)$$

Wie man in der Abbildung 5.6(a) gut erkennen kann, steigt die Zeitkonstante mit steigendem Wärmehalt. Die Werte der Eisenhohlkugeln sind dabei ausschließlich im linken Bereich des Diagramms. Alle Werte die größer als 2 kJ/K sind, sind für Aluminiumkugeln ermittelt.

Neben der Wärmekapazität einer Inertpartikelart ist auch die Oberfläche, über die die Wärme abgegeben wird, von Bedeutung. Je größer die Partikeloberfläche ist, desto mehr Wärmeaustauschfläche ist vorhanden und desto schneller werden stationäre Zustände erreicht. Eisenhohlkugeln weisen neben dem geringen Wert des Wärmehaltes eine große Partikeloberfläche auf. Die Abhängigkeit der Zeitkonstante von den beiden Einflussfaktoren wird in der Abbildung 5.6(b) dargestellt. Auf der Abszisse ist das Verhältnis des Wärmehaltes zur Partikeloberfläche aufgetragen. Dieses Verhältnis gibt an, mit wie viel Wärmehalt pro Quadratmeter zu rechnen ist. Bei dieser Darstellung ist klar zu erkennen, dass sich mit steigendem Wärmehalt pro Partikeloberfläche die Zeitkonstante vergrößert.

5.2 Analyse der Druckschwankungen

In dem Kapitel 4.2 wird schon belegt, dass das Induktionsfeld eine Veränderung des Fluidisationsverhaltens verursacht. Es ist ebenfalls dargestellt, dass es möglich

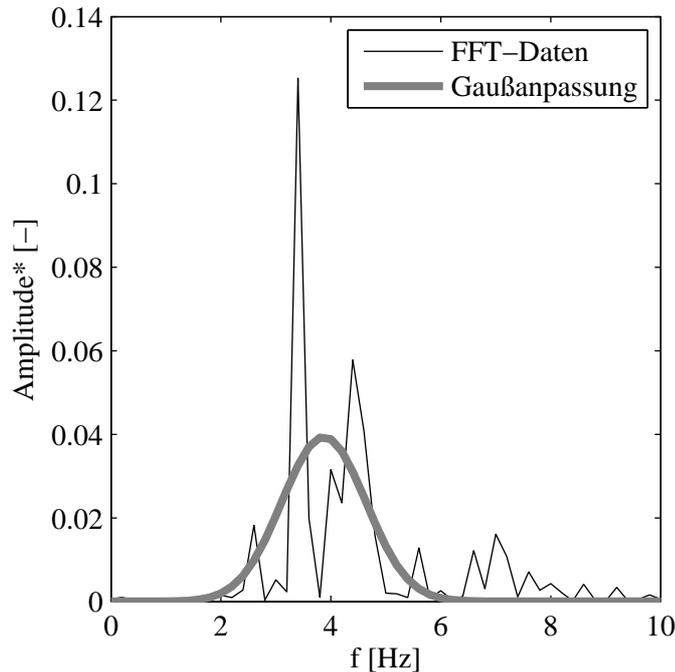


Abbildung 5.7: Anpassung der normierten Frequenzanalyse (schwarz) an eine normierte Gaußfunktion (grau) für 1,25 kg Eisenhohlkugeln mit \varnothing 1,8 mm, $w/w_l = 4,8$ und $P = 0,8$ kW in DN 140

ist, diese Veränderung durch Druckschwankungsmessungen zu ermitteln. Eine objektive Beurteilung der Veränderung ist die Voraussetzung für fundierte Aussagen. In dem Abschnitt 2.1.2 sind die Berechnungsgrundlagen für die Annäherung der Frequenzverteilung an eine Gaußkurve beschrieben.

Mit dieser Grundlage ist es möglich, die Druckschwankungsfrequenz mit dem Erwartungswert und dessen Standardabweichung qualitativ zu beschreiben. Die Fläche unter der normierten Gaußkurve ist gleich eins. Eine Normierung bietet sich in diesem Fall an, da auf diese Weise die Anzahl der Gaußparameter auf zwei reduziert wird. Für diesen Vorgang wird Gleichung (5.6) verwendet.

$$FFT_{norm}(f) = \frac{FFT(f)}{\sum FFT(f)} \quad (5.6)$$

Die so erhaltenen Werte werden mithilfe der Reduzierung der Fehlerquadrate an die normierte Gaußfunktion angepasst. In der Abbildung 5.7 ist diese Anpassung beispielhaft dargestellt.

Da für eine Induktionsleistung drei Messungen der Druckschwankungen vorhanden sind, können aus den Kennwerten der Gaußfunktion jeweils Mittelwerte gebildet werden. Diese werden wiederum auf den Mittelwert bezogen, der sich für diese Wir-

belschicht ohne Induktionsfeld ergibt (siehe Gleichung (5.7) und (5.8)).

$$f_{\text{mittel}}/f_{\text{mittel},0} = \frac{\text{Mittelwert}(EW_f(P = \text{konst.}))}{\text{Mittelwert}(EW_f(P = 0))} \quad (5.7)$$

$$\sigma/\sigma_0 = \frac{\text{Mittelwert}(\sigma_f(P = \text{konst.}))}{\text{Mittelwert}(\sigma_f(P = 0))} \quad (5.8)$$

Mit steigender Induktionsleistung verändern sich der Erwartungswert und die Standardabweichung der angepassten Gaußfunktion. Diese Veränderungen können in Abhängigkeit von der Induktionsleistung aufgetragen werden (siehe Abbildung 5.8(a) und 5.8(b)).

In der Abbildung 5.8(a) ist deutlich zu erkennen, dass sich die dominante Frequenz der Druckschwankungen auch bei geringen induktiven Leistungen schlagartig erhöht. Werden 1 kW über das schwingende Magnetfeld zugeführt, vergrößert sich die ursprüngliche Frequenz um 40 %. Dieser Wert bleibt bis zu einer Leistung von 3 kW auf einem konstanten Niveau. Die visuellen Beobachtungen decken sich sehr gut mit den gemessenen Frequenzen. Durch das Einschalten des elektromagnetischen Feldes wird das Fluidisationsbild der Wirbelschicht vergleichmäßigt. Es bildet sich eine gleichmäßig schwingende Wirbelschicht aus, die an eine stoßende Wirbelschicht erinnert. Dabei bleibt die vollständige Durchmischung der Schicht erhalten. Dieser Zustand soll hier mit dem Namen VIBRIERENDE WIRBELSCHICHT beschrieben werden.

Die ermittelten Werte stehen nicht im Einklang mit Erkenntnissen aus dem Bereich der magnetisch stabilisierten Wirbelschichten. Durch Liu u. a. (1991) werden unter anderem der Einfluss eines Magnetfeldes auf die Druckschwankungen der Schicht diskutiert. Eine Erhöhung der magnetischen Feldstärke hat der Quelle nach eine Reduktion der Amplitude der Druckschwankungen zur Folge. Außerdem ist erläutert, dass sich die Blasenfrequenz mit steigender Feldstärke erhöht. Aus den Druckschwankungsmessungen eines induktiv beheizten Inertbettes geht hervor, dass sich die Amplitude der Druckschwankungen bei zugeschaltetem Induktionsfeld nicht verringert. Die dominante Frequenz der Schicht steigt zwar an, aber das ist ein Resultat der vibrierenden Wirbelschicht.

Wird die Leistung weiter erhöht, fällt die dominante Frequenz ab und unterschreitet bei 4,5 kW den zu Beginn ermittelten Wert ohne induktive Beheizung. Ab dieser Leistung ist festzustellen, dass das stoßende Verhalten sich verstärkt. Es kommt zu einer kolbenartigen Bewegung von immer größeren Anteilen der Schicht. Die Frequenz, mit der sich die Schicht hebt und senkt, ist im Vergleich zu geringeren Leistungen kleiner. Bei einer Leistung von 6,5 kW wird das Schichtmaterial komplett angehoben. Verlässt es den Einflussbereich des Induktionsfeldes, fallen die Partikel zurück auf den Boden des Apparates und der Vorgang beginnt von Neuem. Die Frequenz dieses Ablaufes ist im Vergleich zur ursprünglichen Wirbelschicht wesentlich geringer. Die visuell erfassten Vorgänge stimmen im Wesentlichen mit den Ergebnissen aus der Druckschwankungsanalyse überein.

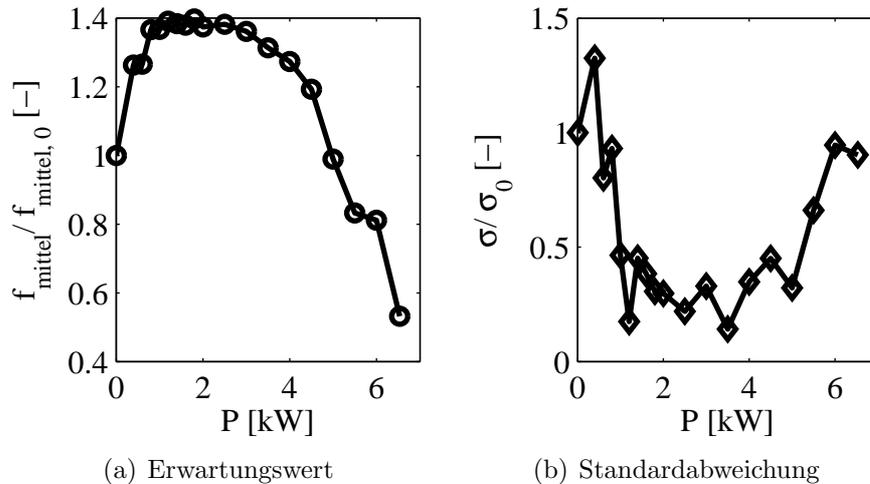


Abbildung 5.8: Änderung der Gaußparameter bei steigender Induktionsleistung für 1,25 kg Eisenhohlkugeln mit $\varnothing 1,8$ mm und $w/w_L = 4,7$ in DN 140

Die Änderung der Standardabweichung ist laut Parise u. a. (2008) kein geeignetes Kriterium, um die minimale Fluidisationsgeschwindigkeit zu bestimmen. Da die hier ermittelten Standardabweichungen meist sehr klein sind, könnten aus messungsbedingten Fehlern falsche Trends geschlussfolgert werden. Aus diesem Grund wird der unempfindlichere Erwartungswert als Beurteilungskriterium herangezogen.

5.2.1 Abhängigkeit von der Gasbelastung

Das Fluidisationsverhalten hängt stark von der Gasbelastung der Schüttung ab. In den Diagrammen 5.9(a) und 5.9(b) ist die Änderung des Erwartungswertes für eine steigende Induktionsleistung für eine jeweils konstante Inertpartikelmasse dargestellt. Es ist in beiden Fällen gut zu erkennen, dass der Verlauf mit der größten Gasbelastung sich über einen größeren Leistungsbereich erstreckt. Bei einer höheren Gasbelastung bleibt das rhythmisch konstante Fluidisationsbild länger erhalten. Die kolbenartige Bewegung des gesamten Schichtmaterials setzt im Vergleich zu einer geringeren Gasbelastung erst bei höherer Leistung ein. Die maximale positive Änderung durch das Induktionsfeld ist im Wesentlichen von der Gasbelastung der Schüttung unabhängig. Gleiches gilt für die größte Abweichung kleiner als die dominante Frequenz ohne Induktion. Auch hier ist kein eindeutiger Zusammenhang mit der Gasbelastung feststellbar.

Je höher die Gasbelastung auf die Schüttung ist, desto eher werden magnetische Agglomerate durch das Fluidisationsmedium und die Zusammenstöße mit anderen Partikeln zerstört. Der Bereich der vibrierenden Wirbelschicht vergrößert sich.

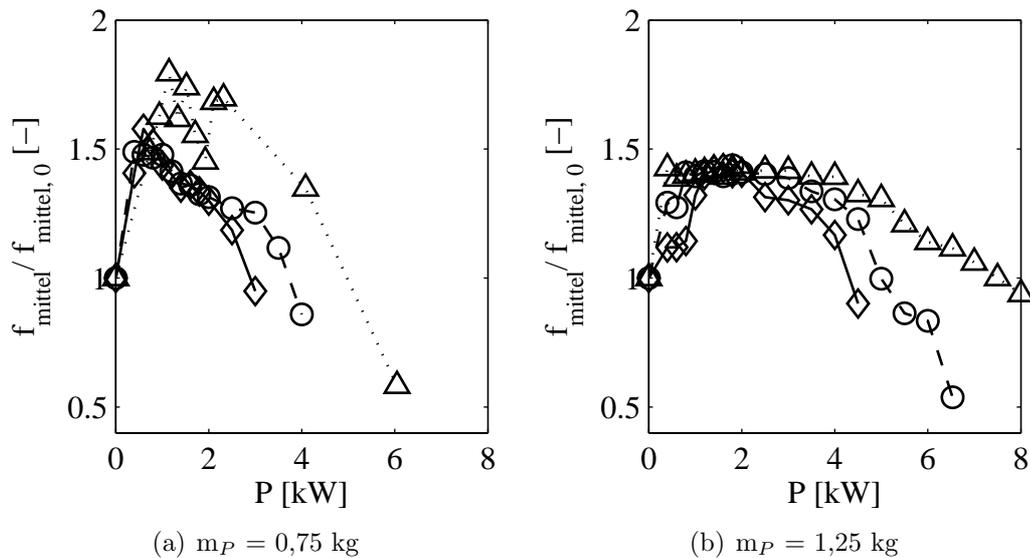


Abbildung 5.9: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Eisenhohlkugeln mit $\varnothing 1,8$ mm in DN 140 w/w_L : \diamond 3,5; \circ 3,9; \triangle 4,9

5.2.2 Abhängigkeit von der Inertpartikelmasse

Wie in den Abbildungen 5.10(a) und 5.10(b) deutlich zu erkennen ist, gibt es leichte Unterschiede in dem Verlauf der Änderung des Erwartungswertes in Abhängigkeit von der eingesetzten Schichtmasse. Bei gleichen Fluidisationsbedingungen kommt es bei der geringeren Inertpartikelmasse zu einem deutlicheren Ausschlag in den positiven Bereich der Änderung. Außerdem ist festzustellen, dass der Verlauf bei der geringeren Masse schneller abfällt. Im Vergleich dazu zeichnet sich die größere Masse mit einem längeren Bereich mit konstantem Verhältnis aus. Bei gleicher Induktionsleistung und ähnlichem Fluidisationszustand ist die größere Schichtmasse länger in dem Bereich der vibrierenden Wirbelschicht.

Werden die Werte nicht über der Induktionsleistung, sondern über der Energiedichte (siehe Gleichung (5.4)) aufgetragen, ist zu erkennen, dass sich die Verläufe sehr ähneln. Die Energiedichten, bei denen es zu einer starken Beeinträchtigung des Fluidisationsverhaltens kommt, unterschieden sich nur geringfügig voneinander. Daraus ist zu schließen, dass die größeren Induktionsleistungen bei der höheren Masse nur möglich sind, weil sich die Energie über eine größere Fläche verteilt. In der Abbildung 5.11(b) deutet der Verlauf zwar darauf hin, dass die geringere Partikelmasse bei höheren Energiedichten besser fluidisiert bleibt, aber dieser Eindruck täuscht. Da sich die Energie in diesem Fall auf eine kleinere Fläche aufteilt, hat eine Erhöhung der Leistung einen größeren Effekt als mit mehr Schichtmaterial. Wird die Schrittweite der zugeführten elektrischen Energie an die Schichtmasse angepasst, fällt der Verlauf gemeinsam mit der höheren Schichtmasse ab.

Soll der induktive Energieeintrag mit metallischen Inertpartikeln bei hohen elektrischen Leistungen erfolgen, wird empfohlen, die größte mögliche Schichtmasse ein-

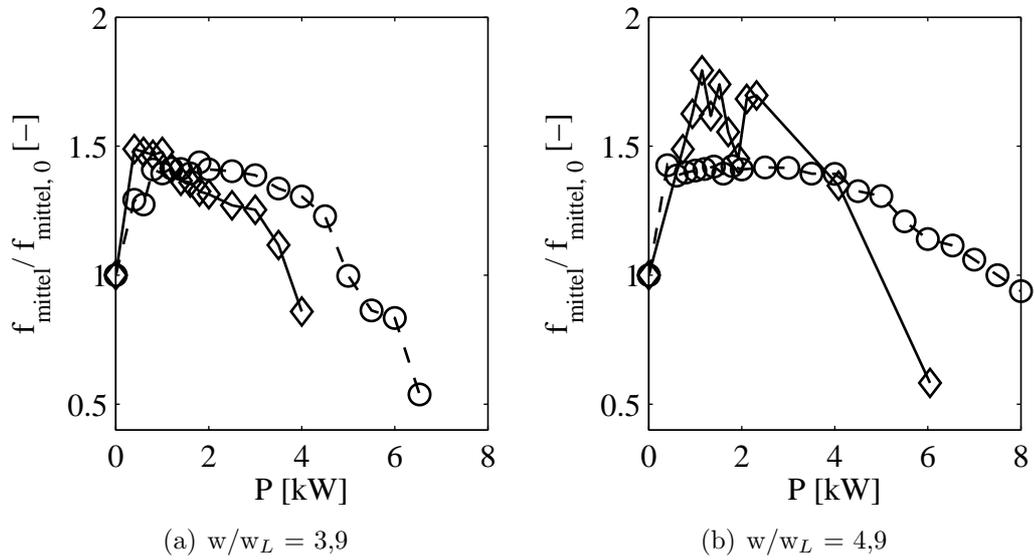


Abbildung 5.10: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von der Inertpartikelmasse für Eisenhohlkugeln mit $\varnothing 1,8$ mm in DN 140 mP: \diamond 0,75 kg; \circ 1,25 kg

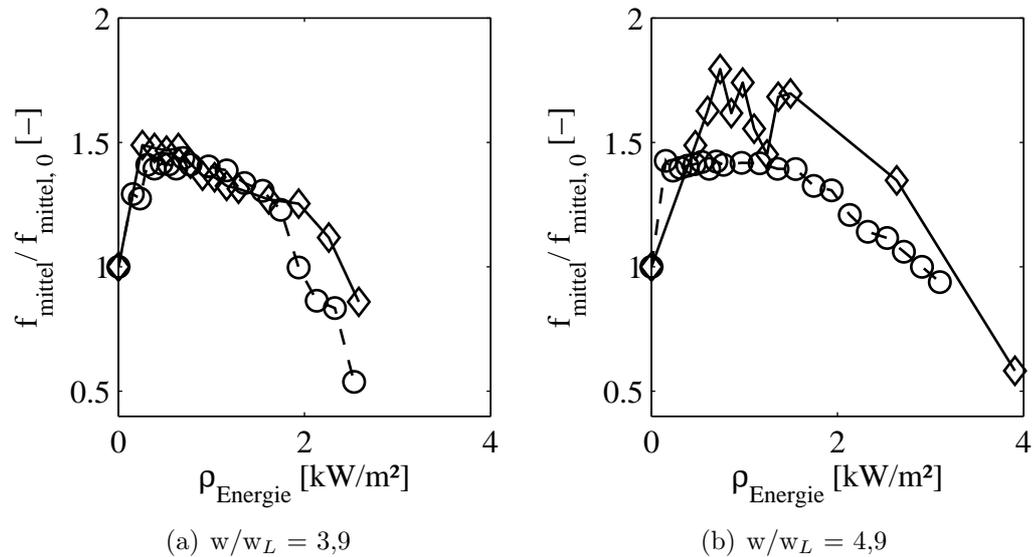


Abbildung 5.11: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von der Inertpartikelmasse für Eisenhohlkugeln mit $\varnothing 1,8$ mm in DN 140 mP: \diamond 0,75 kg; \circ 1,25 kg

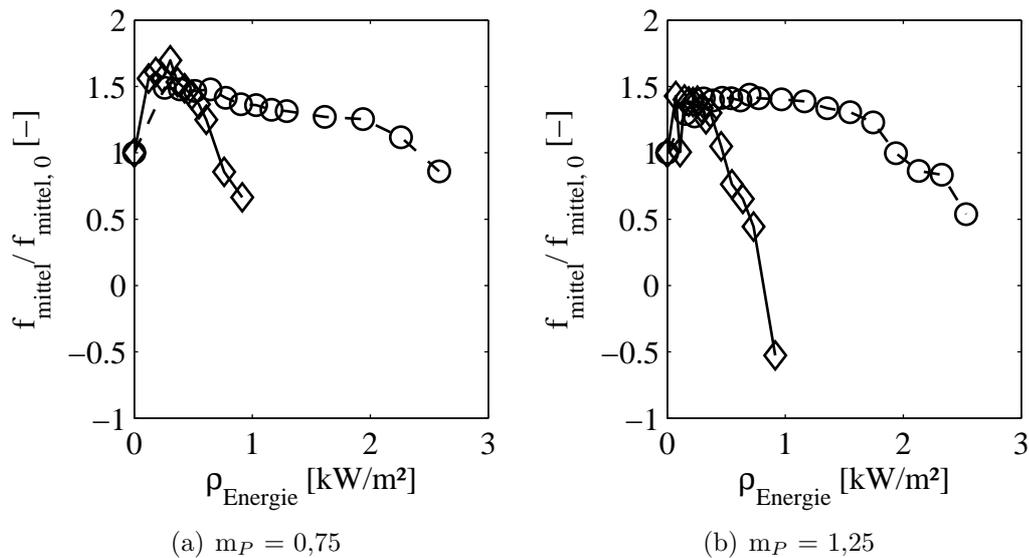


Abbildung 5.12: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von der Partikeldichte für Eisenhohlkugeln mit \varnothing 2 mm mit $w/w_L = 3,9$ in DN 140 ρ_P : \diamond 690 kg/m³; \circ 1580 kg/m³

zusetzen. Auf diese Weise wird ein stabileres Fluidisationsbild über einen breiteren Bereich der Energiezufuhr gewährleistet.

5.2.3 Abhängigkeit von der Partikelart

Im Folgenden soll veranschaulicht werden, wie stark der Einfluss des Induktionsfeldes bei unterschiedlichen Inertpartikeln ist. Es soll dabei der Einfluss von der Partikeldichte und dem Inertkörperdurchmesser geklärt werden.

In den Abbildungen 5.12(a) und 5.12(b) wird für das gleiche Fluidisationsverhältnis der Einfluss des Induktionsfeldes für verschiedene Eisenhohlkugeln dargestellt. Um die unterschiedlichen Partikelarten miteinander vergleichen zu können, wird die Änderung der dominanten Frequenz über der Energiedichte aufgetragen. Es ist bei beiden Inertpartikelmassen zu erkennen, dass das Verhältnis von ursprünglicher Frequenz zur Frequenz unter Induktionseinfluss für die Partikel mit einer höheren Partikeldichte erst bei größeren Energiedichten abfällt. Der Zustand des vibrierenden Wirbelbettes bleibt dabei über einen höheren Leistungseintrag erhalten. Da beide Arten einen annähernd gleichen Partikeldurchmesser haben, gibt es bei gleicher Masse kaum Unterschiede in der Partikeloberfläche.

Ein ähnliches Verhalten ist bei einer größeren Schichtmasse zu beobachten. Wie zuvor diskutiert, ist der Ausschlag in den positiven Bereich der Änderung hinein kleiner als bei geringerer Schichtmasse. Die Kugeln mit einer größeren Partikeldichte können mit einer höheren Energie beaufschlagt werden, ohne dass es dabei zu einem Stillstand des Schichtmaterials kommt. Für die praktische Anwendung im Bereich hoher Energiedichten wird empfohlen, die Partikeldichte so groß wie möglich zu

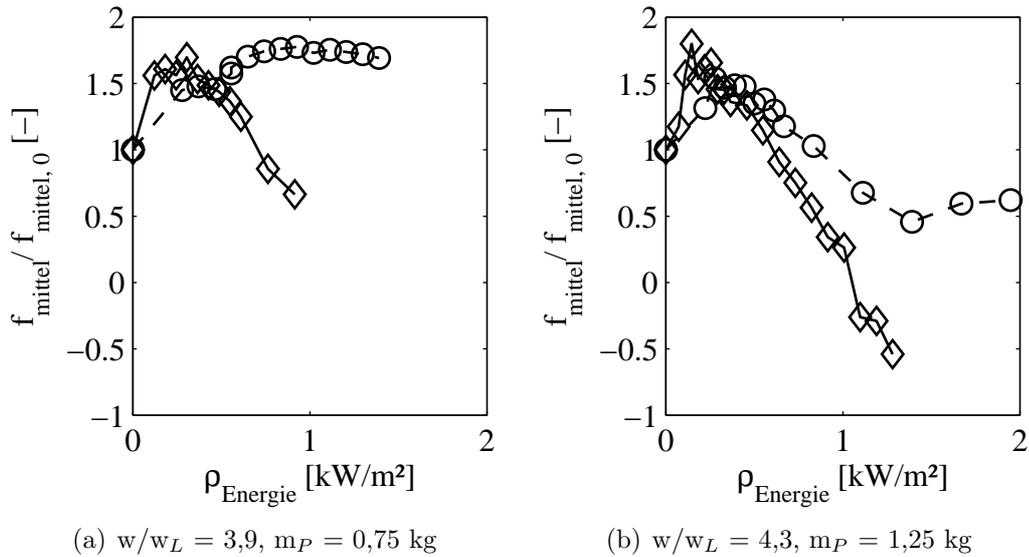


Abbildung 5.13: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von dem Durchmesser für Eisenhohlkugeln $\rho_P = 715$ kg/m³ in DN 140 d_P : \diamond 1,9 mm; \circ 2,8 mm

machen, um die Fluidisation der Schicht zu garantieren.

Neben der Partikeldichte wird der Durchmesser der Inertpartikel verändert. In den Abbildungen 5.13(a) und 5.13(b) ist dargestellt, wie sich die dominante Frequenz aufgrund der Induktionsenergie bei annähernd gleichen Fluidisationsverhältnissen und vergleichbarer Partikeldichte ändert. Es ist gut zu erkennen, dass die Stagnation des Bettes aus größeren Partikeln erst bei größeren Energiedichten auftritt. Erhöht sich der Inertpartikeldurchmesser um 50 %, erhöht sich auch der Wert der Energiedichte bis zur Stagnation der Wirbelschicht um 50 %.

Ein bekanntes Experiment, um die Linien eines Magnetfeldes sichtbar zu machen, ist die Verwendung von Eisenspänen. Aufgrund der sehr geringen Partikelgröße richten sie sich sehr leicht nach dem von einem Magneten erzeugten Feld aus. Je kleiner die Partikel sind, desto einfacher erfolgt die Ausrichtung. Da es sich bei Eisen um einen ferromagnetischen Werkstoff handelt, werden die Feldlinien durch das Material hindurch verlängert und gesammelt. Hängt man beispielsweise einen Eisennagel an einen Magneten, so kann man einen weiteren Eisennagel an den ersten hängen. Dieses Verhalten nennt man magnetische Influenz. Kommt es nun im Induktionsfeld zu der Ausbildung eines magnetischen Effektes, wird dieser durch die Ausrichtung der kleineren Teilchen verstärkt.

Vergleicht man den Einfluss des Induktionsfeldes auf eine Wirbelschicht aus Partikeln mit einem Durchmesser von 2,8 mm mit einer Wirbelschicht aus Inertpartikeln mit dem Durchmesser 6,8 mm, ist ein ähnlicher Zusammenhang festzustellen. Bei einer vergleichbaren Partikeldichte kann das System aus den größeren Partikeln mit einer höheren Energie beaufschlagt werden. Das Fluidisationsverhalten ist in diesem Fall nicht identisch. Bei den kleinen Partikeln ist das Verhältnis von Gasgeschwindigkeit zur Lockerungsgeschwindigkeit ca. 30 % höher als bei den großen Partikeln.

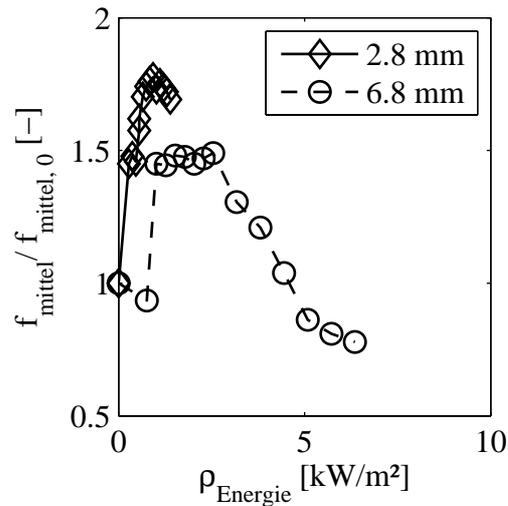


Abbildung 5.14: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit von dem Durchmesser der Eisenhohlkugeln mit einer mittleren Partikeldichte von 788 kg/m^3 , $w/w_l(d_p = 2,9 \text{ mm}) = 3,8$; $w/w_l(d_p = 6,8 \text{ mm}) = 2,9$, $m_P = 0,75 \text{ kg}$ in DN 140

Wie in Teilabschnitt 5.2.1 diskutiert, ist der Bereich einer stabilen oder vibrierenden Wirbelschicht um so größer, je größer die Gasbelastung auf das System ist. Trotzdem ist der Arbeitsbereich im Induktionsfeld für die kleineren Partikel wesentlich schmäler als für die Inertkugeln mit einem größeren Durchmesser. Vernachlässigt man bei diesem Vergleich den Einfluss der Gasbelastung, ist festzustellen, dass eine Vergrößerung des Inertpartikeldurchmessers um das 2,5-fache einen 4-mal größeren Arbeitsbereich im Induktionsfeld zur Folge hat.

Der breitere Arbeitsbereich der Inertpartikel mit einem größeren Durchmesser ist ein Resultat des Fluidisationsverhaltens von Partikeln der Geldartklasse D. Dimattia u. a. (1997) erläutern, dass eine Schicht aus größeren Partikeln dem Fluidisationsmedium weniger Widerstand entgegenbringt als eine aus kleineren Partikeln. Eine Schüttung aus Partikeln der Klasse D wird daher keine große Spanne zwischen minimaler Fluidisationsgeschwindigkeit und Gasgeschwindigkeit zu Beginn des stoßenden Verhaltens aufweisen. Durch das Induktionsfeld wird nun von außen eine Kraft aufgegeben, die die ursprünglich normal fluidisierte Schicht in den Zustand einer stoßenden Wirbelschicht versetzt. Je größer die Inertpartikel sind, umso größer ist der Bereich der stoßenden Wirbelschicht. Die Partikelform hat laut Dimattia u. a. (1997) ebenfalls einen entscheidenden Einfluss auf die Ausbildung einer stoßenden Wirbelschicht. Je mehr sich die Form der Partikel an eine Kugel annähert, desto stabiler ist das Stoßverhalten der Wirbelschicht. Im Bezug auf die Stabilität des Fluidisationsverhaltens für hohe Induktionsleistungen empfiehlt es sich, den Durchmesser der Inertpartikel so groß wie möglich zu machen.

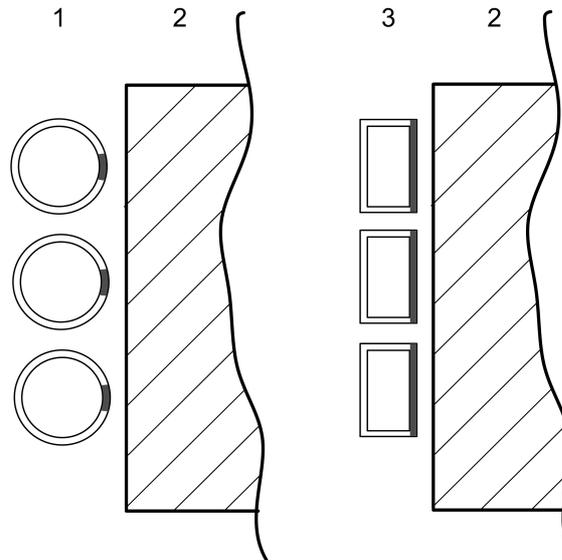


Abbildung 5.15: Stromfluss für ein kreisförmiges (1) und ein rechteckiges (3) Induktorprofil bei der Einkopplung in ein Werkstück (2). Der Strom fließt in dem dunkel eingefärbten Bereich des Querschnittes.

5.2.4 Abhängigkeit von dem Induktor

Im Kapitel 3.1 ist dargestellt, dass verschiedene Versuchsanlagen mit unterschiedlichen Induktionsspulen verwendet werden. In der Versuchsanlage DN 140 ist ein Induktor mit 7 Windungen mit Kreisprofil integriert. Ein Induktor mit Kreisprofil ist kostengünstig und einfach herzustellen. Der Nachteil ist aber, dass der Bereich wo der Strom fließt, durch den runden Querschnitt sehr klein ist. Dieser Effekt entsteht dadurch, dass der Abstand der Spule zum Werkstück nicht konstant ist. Der Strom fließt nur an den Stellen, an denen der Kopplungsabstand am geringsten ist (siehe Abbildung 5.15). Durch diesen konzentrierten Stromfluss ist das ausgebildete Induktionsfeld durch Inhomogenitäten gekennzeichnet. Es kann dadurch zu einer lokalen Konzentration des Feldes kommen. Bei einer Spule mit Rechteckprofil fließt der Strom über die gesamte Innenseite der Spule, weil der Abstand der Spule zum Werkstück an jeder Stelle gleich ist. Das sich ausbildende Feld ist homogener.

Diese homogenere Ausbildung des Feldes kann eine andere Wirkung auf die sich im Induktionsbereich befindenden Eisenhohlkugeln haben. Bei der Analyse der Druckschwankungen sind Unterschiede zwischen den zwei Profilen gut erkennbar (siehe Abbildung 5.16(a) und 5.16(b)).

Der Ausschlag der Änderung in den positiven Bereich ist bei dem kreisförmigen Profil viel stärker ausgeprägt als bei dem Rechteckprofil. In beiden Fällen erhöht sich die dominante Frequenz der Druckschwankungen, wobei bei dem runden Profil der Verlauf für höhere Induktionsleistungen wieder abfällt. Die dominante Frequenz der Druckschwankungen ist bei einer Leistung von 4 kW 15 % kleiner als ohne Energieeintrag. Der Verlauf der Änderung bei dem Rechteckprofil erhöht sich um 20 % und bleibt über der aufgegebenen Leistung konstant. Bei einer Leistung von

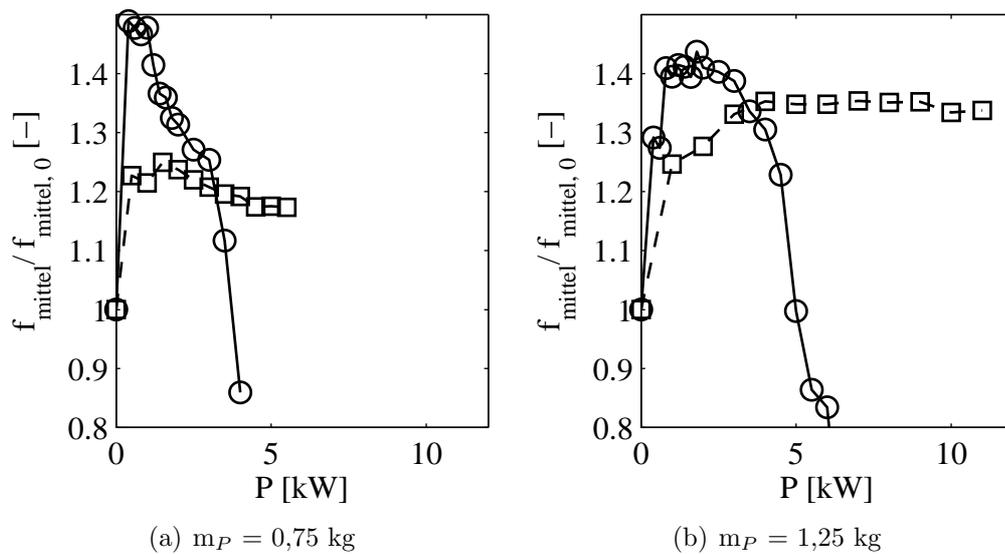


Abbildung 5.16: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit vom Induktorprofil für Eisenhohlkugeln mit $\varnothing 1,8$ mm, $w/w_L = 3,9$, $m_P = 0,75$ kg in DN 140 und DN 146
 □ Rechteckprofil; ○ Kreisprofil

5,5 kW ist die dominante Frequenz der Druckschwankung 17 % größer als ohne Induktion.

Der Unterschied bei den Analyseergebnissen kann auch durch visuelle Beobachtungen zum Teil bestätigt werden. Bei dem kreisförmigen Profil kommt es bei hohen Induktionsleistungen immer zu einer kolbenartigen Bewegung der Schüttung. Diese Bewegung bewirkt die Verschiebung der dominanten Frequenz in einen Bereich kleinerer Frequenzen. Bei dem Induktor mit dem Rechteckprofil kommt es bei Leistungszugabe zur Ausbildung einer vibrierenden Wirbelschicht. Je größer die Leistung ist, desto mehr kommt es zu einer magnetischen Agglomeration der Inertpartikel, wobei sich in der Mitte der Schicht eine pulsierende Fontäne ausbildet. Diese Fontäne bewirkt, dass bei der Druckschwankungsanalyse kein Abfall der Schwingfrequenz zu erkennen ist. Dieses Verhalten ist ebenfalls bei der größeren Schichtmasse zu beobachten. Es ist allerdings festzustellen, dass die vermehrte magnetische Partikelagglomeration im Vergleich zum Kreisprofil bei dem rechteckigen Profil erst bei größeren Leistungen einsetzt.

Das Fazit der Untersuchungen ist, dass der Einfluss des Induktionsfeldes mit rechteckigem Induktorprofil über einen größeren Leistungsbereich eine gute Fluidisation aufweist. Der Bereich der vibrierenden Wirbelschicht ist größer. Somit vergrößert sich der Arbeitsbereich der induktiv beheizten Wirbelschicht, wenn das Feld durch ein eckiges Induktorprofil übertragen wird. Die Ergebnisse der Druckschwankungsanalyse sind für das homogenere Feld nicht so aussagekräftig wie für das Feld mit einem runden Profil.

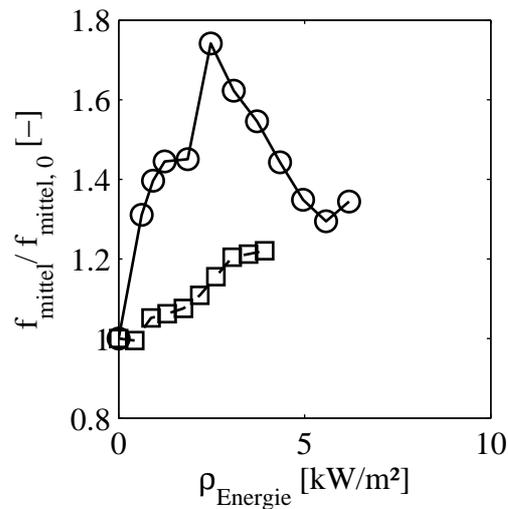


Abbildung 5.17: Änderung der Gaußparameter in Abhängigkeit vom Apparatedurchmesser für Eisenhohlkugeln mit $\varnothing 5,4 \text{ mm}$, $w/w_l = 3,0$, $m_P = 0,7$ und 3 kg in \circ DN 146 und \square DN 300

5.2.5 Abhängigkeit von dem Anlagendurchmesser

Der Anlagendurchmesser hat einen entscheidenden Einfluss auf die ausgebildeten Druckschwankungen. In einem schmalen und hohen Wirbelschichtapparat kommt es über der steigenden Schichthöhe zu einer Blasenkoaleszenz. Ab einer bestimmten Schichthöhe können sich Blasen bilden, die den gesamten Apparatedurchmesser ausfüllen. Es kommt zu einer stoßenden Wirbelschicht (Uhlemann u. Mörl, 2000). Stoßende Wirbelschichten sind bei einem Verhältnis von der Ruheschichthöhe zu dem Apparatedurchmesser von größer bzw. gleich 2 zu erwarten (Satija u. Fan, 1985). Bei den in Abbildung 5.17 dargestellten Verläufen der dominanten Frequenz ist das Verhältnis für die Anlage DN 146 rund 1 und für die größere Anlage DN 300 ca. 0,4. Die Voraussetzung für die Ausbildung einer stoßenden Wirbelschicht ist bei dem geringeren Apparatedurchmesser günstiger.

So ist es auch nicht überraschend, dass sich die dominante Frequenz für die Anlage DN 300 nur langsam vergrößert und eine maximale Erhöhung um 20 % aufweist. Die Schicht zeichnet sich in diesem Zustand durch ein gleichmäßiges Pulsieren aus. In der Anlage DN 146 ist hingegen ein starker Anstieg bis zur einer Energiedichte von 3 kW/m^2 zu erkennen. Die dominante Frequenz hat sich in diesem Zustand um 70 % zur Ausgangsfrequenz erhöht. Bei weiterer Erhöhung der Leistung sinkt das Verhältnis bis auf 130 % der dominanten Frequenz ohne Induktionsfeld. Dieser Zustand ist durch eine stark pulsierende Wirbelschicht gekennzeichnet.

Ein Grund für diesen Unterschied ist die Eindringtiefe des Induktionsfeldes in die Schicht. Die Feldlinien werden durch die Eisenhohlkugeln am Rand konzentriert. Durch die sehr gute Durchmischung der Partikelphase kommt es dennoch zu einer relativ homogenen Verteilung der Partikeltemperatur. Die Aufenthaltsdauer in der Nähe des Induktionsfeldes wird für jedes Partikel als gleich angenommen. Durch den

größeren Apparatedurchmesser kann die bei hohen Induktionsleistungen auftretende magnetische Agglomeration sich nicht bis in die Mitte der Wirbelschicht fortsetzen. Durch die Bewegung der Inertpartikel im inneren Bereich der Schicht werden die am Rand gebildeten Agglomerate abgetragen. Auf diese Weise kann eine kolbenartige Bewegung des gesamten Schichtmaterials nicht stattfinden.

Es wird geschlussfolgert, dass die Hemmung der Fluidisation bei hohem induktiven Energieeintrag für Anlagen mit einem Innendurchmesser von 300 mm keine Rolle spielt.

5.3 Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Ergebnissen

Das in dem Kapitel 2.2 beschriebene Wärmeübergangsmodell soll die maximal möglichen Gasaustrittstemperaturen berechenbar machen. Außerdem können durch einen Vergleich der gemessenen Temperatur des Gases am Austritt mit dem Ergebnis des Modells Aussagen darüber gemacht werden, wie groß die Verluste bei dem induktiven Energieeintrag in fluidisierte Inertpartikel sind. Für jeden Vergleich werden die Versuchsparameter eingelesen und der zeitliche Verlauf berechnet.

Das Wärmeübergangsmodell beinhaltet mehrere Phasen, die Partikel, das Fluidisationsmedium und die Apparatewand. Das Modell rechnet für alle definierten Phasen den zeitlichen Temperaturverlauf aus. Im Experiment werden nur die Temperatur am Ein- und Austritt der Schicht und die Wandtemperatur an der gleichen Stelle wie die Gasaustrittstemperatur erfasst.

Bei allen Vergleichen ist festzustellen, dass die berechnete Gasaustrittstemperatur immer größer als der gemessene Wert ist (siehe Abbildung 5.18 bis 5.20). Es ist daher anzunehmen, dass die Energie des Induktionsfeldes nicht hundertprozentig in Wärme auf den Inertpartikeln umgesetzt wird. Wie schon in dem Kapitel 2.4 beschrieben wird, ist der beste erreichbare thermische Wirkungsgrad 91 %. Dieser wird aber nur unter idealen Bedingungen erreicht. In allen Versuchsanlagen ist der Abstand zwischen der Induktionsspule und der Last gering. Es ist aufgrund der apparativen Voraussetzungen nötig, zwischen der Apparatewand und der Spule einen Zwischenraum von 1 bis 2 cm zu gewährleisten. Es ist also anzunehmen, dass es zu Energieverlusten bei der Übertragung kommt.

In der Abbildung 5.19 ist ein Ausschnitt aus der Erwärmungsphase vergrößert dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Verlauf der berechneten Gasaustrittstemperatur sehr schnell ansteigt und innerhalb von 20 Sekunden einen stationären Wert erreicht. Diese Zeitspanne stimmt mit den Untersuchungen zum Zeitverhalten in dem Kapitel 5.1 überein. Der Verlauf der gemessenen Gasaustrittstemperatur hat im Vergleich dazu einen flacheren Anstieg. Ein nahezu stationärer Wert wird innerhalb von 40 Sekunden erreicht. Der Unterschied ist auch schon in dem erwähnten Kapitel festzustellen und wird durch den Wert der Residuen beschrieben. Es ist über den gesamten Verlauf ein leichter Anstieg der Temperatur festzustellen.

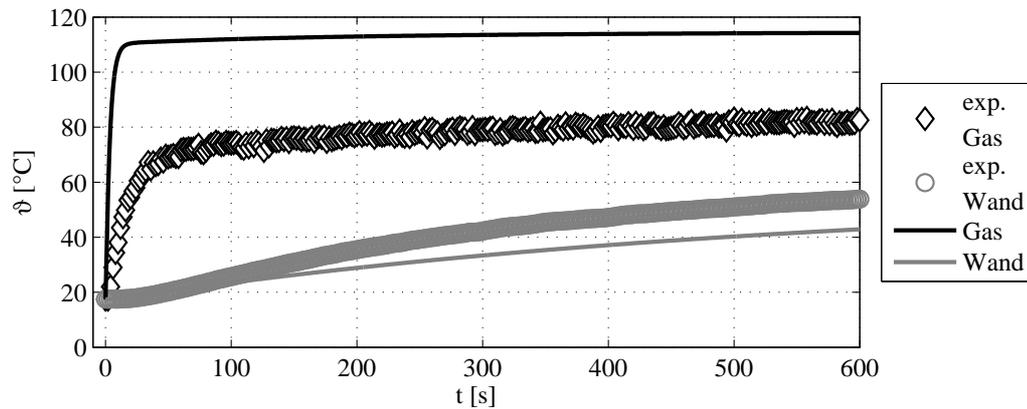


Abbildung 5.18: Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten für Eisenhohlkugeln mit \varnothing 3,4 mm, $w/w_l = 2,9$, $m_P = 1$ kg und $P = 4$ kW in DN 146 (○ und ◇ Experiment, — Modell)

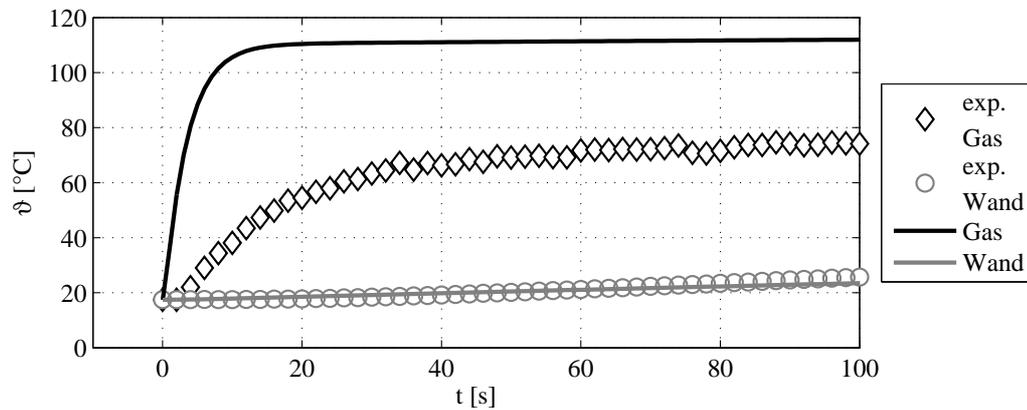


Abbildung 5.19: Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten für Eisenhohlkugeln mit \varnothing 3,4 mm; $w/w_l = 2,9$, $m_P = 1$ kg und $P = 4$ kW in DN 146 (○ und ◇ Experiment, — Modell)

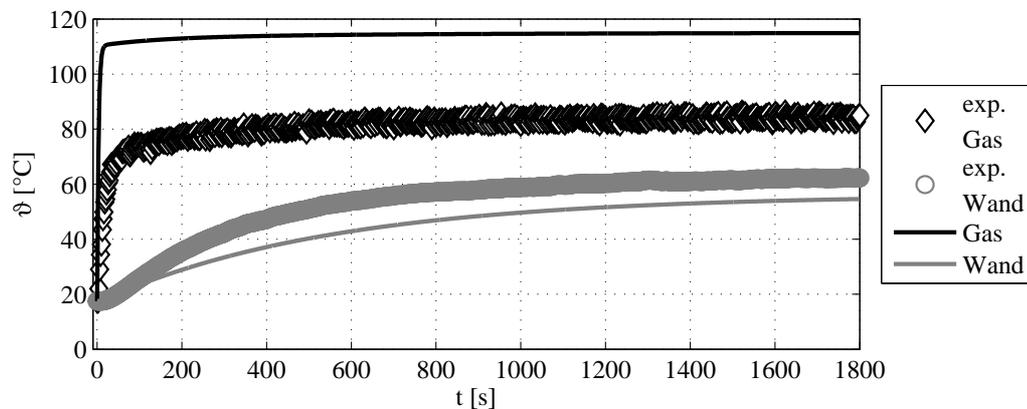


Abbildung 5.20: Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten für Eisenhohlkugeln mit \varnothing 3,4 mm, $w/w_l = 2,9$, $m_P = 1$ kg und $P = 4$ kW in DN 146 (○ und ◇ Experiment, — Modell)

Die Verläufe der gemessenen und berechneten Wandtemperatur unterscheiden sich nur geringfügig von einander. Die berechnete Wandtemperatur liegt ab 150 Sekunden unterhalb des gemessenen Wertes. Es ist außerdem zu erkennen, dass nach 10 Minuten Erwärmungsphase weder im Modell noch im Experiment ein stationärer Wert für die Wandtemperatur erreicht wird. Bei einer Verlängerung der Zeitspanne auf 30 Minuten ist festzustellen, dass sich das Gleichgewicht eingestellt hat.

Die Abweichungen des Verlaufes in den ersten 40 Sekunden können zum Teil mit einer Verzögerung der Messtechnik erklärt werden. Trotz der dünnen Thermoelemente ist es kaum möglich, verzögerungsfrei zu messen (siehe Kapitel 3.2.1). Außerdem ist zu bedenken, dass in der Modellvorstellung nach dem Zeitpunkt $t = 0$ die gesamte Leistung zur Verfügung steht. In der Realität benötigt der Generator 0,5 bis 1 Sekunde bis sich konstante Werte für die Spannung und den Strom einstellen. Das Wärmeübergangsmodell ist aber trotz der Abweichung in der frühen Erwärmungsphase dafür geeignet, die stationären Werte für die Temperatur des Gases am Austritt zu berechnen.

5.4 Analyse der Effektivität der Energieübertragung

Mit der Einführung dieser neuen Art des Energieeintrages steht die Effizienz dieser Technik im Mittelpunkt des Interesses. Wie schon im Kapitel 2.4 beschrieben, kann der Wirkungsgrad der induktiven Erwärmung maximal 91 % betragen. Konventionelle Widerstandsheizungen haben bei idealer Isolierung im stationären Zustand einen Wirkungsgrad von Eins.

Die Effektivität kann grundsätzlich aus dem Verhältnis von erzeugter Energie zur eingesetzten Energie berechnet werden (siehe Gleichung (5.9)). Dabei ergibt sich die aufgewandte Energie aus dem Produkt der angelegten Spannung und des dadurch fließenden Stromes. Die erzeugte Energie ist die erzielte Temperaturdifferenz des Gases zwischen Ein- und Austritt, multipliziert mit der Wärmekapazität des Fluides und dem eingesetzten Gasmassenstrom.

$$\eta = \frac{Q_{\text{erzeugt}}}{P_{\text{eingesetzt}}} = \frac{\dot{M}_F \cdot c_F \cdot (\vartheta_{F, \text{aus}} - \vartheta_{F, \text{ein}})}{U \cdot I} \quad (5.9)$$

Mit dieser Methode kann sehr schnell und ohne großen Rechenaufwand ein Wirkungsgrad bestimmt werden. Der Nachteil ist, dass die Verluste durch den Wärmeübergang an die Wand und die Umgebung nicht berücksichtigt werden. Mit diesen Verlusten ist auch bei der konventionellen Art des Energieeintrages zu rechnen. Der so ermittelte Wirkungsgrad ist mit dieser Berechnung kleiner als er wirklich ist.

Das Wärmeübergangsmodell berechnet die Gasaustrittstemperaturen unter der Annahme einer hundertprozentigen Umwandlung der elektrischen Energie in Wärme auf den Inertpartikeln. Es wird der Wärmeübergang an die Wand und die Umgebung berücksichtigt. Das Verhältnis der beiden Temperaturdifferenzen zwischen Eintritt

und Austritt des Gases kann den Wirkungsgrad der induktiven Energieübertragung besser beschreiben, da nicht zu vermeidende Verluste über die Apparatewand einbezogen werden.

$$\eta = \frac{\Delta\vartheta_{F, exp}}{\Delta\vartheta_{F, Modell}} = \frac{(\vartheta_{F, aus, exp} - \vartheta_{F, ein, exp})}{(\vartheta_{F, aus, Modell} - \vartheta_{F, ein, Modell})} \quad (5.10)$$

Dieser Ansatz kann für die stationäre und pulsierende Arbeitsweise des Induktionsfeldes eingesetzt werden. Bei letzterer wird die experimentelle Temperaturdifferenz aus dem Mittelwert der letzten 5 Perioden berechnet.

5.4.1 Abhängigkeit von der Gasbelastung

Es ist zu klären, ob der Fluidisationszustand den Wirkungsgrad der induktiven Energieübertragung beeinflusst. Laut Martin (2006) ist der Wärmeübergangskoeffizient vom Partikel zum Gas nur geringfügig von der Gasgeschwindigkeit abhängig. Der Wärmeübergang von der Schicht zu eingetauchten Flächen hat ein Optimum in Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen, das wiederum von der Gasbelastung abhängt. Für große Partikel liegt dieses Optimum in der Nähe der Lockerungsporosität.

Wie in den Abbildungen 5.21(a) bis 5.21(c) deutlich zu erkennen ist, zeigt der Wirkungsgrad eine sehr geringe Abhängigkeit von der Gasbelastung. Werden alle Werte des Wirkungsgrades unabhängig von dem Partikeldurchmesser über dem Verhältnis der Gasgeschwindigkeit zur jeweiligen Lockerungsgeschwindigkeit aufgetragen, ist zu erkennen, dass der Wirkungsgrad sich bei steigender Fluidisationszahl leicht verringert.

Die Ursachen für diesen Verlauf sind auf der Seite der Induktionstechnik zu suchen. Der Einfluss der Gasbelastung auf die Wärmeübertragung in Wirbelschichten ist für diese Größenordnung der Partikel als gering einzuschätzen.

5.4.2 Abhängigkeit von der Schichthöhe

Im Kapitel 2.4 wird erläutert, dass der Kopplungsabstand ein wichtiger Einflussfaktor der induktiven Energieübertragung ist. Dieser Abstand kann nicht nur als radiale Distanz von der Induktorinnenseite zu der Last gesehen werden, sondern auch in axiale Richtung interpretiert werden. Ist zum Beispiel der Spulenbereich nur bis zur 4ten von insgesamt 6 Windungen ausgefüllt, wird die Energie nur in den 4 Windungen übertragen. Die verbleibenden zwei Windungen werden trotzdem vom Strom durchflossen. Da der an dieser Stelle bereitgestellte Strom schlecht oder gar nicht in eine Last einkoppeln kann, wird die Energie an das Kühlwasser abgegeben. Dieser Verlust schlägt sich, für Schichthöhen die kleiner als die Höhe der letzten Windung sind, in einem geringeren Wirkungsgrad nieder.

Die Schichthöhe kann mit der Gleichung (2.15) berechnet werden. Die berechneten Wirbelschichthöhen liegen in einem Bereich von 100 bis 350 mm. Diese Höhen stehen

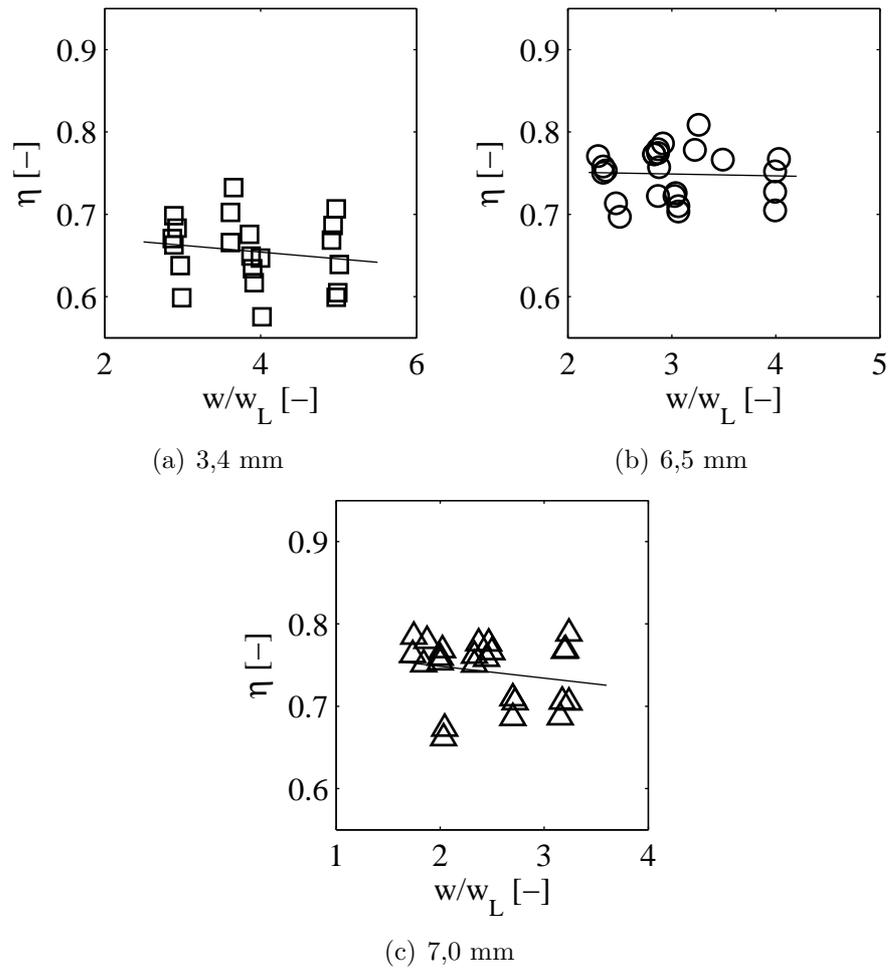


Abbildung 5.21: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,9 kg für verschiedene Inertpartikeldurchmesser in DN 146

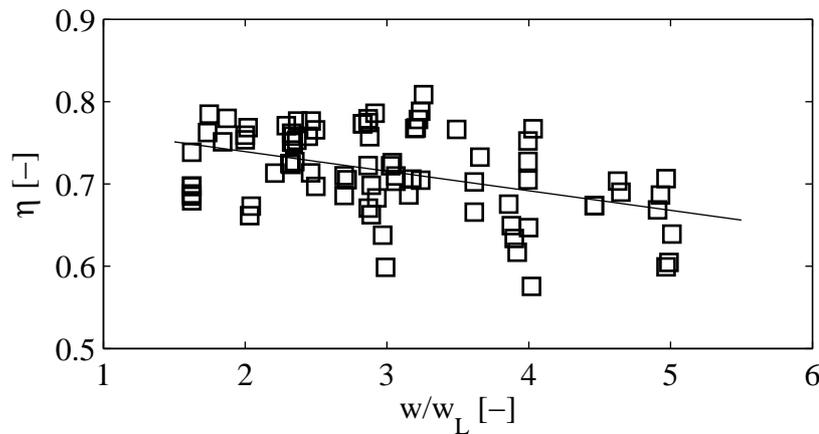


Abbildung 5.22: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,9 kg für Inertpartikeldurchmesser von 3,2 mm bis 7,8 mm in DN 146

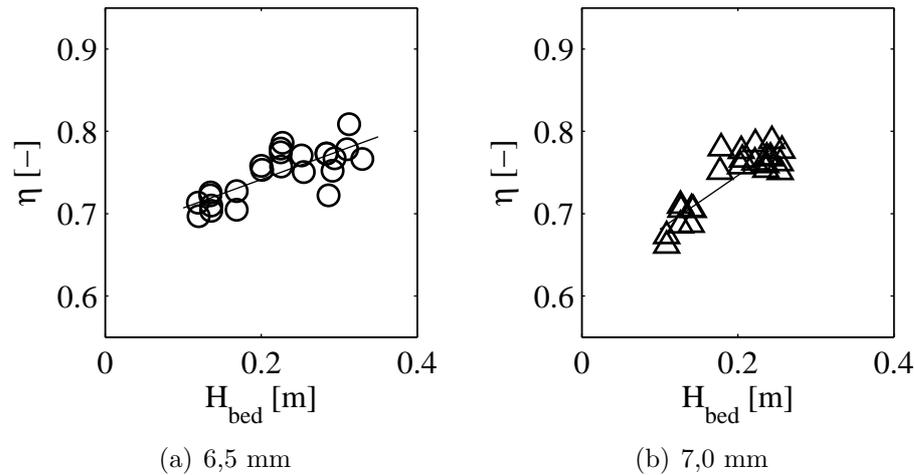


Abbildung 5.23: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Schichthöhe für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,9 kg in DN 146

für 0,4 bzw. 1,4 des Induktionsbereiches. Es ist für alle Partikelarten zu erkennen, dass eine Vergrößerung der Schichthöhe sich positiv auf den Wirkungsgrad auswirkt (siehe Abbildungen 5.23(a) und 5.23(b)).

Wird die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Schichthöhe für eine Partikelart nach der jeweiligen Schichtmasse differenziert dargestellt (siehe Abbildung 5.25), sind die Zusammenhänge nicht so eindeutig. Für das hier gewählte Beispiel ist für die geringste Schichtmasse eine Verringerung des Wirkungsgrades mit steigender Schichthöhe zu erkennen. Dieser Verlauf steht im Widerspruch mit den zwei jeweils größeren Schichtmassen. Die Ergebnisse für die anderen Partikelarten sind im Bezug auf diese differenzierte Darstellung ebenfalls nicht so eindeutig wie erwartet. Leider ist es für eine einzelne Schichtmasse nicht möglich, einen großen Bereich der Wirbelschichthöhe abzudecken, da die Fluidisationszahl nur in einem Bereich von 1,6 bis 5 variiert wird. Durch die blasenbildende bzw. stoßende Wirbelschicht ist der Ansatz aus der Gleichung (2.15) nicht vollständig erfüllt. Die berechnete und reale Wirbelschichthöhe weichen dadurch voneinander ab. So kann es zu widersprüchlichen Ergebnissen kommen. Über alle Partikelarten hinweg ist aber festzustellen, dass eine größere Schichthöhe den Wirkungsgrad der induktiven Energieübertragung positiv beeinflusst (Abbildung 5.24).

5.4.3 Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen

Das relative Lückenvolumen ist dafür geeignet zu beschreiben, wie stark der in der Spule liegende Bereich mit Material gefüllt ist. Mit der Gleichung (2.14) kann die Porosität der Wirbelschicht vom Lockerungs- bis zum Austragspunkt berechnet werden. Die berechneten Lückenvolumen reichen von 50 % bis 73 % Fluidanteil.

Für die in den Abbildungen 5.26(a) und 5.26(c) dargestellten Partikelarten ist erkennbar, dass der Wirkungsgrad mit steigendem Anteil des Gases abnimmt. Je

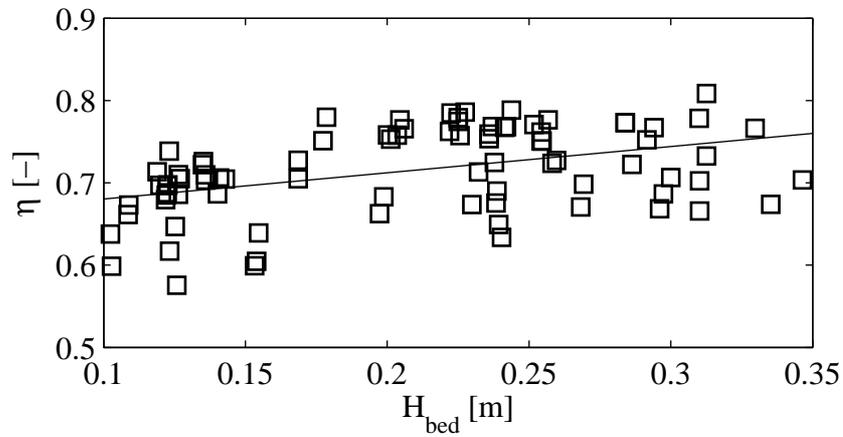


Abbildung 5.24: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Schichthöhe für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,9 kg für Inertpartikeldurchmesser von 3,2 mm bis 7,8 mm in DN 146

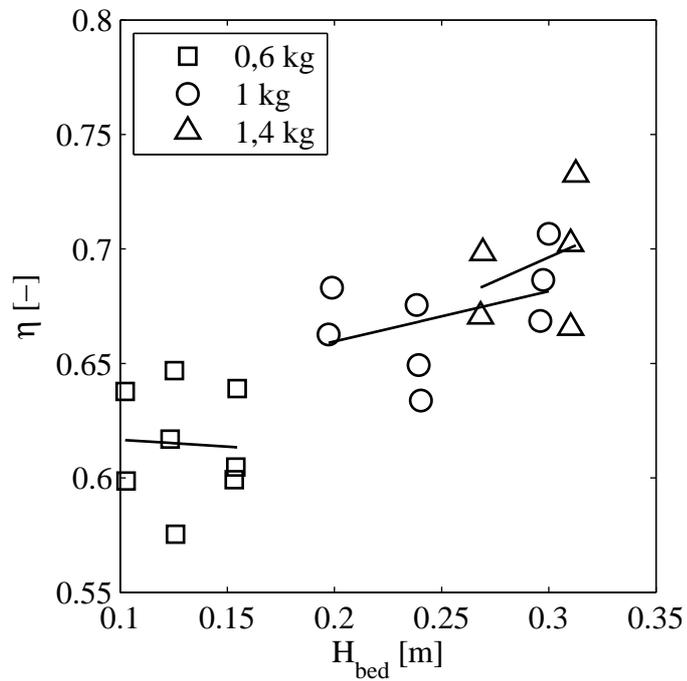


Abbildung 5.25: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Schichthöhe für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,4 kg \varnothing 3,2 mm in DN 146

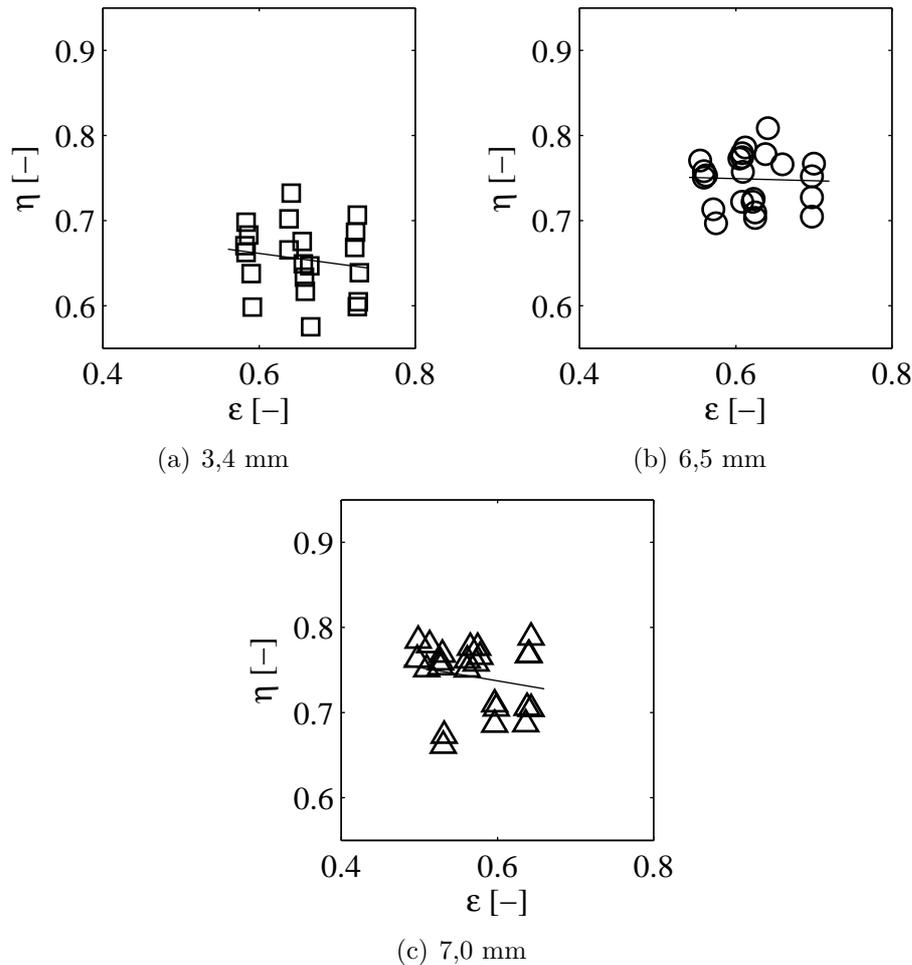


Abbildung 5.26: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,9 kg für verschiedene Inertpartikeldurchmesser in DN 146

größer das Lückenvolumen ist, desto ausgedünnter ist die Wirbelschicht. Es befindet sich also weniger Material im Induktionsbereich, auf das die Energie übertragen werden kann. Durch den größeren Anteil an Gas vergrößert sich der Kopplungsabstand. Durch die geringere Partikelkonzentration im Induktionsfeld ist auch die Distanz zwischen Partikel und Induktor größer, was die Einkopplung des Magnetfeldes erschwert. Die in der Abbildung 5.26(b) dargestellten Ergebnisse zeigen keinen eindeutigen Trend.

Bei der Zusammenfassung aller Ergebnisse in der Abbildung 5.27 ist zu erkennen, dass sich der Wirkungsgrad bei der Vergrößerung der Porosität der Wirbelschicht verringert. Dieser Verlauf kann mit einem linearen Modell angenähert werden. Die sich ergebende Gerade basiert nicht auf grundlegenden Gesetzmäßigkeiten. Mit einer logischen Herangehensweise muss geschlussfolgert werden, dass unter optimalen Bedingungen und dem Ausschluss von Zwischenraumgas ($\varepsilon = 0$) ein Wirkungsgrad von 91 % erreicht wird. Außerdem muss gelten, dass keine Energie übertragen wird,

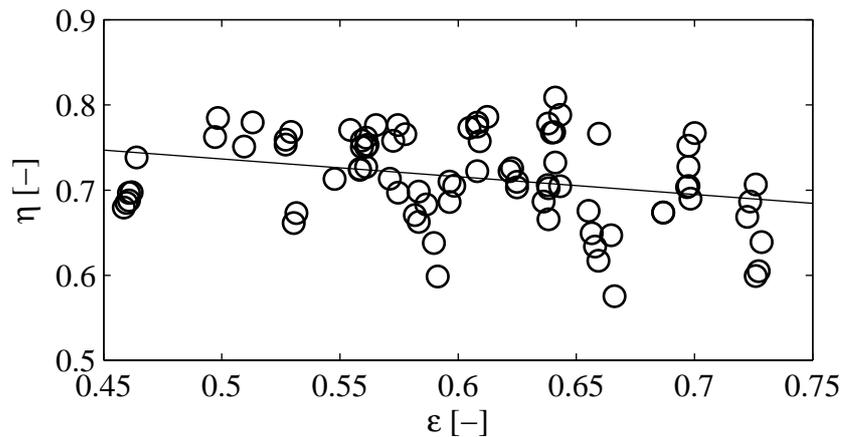


Abbildung 5.27: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,9 kg für Inertpartikeldurchmesser von 3,2 mm bis 7,8 mm in DN 146

wenn sich kein elektrisch leitfähiges Material im Induktionsbereich befindet ($\varepsilon = 1$). Die Gleichung zur Beschreibung der Abhängigkeit des Wirkungsgrades von dem relativen Lückenvolumen muss folgende Randbedingungen erfüllen:

$$\varepsilon = 0 \rightarrow \eta = 0,91$$

$$\varepsilon = 1 \rightarrow \eta = 0$$

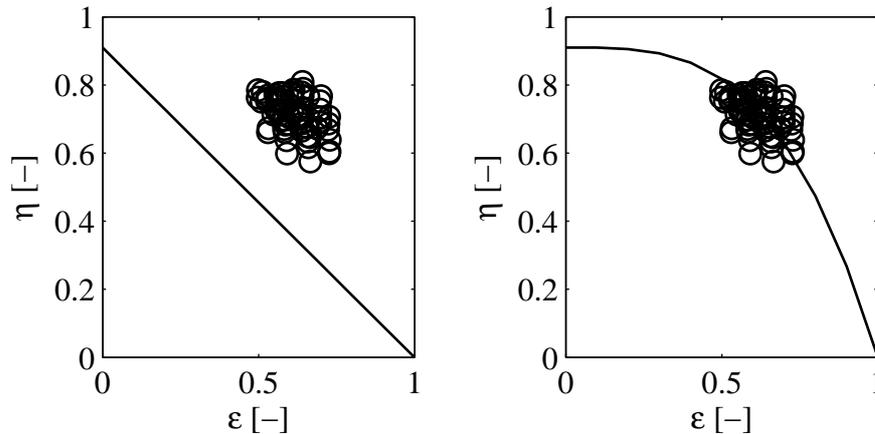
Wird eine lineare Abhängigkeit angenommen (Gleichung (5.11)), sind der Anstieg und der Achsenabschnitt durch die zwei Grenzfälle festgelegt. Der Vergleich zwischen experimentellen Werten und der linearen Annäherung ist in der Abbildung 5.28(a) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die lineare Gleichung den Wirkungsgrad unterschätzt. Die Abweichung vom experimentellen Wirkungsgrad ist 30 %.

Eine Annäherung kann alternativ durch eine Potenzfunktion erfolgen (Gleichung (5.12)). Die gewählte Gleichung beinhaltet in diesem Fall drei Unbekannte.

$$\eta = A \cdot \varepsilon + B \quad (5.11)$$

$$\eta = A \cdot \varepsilon^B + C \quad (5.12)$$

Die Konstanten A und C ergeben sich aus den Randbedingungen. Um den Wert für B zu bestimmen ist es notwendig, eine Iteration auf der Basis der berechneten Wirkungsgrade durchzuführen. Es wird dafür das *curve fitting tool* der Software *MATLAB* verwendet. Mit Hilfe dieses Werkzeugs wird der Wert für B so lange variiert, bis die beste Übereinstimmung mit den berechneten Wirkungsgraden erreicht ist.



(a) Vergleich von der linearen Regression (—) mit den experimentellen Daten (○)
 (b) Vergleich von der potentiellen Regression (—) mit den experimentellen Daten (○)

Abbildung 5.28: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem relativen Lückenvolumen für Eisenhohlkugeln einer Schichtmasse von 0,6 bis 1,9 kg für verschiedene Inertpartikeldurchmesser in DN 146

Konstanten	lineare Annäherung	potenzielle Annäherung
A	-0,91	-0,91
B	0,91	3,3
C	-	0,91

Tabelle 5.1: Konstanten der jeweiligen Regressionen für die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von dem Lückenvolumen

In der Abbildung 5.28(b) ist deutlich zu erkennen, dass sich die Gleichung (5.12) besser dafür eignet, den Einfluss des relativen Lückenvolumens zu beschreiben. Die mittleren Abweichungen sind ca. 1 % vom Wirkungsgrad aus dem Wärmeübergangsmodell. Wird zwischen den einzelnen Inertpartikelarten differenziert, ergeben sich für die Konstante B Werte zwischen 3,1 und 3,7.

Anhand der Daten ist festzustellen, dass eine geringe Porosität den Wirkungsgrad der Energieübertragung positiv beeinflusst. Innerhalb des Arbeitsbereiches einer blasenbildenden Wirbelschicht, ist der Einfluss des relativen Lückenvolumens eher als gering einzuschätzen.

5.4.4 Abhängigkeit von der Induktionsleistung

Je nach Anwendungsgebiet des induktiven Energieeintrages unterscheidet sich der erforderliche Betrag der Leistung. Es ist zu klären, ob der Wirkungsgrad der Energieübertragung von der Höhe der eingesetzten elektrischen Leistung abhängt.

Je größer die eingesetzte Induktionsleistung ist, desto höher ist der Strom, der durch

die Spule fließt (5.13). Mit Erhöhung des Stroms wird auch mehr Joulsche Wärme in dem Spulenmaterial frei (siehe Gleichung (2.45)). Wie viel Wärme an das Kühlwasser abgegeben wird, hängt von dem Spulenmaterial und der Konstruktion der Spule ab. Der Widerstand R des Materials kann mit der Gleichung (5.14) angenähert werden. Da die Spule aus Kupfer gefertigt ist, welches nach Silber den niedrigsten spezifischen elektrischen Widerstand hat, beträgt der Verlust bei dem maximal möglichen Strom mit diesem Induktionsgenerator (112 A) unter idealen Bedingungen ca. 15 W für eine Sekunde für den Induktor mit Rechteckprofil und 0,16 kW für den Induktor mit Kreisprofil.

$$P_{el} = U \cdot I \quad (5.13)$$

$$R = \rho_{el} \cdot \frac{l_{Leiter}}{A_{Q, Leiter}} \quad (5.14)$$

Der Einfluss der Induktionsleistung ist nicht unbedingt an der Joulschen Wärme im Induktor festzumachen. Es liegt hauptsächlich an dem Einfluss des Feldes auf das Fluidisationsregime. Kommt es zu der wie in dem Kapitel 5.2 beschriebenen kolbenartigen Bewegung des gesamten Schichtmaterials, dann gibt es Abschnitte, in denen sich kein Material im Induktionsbereich befindet. Das Feld kann nicht einkoppeln und der Wirkungsgrad sinkt.

Um verschiedene Partikelarten miteinander vergleichen zu können, wird auch hier die Energiedichte als Parameter eingesetzt. Sie kann mit der Gleichung (5.4) beschrieben werden.

In allen Diagrammen ist zu erkennen, dass der Wirkungsgrad mit steigender Energiedichte abnimmt. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass die Werte eine starke Streuung aufweisen. Die jeweiligen Anstiege aus einer linearen Regression liegen im Bereich von -4 bis -10 W/m^2 . Aus diesem Grund wird eingeschätzt, dass der Einfluss der Induktionsleistung auf den Wirkungsgrad als gering einzuschätzen ist.

5.4.5 Abhängigkeit von der Partikelart

Da die Auswahlmöglichkeit in Bezug auf den induktiven Energieeintrag nur darauf beschränkt ist, dass das Material der Inertkörper elektrisch leitfähig sein muss, ergibt sich ein weites Feld an Variationsmöglichkeiten. Es wird der Einfluss des Inertpartikeldurchmessers und des Inertpartikelmaterials, sowie der Materialstärke und zusätzlicher Beschichtungen diskutiert.

Werden die Inertpartikel mit anderen Produktpartikeln versetzt, ist es eine grundlegende Voraussetzung, dass sich für diese Kombination ein gemeinsamer Arbeitsbereich der Wirbelschicht ergibt. Der Inertpartikeldurchmesser kann innerhalb bestimmter Grenzen variiert werden. Es sollen zum Beispiel Produktpartikel mit einem Durchmesser von 0,6 mm und einer scheinbaren Dichte von $1000 \text{ kg}/m^3$ thermisch behandelt werden. Zur Bestimmung des Arbeitsbereiches werden die Gleichungen (2.6) bis (2.9) verwendet. Der kleinste Produktpartikeldurchmesser definiert dabei die obere Grenze der Gasbelastung. Der größte Inertpartikeldurchmesser bestimmt

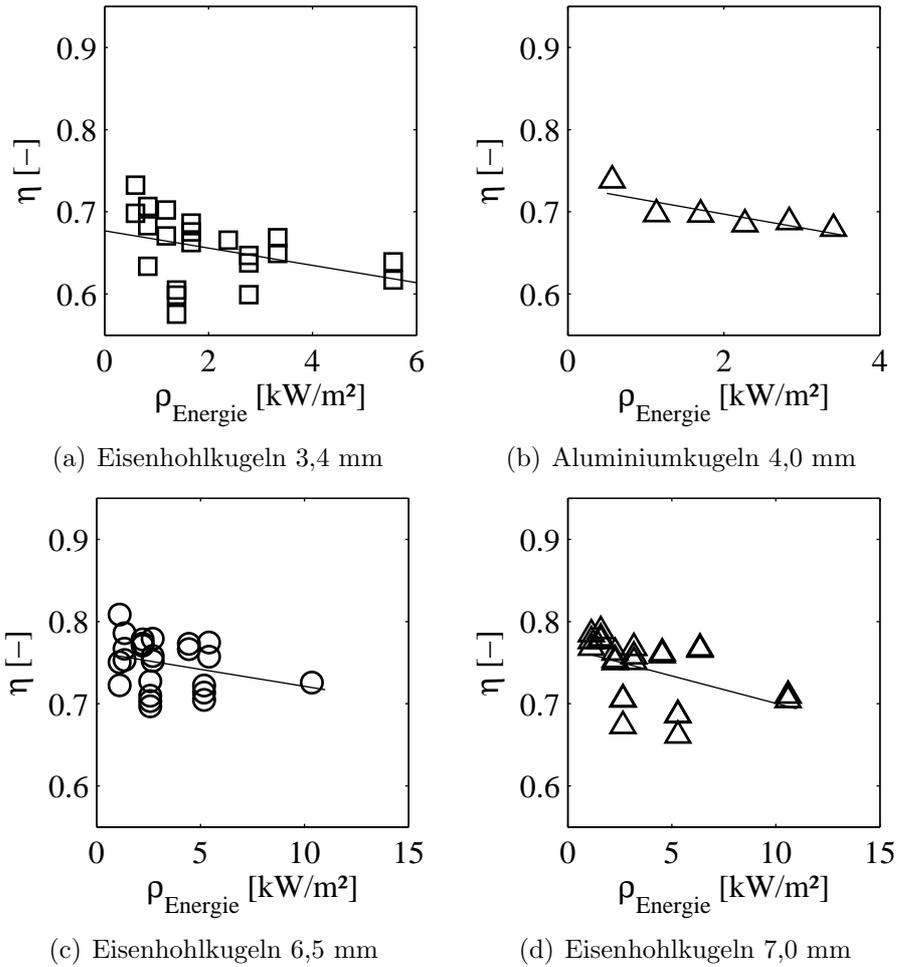


Abbildung 5.29: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Energiedichte für Inertpartikel mit einer Schichtmasse von 0,6 bis 3,2 kg in DN 146

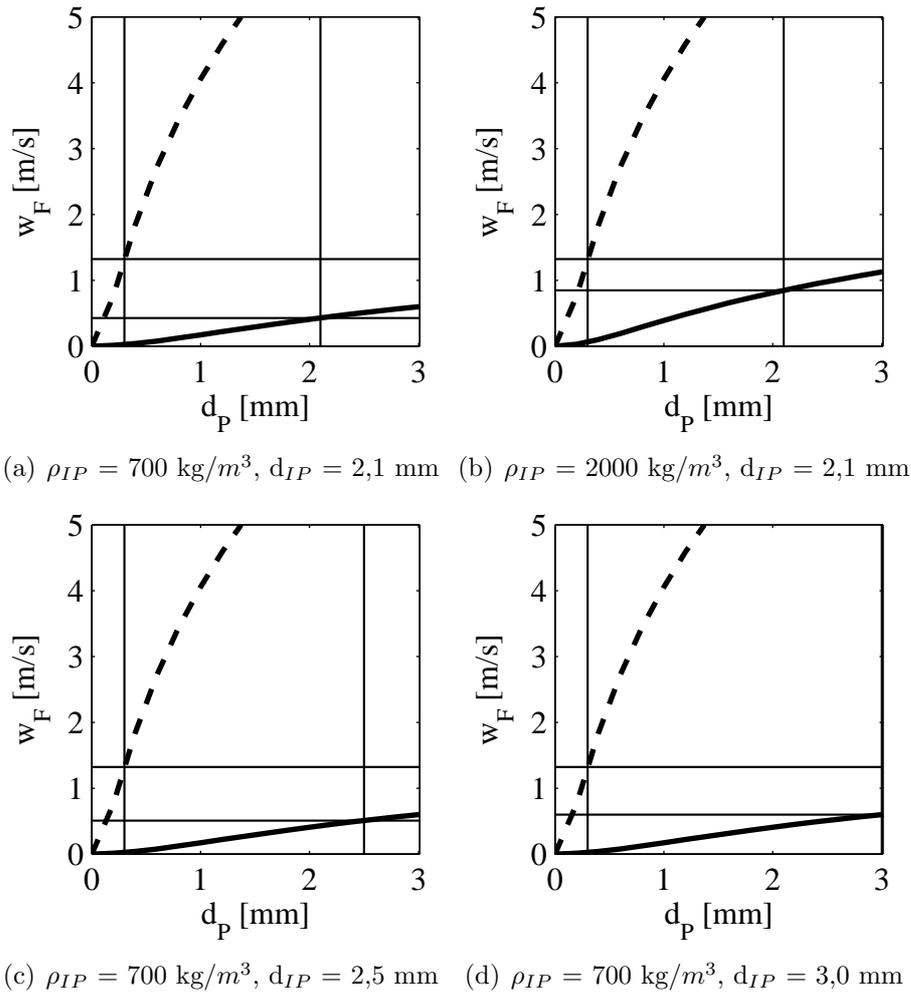


Abbildung 5.30: Der Arbeitsbereich einer theoretischen Wirbelschicht liegt zwischen der Austragsgeschwindigkeit der Produktpartikel ($\rho_P = 1000 \text{ kg/m}^3$ und $d_P = 0,3 \text{ mm}$)(- - -) und der Lockerungsgeschwindigkeit der elektrisch leitenden Inertpartikel (—)

die mindestens notwendige Gasgeschwindigkeit, um die Schicht zu fluidisieren. Das zwischen diesen Grenzen aufgespannte Rechteck steht für den Arbeitsbereich der Wirbelschicht. Je größer die Fläche dieses Vierecks ist desto größer ist der Bereich, in dem die Gasgeschwindigkeit gewählt werden kann.

In den Abbildungen 5.30(a) bis 5.30(d) sind für unterschiedliche Variationen an Inertpartikeln die Arbeitsbereiche dargestellt. Der Einfluss der Partikelgröße ist dabei um ein Vielfaches größer als der der Partikeldichte. Eine gemeinsame Fluidisation ist nicht möglich, wenn die Lockerungsgeschwindigkeit der größten Inertpartikel größer ist als die Austragsgeschwindigkeit der kleinsten Produktpartikel.

Es ist zu klären, nach welchem Kriterium der Durchmesser der Inertpartikel gewählt werden muss, um die Energie des oszillierenden Magnetfeldes am effektivsten in die Schicht einzutragen. Ist zum Beispiel eine signifikante Einschränkung in Bezug auf

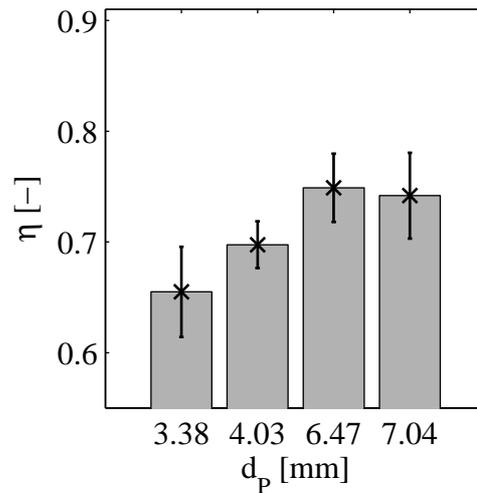


Abbildung 5.31: Mittelwert und Standardabweichung des Wirkungsgrades für Eisenhohlkugeln (3,38 mm, 6,47 mm, 7,04 mm) und Aluminiumkugeln (4,03 mm) in DN 146

die Gasgeschwindigkeit zu akzeptieren, wenn durch die Wahl eines größeren Inertpartikeldurchmessers oder einer höheren scheinbaren Dichte ein höherer Wirkungsgrad erreicht werden kann?

In der Abbildung 5.31 ist zu erkennen, dass der kleinste Durchmesser im Mittel den geringsten Wirkungsgrad erzielt. Die Effektivität der beiden größeren Inertpartikel unterscheidet sich im Mittel kaum voneinander. Die Werte der Standardabweichung der Effektivität unterscheiden sich bei allen Partikelarten kaum. Der Inertpartikeldurchmesser ist aus diesem Grund so groß zu wählen, wie es der Arbeitsbereich der zu fluidisierenden Schüttung zulässt.

Wie aus der Tabelle 3.1 zu entnehmen ist, weisen die Inertpartikel unterschiedliche metallische Schichtdicken auf. Der mittlere Wirkungsgrad für die jeweilige Schichtdicke ist in der Abbildung 5.32(a) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Effektivität des induktiven Energieeintrags sich mit steigender metallischer Schichtdicke erhöht. Je dicker der Leiterquerschnitt ist, desto weniger Spannung wird für die gleiche Stromstärke benötigt. Diese Gesetzmäßigkeit wird mit dem Widerstandsgesetz (siehe Gleichung (5.14)) beschrieben. Verringert sich die Querschnittsfläche des Leiters erhöht sich, bei konstanten Werten für die elektrische Leitfähigkeit und Länge des Leiters, der elektrische Widerstand. Mit einer steigenden metallischen Schichtdicke erhöht sich gleichzeitig die Partikeldichte.

Für die verschiedenen keramischen Schichtdicken ist keine eindeutige Abhängigkeit des Wirkungsgrades zu erkennen. Die nicht leitende Schicht soll die Bildung von Ringströmen über Partikelkollektive durch magnetische Agglomeration der Inertpartikel verhindern und wirkt sich nicht negativ auf den Wirkungsgrad aus.

Da die einzige Bedingung für die Inertpartikel ist, dass diese elektrisch leitfähig sind, können neben Eisen auch andere Materialien verwendet werden. Prinzipiell ist die Herstellung von Hohlkugeln aus anderen Metallen möglich. Leider stehen diese

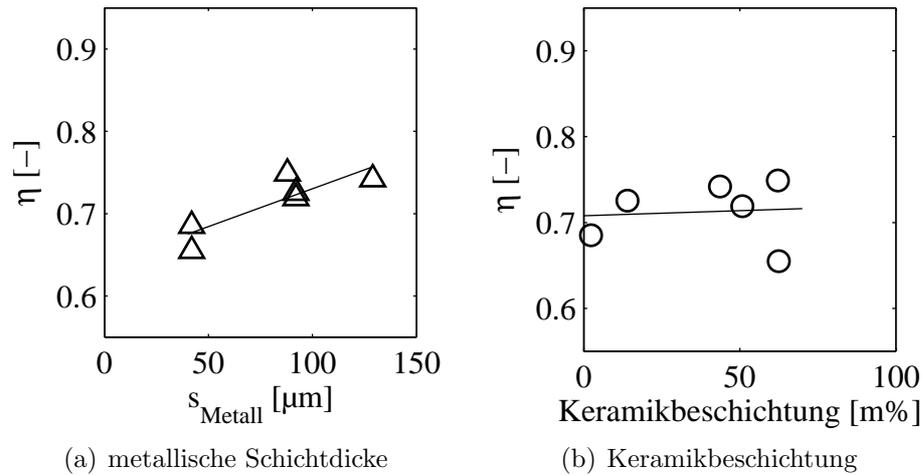


Abbildung 5.32: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der metallischen Schichtdicke und der Keramikbeschichtung in DN 146

nicht in ausreichender Menge zur Verfügung. Beim Einsatz von Vollkugeln muss auf den gemeinsamen Arbeitsbereich der Wirbelschicht von Produkt- und Inertpartikeln geachtet werden. Aluminium ist ein sehr leichtes Metall, wodurch auch Vollkugeln mit einem akzeptablen Aufwand in der Wirbelschicht fluidisiert werden können. Ein Nachteil ist, dass Aluminium eine gute elektrische Leitfähigkeit hat, wodurch sich der Wert für die Joulesche Wärme reduziert. Da Aluminium auch nicht ferromagnetisch ist, fällt außerdem die Hysteresewärme weg.

Beim Vergleich in der Abbildung 5.31 kann der mittlere Wirkungsgrad von Aluminiumkugeln mit einem Durchmesser von 4,0 mm mit verschiedenen Eisenhohlkugeln verglichen werden. Trotz der nicht so günstigen Materialeigenschaften wird im Mittel ein Wirkungsgrad von 69,7 % erreicht. Das ist ein durchaus vergleichbarer Wert zu den Eisenhohlkugeln.

5.4.6 Pulsierender Leistungseintrag

Der pulsierende Leistungseintrag ist dann anzuwenden, wenn das Fluidisationsverhalten durch das Induktionsfeld zu stark beeinträchtigt wird. Die im Mittel zu übertragende Leistung berechnet sich nach der Gleichung (5.15). Die mittlere Leistung kann auf verschiedene Weise generiert werden. Ein Beispiel. Für eine mittlere Leistung von 6 kW ist der untere Grenzwert 1 kW und der obere Grenzwert 11 kW bei einem Zeitverhältnis von $t(P_{uG})$ zu $t(P_{oG})$ gleich 1. Die gleiche mittlere Leistung kann mit einem unteren Grenzwert von 4 kW und einem oberen Grenzwert von 11 kW bei einem Zeitverhältnis von $t(P_{uG})$ zu $t(P_{oG})$ gleich 2,5 generiert werden (siehe Tabelle 5.2).

P_m [kW]	P_{uG} [kW]	P_{oG} [kW]	$t_{P_{uG}}$ [s]	$t_{P_{oG}}$ [s]
6	1	11	2	2
6	4	11	5	2

Tabelle 5.2: Generierungsbeispiel für eine mittlere Leistung von 6 kW

$$P_m = \frac{t(P_{oG}) \cdot P_{oG} + t(P_{uG}) \cdot P_{uG}}{t(P_{oG}) + t(P_{uG})} \quad (5.15)$$

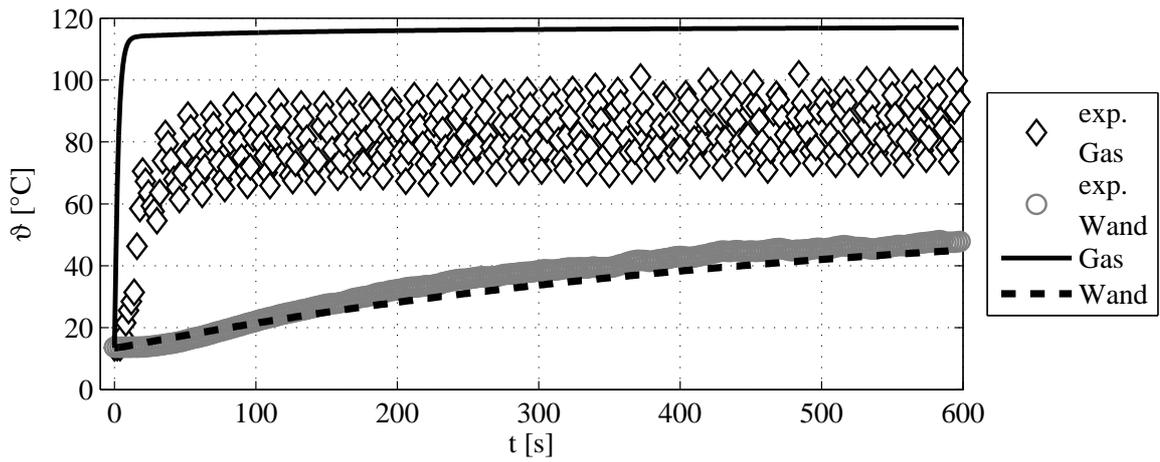
Es wird untersucht, ob der Wirkungsgrad durch die gepulste Energiezufuhr beeinflusst wird. Dieser Einfluss ist hinsichtlich der Periodendauer und des Zeitverhältnisses zu bestimmen.

Der Wirkungsgrad der Energieübertragung wird aus dem Wärmeübergangsmodell bestimmt. Mit dem Modell wird die Temperatur am Austritt bei der konstanten Leistung P_m berechnet. Der Wirkungsgrad wird wie zuvor berechnet. Die gemessene Gasaustrittstemperatur wird über einen Zeitraum von 5 Perioden gemittelt.

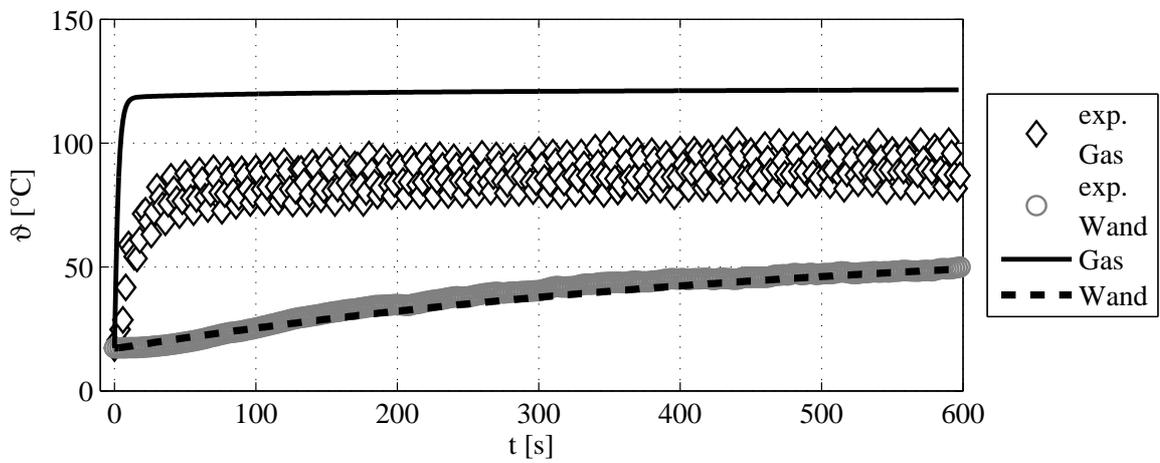
Beim Vergleich der berechneten und der gemessenen Temperaturen (siehe Abbildung 5.33(a) und 5.33(b)) kann festgestellt werden, dass auch hier die von dem Generator bereitgestellte Energie nicht vollständig in Wärme umgesetzt wird. Es ist ebenfalls gut zu erkennen, dass sich die Temperaturschwankungen mit steigender Periodendauer verstärken (siehe Kapitel 4.4).

Mit der Erhöhung der im Mittel zugeführten Leistung (siehe Abbildung 5.34(a)) steigt der berechnete Wirkungsgrad leicht an. Dieser Trend ist sowohl bei den Eisenhohlkugeln als auch bei den Aluminiumkugeln erkennbar. Die Aluminiumkugeln weisen im Vergleich zu den Eisenhohlkugeln einen geringeren Wirkungsgrad auf. Die Ursachen dafür sind in dem Abschnitt 5.4.5 erläutert. Ein mit der mittleren Leistung steigender Wirkungsgrad steht im Widerspruch zu den Ergebnissen aus Abschnitt 5.4.4. Mit steigender Energiedichte, die proportional zur eingebrachten Leistung ist, wird ein leicht sinkender Trend für die Effektivität festgestellt. Es kann vermutet werden, dass durch die sich ständig ändernden elektrischen Parameter eine bessere Wärmefreisetzung im metallischen Material erfolgt.

Die Periodendauer hat weder für die Eisenhohlkugeln noch für die Aluminiumkugeln einen Einfluss auf den Wirkungsgrad (siehe Abbildung 5.34(b)). Bei einer Periodendauer unter einer Sekunde ist damit zu rechnen, dass es für die Steuereinheit des Generators nicht möglich ist, den oberen Grenzwert der Induktionsleistung für den gesamten Zeitraum (z. B. 0,8 s) zu erreichen. Der Grund dafür ist der festgelegte *Softstart*. Zur Vergrößerung der Induktionsleistung wird die Spannung am Induktor erhöht, um einen größeren Stromfluss zu erzeugen. Der Verlauf der Spannung bei diesem Vorgang folgt einer linearen Funktion, einer sogenannten Rampe. Die Anpassung der Spannung bedarf daher 200 ms. Erst nach dieser Zeit stellt der Induktor die geforderte Leistung zur Verfügung. Es wird also nicht für 0,8, sondern für 0,6 Sekunden die obere Leistung in die Kugeln eingebracht. Dadurch reduziert sich der Wirkungsgrad.



(a) $P_{uG} = 3$ kW, $P_{oG} = 11$ kW, $t_{uG} = 10$ s, $t_{oG} = 6$ s



(b) $P_{uG} = 2,7$ kW, $P_{oG} = 11$ kW, $t_{uG} = 6$ s, $t_{oG} = 4$ s

Abbildung 5.33: Vergleich von Wärmeübergangsmodell mit experimentellen Werten für 1 kg Eisenhohlkugeln mit $\varnothing 7,04$ mm, $P_m = 6$ kW und $w/w_l = 2,2$ in DN 146 (\circ und \diamond Experiment, — Modell)

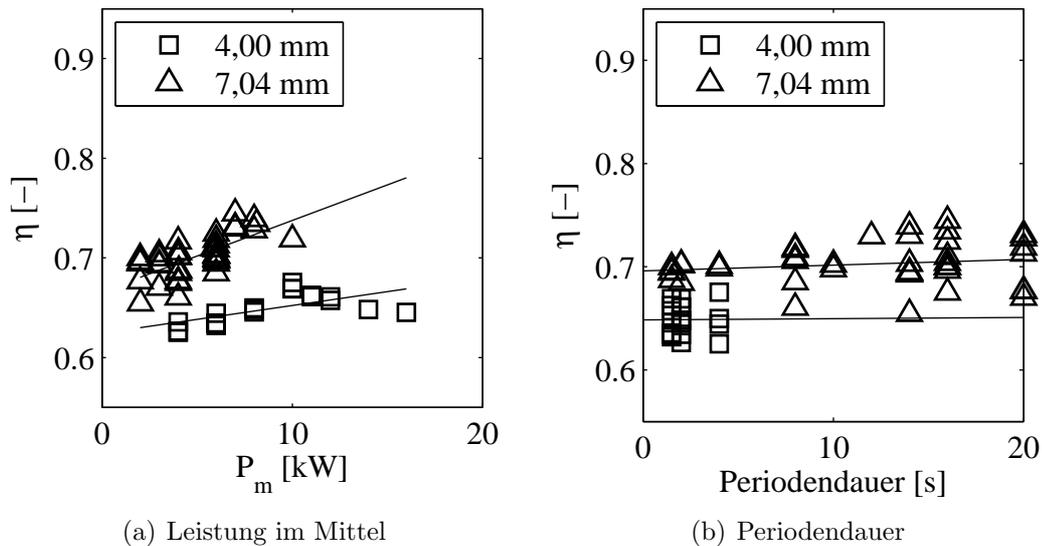


Abbildung 5.34: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit der Parameter des gepulsten Energieeintrages in DN 146 (□ Aluminiumkugeln, △ Eisenhohlkugeln)

Auch der Einfluss des Zeitverhältnisses zwischen unterem und oberem Grenzwert der elektrischen Leistung ist als gering einzuschätzen. Für die Aluminiumkugeln ist in der Abbildung 5.35(a) keine Abhängigkeit erkennbar. Für die Eisenhohlkugeln kann ein leicht steigender Trend festgestellt werden. Dieser ist auch in der Abbildung 5.35(b) zu bemerken. Vergrößert sich das Verhältnis beider Zeiten zueinander, steigt die Effektivität von 69 % auf 71 %.

Ein Vergleich der im Mittel erreichten Wirkungsgrade zwischen stationärer und gepulster Leistung (siehe Abbildung 5.36) macht deutlich, dass der Wirkungsgrad nicht von der pulsierenden Arbeitsweise beeinflusst wird. Der leicht höhere Wirkungsgrad für die gepulste Energiezufuhr rührt daher, dass die in diesem Fall eingesetzte Inertpartikelmasse um ca. 170 g größer ist als beim stationären Betrieb.

Der gepulste Energieeintrag ist eine Option, größere Induktionsleistungen in ein System einzubringen, dessen Fluidisationsverhalten durch das Induktionsfeld beeinträchtigt wird. Die pulsierende Arbeitsweise wirkt sich nicht negativ auf die Effektivität der Energieübertragung aus.

5.5 Trocknung in der induktiv beheizten Wirbelschicht

Die Trocknung im Inertbett steht stellvertretend für sämtliche Stoffübergangsprozesse. In den durchgeführten Versuchen werden ausschließlich die Modellstoffe Wasser und Wasser plus Al_2O_3 verwendet. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen die Grundlagen für industrierelevante Produkte bilden. Es werden verschiedene Beurteilungskriterien für die Effektivität des Trockners miteinander verglichen.

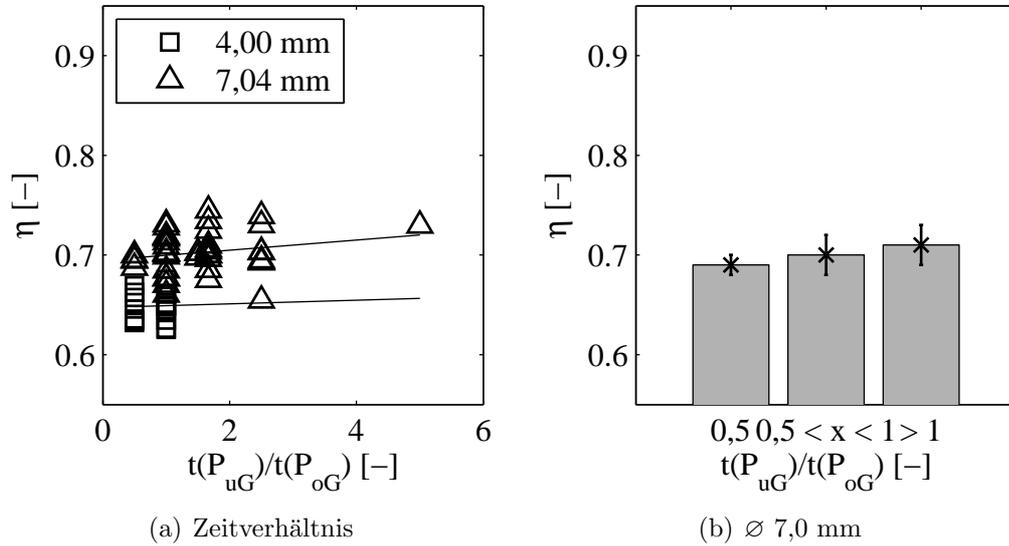


Abbildung 5.35: Änderung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit der Parameter des gepulsten Energieeintrages in DN 146 (\square Aluminiumkugeln, \triangle Eisenhohlkugeln)

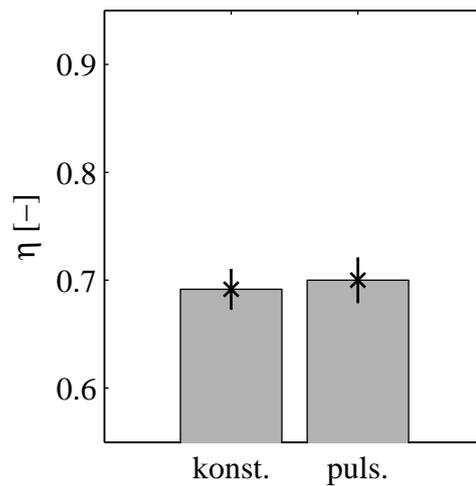


Abbildung 5.36: Vergleich des Wirkungsgrades für konstante Energiezufuhr mit dem Wirkungsgrad für gepulste Energiezufuhr für Eisenhohlkugeln $\varnothing 7,0$ mm bei vergleichbarer Schichtmasse und Leistungen von 2 bis 8 kW in DN 146

5.5.1 Verdunstung von Wasser in einer Inertpartikelschicht

Die Versuche zur Bestimmung der Messgenauigkeit der Feuchtesensoren können für grundsätzliche Berechnungen genutzt werden.

Es kann aus den vorhandenen Daten der energetische Trocknerwirkungsgrad und der Sättigungsgrad der Luft am Austritt nach den Gleichungen (2.38), (2.42) und (2.43) berechnet werden. Trägt man die Werte über dem zugeführten Wasserstrom auf (siehe Abbildung 5.38(a), 5.38(b) und 5.38(c)), ist festzustellen, dass sich unterschiedliche Abhängigkeiten ergeben.

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Trocknerwirkungsgrad linear von der eingebrachten Wassermenge abhängt. Bei einer Induktionsleistung von 6 kW ist der Anstieg der Geraden kleiner als bei 3 kW (siehe Tabelle 5.3). Die direkte Proportionalität des Trocknerwirkungsgrades zur zugeführten Wassermasse ist in seiner Definition begründet. Je mehr Wasser in die Inertwirbelschicht eingebracht wird, desto effektiver wird die gesamte Oberfläche der Eisenhohlkugeln zur Verdunstung des Wassers genutzt. Ein Trocknerwirkungsgrad von 1 könnte mit 3 kW theoretisch bei einem Wasserstrom von 4,5 kg_W/h erreicht werden. Für 6 kW ergibt sich ein Wert von 9,1 kg_W/h. Eine Verdopplung der zugeführten Leistung hat eine Verdopplung des maximal zu verdampfenden Wassers zur Folge.

Konstanten	3 kW	6 kW
Anstieg	0,222	0,109
R ²	1	1

Tabelle 5.3: Konstanten der linearen Regressionen für den energetischen Trocknerwirkungsgrad

Der Sättigungsgrad bei der Annahme einer isothermen Befeuchtung zeigt eine exponentielle Abhängigkeit von der zugeführten Wassermenge. Für eine Induktionsleistung von 3 kW ist ein schneller Anstieg des berechneten Sättigungsgrades ab einer zugeführten Wassermenge von rund 2 kg_W/h festzustellen. Der Verlauf ist für 6 kW flacher. Die Parameter A und B der Gleichung (5.16) werden durch eine Minimierung der Fehlerquadrate ermittelt (siehe Tabelle 5.4). Anhand des Sättigungsgrades ergeben sich andere maximale Wassermassenströme als für den Trocknerwirkungsgrad. So können bei einem Sättigungsgrad von 1 bei 3 kW 3,1 kg_W/h und bei 6 kW 6,0 kg_W/h verdampft werden. Auch hier bewirkt eine Verdopplung der Leistung eine Verdopplung des maximal zu verdampfenden Wassermassenstromes.

$$y = A \cdot e^{B \cdot x} \quad \text{bzw.} \quad \eta_S = A \cdot e^{B \cdot \dot{M}_{W,t}} \quad (5.16)$$

Konstanten	3 kW	6 kW
A	0,0163	0,0015
B	1,32	1,07
R ²	0,99	0,98

Tabelle 5.4: Konstanten der exponentiellen Regressionen für den Sättigungsgrad unter isothermen Bedingungen

Der Sättigungsgrad unter der Annahme einer adiabaten Sättigungstemperatur ist linear von dem zugeführten Wassermassenstrom abhängig. Durch die lineare Regression kann der Anstieg der Geraden bestimmt werden. Es ergeben sich die in der Tabelle 5.5 zusammengefassten Werte. Bei der Bestimmung dieses Sättigungsgrades wird die adiabate Sättigungstemperatur mit der Gleichung (2.41) berechnet. Dabei wird ein Zwei-Stufenmodell nach den Literaturquellen von Groenewold u. Tsotsas (2001), Tsotsas u. Groenewold (2002) und Groenewold (2004) eingeführt (siehe Abbildung 5.37). In der ersten Stufe wird das Gas bei konstanter Feuchte erwärmt. In der zweiten Stufe erfolgt die Befeuchtung. Das Gas nimmt Wasser auf und kühlt sich bei konstanter Enthalpie ab. Um zu bestimmen, wie weit dieses System vom adiabaten Sättigungszustand entfernt ist, muss in die Gleichung (2.41) statt der absoluten Feuchte am Eintritt Y_{ein} die Beladung des Gases beim Austritt aus der Schicht Y_{aus} eingesetzt werden.

Konstanten	3 kW	6 kW
Anstieg	0,333	0,164
R ²	0,99	0,97

Tabelle 5.5: Konstanten der linearen Regressionen für den Sättigungsgrad unter adiabaten Bedingungen

Vergleicht man beide Sättigungsgrade miteinander ist auffällig, dass die mit der adiabaten Sättigungstemperatur ermittelten Ergebnisse bei kleineren Wassermassenströmen größer sind als die Sättigungsgrade unter isothermen Annahmen. Der Anstieg der Geraden für adiabate Bedingungen ist für eine Leistung von 3 kW größer als für 6 kW. Setzt man auch hier die vollständige Sättigung der Luft bei dem maximal möglichen Wassermassenstrom voraus, ergibt sich für 3 kW ein Wert von 3 kg_W/h und für 6 kW ein Wert von 6,1 kg_W/h.

Obwohl sich die beiden Ansätze voneinander unterscheiden, erhält man die gleichen Werte für die maximale Wasserbelastung. Je weiter sich das System dem Sättigungszustand nähert, desto geringer wird der Unterschied zwischen den ermittelten Sättigungsbelastungen. Je mehr Wasser zugeführt wird, desto kleiner wird die Austrittstemperatur des Gases. Diese nähert sich immer mehr der adiabaten Beharrungstemperatur an.

Vergleicht man die maximalen Wassermassenströme des Trocknerwirkungsgrades und beider Sättigungsgrade, erhält man mit Ersterem einen Wert der 45 % bzw.

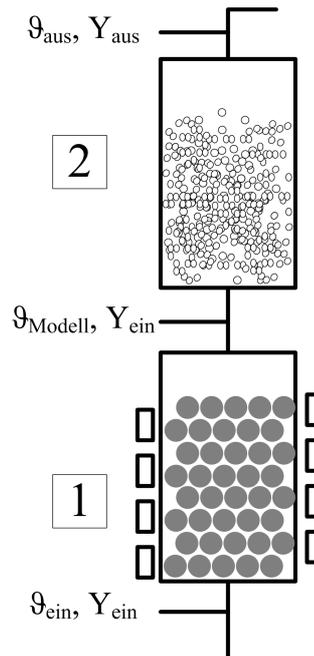


Abbildung 5.37: Skizze des Zwei-Stufenmodells zur Ermittlung des Sättigungszustandes unter adiabaten Bedingungen nach Groenewold u. Tsotsas (2001) (Stufe 1 - Erwärmung der Luft, Stufe 2 - Befeuchtung der Luft)

52 % über dem Wert liegt, welcher mit den Sättigungsgraden ermittelt wird.

Der Sättigungsgrad im Allgemeinen berücksichtigt, im Gegensatz zum Trocknerwirkungsgrad, den Zustand der Luft bei der Trocknung. In den Abbildungen 5.39(a) und 5.39(b) sind die Sättigungsbeladung für isotherme Bedingungen und die Temperatur am Austritt der Wirbelschicht über dem zugeführten Wassermassenstrom aufgetragen. Wie gut zu erkennen ist, nimmt die Sättigungsbeladung mit steigendem Massenstrom ab. Das liegt daran, dass sich die Temperatur auf der Partikeloberfläche durch die Verdunstung des Wassers reduziert. Dieser Trend spiegelt sich in der Temperatur am Austritt der Schicht wider (siehe Abbildung 5.39(b)). Durch die Reduzierung der Temperatur verringert sich auch der Sättigungspartialdruck für Wasser (siehe Gleichung (A.23)). Der Trocknerwirkungsgrad berücksichtigt diesen Einfluss nicht.

Bei einem System aus Luft und Wasser kann für Temperaturen unter 100 °C die Gleichung 5.17 verwendet werden, um die adiabate Sättigungstemperatur zu bestimmen. Unter den zuvor genannten Voraussetzungen ist $Le = 1$.

$$\vartheta_{F,ein} = \vartheta_{WB} + \frac{\Delta h_V + (c_D - c_W) \cdot \vartheta_{WB}}{(c_F + Y_{ein} \cdot c_D) \cdot Le^{2/3}} (Y^* \{ \vartheta_{WB} \} - Y_{aus}) \quad (5.17)$$

Trägt man die theoretisch ermittelte Sättigungsbeladung und Temperatur am Austritt bei Erreichen des adiabaten Sättigungszustandes auf, ergeben sich für eine Induktionsleistung relativ konstante Werte (siehe Abbildungen 5.40(a) und 5.40(b)).

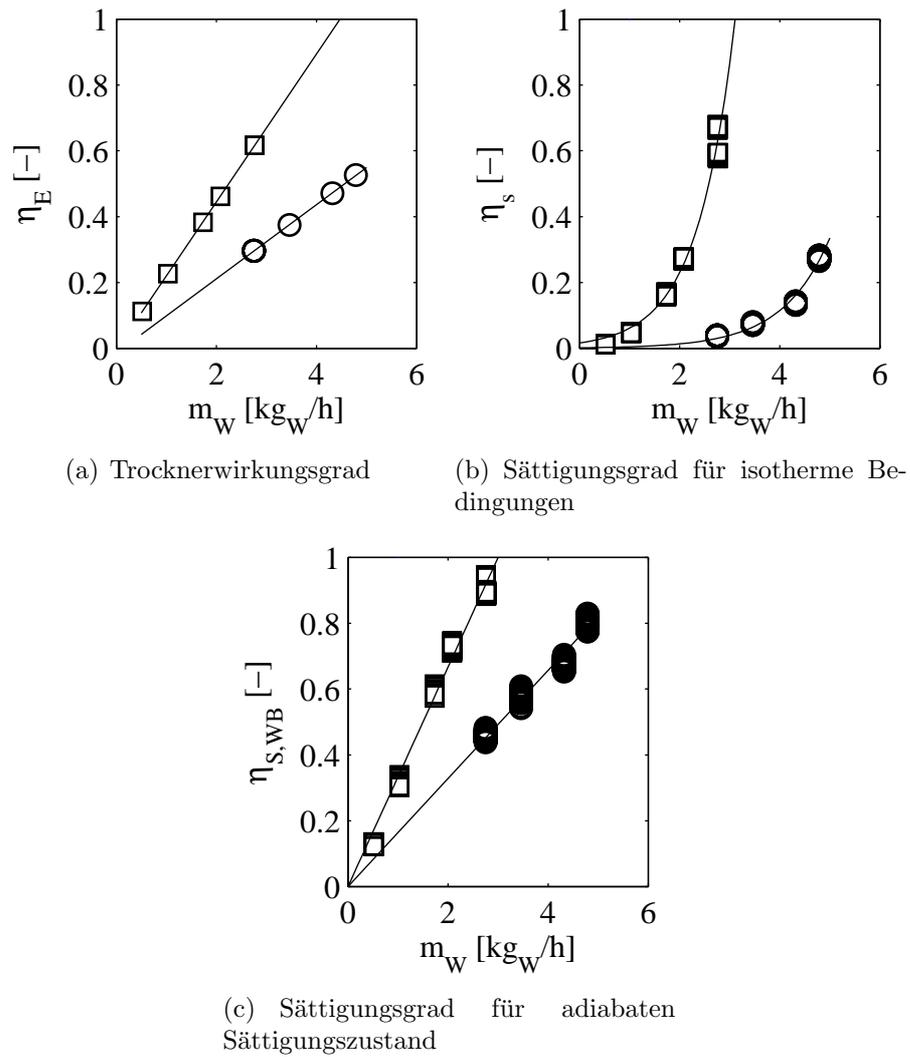


Abbildung 5.38: Abhängigkeit des Trocknerwirkungsgrades und des Sättigungsgrades für verschiedene Induktionsleistungen (□ für 3 kW und ○ für 6 kW) bei \varnothing 5,4 mm und $w/w_L = 3,1$ in DN 146

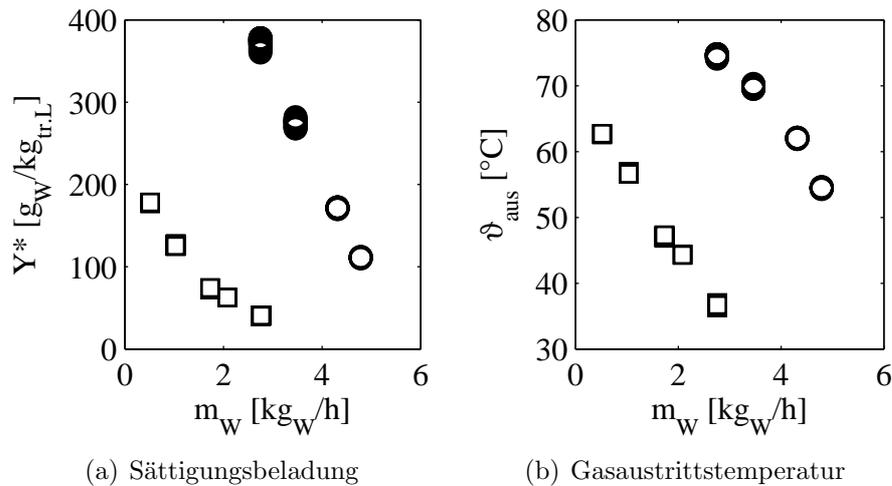


Abbildung 5.39: Abhängigkeit der isothermen Sättigungsbeladung und der Gasaustrittstemperatur für verschiedene Induktionsleistungen (\square für 3 kW und \circ für 6 kW) bei \varnothing 5,4 mm und $w/w_L = 3,1$ in DN 146

Betrachtet man die Trocknung auf induktiv beheizten Inertpartikeln als einen zweistufigen Prozess aus der Erwärmung des Gases und der sich anschließenden Befeuchtung, kann für eine Leistung auch nur ein möglicher Sättigungszustand existieren. Die Energie im System ist unabhängig von dem zugeführten Wassermassenstrom. Für 3 kW wird sich im Mittel eine Sättigungsbeladung von $30,5 \pm 1,2$ g/kg und eine Sättigungstemperatur von $32 \pm 0,7$ °C einstellen. Für 6 kW ergeben sich für die Sättigungsbeladung im Mittel Werte von $45,4 \pm 1,8$ g/kg und eine Sättigungstemperatur von $39 \pm 0,7$ °C. Die Abweichungen für Sättigungsbeladung und Sättigungstemperatur liegen unter 5 %.

Beim Vergleich der drei Beurteilungskriterien, kann der energetische Trocknerwirkungsgrad nur als überschlägige Bewertung angesehen werden, da der Sättigungszustand des Gases nicht berücksichtigt wird. Von den zwei Sättigungsgraden ist der unter der Annahme des adiabaten Sättigungszustandes zutreffender. Der Sättigungsgrad unter isothermen Bedingungen überschätzt die Entfernung zum Sättigungszustand, da die Sättigungsbeladung auf Grund der höheren Temperatur größer ist. Unter der Annahme eines zweistufigen Prozesses ist der Sättigungsgrad unter Berücksichtigung des adiabaten Sättigungszustandes besser zur Beschreibung geeignet.

Aus den Werten der Kalibrierung kann auch der Benetzungsgrad berechnet werden. Es wird die Annäherungen an den Stoffübergangskoeffizienten nach Scala (2007) verwendet. Der Verlauf des Benetzungsgrades ähnelt wie erwartet sehr stark einer Exponentialfunktion.

Ein Benetzungsgrad von 100 % steht für eine vollständige Benetzung der gesamten Inertpartikeloberfläche. Setzt man den Wert der Gleichung (2.44) gleich eins und ersetzt den Wasseranteil der Suspension mit dem Wassermassenstrom, dann kann

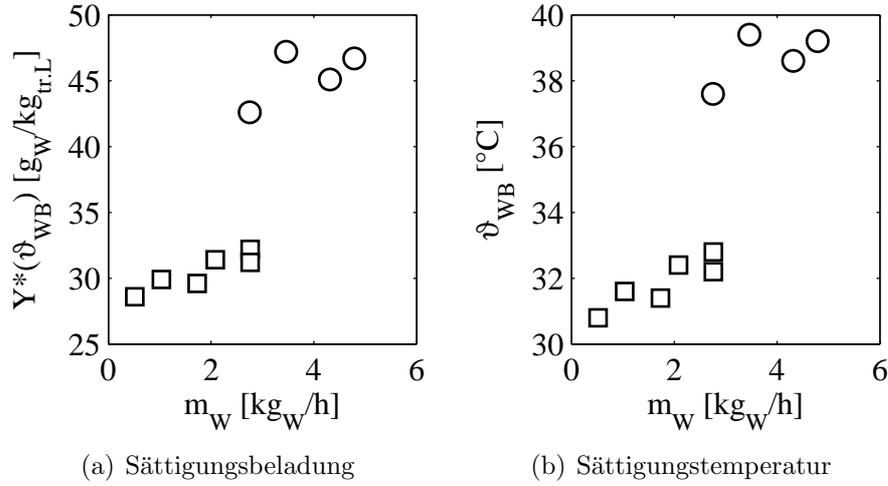


Abbildung 5.40: Abhängigkeit der Sättigungsbeladung und der Gasaustrittstemperatur im adiabaten Sättigungszustand für verschiedene Induktionsleistungen (\square für 3 kW und \circ für 6 kW) bei \varnothing 5,4 mm und $w/w_L = 3,1$ in DN 146

die maximal zudosierbare Wassermenge für den Trockner berechnet werden.

$$1 = -\frac{\dot{M}_F}{\beta \cdot \rho_F \cdot A_P} \cdot \ln \left\{ 1 - \frac{\dot{M}_{W,\max.}}{\dot{M}_F \cdot (Y^*(\vartheta_{WB}) - Y_{ein})} \right\} \quad (5.18)$$

$$\dot{M}_{W,\max.} = \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{\beta \cdot \rho_F \cdot A_P}{\dot{M}_F} \right) \right\} \dot{M}_F \cdot (Y^*(\vartheta_{WB}) - Y_{ein}) \quad (5.19)$$

Die Beladung im Sättigungszustand hängt von der adiabaten Sättigungstemperatur ab. Diese Temperatur stellt sich unter anderem an der Oberfläche eines zu trocknenden Gutes ein, wenn sich die Wärme- und Diffusionstransportwiderstände nicht mehr ändern. Die für die entsprechende Temperatur berechnete Beladung der Luft im Sättigungszustand wird in die Gleichung (5.19) eingesetzt. Für eine Induktionsleistung von 3 kW können maximal 3,1 kg/h zugeführt werden. Bei einer Leistung von 6 kW können laut dieser Berechnung 6,1 kg Wasser pro Stunde verdampft werden. Diese Werte stimmen gut mit den Berechnungen unter Verwendung des Sättigungsgrades überein. Es kann angenommen werden, dass der verwendete Ansatz zur Berechnung des Stoffübergangskoeffizienten die Transportvorgänge für diesen Vorgang gut beschreibt.

Es ist ebenfalls möglich, aus den vorhandenen Daten die Geschwindigkeit auszurechnen, mit der das Wasser an der Partikeloberfläche trocknet. Aus der Wassermassenbilanz geht hervor

$$\dot{M}_{W,l} = \dot{M}_{tr.L.} \cdot (Y_{aus} - Y_{ein}). \quad (5.20)$$

Der verdampfte Wassermassenstrom wird auf die gesamte Oberfläche der Inertpartikel bezogen. Die so definierte Trocknungsgeschwindigkeit kann unter dieser Voraussetzung einfach mit der Gleichung (5.21) berechnet werden.

$$\dot{m}_V = \frac{\dot{M}_{W,l}}{A_P} = \frac{\dot{M}_{tr.L.} \cdot (Y_{aus} - Y_{ein})}{A_P} \quad (5.21)$$

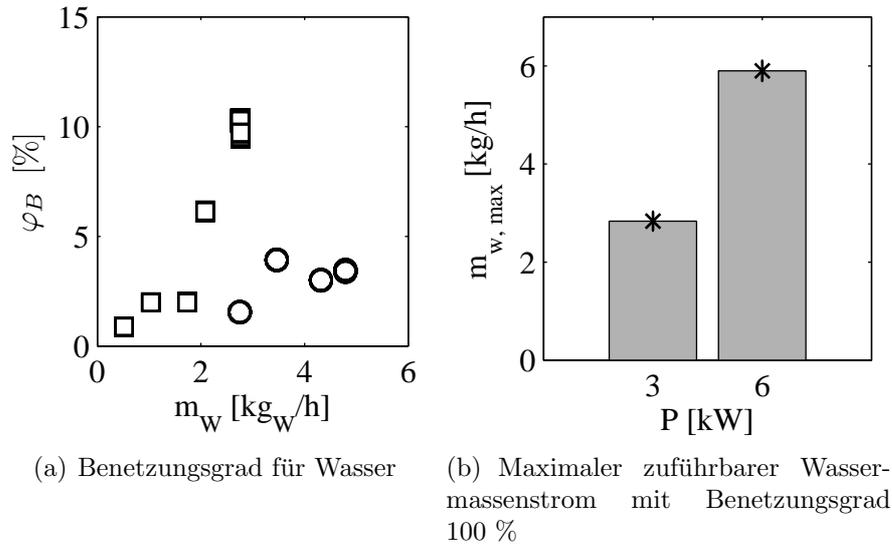


Abbildung 5.41: Benetzungsgrad und maximale Wasserzufuhr für verschiedene Induktionsleistungen (\square für 3 kW und \circ für 6 kW) bei \varnothing 5,4 mm und $w/w_L = 3,1$ in DN 146

Bezieht man diesen Wert auf die berechneten Benetzungsgrade, ist zu erkennen, dass mit zunehmender Benetzung die Trocknungsgeschwindigkeit steigt. Je mehr Wasser dem System zugeführt wird, desto effektiver wird die Oberfläche der Inertpartikel zur Verdampfung genutzt. Für eine Leistung von 3 kW ist zu erkennen, dass die Trocknungsgeschwindigkeit ein Plateau erreicht. Das lässt vermuten, dass ab einem bestimmten Benetzungsgrad die Trocknungsgeschwindigkeit konstant bleibt. Werden die Werte im einfach logarithmischen Koordinatensystem aufgetragen, erhält man einen fast linearen Verlauf. Der Trend kann mit einem natürlichen Logarithmus beschrieben werden. Bei einer Induktionsleistung von 6 kW reichen die Benetzungsgrade von 2 % bis 7 %. Dieser Bereich ist sehr klein und bildet weder kleine noch große Benetzungsgrade ab. Die Konstanten der Anpassung sind für diese Leistung kritisch zu bewerten.

$$y = A \cdot \ln(x) + B \quad \text{bzw.} \quad \dot{m}_V = A \cdot \ln(\varphi_B) + B \quad (5.22)$$

Konstanten	3 kW	6 kW
A	$1,77 \cdot 10^{-4}$	$4,53 \cdot 10^{-4}$
B	$8,65 \cdot 10^{-4}$	$1,99 \cdot 10^{-3}$
R^2	0,98	0,93

Tabelle 5.6: Konstanten der logarithmischen Regressionen für den Benetzungsgrad

Die maximal erreichbaren Trocknungsgeschwindigkeiten können bestimmt werden, indem eine vollständige Benetzung der gesamten Partikeloberfläche angenommen

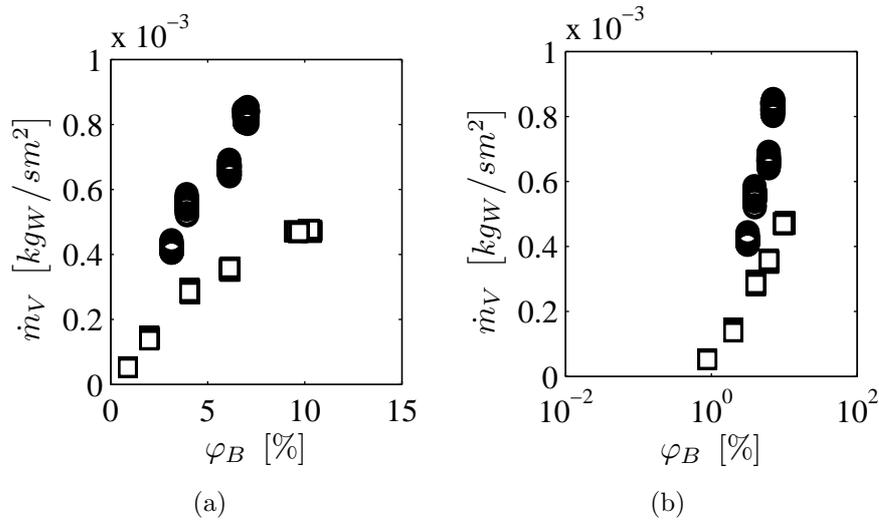


Abbildung 5.42: Abhängigkeit der Trocknungsgeschwindigkeit für verschiedene Induktionsleistungen (□ für 3 kW und ○ für 6 kW) bei $\varnothing = 5,4$ mm und $w/w_L = 3,1$ in DN 146

wird. Der Benetzungsgrad ist 100 %. Es ergibt sich für 3 kW eine maximale Trocknungsgeschwindigkeit von $1,68 \cdot 10^{-3} \text{ kg}_W/\text{m}^2\text{s}$ und für 6 kW $4,09 \cdot 10^{-3} \text{ kg}_W/\text{m}^2\text{s}$.

5.5.2 Trocknung von Aluminiumoxidgranulat in der Inertpartikelwirbelschicht

Die Trocknung von Granulaten mit ausschließlicher Energiezufuhr über die Inertpartikel wurde in dieser Art bisher nicht untersucht. Durch den induktiven Energieeintrag ist es möglich, die Temperatur der Inertpartikel konstant zu halten. Bisher war es nur möglich, die Inertpartikel vorzuwärmen und dann in den Prozessraum einzubringen. Der in den Partikeln gespeicherte Wärmeinhalt kann für verschiedene Stoffübergangsprozesse genutzt werden. Der Energiegehalt verringert sich im konventionellen Fall kontinuierlich. Bei den normalen Inertbettstrocknern wird die Energie durch einen erwärmten Gasstrom in das System eingebracht. Es erfolgt während der Trocknung ein Wärmeübergang von dem Gas zum zu trocknenden Gut und zu den Inertpartikeln. Die wiederum geben ihre Energie an das Gut ab. Mit dem induktiven Energieeintrag ist es möglich, den Inertpartikeln direkt einen konstanten Energiestrom zuzuführen.

Die Trocknungsgeschwindigkeit wird hier nicht auf die Inertpartikeloberfläche, sondern auf die Oberfläche des zu trocknenden Granulates bezogen.

Der Einfluss der Induktionsleistung ist sehr dominant. Vergleicht man die Feststoffbeladung, den Sättigungsgrad und die Trocknungsgeschwindigkeit für den Trocknungsprozess eines feuchten Aluminiumoxids in einer induktiv beheizten Inertpartikelwirbelschicht für verschiedene Induktionsleistung, ist festzustellen, dass je größer

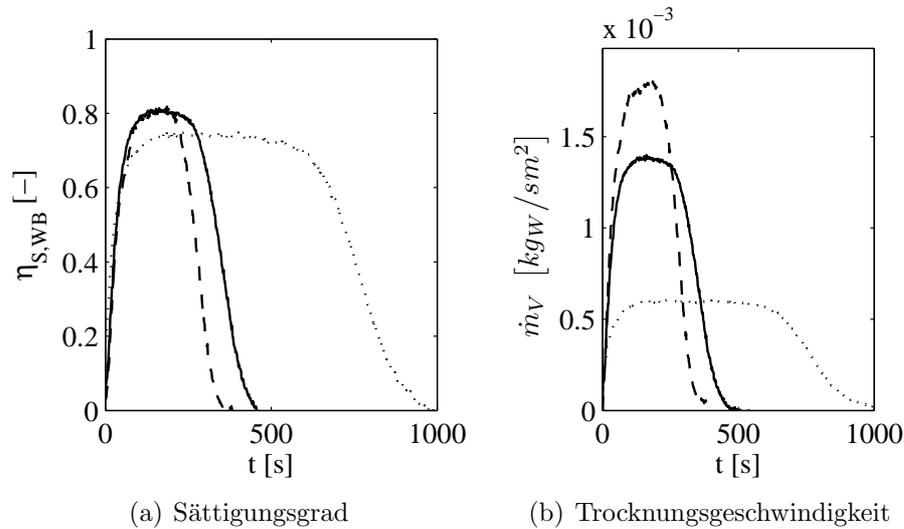


Abbildung 5.43: Verschiedene Induktionsleistungen (... für 1 kW, — für 3 kW und - - - für 4 kW) bei $\varnothing = 5,4$ mm und $\varnothing = 1,8$ mm Aluminiumoxidpartikel bei konstantem Verhältnis von Inertpartikelmasse zu eingebrachtem Wasser und konstanter Gasgeschwindigkeit in DN 146

die Induktionsleistung ist, desto schneller läuft der Prozess ab (Abbildungen 5.43(a) und 5.43(b)). Der erste Trocknungsabschnitt, der sich durch einen konstanten Wert des Sättigungsgrades und der Trocknungsgeschwindigkeit auszeichnet, ist für eine Leistung von 1 kW wesentlich länger als für die beiden größeren Induktionsleistungen. Der Wert des Sättigungsgrades im ersten Trocknungsabschnitt zeigt keine deutliche Abhängigkeit von der Induktionsleistung. Für die Trocknungsgeschwindigkeit in diesem Bereich werden mit steigender Leistung höhere Werte festgestellt.

Wird der Sättigungsgrad und die Trocknungsgeschwindigkeit über der Gutsbeladung (Abbildung 5.44(a) und 5.44(b)) aufgetragen, ist zu erkennen, dass sich die Knickpunktsbeladung und die hygroskopische Endfeuchte nicht verändern. Mit steigender Induktionsleistung wird vor allem die Trocknung im ersten Abschnitt intensiviert. Obwohl der Einfluss gering ist, kann eine höhere Leistung den Verlauf im zweiten Trocknungsabschnitt beeinflussen (Gnielinski u. a., 1993). Eine höhere Gastemperatur bewirkt eine höhere Trocknungsgeschwindigkeit im zweiten Trocknungsabschnitt.

Es sollen zunächst einige generelle Abhängigkeiten dargestellt werden. Da sich äußere Einflüsse hauptsächlich auf die Trocknung im ersten Trocknungsabschnitt auswirken, wird ausschließlich dieser Teil diskutiert. Aus den relativ konstanten Werten des Sättigungsgrades und der Trocknungsgeschwindigkeit in diesem Bereich werden Mittelwerte gebildet. Da sich mit höheren Induktionsleistungen der Prozess der Trocknung rapide beschleunigt, steigen gleichermaßen die Anforderungen an die Feuchtemesstechnik. In den weiteren Versuchen wird die Induktionsleistung auf 1 kW beschränkt. Dafür wird der Inertpartikelanteil variiert.

Der wesentliche Einflussparameter ist das Verhältnis von Inertpartikelmasse zur

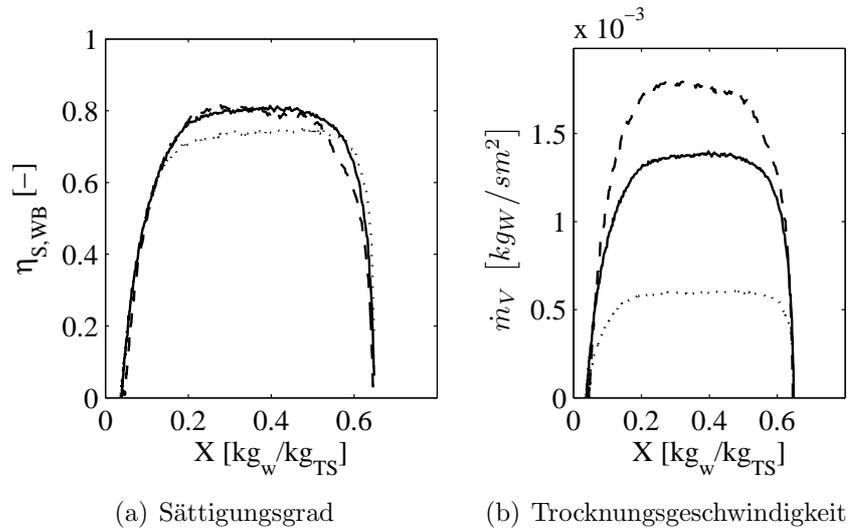


Abbildung 5.44: Verschiedene Induktionsleistungen (... für 1 kW, — für 3 kW und - - - für 4 kW) bei $\varnothing = 5,4$ mm Eisenhohlkugeln und $\varnothing = 1,8$ mm Aluminiumoxidpartikel bei konstantem Verhältnis von Inertpartikelmasse zu eingebrachtem Wasser und konstanter Gasgeschwindigkeit in DN 146

feuchten Granulatmasse. Setzt man die Inertpartikelmasse zu der durch das Granulat eingebrachten Wassermenge ins Verhältnis, kann man einen eindeutigen Zusammenhang feststellen.

Der Sättigungsgrad nach dem zweistufigen Modell fällt mit steigendem Inertpartikelanteil leicht ab (siehe Abbildung 5.45(a)). Die Effektivität in Bezug auf die Trocknung nimmt ab. Mit der Erhöhung der Inertpartikelmasse vergrößert sich die Wärmeübertragungsfläche proportional. Bei konstanter Masse der feuchten Partikel bleibt die Fläche, über die der Stoffaustausch stattfindet, gleich. Bei einem sehr hohen Anteil feuchter Partikel gibt es eine geringere Wahrscheinlichkeit mit einem beheizten Inertpartikel zusammenzutreffen. Mit steigender Inertpartikelmasse erhöht sich diese Wahrscheinlichkeit immer weiter. Nach dem Erreichen eines Optimums bleibt diese Wahrscheinlichkeit weiter hoch, doch ein Teil der eingebrachten Energie verlässt ungenutzt den Trockner, da manche Inertpartikel nie auf ein feuchtes Granulat treffen. Der Trocknungseffekt durch den direkten Kontakt mit der erwärmten Inertpartikeloberfläche verringert sich.

Die Trocknungsgeschwindigkeit im ersten Trocknungsabschnitt steigt mit Erhöhung des Inertpartikelanteils an (Abbildung 5.45(b)). Der Energietransport zum feuchten Partikel ist nicht limitiert. Die Energie wird zu einem Teil durch den direkten Kontakt der Inertpartikel mit dem feuchten Granulat übertragen. Zum anderen kann die Energie, die an das Fluidisationsgas abgegeben wird, zusätzlich zur Erhöhung der Gastemperatur und somit als eine Verstärkung der Triebkraft genutzt werden. Durch diesen Prozess verringert sich der Sättigungsgrad, wobei der Trocknungsprozess gleichzeitig intensiviert wird.

Setzt man das Volumen der Inertpartikel ins Verhältnis zum Gesamtvolumen der

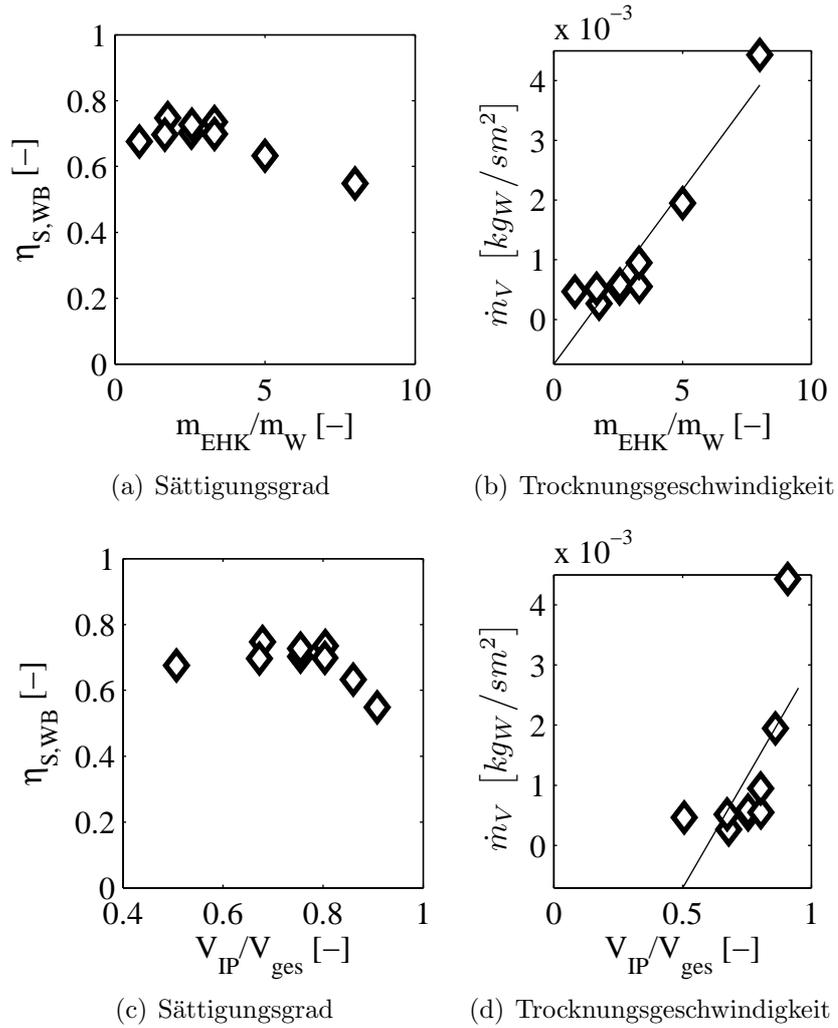
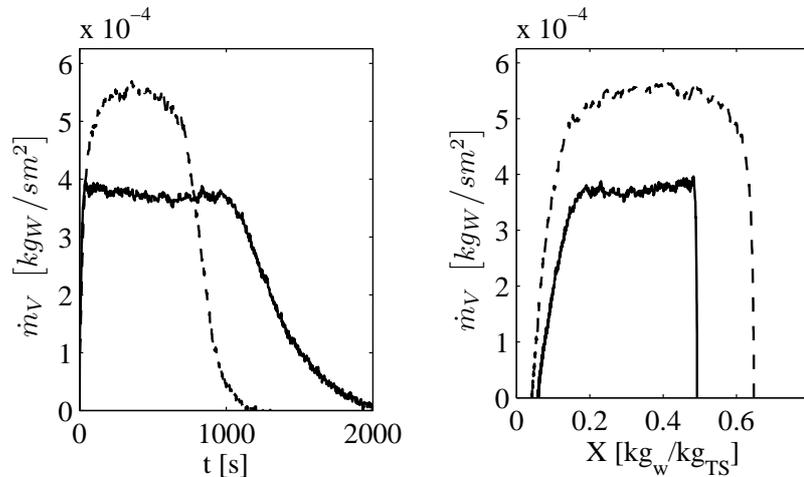


Abbildung 5.45: Mittelwerte bei \varnothing 5,4 mm Eisenhohlkugeln und \varnothing 1,8 mm Aluminiumoxidpartikel 1 kW und vergleichbaren Gasgeschwindigkeiten in DN 146



(a) Trocknungsgeschwindigkeit über der Zeit
 (b) Trocknungsgeschwindigkeit über der Feststoffbeladung

Abbildung 5.46: $\varnothing 5,4 \text{ mm}$ Eisenhohlkugeln und unterschiedliche Granulatgrößen ((- - -) $\varnothing 1,8 \text{ mm}$ und (—) $\varnothing 3,2 \text{ mm}$ Aluminiumoxidpartikel) bei 1 kW in DN 146

Wirbelschicht, kann dieser Trend ebenfalls festgestellt werden (siehe Abbildungen 5.45(c) und 5.45(d)). Für den Sättigungsgrad ergibt sich für diesen Fall ein Optimum, wenn der Volumenanteil der Inertpartikel zwischen 65 und 80 % liegt. Die Trocknungsgeschwindigkeit im ersten Trocknungsabschnitt steigt mit dem Volumenanteil der Inertpartikel.

In den Abbildungen 5.46(a) und 5.46(b) ist ein Vergleich des Trocknungsverhaltens von Aluminiumoxidgranulaten unterschiedlicher Größe dargestellt. Die mit den Granulaten eingebrachte Wassermenge ist mit 240 g und 235 g vergleichbar. Die maximale Feststoffbeladung mit Wasser unterscheidet sich. Die größeren Granulate können pro Trockensubstanz weniger Wasser aufnehmen als die kleineren. Die hygroskopische Beladung beider Granulate unterscheidet sich kaum voneinander. Die Masse der Inertpartikel, die Induktionsleistung sowie das Volumenverhältnis von Inertpartikel zum Gesamtvolumen der Wirbelschicht sind identisch bzw. ähnlich.

Vergleicht man den zeitlichen Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit ist festzustellen, dass sich die Trocknungsgeschwindigkeiten im ersten Trocknungsabschnitt deutlich voneinander unterscheiden. Dabei spielt die größere Partikeloberfläche der kleineren Granulate eine untergeordnete Rolle. Die Trocknung der größeren Granulate auf deren hygroskopische Beladung dauert mit 36 min fast doppelt so lange wie die Trocknung der kleineren Partikel auf einen annähernd gleichen Wert.

Wie in der Abbildung 5.46(b) deutlich zu erkennen ist, unterscheidet sich die Anfangsbeladung der beiden Granulate. Die Verläufe der Trocknungsgeschwindigkeit über der Gutsbeladung weisen ein deutliches Plateau mit konstanter Trocknungsrate auf. Beide Kurven knicken im gleichen Bereich der Gutsbeladung ab, was den zweiten Trocknungsabschnitt einleitet.

Durch eine geringere Verdampfung von Wasser an der Oberfläche der größeren Alu-

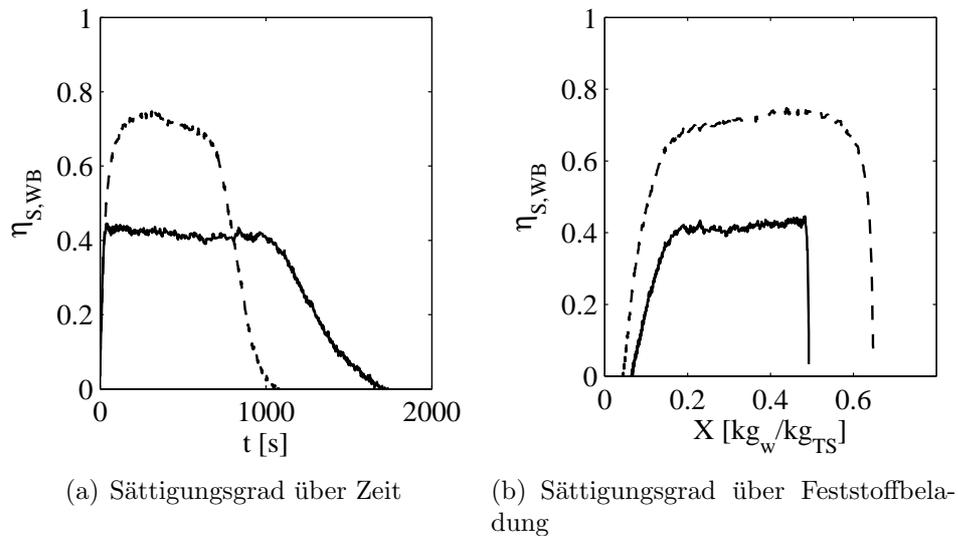


Abbildung 5.47: \varnothing 5,4 mm Eisenhohlkugeln und unterschiedliche Granulatgrößen ((- - -) \varnothing 1,8 mm und (—) \varnothing 3,2 mm Aluminiumoxidpartikel) bei 1 kW in DN 146

miniumoxidgranulate ist auch der Sättigungsgrad unter adiabaten Bedingungen kleiner (siehe Abbildung 5.47(a) und 5.47(b)).

Obwohl sich für die größeren Aluminiumoxidgranulate gleiche oder höhere Werte für die Stoff- und Wärmeübergangskoeffizienten ergeben müssten, sind die Stoffübergänge im ersten Trocknungsabschnitt für die größeren Granulate kleiner.

5.5.3 Trocknung von Aluminiumoxidsuspension in der Inertpartikelwirbelschicht

Sowohl in der Anlage DN 146 als auch in der Anlage DN 300 werden orientierende Versuche zur Trocknung von Suspensionen auf induktiv beheizten Inertpartikeln durchgeführt. Die Parameter der Versuche sind in der Tabelle 5.7 zusammengefasst. Mit den Versuchen soll bewiesen werden, dass es möglich ist, mit induktiv beheizten Eisenhohlkugeln eine Suspension zu trocknen.

Konstanten	DN 146	DN 300
d_{IP} [mm]	5,42	5,42
m_{IP} [kg]	0,6	3,0
P [kW]	3 - 4	10 - 25
Suspension [m%]	40	50
w_F [m/s]	1,9 - 2,7	2,3 - 3,0

Tabelle 5.7: Parameter der Trocknung auf induktiv beheizten Inertpartikeln

Der Verlauf der Temperatur am Austritt der Wirbelschicht DN 146 und die ein-

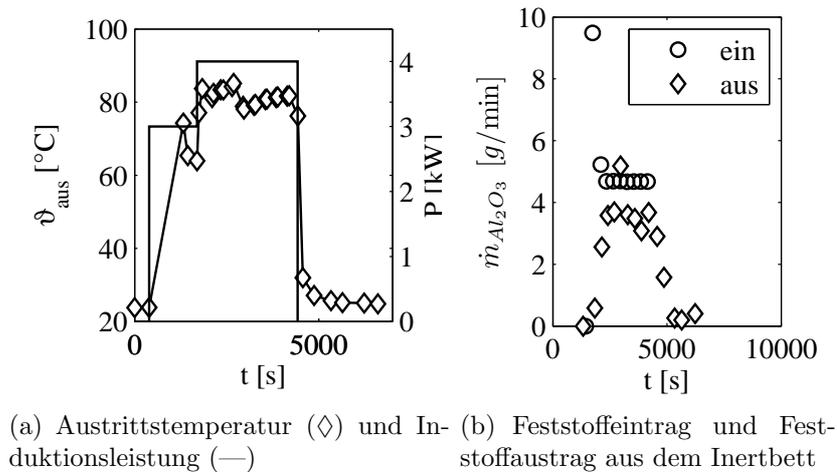


Abbildung 5.48: \varnothing 5,4 mm Eisenhohlkugeln und 40 m% Aluminiumoxidsuspension in DN 146

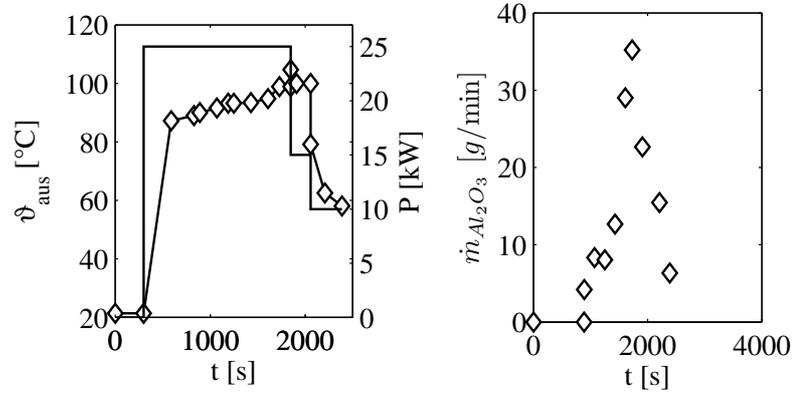
gestellte Induktionsleistung ist in der Abbildung 5.48(a) dargestellt. Der Suspensionseintrag wird mehrfach verändert, um eine stabile Fluidisation und Trocknung zu erzielen. Nach 3000 Sekunden wird ein stabiler Arbeitsbereich festgestellt. Dieser kennzeichnet sich durch eine Leistung von 4 kW, eine Gasgeschwindigkeit von 2,4 m/s und einen Suspensionseintrag von 11,7 g/min. Dabei stellt sich eine Austrittstemperatur von 81°C ein. Der Austrag des getrockneten Oxides erfolgt über den Zyklon. Hier stellt sich ein stationärer Wert von ca. 3,4 g/min ein.

Wird die Masse des eingebrachten und des ausgebrachten Aluminiumoxides aufsummiert ist festzustellen, dass 260 g Trockensubstanz zugeführt aber nur 180 g im Zyklon ausgebrachten werden. Sowohl in der Anlage DN 146 als auch in der Anlage DN 300 kann während der Versuche eine zunehmende Verschmutzung der Apparateinnenwand beobachtet werden. Es kommt in beiden Fällen zu Anhaftungen auf der Oberfläche der Inertpartikel. Die Ursache dafür ist in der sehr feinen, kreideartigen Struktur des Feststoffes zu suchen.

Bei dem Versuch in der Anlage DN 300 wird die Induktionsleistung und der Suspensionsstrom variiert. Die Gasaustrittstemperatur liegt oberhalb von 90°C . Es können durch die hohen Temperaturen gute Austragsraten erzielt werden. Die mittlere Feststoffzudosierung bei einer 50 m% Suspension ist 23 g/min.

Leider ist es bei diesem Oxid nicht möglich, eine eindeutige Partikelgröße zu bestimmen. Sowohl der Camsizer XT als auch der Mastersizer 2000 stoßen bei diesem Material an ihre Grenzen. Die Aufnahmen im Rasterelektronenmikroskop zeigen, dass die Primärpartikelgröße unter $1\ \mu\text{m}$ liegen muss (siehe Abbildung 5.50). In den beiden Messgeräten kommt es immer wieder zur Bildung von Agglomeraten, die das Messergebnis beeinflussen. Das Originaloxid weist eine plättchenartige Struktur auf. Diese Plättchen verhaken sich ineinander und bilden Agglomerate.

Sowohl in der Anlage DN 146 als auch in der größeren Anlage DN 300 haben die getrockneten Produkte eine sehr ähnliche Morphologie im Vergleich zum Original



(a) Austrittstemperatur (\diamond) und In- (b) Feststoffaustrag aus dem In-
 duktionsleistung (—) ertbett

Abbildung 5.49: \varnothing 5,4 mm Eisenhohlkugeln und 50 m% Aluminiumoxidsuspension in DN 300

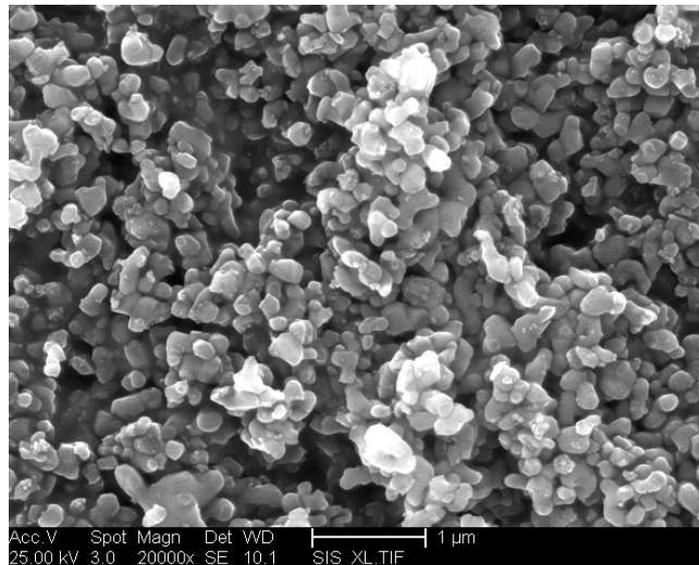


Abbildung 5.50: Aluminiumoxid als Originalsubstanz bei einer Vergrößerung von 20000 im REM FEI

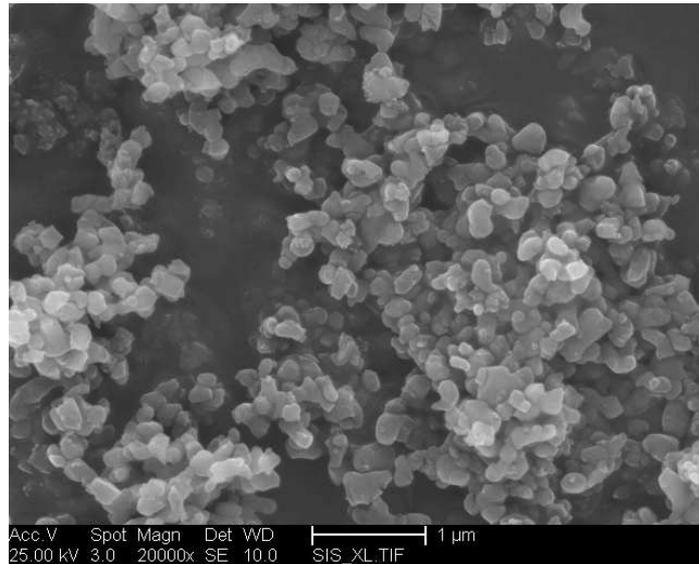


Abbildung 5.51: Aluminiumoxid im induktiv beheizten Inertbett getrocknet in DN 146 bei einer Vergrößerung von 20000 im REM FEI

(siehe Abbildung 5.51 und 5.52). Durch die Trocknung in einer induktiv beheizten Inertpartikelwirbelschicht bleibt die Primärpartikelgröße erhalten.

Die mit dem Camsizer XT ermittelte Partikelgröße ist $d_{32} = 7,3 \mu\text{m}$. Es wird bei diesem System versucht, die Agglomerate mit einem Druckluftstrom zu vereinzeln. Im Mastersizer wird mit Hilfe der Laserbeugung ein Partikeldurchmesser von $d_{32} = 4,0 \mu\text{m}$ gemessen. Dabei wird die Probe in Wasser dispergiert. Diese Messergebnisse erweisen sich aufgrund der Aufnahmen im Rasterelektronenmikroskop als falsch.

Das gleiche Material wird auch in einem Sprühtrockner getrocknet. Das Produkt hat nach der Trocknung eine andere Form als das ursprüngliche Material. Durch das Versprühen bilden sich Tropfen, die auf ihrem Weg durch den Sprühturm trocknen. Es kann zur Bildung von hohlen Partikeln kommen. Wie in der Abbildung 5.53 gut zu erkennen ist, ist dieser Fall eingetreten. Es ist auch zu erkennen, dass das Partikel ein kugeliges Agglomerat aus Primärpartikeln ist. Die mit dem Camsizer XT ermittelte Korngröße beträgt $d_{32} = 7,2 \mu\text{m}$. Das Messergebnis im Mastersizer 2000 ist $d_{32} = 2,5 \mu\text{m}$. Bei beiden Messeinrichtungen wird mit Luft dispergiert.

Vergleicht man beide Trocknerarten ist herauszustellen, dass sich das getrocknete Material in seiner Oberflächenstruktur stark unterscheidet.

Für beide Trocknungsprozesse werden die Restfeuchten ermittelt. Nach 3 h im Trockenschrank bei $150 \text{ }^\circ\text{C}$ ergibt sich für das sprühtrocknete Oxid ein mittlere absolute Feuchte von $4,2 \text{ g}_W/\text{kg}_{TS}$. Das Material aus der Inertwirbelschicht weist nach 3 h Trocknung eine Beladung von $2,24 \text{ g}_W/\text{kg}_{TS}$ auf. Nach insgesamt 7 h ist für das Oxid aus der Inertwirbelschicht eine Feuchte von $2,8 \text{ g}_W/\text{kg}_{TS}$ festzustellen.

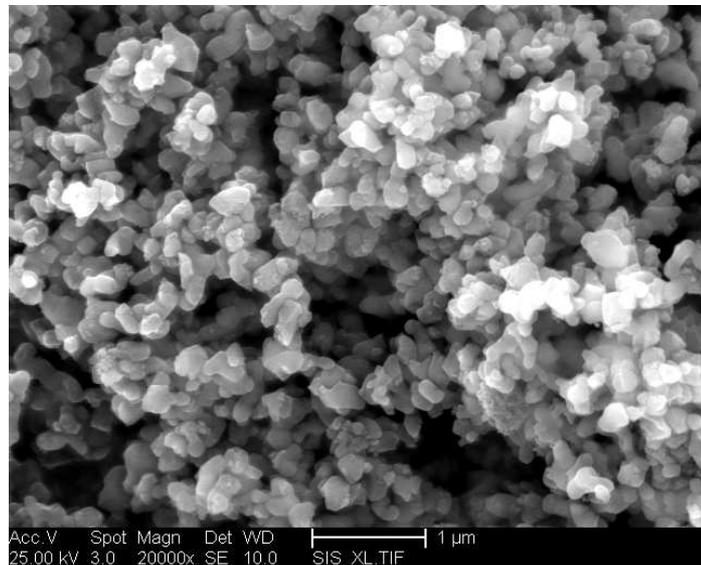


Abbildung 5.52: Aluminiumoxid im induktiv beheizten Inertbett getrocknet in DN 300 bei einer Vergrößerung von 20000 im REM FEI

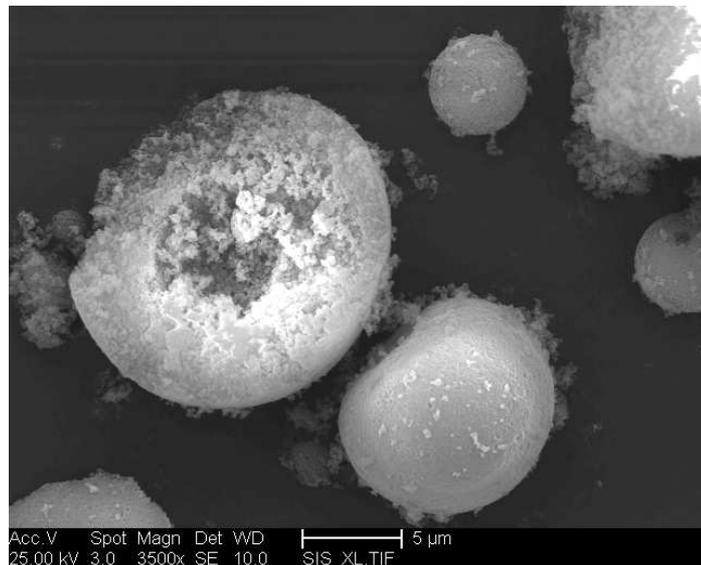


Abbildung 5.53: Aluminiumoxid im Sprühtrockner getrocknet bei einer Vergrößerung von 3000 im REM FEI

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist in 4 Teile gegliedert. Im ersten Teil wird der bisherige Wissensstand der Wirbelschichttechnik im Bezug auf Pneumatik, Wärmeübergang und Trocknung dargestellt. Außerdem erfolgt ein kurzer Einblick in die Energieübertragung mit Hilfe eines hochfrequenten magnetischen Feldes. Im zweiten Teil wird die apparative Umsetzung des induktiven Energieeintrages in eine Schüttung aus elektrisch leitenden Inertpartikeln vorgestellt. Der sich anschließende Abschnitt steht im Zeichen der Messergebnisse, die im vierten und letzten Teil hinsichtlich einer Beurteilung des Energieeintrages ausgewertet werden.

Durch die Kenntnis des typischen pneumatischen Verhaltens einer Wirbelschicht, können abweichende Beobachtungen dem Einfluss des Induktionsfeldes zugeschrieben werden. Bewährte Methoden, wie die Messung der Druckschwankungen über die Schicht mit einer hohen Frequenz und anschließender Übertragung in den Frequenzbereich, stellen die Basis für die Untersuchung des Einflusses des Feldes auf die Pneumatik dar. Durch die Modellierung des Wärmeübergangs in einer berührungslos beheizten Inertpartikelwirbelschicht werden bekannte Berechnungsansätze auf diese Art des Energieeintrages übertragen. Aus den Abweichungen von dem Modell können Rückschlüsse auf bisher nicht berücksichtigte Mechanismen getroffen werden. Außerdem werden die Grundlagen zur Beurteilung des Trocknungsverhaltens einer Inertbettwirbelschichtapparatur vorgestellt. Durch die grundlegenden Kenntnisse der Induktionstechnik ist es möglich, Einflussgrößen zu gewichten und typische Charakteristiken bei der apparativen Umsetzung zu berücksichtigen.

Im zweiten Teil der Arbeit wird die Umsetzung des Konzeptes in drei verschiedenen Wirbelschichtanlagen dargestellt. Dabei unterscheiden sich diese hinsichtlich des Funktionsprinzips kaum voneinander. Mit zunehmender thermischer Belastbarkeit steigt auch die Qualität der apparativen Umsetzung des Beheizungskonzeptes. Wird in der Anlage DN 140 noch ein Rundprofil für den Induktor verwendet, wird in der Anlage DN 146 ein effektiveres Rechteckprofil eingesetzt. In der Anlage DN 300 wird der Stromfluss noch einmal durch die Kopplung von drei mal drei Windungen verbessert. In diesem Abschnitt werden auch die zur Verfügung stehenden Inertpartikel vorgestellt. Anhand der im ersten Teil beschriebenen Grundlagen wird ein Versuchsplan erarbeitet. Dessen Umsetzung zur Ermittlung der Effektivität dieses

Beheizungskonzeptes wird erläutert.

Im dritten Teil der Arbeit werden die Ergebnisse der Untersuchungen des pneumatischen Verhaltens der drei Versuchsanlagen gezeigt. Es werden zum einen die Druckverlustcharakteristik des jeweiligen Anströmbodens mit einem Polynom zweiten Grades beschrieben. Außerdem werden typische Verläufe des Schichtdruckverlustes bei variabler Gasbelastung für ausgewählte Partikel veranschaulicht. Im Anschluss daran wird der Einfluss des Induktionsfeldes auf das Frequenzspektrum der Druckschwankungen beschrieben. Mit steigender Induktionsleistung kommt es zu einer Veränderung des Fluidisationsbildes. Es ist ein Übergang von einer blasenbildenden zu einer vibrierenden Wirbelschicht festzustellen. Wird die Induktionsleistung weiter erhöht, kommt es zu einer magnetischen Agglomeration der Inertpartikel und zu einer stark stoßenden Schichtbewegung. Dieser Effekt ist als negativ zu bewerten. Es folgt die Darstellung einiger Verläufe der Gasaustrittstemperatur für verschiedene Versuchsparameter mit konstantem und gepulstem Leistungseintrag. Durch einen Vergleich der Kurven können erste Rückschlüsse auf die Einflussgrößen der Effektivität des Energieeintrages getroffen werden. Zum Abschluss werden die Ergebnisse für die Überprüfung der Messgenauigkeit der Feuchtesensoren und beispielhaft die Verläufe der Gutsbeladung, der Trocknungsgeschwindigkeit und der Trocknerwirkungsgrade für eine feuchte Schüttung aus Aluminiumoxidpartikeln präsentiert.

Im letzten Teil werden die Ergebnisse aus Teil 3 ausführlich unter den folgenden Gesichtspunkten diskutiert.

- Das Zeitverhalten des induktiven Energieeintrags.
- Der pneumatische Einfluss des Induktionsfeldes auf das Fluidisationsverhalten der Inertpartikelschüttung.
- Die Effektivität des induktiven Energieeintrags.
- Die Trocknung mit induktiv beheizten Inertpartikeln.

Das Zeitverhalten wird durch eine Annäherung an die Sprungantwort eines PT_1 -Gliedes für die Erwärmung und die Abkühlung der Inertpartikelschicht bestimmt. Es wird festgestellt, dass die ermittelten Zeiten eine dominante Abhängigkeit von der verwendeten Inertpartikelmasse und somit auch von dem Wärmeinhalt der Schüttung haben. Je größer die verwendete Masse, desto träger antwortet das System auf das Ein- und Ausschalten der Energiezufuhr. Die Gasbelastung und die Energiedichte üben einen geringeren Einfluss auf das Zeitverhalten aus.

Um die Veränderung des Frequenzspektrums qualitativ auszuwerten, erfolgt eine Anpassung der Werte an eine Gaußfunktion. Diese Funktion kann eindeutig durch den Erwartungswert und die Standardabweichung beschrieben werden. Der Erwartungswert entspricht dabei der dominanten Frequenz der Druckschwankungen. Ist die dominante Frequenz kleiner als die Frequenz ohne Induktionsfeld, ist eine stoßende Inertbettschicht festzustellen. Die Änderung des Erwartungswertes mit der Induktionsleistung wird für verschiedene Parameter diskutiert. Dabei wird festgestellt, dass je größer die Gasbelastung in der Wirbelschicht ist, desto mehr Leistung

kann in die Schicht eingebracht werden, ohne dass das Bett in eine stark stoßende Bewegung übergeht. Eine größere Inertpartikelmasse und Inertpartikeldichte wirken sich ebenfalls positiv aus. Die Größe der Inertpartikel hat auch einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss. Größere Partikel zeigen die magnetische Agglomeration im Vergleich zu kleineren erst bei höheren Induktionsleistungen. Durch eine homogenere Gestaltung des Induktionsfeldes kommt es bei einem Induktor mit rechteckigem Profil zu keiner eindeutigen Veränderungen des Frequenzspektrums. Bei einer Vergrößerung des Anlagendurchmessers auf 300 mm ist der Einfluss des Wechselfeldes auf das Fluidisationsbild als gering zu bewerten.

Durch einen Vergleich der experimentellen und simulierten Temperaturen des Gases am Austritt der Schicht wird der Wirkungsgrad der Energieübertragung bestimmt. Auch hier erfolgt eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern. Der Wirkungsgrad wird positiv durch

- eine Vergrößerung der Höhe der Inertpartikelwirbelschicht
- eine Erhöhung des Inertpartikeldurchmessers und
- eine steigende metallische Schichtdicke

beeinflusst. Des weiteren ist festzustellen, dass ein gepulster Leistungseintrag die Effektivität nicht negativ beeinflusst. Eine Veränderung der Gasbelastung hat keinen entscheidenden Einfluss auf den Wirkungsgrad. Gleiches gilt für das relative Lückenvolumen, unter der Voraussetzung einer blasenbildenden Wirbelschicht bei ausgeschaltetem Induktionsfeld. Der Wert der eingebrachten Leistung hat ebenfalls einen nur geringen Einfluss auf die Effektivität.

Die Trocknung von feuchtem Material mit Hilfe von induktiv beheizten Inertpartikeln in der Wirbelschicht ist komplettes Neuland. Es werden Versuche zur Verdunstung von Wasser auf erwärmten Inertpartikeln vorgestellt. Die ermittelten Trocknerwirkungsgrade werden in Abhängigkeit von dem zudosierten Wassermassenstrom diskutiert. Der maximal zu verdampfende Wasserstrom wird für zwei verschiedene Leistungen berechnet. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse für die Trocknung von porösen Aluminiumoxidpartikeln im Inertbett diskutiert. Es wird die Leistung und das Verhältnis von Inertpartikeln zum eingebrachten Wasser variiert. Bei größeren Leistungen ergeben sich höhere Trocknungsgeschwindigkeiten im ersten Trocknungsabschnitt. Der Sättigungsgrad zeigt nur eine geringe Veränderung. Bei einer konstanten Leistung und variablen Verhältnis von Inertpartikeln zu Wasser fällt der Sättigungsgrad ab einer bestimmten Relation ab. Die Trocknungsgeschwindigkeit steigt stark an. Die Trocknungsgeschwindigkeit unterscheidet sich für unterschiedlich große Aluminiumoxidpartikel. Es wird erfolgreich eine Suspension aus Wasser und einem fein gemahlten Aluminiumoxid auf induktiv beheizten Inertpartikeln getrocknet. Dabei bleibt die Primärpartikelgröße des Originalproduktes im Vergleich zur Sprühtrocknung erhalten.

Anhang A

Konstanten und Stoffwerte

A.1 Konstanten

Universelle Gaskonstante

$$\tilde{R} = 8,3145 \quad J \, kg^{-1} \, mol^{-1} \quad (A.1)$$

Gravitationskonstante

$$g = 9,81 \quad m \, s^{-1} \quad (A.2)$$

A.2 Stoffwerte

A.2.1 Thermische Eigenschaften Inertpartikel

Wärmekapazität

Eisenhohlkugeln

$$c_P = 470 \quad J \, kg^{-1} \, K^{-1} \quad (A.3)$$

Aluminiumkugeln (Czichos u. Hennecke, 2012)

$$c_{Al} = 897 \quad J \, kg^{-1} \, K^{-1} \quad (A.4)$$

Kaolinbeschichtung

$$c_{Kaolin} = 910 \quad J \, kg^{-1} \, K^{-1} \quad (A.5)$$

Die Wärmekapazität der beschichteten Eisenhohlkugeln wird aus einer Gewichtung der Wärmekapazitäten der Einzelkomponenten und deren Massenanteil berechnet.

$$c_{P,Beschichtung} = x_{EHK} \cdot c_P + x_{Beschichtung} \cdot c_{Beschichtung} \quad (A.6)$$

Wärmeleitfähigkeit

Eisenhohlkugeln

$$\lambda_P = 80 \quad W \, m^{-1} \, K^{-1} \quad (A.7)$$

Aluminiumkugeln (Czichos u. Hennecke, 2012)

$$\lambda_{Al} = 235 \quad W m^{-1} K^{-1} \quad (A.8)$$

Kaolinbeschichtung (Czichos u. Hennecke, 2012)

$$\lambda_{Kaolin} = 1,2 \quad W m^{-1} K^{-1} \quad (A.9)$$

A.2.2 Thermische Eigenschaften des Materials der Wirbelschichtanlage

Wärmekapazität

Borosilikatglas (Jong u. a., 2011)

$$c_{Glas} = 873 \quad J kg^{-1} K^{-1} \quad (A.10)$$

Stahl

$$c_{Stahl} = 500 \quad J kg^{-1} K^{-1} \quad (A.11)$$

Wärmeleitfähigkeit

Borosilikatglas (Jong u. a., 2011)

$$\lambda_{Glas} = 1,2 \quad W m^{-1} K^{-1} \quad (A.12)$$

Stahl (Czichos u. Hennecke, 2012)

$$\lambda_{Stahl} = 15 \quad W m^{-1} K^{-1} \quad (A.13)$$

A.2.3 Stoffwerte trockene Luft

Mittlere Molare Masse (Glück, 1986)

$$\tilde{M}_F = 28,96 \quad kg kmol^{-1} \quad (A.14)$$

Spezifische Gaskonstante (Glück, 1986)

$$R_F = 287,22 \quad J kg^{-1} K^{-1} \quad (A.15)$$

Dichte

$$\rho_F = \frac{P}{R_F \cdot (273,15 + \vartheta)} \quad [kg m^{-3}] \quad (A.16)$$

Wärmekapazität (Kleiber u. Joh, 2006)

$$c_F = A + B \cdot T + C \cdot T^2 + D \cdot T^3 + E \cdot T^{1/2} \quad [J kg^{-1} K^{-1}] \quad (A.17)$$

$$A = 1007,3$$

$$B = -0,564$$

$$C = 1,507 \cdot 10^{-3}$$

$$D = -1,102 \cdot 10^{-6}$$

$$E = 1,4 \cdot 10^{-8}$$

Geltungsbereich: $p = 1 \text{ bar}$, $-50 \text{ }^\circ\text{C} \leq \vartheta_F \leq 100 \text{ }^\circ\text{C}$

Wärmeleitfähigkeit (Kleiber u. Joh, 2006)

$$\lambda_F = A + B \cdot T + C \cdot T^2 \quad [W \text{ m}^{-1} K^{-1}] \quad (\text{A.18})$$

$$A = 3,7 \cdot 10^{-4}$$

$$B = 1,03 \cdot 10^{-4}$$

$$C = -4,657 \cdot 10^{-8}$$

Geltungsbereich: $p = 1 \text{ bar}$, $-50 \text{ }^\circ\text{C} \leq \vartheta_F \leq 100 \text{ }^\circ\text{C}$

Kinematische Viskosität (Glück, 1986)

$$\nu_F = A + B \cdot \vartheta + C \cdot \vartheta^2 + D \cdot \vartheta^3 \quad [m^2 s^{-1}] \quad (\text{A.19})$$

$$A = 1,3371 \cdot 10^{-5}$$

$$B = 8,4540 \cdot 10^{-8}$$

$$C = 1,2321 \cdot 10^{-10}$$

$$D = -3,3482 \cdot 10^{-14}$$

Geltungsbereich: $p = 1 \text{ bar}$, $-20 \text{ }^\circ\text{C} \leq \vartheta_F \leq 200 \text{ }^\circ\text{C}$

A.2.4 Stoffwerte Wasser

Mittlere Molare Masse (Glück, 1986)

$$\tilde{M}_W = 18,01 \quad kg \text{ kmol}^{-1} \quad (\text{A.20})$$

Verdampfungsenthalpie Wasser (Kleiber u. Joh, 2006)

$$\Delta h_V = A \cdot (1 - T_R)^{B+C \cdot T_R + D \cdot T_R^2 + E \cdot T_R^3} \quad [J \text{ kg}^{-1}] \quad (\text{A.21})$$

$$T_R = \frac{T}{T_C} \quad (\text{A.22})$$

$$T_C = 647,096 \text{ K}$$

$$A = 2872019$$

$$B = 0,28184$$

$$C = -0,10911$$

$$D = 0,147096$$

$$E = 0,0044874$$

Geltungsbereich: $p = 1 \text{ bar}$, $0 \text{ }^\circ\text{C} \leq \vartheta_F \leq 200 \text{ }^\circ\text{C}$

Sattdampfdruck (Gmehling u. a., 1981)

$$p_{DS} = 133,32 \cdot \exp\left(8,07131 - \frac{1760,63}{233,426 + \vartheta}\right) \quad [\text{Pa}] \quad (\text{A.23})$$

Geltungsbereich: $p = 1 \text{ bar}$, $0 \text{ }^\circ\text{C} \leq \vartheta_F \leq 100 \text{ }^\circ\text{C}$

A.2.5 Stoffwerte feuchte Luft

Relative Luftfeuchte

$$\varphi = \frac{p_D}{p_{DS}} \quad (\text{A.24})$$

Absolute Luftfeuchte

$$Y = \frac{\tilde{M}_W}{\tilde{M}_L} \cdot \frac{p_D}{p - p_D} \quad (\text{A.25})$$

Diffusionskoeffizient Wasserdampf Luft

$$D_{W,F} = 26 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{\vartheta_F + 273,15}{273,15}\right)^{1,81} \quad [\text{m}^2 \text{ s}^{-1}] \quad (\text{A.26})$$

Anhang B

Wärmeübergangskoeffizienten

B.1 Wärmeübergangskoeffizient Partikel-Suspensionngas

Der Wärmeübergangskoeffizient in Wirbelschichten für die Energieübertragung von der Schicht zum Suspensionsgas kann durch die Nusseltzahl einer Einzelkugel beschrieben werden (Gnielinski, 1978).

$$\alpha_{PS} = \frac{Nu_{Einzelkugel} \cdot \lambda_G}{d_P} \quad (\text{B.1})$$

$$Nu_{Einzelkugel} = 2 + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \quad (\text{B.2})$$

$$Nu_{lam} = 0,644 \cdot \sqrt[3]{Pr} \cdot \sqrt{Re_\varepsilon} \quad (\text{B.3})$$

$$Nu_{turb} = \frac{0,037 \cdot Re_\varepsilon^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot Re_\varepsilon^{-0,1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (\text{B.4})$$

$$Re_\varepsilon = \frac{Re}{\varepsilon} \quad (\text{B.5})$$

$$\varepsilon = \left(\frac{18 \cdot Re + 0,36 \cdot Re^2}{Ar} \right)^{0,21} \quad (\text{B.6})$$

B.2 Wärmeübergangskoeffizient Partikel-Wand

Der Wärmeübergangskoeffizient von einer Wirbelschicht zu einer Apparatewand wird von Martin (2006) beschrieben.

$$Nu_{PW} = (1 - \varepsilon) \cdot Z \cdot (1 - e^{-N}) \quad (\text{B.7})$$

$$Z = \frac{1}{6} \cdot \frac{\rho_P \cdot c_P}{\lambda_F} \cdot \sqrt{\frac{g \cdot d_P^3 (\varepsilon - \varepsilon_0)}{5 \cdot (1 - \varepsilon_0) \cdot (1 - \varepsilon)}} \quad (\text{B.8})$$

$$N = \frac{Nu_{WP, \max}}{C_K \cdot Z} \quad (\text{B.9})$$

$$Nu_{WP, \max} = 4 \cdot \left[\left(1 + \frac{2 \cdot \ell}{d_P} \right) \ln \left(1 + \frac{2 \cdot \ell}{d_P} \right) - 1 \right] \quad (\text{B.10})$$

$$\ell = 2 \cdot \Lambda \cdot \left(\frac{2}{\gamma} - 1 \right) \quad (\text{B.11})$$

$$\Lambda = \sqrt{2\pi \cdot R_s \cdot T} \cdot \frac{\lambda_F}{p \cdot (2 \cdot c_F - R_s)} \quad (\text{B.12})$$

$$\gamma = \frac{1}{10^{0,6 - \frac{1000 \cdot K/T + 1}{C_A}} + 1} \quad (\text{B.13})$$

B.3 Wärmeübergangskoeffizient Suspensionsgas-Wand und Bypassgas-Wand

Der Wärmeübergangskoeffizient in der Kombination Suspensionsgas zu Wand und Bypassgas zu Wand wird nach Baskakov u. a. (1973) berechnet.

$$\alpha_{GW} = \frac{Nu_{GW} \cdot \lambda_F}{d_P} \quad (\text{B.14})$$

Für $w_G < w_{opt}$ gilt

$$Nu_{GW} = 0,009 \cdot Pr^{1/3} \cdot Ar^{1/2} \cdot \left(\frac{w_{opt}}{w_L} \right)^{0,3} \quad (\text{B.15})$$

Für $w_G > w_{opt}$ kann

$$Nu_{GW} = 0,009 \cdot Pr^{1/3} \cdot Ar^{1/2} \quad (\text{B.16})$$

genutzt werden, wobei gilt

$$Re_{opt} = \frac{w_{opt} \cdot d_P}{\nu_F} = 7,5 \cdot \left(\frac{g \cdot d_P^3}{\nu_F^2} \right)^{0,45} \quad (\text{B.17})$$

B.4 Wärmeübergangskoeffizient Suspensionsgas-Bypassgas

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen dem Gas aus der Suspensions- und der Bypassphase wird nach Groenewold u. Tsotsas (1997) berechnet

$$NTU_{SB} = \frac{H_{Schicht}}{0,05 \cdot m} = m^{-1} \sqrt{\frac{A_{SB} \cdot \alpha_{SB}}{c_F \cdot \dot{M}_F}} \quad (\text{B.18})$$

mit $m = 1/3$.

B.5 Wärmeübergangskoeffizient Wand-Umgebung

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen der Apparatewand und der Umgebungsluft wird mit dem Ansatz der freien Konvektion einer vertikalen Platte nach Tetsu u. Haruo (1970) berechnet.

$$\alpha_{WU} = \frac{Nu_{WU} \cdot \lambda_F}{L_W} \quad (\text{B.19})$$

$$Nu_{WU} = \left(0,825 + 0,387 \cdot (Ra \cdot f_1(\text{Pr}))^{1/6}\right)^2 + 0,435 \cdot \frac{L_W}{D_{App}} \quad (\text{B.20})$$

$$f_1(\text{Pr}) = \left[1 + \left(\frac{0,492}{\text{Pr}}\right)^{9/16}\right]^{-16/9} \quad (\text{B.21})$$

$$Ra = Gr \cdot \text{Pr} = \frac{\beta_F \cdot g \cdot L_W \cdot (\vartheta_W - \vartheta_U)}{\nu_F} \quad (\text{B.22})$$

$$\beta_F = \frac{1}{(273,15 + \vartheta_U)} \quad (\text{B.23})$$

Anhang C

Berechnungen

C.1 Berechnung der Trocknungsgeschwindigkeit

Bei der mit der Blendenmessstrecke gemessenen Luftmasse handelt es sich um ein Gemisch aus Luft und Wasser.

$$\dot{M}_F = \dot{M}_{tr.L.} + \dot{M}_{W,g} \quad (C.1)$$

Der Massenstrom an trockener Luft berechnet sich mit (C.2).

$$\dot{M}_{tr.L.} = \frac{\dot{M}_F}{(1 + Y)} \quad (C.2)$$

Mit bekannter Beladung der Luft am Eintritt und Austritt der Schicht kann die Beladung des Feststoffes ermittelt werden.

$$X(t) = \frac{\dot{M}_F}{m_{TS}} \frac{(Y_{aus}(t) - Y_{ein}(t))}{(1 - Y_{ein}(t))} \cdot t \quad (C.3)$$

Die Trocknungsgeschwindigkeit ist beschrieben durch die Gleichung (C.4).

$$\dot{m}_V = \frac{1}{A_P} \frac{dX}{dt} = \frac{1}{A_P} \frac{\Delta X}{\Delta t} \quad (C.4)$$

C.2 Berechnung des Stoffübergangskoeffizienten

Der Stoffübergangskoeffizient zwischen Partikel und Suspensionsgas β wird mit Hilfe der Sherwood-Zahl berechnet (Martin, 2006).

$$Sh_{PS} = \frac{\beta \cdot d_P}{D_{W,F}} \quad (C.5)$$

$$Sh_{PS} = (1 + 1,5 \cdot (1 - \varepsilon_0)) \cdot Sh_{Einzelkugel} \quad (C.6)$$

$$Sh_{Einzelkugel} = 2 + \sqrt{Sh_{lam}^2 + Sh_{turb}^2} \quad (C.7)$$

$$Sh_{lam} = 0,664 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3} \quad (C.8)$$

$$Sh_{turb} = \frac{0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Sc}{1 + 2,443 \cdot Re^{-0,1} \cdot (Sc^{2/3} - 1)} \quad (C.9)$$

$$Re = \frac{Re_L}{\varepsilon_0} \quad (C.10)$$

$$Sc = \frac{\nu_F}{D_{W,F}} \quad (C.11)$$

Für den Stoffübergang von einem aktiven Partikel in einer Wirbelschicht aus Inertpartikeln kann folgender Ansatz verwendet werden (La Nauze, 1982).

$$Sh = 2 \cdot \varepsilon + 0,69 \cdot \left(\frac{Re_P}{\varepsilon} \right)^{0,5} \cdot \sqrt[3]{Sc} \quad (C.12)$$

Wobei gilt

$$Re_P = \frac{w_P \cdot d_a}{\nu} \quad (C.13)$$

mit

$$w_P = w_L \cdot (1 - \varepsilon_B) \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \ln \left(1 - \frac{6 \cdot \varepsilon_B}{\pi} \right) \right\}. \quad (C.14)$$

$$\varepsilon_B = \frac{w_F - w_L}{w_B} \quad (C.15)$$

$$w_B = w_F - w_P + \psi \sqrt{g \cdot d_B} \quad (C.16)$$

$$\psi = \begin{cases} 0,64 & D_{App} \leq 0,1 \text{ m} \\ 1,6 \cdot D_{App}^{0,4} & 0,1 \leq D_{App} \leq 1 \text{ m} \\ 1,6 & D_{App} \geq 1 \text{ m} \end{cases} \quad (C.17)$$

$$d_B = \frac{0,3 \cdot (w_F - w_L)^{0,4}}{g^{0,2} \cdot H_{bed,0}} \left\{ \left(H_{bed,0} + 4\sqrt{A_{Loch}} \right)^{1,8} - \left(4\sqrt{A_{Loch}} \right)^{1,8} \right\} \quad (C.18)$$

Es kann auch die Annäherung der Sherwood-Zahl nach Hayhurst u. Parmar (2002) verwendet werden.

$$Sh = 2 \cdot \varepsilon_0 + 0,61 \cdot \left(\frac{w_P \cdot d_a}{\nu_F} \right)^{0,48} \cdot \sqrt[3]{Sc} \quad (C.19)$$

Die Annäherung der Sherwood-Zahl nach Scala (2007) ist in der Gleichung (C.20) dargestellt. Mit $k = 0,7$ werden die besten Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten erreicht.

$$Sh = 2 \cdot \varepsilon_0 + k \cdot \sqrt{\frac{Re_L}{\varepsilon_0}} \cdot \sqrt[3]{Sc} \quad (C.20)$$

Anhang D

Anwendungsfelder

Die Trocknung von Pigmenten wird in Abhängigkeit des Farbstoffes in einem Konvektionstrockner (empfindliche Pigmente) oder in einem Kontaktrockner (stabiler Pigmente) realisiert. Das getrocknete Produkt liegt bei dem Einsatz von Kammer- und Bandtrocknern in Form von Agglomeraten und Stücken vor. Diese Anteile sind nicht für den Einsatz geeignet. Es schließt sich also häufig ein Mahlprozess an (Dittmeyer, 2004). In der induktiv beheizten Wirbelschicht können beide Aufbereitungsschritte in einer Anlage erfolgen. Der noch feuchte Filterkuchen aus der Pigmentherstellung wird kontinuierlich in eine Schicht aus induktiv beheizten und fluidisierten Inertpartikeln eingebracht. Das trockene Produkt wird durch einen Zyklon von dem Gasstrom getrennt. Der Energieeintrag durch die induktive Beheizung kann dabei je nach Empfindlichkeit des Farbstoffes verändert werden. Auf diese Weise kann eine zeitliche Straffung des Trocknungsprozesses erfolgen, was eine höhere Produktivität zur Folge hat.

Ein spezieller Anwendungsfall stellt das Eindampfen von einer radioaktiv kontaminierten Salzlösung dar. Aufgrund von anderen Zusätzen kommt es bei dem bisherigen Verfahren immer wieder zu Wandanhaftungen, die den Trocknungsprozess behindern und nach einer bestimmten Prozessdauer eine Unterbrechung und Reinigung des Verdampfers nötig machen. Da bei dieser Art von Zusammensetzung die Masse an kontaminiertem Material so gering wie möglich gehalten werden muss, eignet sich eine wartungsfreie, kleine Inertpartikelwirbelschicht mit Inertgaskreislauf. Durch die abrasive Wirkung der Inertpartikelschüttung werden sowohl Wandanhaftungen als auch Beschichtungen auf den Inertpartikeln abgerieben, mit dem Gasstrom ausgelesen und im Zyklon oder Filter abgeschieden.

Die induktiv beheizte Inertpartikelwirbelschicht kann auch zum thermischen Behandeln von Produkten eingesetzt werden. Durch das schnelle Ansprechverhalten kann das Produkt schnell erwärmt und nach dem Erreichen der geforderten Temperatur auch ebenso schnell abgekühlt werden. Es ist durch diese Technik auch möglich, definierte Temperaturprofile zu fahren und so die gewünschten Produkteigenschaften zu erhalten.

Ein weiteres Anwendungsgebiet ist im Bereich der Unterdruckwirbelschicht. Hier steht der Anwender oft vor der Herausforderung, einen Gasstrom mit Energie zu be-

aufschlagen. Durch die reduzierte Dichte des Fluidisationsmediums verringert sich der Wärmeinhalt im Gas. Für Luft bewirkt eine Druckabsenkung von 1,013 bar auf 0,1013 bar einen 10-mal kleineren Wärmeinhalt bei einem konstanten Volumenstrom. Die limitierte Energieübertragung bewirkt eine längere Prozessdauer. Setzt man nun einen Anteil aus elektrisch leitenden Inertpartikeln zu und überträgt die Energie durch das Wechselfeld, kann eine höhere Leistung in das System eingebracht werden. Die Leistung wird direkt vom Inertpartikel zum Produkt übertragen. Es ist auch denkbar, den Bereich für die Erwärmung des Fluidisationsmediums und den Bereich mit dem zu behandelnden Produkt räumlich voneinander zu trennen. Dabei würde eine durchströmte Schüttung aus geeigneten Inertpartikeln induktiv erwärmt werden und das so aufgeheizte Gas im Anschluss seine Energie an das Produkt abgeben. Der induktive Energieeintrag wird indirekt genutzt.

Im Verlauf des Projektes InWiThem wurde das neue Beheizungskonzept im industriellen Maßstab umgesetzt. Die Anlage hat einen Durchmesser von 300 mm und kann zum jetzigen Zeitpunkt mit induktiven Leistungen bis zu 40 kW betrieben werden.

Literaturverzeichnis

- [Aristarkhov u. a. 1990] ARISTARKHOV, A. I. ; BOCHKAREVA, L. G. ; GAMAZKOVA, N. A. ; KUSTANOVICH, V. G. ; RASHKOVSKAYA, N. B. ; SEMENOVA, E. P. ; SINEL'NIKOVA, L. L.: An efficient method of drying ceramic suspensions. In: *Glass and Ceramics* 47 (1990), Nr. 4, S. 123–125
- [Augustin u. Hungerbach 2009] AUGUSTIN, C. ; HUNGERBACH, W.: Production of hollow spheres (HS) and hollow sphere structures (HSS). In: *Materials Letters* 63 (2009), Nr. 13-14, S. 1109–1112
- [Bai u. a. 1996] BAI, D. ; SHIBUYA, E. ; NAKAGAWA, N. ; KATO, K.: Characterization of gas fluidization regimes using pressure fluctuations. In: *Powder Technology* 87 (1996), Nr. 2, S. 105–111
- [Bang u. Kim J.-M 2010] BANG, K.-H ; KIM J.-M: Enhancement of dryout heat flux in a debris bed by forced coolant flow from below. In: *Nuclear Engineering and Technology* 43 (2010), Nr. 3, S. 297–304
- [Baskakov u. a. 1973] BASKAKOV, A. P. ; BERG, B. V. ; VITT, O. K. ; FILIPPOVSKY, N. F. ; KIRAKOSYAN, V. A. ; GOLDOBIN, J. M. ; MASKAEV, V. K.: Heat transfer to objects immersed in fluidized beds. In: *Powder Technology* 8 (1973), Nr. 5–6, S. 273–282
- [Benkowsky 1990] BENKOWSKY, G.: *Induktionserwärmung: Härten, Glühen, Schmelzen, Löten, Schweissen ; Grundlagen und praktische Anleitungen für Induktionserwärmungsverfahren, insbesondere auf dem Gebiet der Hochfrequenz-erwärmung*. 5. Berlin : Verl. Technik, 1990. – ISBN 978-3341008133
- [Bi 2007] BI, H. T.: A critical review of the complex pressure fluctuation phenomenon in gas–solids fluidized beds. In: *Chemical Engineering Science* 62 (2007), Nr. 13, S. 3473–3493
- [Boliden 1979] BOLIDEN, A.G.: *Verfahren zur elektroinduktiven Erwärmung von Wirbelbettschichten und Vorrichtung zur Durchführung des Verfahrens*. Patent Application. – AT000000351002B
- [Cable 1961] CABLE, J. W.: *Betriebspraxis der induktiven Erwärmung*. Stuttgart : Berliner Union, 1961

- [Ceylan u. a. 2011] CEYLAN, S. ; COUTABLE, L. ; WEGNER, J. ; KIRSCHNING, A.: Inductive Heating with Magnetic Materials inside Flow Reactors. In: *Chemistry - A European Journal* 17 (2011), Nr. 6, S. 1884–1893
- [Ceylan 2011] CEYLAN, S.V: *Entwicklung eines Induktionsheizkonzektes für Durchflussreaktoren und Untersuchung zur Palladium-katalysierten Umpolungsallylierung: Zugl. Dissertation an der Gottfried Willhelm Leibniz Universität Hannover 2011.* 2011
- [Chong u. a. 1987] CHONG, Y.O ; O’DEA, D.P ; WHITE, E.T ; LEE, P.L ; LEUNG, L.S: Control of the quality of fluidization in a tall bed using the variance of pressure fluctuations. In: *Powder Technology* 53 (1987), Nr. 3, S. 237–246
- [Christen 2010] CHRISTEN, D. S.: *Praxiswissen der chemischen Verfahrenstechnik: Handbuch für Chemiker und Verfahreningenieure.* 2. Berlin and Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. – ISBN 3540889752
- [Collier u. a. 2004] COLLIER, A.P ; HAYHURST, A.N ; RICHARDSON, J.L ; SCOTT, S.A: The heat transfer coefficient between a particle and a bed (packed or fluidised) of much larger particles. In: *Chemical Engineering Science* 59 (2004), Nr. 21, S. 4613–4620
- [Coulaloglou u. Morrystown 1987] COULALOGLOU, C. A. ; MORRISTOWN, N. J.: *Wirbelschichtverfahren mit permanent magnetisierten Teilchen.* Patent Application. – DE000002833516C2
- [Czichos u. Hennecke 2012] CZICHOS, H. ; HENNECKE, M.: *Das Ingenieurwissen.* 34. Berlin : Springer Vieweg, 2012 (Hütte). – ISBN 364222850X
- [Dimattia u. a. 1997] DIMATTIA, D. G. ; AMYOTTE, P. R. ; HAMDULLAHPUR, F.: Slugging characteristics of group d particles in fluidized beds. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 75 (1997), Nr. 2, S. 452–459
- [Dittmeyer 2004] DITTMAYER, R.: *Industrieprodukte.* 5. Weinheim : Wiley-VCH, 2004. – ISBN 9783527307722
- [Ducharme u. a. 1991] DUCHARME, R. ; SCARFE, F. ; KAPADIA, P. ; DOWDEN, J.: The induction melting of glass. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 24 (1991), Nr. 5, S. 658–663
- [Duquenne u. a. 1993] DUQUENNE, P. ; DELTOUR, A. ; LACOSTE, G.: Application of inductive heating to granular media: temperature distribution in a granular bed. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36 (1993), Nr. 9, S. 2473–2477
- [Duquenne u. a. 1994] DUQUENNE, P. ; DELTOUR, A. ; LACOSTE, G.: Application of inductive heating to granular media: Modelling of electrical phenomena. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 72 (1994), Nr. 6, S. 975–981

- [European Union 2012] EUROPEAN UNION, E. U.: *Energy, transport and environment indicators: 2012 edition*. Luxembourg : Publications Office of the European Union, 2012. – ISBN 9279265962
- [Fan u. a. 1981] FAN, L. T. ; HO, T.-C. ; HIRAOKA, S. ; WALAWENDER, W. P.: Pressure fluctuations in a fluidized bed. In: *AIChE Journal* 27 (1981), Nr. 3, S. 388–396
- [Fedorov u. Andreev 2007] FEDOROV, N. F. ; ANDREEV, M. A.: Specific features of thermal dissociation of magnesite in calcination in furnaces with a solid metallic heat-transfer agent. In: *Russian Journal of Applied Chemistry* 80 (2007), Nr. 3, S. 495–497
- [Felipe u. a. 2004] FELIPE, C. ; ALBERTO, S. ; ROCHA, S. C. S.: Time series analysis of pressure fluctuation in gas-solid fluidized beds. In: *Brazilian Journal of Chemical Engineering* 21 (2004), Nr. 3, S. 497–507
- [Filippov 1960] FILIPPOV, M. V.: The effect of a magnetic field on a ferromagnetic particle suspension bed. In: *Prik. Magnit. Lat. SSR* (1960), Nr. 12, S. 215
- [Gernand u. Mayer F. X. 1978] GERNAND, M. O. ; MAYER F. X.: *Wirbelschichtverfahren*. Patent Application. – DE000002815224A1
- [Glück 1986] GLÜCK, B.: *Zustands- und Stoffwerte: Wasser, Dampf, Luft ; Verbrennungsrechnung*. 1. Berlin : Verl. für Bauwesen, 1986 (Bausteine der Heizungstechnik). – ISBN 3–345–00228–0
- [Gmehling u. a. 1981] GMEHLING, J. ; ONKEN, U. ; ARLT, W.: *Vapor-Liquid Equilibrium Data Collection 1A: Aqueous-Organic Systems (Supplement 1) (Chemistry Data Series Vol.1 Part 1a)*. Dechema, 1981. – ISBN 3926959908
- [Gnielinski 1978] GNIELINSKI, V.: Gleichungen zur Berechnung des Wärme- und Stoffaustausches in durchströmten ruhenden Schüttungen bei mittleren und großen Pecletzahlen. In: *VT Verfahrenstechnik* 12 (1978), Nr. 6, S. 363–366
- [Gnielinski u. a. 1993] GNIELINSKI, V. ; MERSMANN, A. ; THURNER, F.: *Verdampfung, Kristallisation, Trocknung: Mit 30 Übungsbeispielen*. Braunschweig and Wiesbaden : Vieweg, 1993. – ISBN 9783540670643
- [Grabe 2011] GRABE, M.: *Grundriss der Generalisierten Gauß'schen Fehlerrechnung*. Berlin and Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011. – ISBN 978–3–642–17822–1
- [Grbavcic 2000] GRBAVCIC, Z. B.: Drying of suspension and pastes in fluidized bed of inert particles. In: *Journal of the Serbian Chemical Society* 65 (2000), Nr. 12, S. 963–974

- [Grbavcic u. a. 2004] GRBAVCIC, Z. B. ; ARSENIJEVIC, Z. L. ; GARIC-GRULOVIC, R. V.: Drying of Slurries in Fluidized Bed of Inert Particles. In: *Drying Technology* 22 (2004), Nr. 8, S. 1793–1812
- [Groenewold u. Tsotsas 1997] GROENEWOLD, H. ; TSOTSAS, E.: A new model for fluid bed drying. In: *Drying Technology* 15 (1997), Nr. 6-8, S. 1687–1698
- [Groenewold 2004] GROENEWOLD, Hans: *Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung: Zugl. Dissertation an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg 2004*. 2004
- [Groenewold u. Tsotsas 2001] GROENEWOLD, Hans ; TSOTSAS, Evangelos: Experimental investigation and modeling of the influence of indirect heating on fluidized bed drying. In: *Drying Technology* 19 (2001), Nr. 8, S. 1739–1754
- [Hayhurst u. Parmar 2002] HAYHURST, A. N. ; PARMAR, M. S.: Measurement of the mass transfer coefficient and sherwood number for carbon spheres burning in a bubbling fluidized bed. In: *Combustion and Flame* 130 (2002), Nr. 4, S. 361–375
- [Hristov 1996] HRISTOV, J. Y.: Fluidization of ferromagnetic particles in a magnetic field Part 1: The effect of field line orientation on bed stability. In: *Powder Technology* 87 (1996), Nr. 1, S. 59–66
- [Hristov 1998] HRISTOV, J. Y.: Fluidization of ferromagnetic particles in a magnetic field Part 2: Field effects on preliminarily gas fluidized bed. In: *Powder Technology* 97 (1998), Nr. 1, S. 35–44
- [Hülseberg 1993] HÜLSEBERG, D.: *Sitzungsberichte der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse*. Bd. 124,1: *Elektrotechnologische Verfahren für Glas und Keramik*. Berlin : Akad.-Verl, 1993. – ISBN 3–05–501623–8
- [Jong u. a. 2011] JONG, B. H. W. S. d. ; BEERKENS, R. G. C. ; NIJNATTEN, P. A. ; LE BOURHIS, E.: Glass, 1. Fundamentals. In: *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*. 2011
- [Kallenrode 2005] KALLENRODE, M.-B. ; UNIVERSITÄT OSNABRÜCK, Fachbereich P. (Hrsg.): *Numerik - Einführung*. 2005
- [Kirko u. Filippov 1960] KIRKO, I. M. ; FILIPPOV, M. V.: Standard correlations for a fluidized bed of ferromagnetic particles in a magnetic field: Report F-12. In: *M. V. Zh. Tekh. Fiz.* (1960), Nr. 30, S. 1081
- [Kleiber u. Joh 2006] KLEIBER, M. ; JOH, R.: *VDI-Wärmeatlas Berechnungsmethoden für Stoffeigenschaften: Stoffwerte*. 10. Berlin and Heidelberg and New York : Springer, 2006. – ISBN 9783540255031
- [Krischer u. Kast 1992] KRISCHER, O. ; KAST, W.: *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*. 3. Berlin : Springer, 1992. – ISBN 9780387082806

- [Kudra u. Mujumdar 2009] KUDRA, T. ; MUJUMDAR, A. S.: *Advanced drying technologies*. 2. Boca Raton : Taylor & Francis, 2009. – ISBN 1420073877
- [La Nauze 1982] LA NAUZE, R. D.: *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*. 1982
- [Leontieva u. a. 2002] LEONTIEVA, A. I. ; BRYANKIN, K. V. ; KONOVALOV, V. I. ; UTROBIN, N. P.: Heat and mass transfer during drying of a liquid film from the surface of a single inert particle. In: *Drying Technology* 20 (2002), Nr. 4-5, S. 729–747
- [Liu u. a. 1991] LIU, Y. A. ; HAMBY, R. K. ; COLBERG, R. D.: Fundamental and practical developments of magnetofluidized beds: A review. In: *Powder Technology* 64 (1991), Nr. 1–2, S. 3–41
- [Martin 2006] MARTIN, H.: *VDI-Wärmeatlas: Berechnungsunterlagen für Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang: Wärmeübergang in Wirbelschichten Mf1-Mf9*. 10. Berlin and Heidelberg and New York : Springer, 2006. – ISBN 9783540297161
- [Michel 1992] MICHEL, W.: *Wirbelschichttechnik in der Energiewirtschaft: Mit 16 Tabellen*. 1. Leipzig : Dt. Verl. für Grundstoffindustrie, 1992. – ISBN 3–342–00641–2
- [Minkus 1981] MINKUS, J. H. T.; Siegel S. T.; Siegel: *Method and apparatus for controlling the operation of a magnetically stabilized fluidized bed by magnetic field measurement*. Patent Application. – US000004261109A
- [Nezhentsev u. a. 1986] NEZHENTSEV, V. V. ; PETROV, Yu B. ; ZHILIN, A. A. ; DYMSHITS, O. S.: Use of induction furnaces with a cold crucible for melting hard glasses (review). In: *Glass and Ceramics* 43 (1986), Nr. 9, S. 391–396
- [Pan u. a. 2001] PAN, Y. ; LI, J. ; ZHAO, L. ; YE, W. ; MUJUMDAR, A. ; KUDRA, T.: Performance characteristics of the vibrated fluid bed of inert particles for drying of liquid feeds. In: *Drying Technology* 19 (2001), Nr. 8, S. 2003–2018
- [Parise u. a. 2009] PARISE, M.R ; KURKA, P.R.G ; TARANTO, O.P: The Gaussian spectral pressure distribution applied to a fluidized bed. In: *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* 48 (2009), Nr. 1, S. 120–125
- [Parise u. a. 2008] PARISE, M.R ; TARANTO, O.P ; KURKA, P.R.G ; BENETTI, L.B: Detection of the minimum gas velocity region using Gaussian spectral pressure distribution in a gas–solid fluidized bed. In: *Powder Technology* 182 (2008), Nr. 3, S. 453–458
- [Parmar u. Hayhurst 2002] PARMAR, M.S ; HAYHURST, A.N: The heat transfer coefficient for a freely moving sphere in a bubbling fluidised bed. In: *Chemical Engineering Science* 57 (2002), Nr. 17, S. 3485–3494

- [Reyes u. a. 1998] REYES, A. ; DIAZ, G. ; BLASCO, R.: Slurry drying in gas-particle contactors: fluid-dynamics and capacity analysis. In: *Drying Technology* 16 (1998), Nr. 1-2, S. 217–233
- [Rosenzweig 1979] ROSENZWEIG, R.E: *Hydrocarbon conversion process utilizing a magnetic field in a fluidized bed of catalytic particles*. Patent Application. – US000004136016A
- [Rudolph u. Schaefer 1989] RUDOLPH, M. ; SCHAEFER, H.: *Elektrothermische Verfahren: Grundlagen, Technologien, Anwendungen*. Berlin : Springer-Verlag, 1989. – ISBN 978–3540510642
- [Satija u. Fan 1985] SATIJA, S. ; FAN, L.-S.: Characteristics of slugging regime and transition to turbulent regime for fluidized beds of large coarse particles. In: *AIChE Journal* 31 (1985), Nr. 9, S. 1554–1562
- [Scala 2007] SCALA, F.: Mass transfer around freely moving active particles in the dense phase of a gas fluidized bed of inert particles. In: *Chemical Engineering Science* 62 (2007), Nr. 16, S. 4159–4176
- [Schäfer 2005] SCHÄFER, P.: *Experimentelle Untersuchungen zur Kühlbarkeit volumetrisch beheizter Schüttbetten: Zugl. Dissertation an der Universität Stuttgart 2005*. 2005
- [Scott u. a. 2004] SCOTT, S. A. ; DAVIDSON, J. F. ; DENNIS, J. S. ; HAYHURST, A. N.: Heat transfer to a single sphere immersed in beds of particles supplied by gas at rates above and below minimum fluidization. In: *Industrial and Engineering Chemistry Research* 43 (2004), Nr. 18, S. 5632–5644
- [Silva u. a. 2010] SILVA, C.A.M ; PARISE, M.R ; SILVA, F.R ; TARANTO, O.P: Online control of the particle coating process in fluidized bed utilizing bed pressure fluctuation. In: *Proceedings 17th IDS 2010* (2010)
- [Strampp u. Vorožcov 2010] STRAMPP, W. ; VOROŽCOV, E. V.: *Mathematische Methoden der Signalverarbeitung*. München : Oldenbourg, 2010. – ISBN 978–3–486–59879–7
- [Tetsu u. Haruo 1970] TETSU, F. ; HARUO, U.: Laminar natural-convective heat transfer from the outer surface of a vertical cylinder. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970), Nr. 3, S. 607–615
- [Trnka u. a. 2000] TRNKA, O. ; VESELÝ, V. ; HARTMAN, M. ; BERAN, Z.: Identification of the state of a fluidized bed by pressure fluctuations. In: *AIChE Journal* 46 (2000), Nr. 3, S. 509–514
- [Tsotsas u. Groenewold 2002] TSOTSAS, E. ; GROENEWOLD, H.: Combined convective and contact drying in fluidized beds. In: CAO, C.W. (Hrsg.) ; LIU, X.D. (Hrsg.): *Proceedings of the 13th International Drying Symposium*, 2002, S. 524–531

- [Uhlemann u. Mörl 2000] UHLEMANN, H. ; MÖRL, L.: *Wirbelschicht-Sprühgranulation: Mit 28 Tabellen*. Berlin [u.a.] : Springer, 2000. – ISBN 978–3540669852
- [Werner 2008] WERNER, Martin: *Signale und Systeme: Lehr- und Arbeitsbuch mit MATLAB-Übungen und Lösungen (German Edition)*. Vieweg+Teubner Verlag, 2008. – ISBN 3834802336
- [Wünsch 2011] WÜNSCH, M.: *UBA-FB. Bd. 1574/2008: Datenbasis zur Bewertung von Energieeffizienzmaßnahmen 2008: Endbericht*. Berlin : Prognos AG, 2011
- [Yusuf u. a. 2005] YUSUF, R. ; MELAAEN, M. C. ; MATHIESEN, V.: Convective Heat and Mass Transfer Modeling in Gas-Fluidized Beds. In: *Chemical Engineering & Technology* 28 (2005), Nr. 1, S. 13–24
- [Zeisberger u. Mayinger 2006] ZEISBERGER, A. ; MAYINGER, F.: Heat transport and void fraction in granulated debris. In: *Nuclear Engineering and Design* 236 (2006), Nr. 19-21, S. 2117–2123
- [Zhang 2009] ZHANG, W.: A Review of Techniques for the Process Intensification of Fluidized Bed Reactors. In: *Chinese Journal of Chemical Engineering* 17 (2009), Nr. 4, S. 688–702
- [Zhang u. a. 2003] ZHANG, X. K. ; LI, Y. F. ; XIAO, John Q. ; WETZEL, E. D.: Theoretical and experimental analysis of magnetic inductive heating in ferrite materials. In: *Journal of Applied Physics* 93 (2003), Nr. 10, S. 7124
- [Zhao u. a. 2004] ZHAO, L. ; PAN, Y. ; LI, J. ; CHEN, G. ; MUJUMDAR, A. S.: Drying of a Dilute Suspension in a Revolving Flow Fluidized Bed of Inert Particles. In: *Drying Technology* 22 (2004), Nr. 1-2, S. 363–376

Mitbetreute Arbeiten

Name	Titel	Abschluss	Jahr
Kamen Kujouharov	Experimentelle Untersuchungen an einem Zickzacksichter	Bachelor	2008
Igor Bojadziski	Experimentelle Untersuchung an einer Strahlschicht-Abscheider-Apparatur	Master	2009
Nicola Gushterov	Experimentelle Untersuchungen eines neuartigen Strahlschichtprofils	Bachelor	2010
Franziska Hahne	Untersuchungen verschiedener metallischer Inertpartikel hinsichtlich ihrer Einsetzbarkeit in einer induktiv beheizten Wirbelschicht	Bachelor	2011
Jessica Neum	Untersuchungen des Einflusses eines hochfrequenten Magnetfeldes auf eine Inertpartikelwirbelschicht mit Hilfe von Differenzdruckmessungen	Bachelor	2011
Anton Temelkov	Magnetisches Monitoring von Einzelpartikeln in der Wirbelschicht	Master	2011
Vera Ugrinova	Magnetisches Monitoring von Einzelpartikeln in der Strahlschicht	Master	2011
Snejana Nakova	Untersuchung des Wärmeeintrages in eine Fluid-Feststoff Wirbelschicht mit induktivem Energieeintrag	Bachelor	2011
Elena Petrova	Magnetisches Monitoring von Einzelpartikeln in einer Wasserwirbelschicht	Bachelor	2011
Sylvia Pehlivanova	Untersuchung des Wärmeeintrages in eine Wirbelschicht mit induktivem Energieeintrag	Bachelor	2011
Beate Buse	Regelung des induktiven Energieeintrages in eine fluidisierte Inertkörperwirbelschicht	Diplom	2012
Erik Strumpf	Experimentelle und theoretische Untersuchungen des induktiven Wärmeeintrages in eine Wirbelschicht	Diplom	2012