

Dampfwirbelschichttrocknung von Braunkohle

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

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Frank Buschsieweke

aus Bünde

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Klaus R. G. Hein
Institut für Verfahrenstechnik u. Dampfkesselwesen
Universität Stuttgart

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Hartmut Spliethoff
Lehrstuhl für Energiesysteme
Technische Universität München

Tag der mündlichen Prüfung: 26.09.2005

Institut für Verfahrenstechnik und Dampfkesselwesen
der Universität Stuttgart

2006

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit bei der RWE Energie AG, heute RWE Power AG. Sie basiert im Wesentlichen auf Messreihen, die an einer sogenannten Versuchstrocknungsanlage der damaligen RWE Energie AG durchgeführt wurden. Die Versuchsreihen wurden zum Teil im Rahmen des von der EU geförderten Verbundprojektes "Predrying of Moist Fuels for Power Production" (Förderkennzeichen JOF3-CT97-0037) mitfinanziert.

An dieser Stelle danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. K. R. G. Hein für die Betreuung der Arbeit.

Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Spliethoff für die Übernahme des Korreferates.

Herr Dr. J. König hat freundlicherweise die Betreuung vor Ort übernommen. Er hat nicht nur Korrektur gelesen, sondern viele hilfreiche Tipps gegeben.

Herrn Dr. D. Kallmeyer und Herrn H. Bergmann danke ich für die grundsätzliche Freigabe zur Durchführung dieser Arbeit unter Nutzung der im Rahmen der Projektstätigkeit erhaltenen Messwerte. In diesem Zusammenhang danke ich auch Herrn Dr.-Ing. M. Krumbeck dafür, dass er mir überhaupt den Anreiz gab, diese Arbeit zu erstellen.

Wilfried Weber habe ich die große Zahl an verlässlichen Daten zu verdanken. Er hat im Wesentlichen die Versuchsanlage am Leben erhalten bzw. diese immer wieder reaktiviert, wenn Störungen auftraten. Auf ihn war immer Verlass. Um gute Ideen war und ist er nicht verlegen. Die Zusammenarbeit mit ihm hat mir besonders viel Spaß gemacht. Nochmals Danke!

Nicht vergessen möchte ich die vielen Kolleginnen und Kollegen in der Werkstatt und im Labor, die ihre Arbeit sehr gut gemacht haben. Die Diplomanden Bodo Frey, Christian Mengel, Georg Pielen und Georg Wiechers haben ebenfalls sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Zu guter letzt danke ich Katja, die unendlich viel Geduld mit mir hatte. Die vielen einsamen Abende hat sie, wenn auch nicht immer so doch überwiegend, klaglos ertragen. Ohne sie hätte ich das Werk bestimmt nicht abschließen können. Ich hoffe, dass ich ihr viel ihrer darin ausgedrückten Liebe zurückgeben kann.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	6
Tabellenverzeichnis	13
Abkürzungen und Indices	14
Arabische Zeichen	14
Griechische Zeichen	15
Indices	16
Zusammenfassung	19
Abstract	22
1 Einleitung	25
2 Aufgabenstellung	30
3 Grundlagen der Braunkohletrocknung	33
3.1 Entstehung der Braunkohle	33
3.2 Struktur und Eigenschaften der Braunkohle	35
3.2.1 Schrumpfung	40
3.2.2 Die Braunkohle-Wasser-Bindung	45
4 Wirbelschichttrocknung	55
4.1 Mechanische Entwässerung	55

4.2	Thermische Entwässerung	55
4.3	Thermische Trocknung	56
4.4	Stand der Wirbelschichttrocknung	58
4.5	Strömungsmechanik	62
4.6	Wärmeübergang	72
4.6.1	Konvektionstrocknung	72
4.6.2	Kontaktstrocknung	75
4.6.2.1	Gaskonvektiver Mechanismus	78
4.6.2.2	Partikelkonvektiver Mechanismus	79
4.6.2.2.1	Theorie nach Martin	80
4.6.2.2.2	Theorie nach Molerus	83
4.6.2.2.3	Theorie nach Dietz	86
4.6.2.2.4	Theorie nach Mildenerger	87
4.6.2.2.5	Theorie nach Zabrodsky	88
5	Versuchsprogramm	89
5.1	Begleitendes Versuchsprogramm	89
5.2	Wirbelschicht-Versuchsprogramm	99
5.2.1	Verfahrens- und Versuchsanlagenbeschreibung	100
5.2.2	Instrumentierung der Wirbelschichttrocknungsanlage	106
5.2.3	Bilanzierung	107
5.2.4	Versuchsprogramm	111
6	Ergebnisse der begleitenden Untersuchungen	113
6.1	Charakterisierung der Einsatzkohlen	113
6.2	Schrumpungsverhalten	117
6.3	Charakterisierung der Trockenkohlen	120
6.4	Bestimmung der Porenvolumina	122
6.5	Bestimmung der Trocknungsabschnitte	126
6.6	Fluidisierungsversuche	131
6.7	Bestimmung der Gleichgewichtsfeuchten	139

7	Ergebnisse der Wirbelschicht-Versuche	143
7.1	Variation der "statischen" Betriebsparameter	143
7.1.1	Einfluss der Fluidisierungsgeschwindigkeit	143
7.1.2	Einfluss der Wirbelschichttemperatur	144
7.1.3	Einfluss des Betriebsdruckes	146
7.1.4	Einfluss der Partikelgröße	149
7.1.5	Vergleich zwischen Experimenten und Theorien	151
7.2	Variation der "kinetischen" Betriebsparameter	157
7.2.1	Einfluss des Rohkohlemassenstroms und der Verweilzeit	157
7.2.2	Empirischer Ansatz zur Trocknungskinetik	160
7.2.3	Vergleich zwischen Experimenten und Theorien mit Berücksichtigung der Trocknungskinetik	165
7.3	Übertragbarkeit	170
8	Schlussfolgerungen und Ausblick	174
	Literaturverzeichnis	176

Abbildungsverzeichnis

1.1	Weltweite Braunkohleförderung 1996 (Mio.t)	25
1.2	Fördermengen in den wichtigsten europäischen Braunkohleförderstaaten 1998 (Mio.t)	26
1.3	Anteil der Braunkohle an der Stromerzeugung in Europa 1998 (%)	26
1.4	Exergieverlust bei der Wärmeübertragung	27
3.1	Einteilung von Kohlen nach Inkohlungsgrad [77]	34
3.2	Qualitätskennzahlen verschiedener Braunkohlen [78]	34
3.3	Schematische Darstellung der chemischen Struktur von Braunkohle [12]	35
3.4	Kräftegleichgewicht in Kapillaren	36
3.5	Ideale und reale Porensysteme	38
3.6	Wärmeleitfähigkeit poröser Stoffe	39
3.7	Schrumpfung, Porenbildung und Wassergehalt während der Trocknung von Braunkohle	41
3.8	Bindungsenergie des Kohlewassers in Abhängigkeit vom Wassergehalt [20]	47
3.9	Theoretische Trocknungsverläufe [10]	48
3.10	Charakteristische Formen von Sorptionsisothermen [22]	49
3.11	Sorptionsisothermen für rheinische Braunkohle [18]	52
3.12	Differentielle Bindungsenthalpie als Funktion der Wasserbeladung	53
3.13	Integrale Bindungsenthalpie als Funktion des Wassergehaltes (bezogen auf 60 % Rohkohle-Wassergehalt)	54

4.1	Röhrentrockner	57
4.2	Mahlrockner im Braunkohlekraftwerk	58
4.3	Vergleich des WTA- und DWT-Verfahrens [9]	60
4.4	Erreichte Wärmedurchgangskoeffizienten in Loy Yang	61
4.5	Darstellung des Lückengrades im Festbett	63
4.6	Strömungszustände vom Festbett bis zur Wirbelschicht	63
4.7	Charakteristisches Druckverlustdiagramm für den Existenzbereich von Wirbelschichten	64
4.8	Expansionsverhalten nach Bakker/Heertjes und Richardson/Zaki	71
4.9	Nußelt-Zahl in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl für $Pr=0,7$	75
4.10	Wärmeübergang zwischen Heizfläche und Wirbelschicht in Abhängig- keit von der Gasgeschwindigkeit [52]	76
4.11	Wärmeübergangsmechanismen in blasenbildender Wirbelschicht	78
5.1	Verfahrensschema Pyknometer	91
5.2	Verfahrensschema DenArMat	96
5.3	Eichgeraden für DenArMat	97
5.4	Ansicht der Wirbelschicht-Versuchsanlage	100
5.5	Schema der Versuchstrocknungsanlage	101
5.6	Konstruktion des Versuchstrockners	103
5.7	Wirbelschicht-Wärmetauscher-Wendeln	104
5.8	Anströmboden in der Wirbelschichtversuchsanlage	104
5.9	Umbau des Versuchstrockners	105
5.10	Instrumentierung des Versuchstrockners	106
5.11	Wärmedurchgang zwischen Thermoöl und Wirbelschicht	108
5.12	Wärmedurchgang und Temperaturverlauf zwischen Thermoöl und Wirbelschicht	109
6.1	RRSB-Korngrößenverteilungen aller eingesetzten Braunkohlen	114
6.2	Bulgarische Rohbraunkohle	116
6.3	Griechische Rohbraunkohle (II)	116
6.4	Schnitt durch ein großes bulgarisches Kohlepartikel	117

6.5	Volumenabnahme von rheinischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X	118
6.6	Volumenabnahme von europäischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X	118
6.7	Differenzielle Schrumpfung von rheinischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X	119
6.8	Differenzielle Schrumpfung von europäischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X	120
6.9	Griechische Trockenbraunkohle (II)	121
6.10	Bulgarische Trockenbraunkohle aus der Wirbelschicht	122
6.11	Experimentell ermittelte Porenvolumina in Trockenkohlen	123
6.12	Vergleich der theoretischen und experimentell ermittelten Porenvolumina	124
6.13	Korrigierter Vergleich der theoretischen und experimentell ermittelten Porenvolumina	125
6.14	Vergleich von normal und CO ₂ -getrockneter rumänischer Braunkohle	126
6.15	Wassergehalt verschiedener europäischer Braunkohlen in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit im Trocknungsschrank	128
6.16	Wassergehalt verschiedener rheinischer Braunkohlen in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit im Trocknungsschrank	128
6.17	Normierte Trocknungsgeschwindigkeit europäischer Braunkohlen in Abhängigkeit vom normierten Wassergehalt	129
6.18	Normierte Trocknungsgeschwindigkeit rheinischer Braunkohlen in Abhängigkeit vom normierten Wassergehalt	130
6.19	Normierte Trocknungsgeschwindigkeit der rumänischen Braunkohle in Abhängigkeit vom normierten Wassergehalt	130
6.20	Plexiglas-Wirbelschichtapparatur	132
6.21	Druckverlust-Messwerte mit verschiedenen engen Kornklassen bulgarischer Braunkohle	133
6.22	Vergleich gemessener und theoretischer Lockerungsgeschwindigkeiten für enge Kornklassen bulgarischer Braunkohle	133
6.23	Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für enge Kornklassen bulgarischer Braunkohle auf Basis der mittleren Korndurchmesser	134

6.24	Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für enge Kornklassen bulgarischer Braunkohle auf Basis des jeweils unteren Korndurchmessers	135
6.25	Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s$	136
6.26	Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s/\varphi$	136
6.27	Druckverlust- und Expansions-Messwerte für bulgarische Braunkohle < 1,6 mm	137
6.28	Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s$	138
6.29	Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s/\varphi$	139
6.30	Restbeladung rheinischer Braunkohle abhängig von Temperatur und Druck	140
6.31	Restbeladung rheinischer Braunkohle abhängig von Temperatur und Druck	141
6.32	Restbeladung aller Braunkohlen abhängig von der Temperatur bei 1,2 bar	142
7.1	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten rheinischer Kohle von der Fluidisierungsgeschwindigkeit	144
7.2	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten griechischer Feinkohle (III) von der Fluidisierungsgeschwindigkeit - Vergleich mit der Theorie von Martin	145
7.3	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten griechischer Feinkohle (III) von der Fluidisierungsgeschwindigkeit - Vergleich mit der Theorie von Martin	146
7.4	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten bulgarischer Grobkohle von der Fluidisierungsgeschwindigkeit	147

7.5	Abhängigkeit des max. Wärmeübergangskoeffizienten (rhein. Braunkohle) von der Partikelgröße und vom Druck nach der Theorie von Martin	148
7.6	Abhängigkeit des max. Wärmeübergangskoeffizienten (rhein. Braunkohle) von der Partikelgröße und vom Druck nach der Theorie von Dietz	148
7.7	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten aller Kohlen von der massengemittelten Partikelgröße - Vergleich mit der Theorie nach Martin mit $\varphi=0,7$	149
7.8	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten aller Kohlen von der oberflächengemittelten Partikelgröße (Sauterdurchmesser) - Vergleich mit der Theorie nach Martin mit $\varphi=0,7$	150
7.9	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten aller Kohlen vom Sauterdurchmesser - Vergleich mit der Theorie nach Martin mit angepasstem φ	151
7.10	Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen	152
7.11	Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe	153
7.12	Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen	154
7.13	Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe	154
7.14	Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen	155

7.15	Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe	156
7.16	Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe	156
7.17	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der griechischen Kohle vom Sauterdurchmesser und vom Rohkohlemassenstrom	157
7.18	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der polnischen Braunkohle vom Rohkohlemassenstrom und der Wirbelschichthöhe	158
7.19	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der polnischen Braunkohle vom Rohkohlemassenstrom und der Wirbelschichthöhe	159
7.20	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der polnischen Braunkohle vom Rohkohlemassenstrom und der Wirbelschichttemperatur	160
7.21	Abhängigkeit der Beladung der polnischen Braunkohle von der Zeit und der Partikelgröße - Vergleich mit Messwerten	166
7.22	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der polnischen Braunkohle von der Zeit und der Partikelgröße - Vergleich mit Messwert	167
7.23	Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen	168
7.24	Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen	168
7.25	Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe	169
7.26	Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe	170

7.27	Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten verschiedener Braunkohlen mit den Wärmedurchgangskoeffizienten in Loy Yang	172
------	--	-----

Tabellenverzeichnis

6.1	Übersicht Rohkohlen	113
6.2	Übersicht Trockenkohlen	120
6.3	Übersicht Trocknungsabschnitte aller Braunkohlen	131
7.1	Vergleich der gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten mit Literaturdaten	171

Abkürzungen und Indices

Arabische Zeichen

a	-	1. Linearkoeffizient in der Ergun'schen Lockerungspunktbeziehung
a	1/m	volumenspezifische Oberfläche
A	m ²	Fläche
Ar	-	Archimedes-Zahl
b	-	2. Linearkoeffizient in der Ergun'schen Lockerungspunktbeziehung
Bi	-	Biot-Zahl
c	-	Hilfsgröße in math. Beschreibung der Sorption
c _p	kJ/kgK	spezifische Wärmekapazität
c _s	W/m ² K ⁴	Stefan-Boltzmann-Konstante (5,67 W/m ² K ⁴)
d	m	Durchmesser
D	m	Windungsdurchmesser einer Rohrschlange
Dr	-	Druckverlustkennzahl (nach Molerus)
E	kJ/kg	spezifische Energie
\dot{E}	W	Exergiestrom
f _b	-	Zeitanteil, in dem die Heizfläche von einer Blase umgeben ist
F	m ²	Spantfläche (projizierte Fläche)
Fr	-	Froude-Zahl
g	m/s ²	Erdbeschleunigungskonstante (9,81 m/s ²)
G	N	Gewichtskraft
Ga	-	Galilei-Zahl
h	kJ/kg	spezifische Enthalpie
h'	kJ/kg	spezifische Enthalpie bei Siedetemperatur (vollständig flüssig)
h''	kJ/kg	spezifische Enthalpie bei Siedetemperatur (vollständig verdampft)
H	m	Wirbelschichthöhe
H	kJ	Enthalpie
k	W/m ² K	Wärmedurchgangskoeffizient
K	-	Konstante

l_{frei}	m	freie Partikelweglänge
l_{mod}	m	modifizierte freie Weglänge
m	kg	Masse
M	kg/kmol	Molmasse
\dot{n}	1/s	Partikelanzahlstrom
n	-	Größtwert einer Zählvariable
N	-	Anzahl
Nu	-	Nußelt-Zahl
p	bar	(Partial-)Druck
Pr	-	Prandtl-Zahl
\dot{q}	W/m ²	Wärmestromdichte
\dot{Q}	W	Wärmestrom
r	m	Radius
r	kJ/kg	spezifische Verdampfungsenthalpie
r	K/W	Wärmeleitwiderstand
R	kJ/kmolK	allgemeine Gaskonstante (8,314 kJ/kmol K)
Re	-	Reynolds-Zahl
S	-	Schrumpfung
T	K	Temperatur
t_k	s	Kontaktzeit
u	m/s	Geschwindigkeit
u_0	m/s	Leerrohrgeschwindigkeit
v	m ³ /kg	spezifisches Volumen
V	m ³	Volumen
\dot{V}	m ³ /s	Volumenstrom
V''	m ³ /kg	massenspezifisches Volumen
w_i	-	Massenanteil in Klasse i
w_f	-	wasserfrei
w_{af}	-	wasser- und aschefrei
X	kg _{H₂O} /kg _{TS}	Beladung, Gutsfeuchte
x	kg _{H₂O} /kg _{RBK}	Wasseranteil (Massenanteil)
y	m ³ _{H₂O} /m ³ _{RBK}	Wasseranteil (Volumenanteil)

Griechische Zeichen

α	W/m ² K	Wärmeübergangskoeffizient
α	-	Randwinkel des Kapillarmeniskus
ϵ	-	Lückengrad

ϵ_{str}	-	effektive Strahlungsemissionszahl
γ	-	Akkommodationskoeffizient
η	Pa s	dynamische Viskosität
η	-	Wirkungsgrad
φ	-	Sphärizität, Formfaktor
φ	-	relative Luftfeuchte, relativer Dampfgehalt
λ	W/mK	Wärmeleitfähigkeit
Λ	m	effektive freie Weglänge
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ν	m ³	adsorbiertes Gasvolumen
π	-	Winkelkonstante
θ	-	dimensionslose Temperaturdifferenz
ρ	kg/m ²	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
τ	s	Verweilzeit
ϑ	°C	Temperatur
$\Delta\vartheta$	K	Temperaturdifferenz
Ψ	-	flächengewichtete Porosität
ψ	-	volumetrische Porosität

Indices

0	zum Zeitpunkt t=0
0	Referenzzustand (des reinen Stoffes)
a	austauschaktiv
a	Laufindex
A	Austragspunkt
ads	Adsorption
aus	Austritt
b	Blasenphase
b	Laufindex
B	Bindung
C	Carnot
d	differentiell
D	Dampf
DS	Sattdampf
eff	effektiv
ein	Eintritt

exp	experimentell
F	Fluidisierungsmedium
G	Gut (Feststoff)
ges	gesamt
gk	gaskonvektiv
het	heterogen
hom	homogen
i	Laufindex
K	Kapillare
K	Kontakt
K	Kugel
krit	kritisch
L	Lockerungspunkt
L	Luft
lam	laminar
ln	logarithmisch
m	(massen)gemittelt
m	monomolekular (Adsorption)
max	maximal, Maximum
mod	modifiziert
O	Oberfläche
opt	optimal
P	Partikel
pk	partikelkonvektiv
rel	relativ
RBK	Rohbraunkohle
s	Feststoff (rein)
schütt	Schüttung (ruhend)
sorpt	Sorption
str	Strahlung
sus	Suspension
t	zum (beliebigen) Zeitpunkt t
TBK	Trockenbraunkohle
th	theoretisch
tr	trocken
TS	Trockensubstanz (siehe auch s)
turb	turbulent
U	Umgebung
V	Verdampfung

V	Verlust
W	Wasser
W	Wand
WS	Wirbelschicht
WT	Wärmetauscher

Zusammenfassung

Braunkohle ist ein wesentlicher Energieträger in Deutschland. Um auf die veränderte sich verschärfende Marktsituation reagieren zu können, müssen neue Wege zur effizienten und wirtschaftlichen Braunkohleverstromung gefunden werden. Dieses kann bei notwendigen Neubauten von Kraftwerken durch die Nutzung neuer Kohleumwandlungs- und -verstromungstechniken erfolgen. Eine dieser Techniken ist die externe Kohlevortrocknung in einer Dampfwirbelschicht und Nutzung der getrockneten Braunkohle zur weiteren Verstromung, die allerdings bisher nur für atmosphärischen Betriebsdruck und eine maximale Korngröße von 6 mm entwickelt wurde.

Für die erforderliche wirtschaftliche Optimierung ist zunächst zu ermitteln, in welchem Maße die verschiedenen Betriebsparameter sich gegenseitig beeinflussen bzw. auf investitions- und betriebskostenrelevante Parameter wirken. Ein wichtiger Parameter ist der Wärmeübergangskoeffizient, welcher die erforderliche spezifische Wärmetauscherfläche und damit die Trocknerbaugröße bestimmt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden umfangreiche experimentelle Untersuchungen zur Braunkohletrocknung in einer dampfbetriebenen Wirbelschichtanlage (Technikumsmaßstab) bei verschiedensten Betriebsbedingungen vorgestellt. Mit diesen Versuchen wurde der Einfluss von Betriebsparametern wie Fluidisierungsgeschwindigkeit (0,1 bis 1,7 m/s), Temperatur (110 bis 165 °C), Druck (1,2 bis 5 bar a) und Verweilzeit (0,6 bis 6 h) auf den Wärmeübergangskoeffizienten in einer Dampfwirbelschicht ermittelt.

Die oben genannten Betriebsparameter wiederum sind abhängig von den Eigenschaften der zu trocknenden Braunkohle (z. B. Zusammensetzung und Partikelgröße). Diese unterscheiden sich nicht nur je nach Herkunft, sondern auch innerhalb des jeweiligen Abbaubereiches - vor allem durch fortschreitende Abbautiefe. Um eine möglichst große Bandbreite an Kohleeigenschaften untersuchen zu können, wurden Rohkohlen unterschiedlicher Herkunft (Deutschland, Bulgarien, Griechenland, Polen und Rumänien) eingesetzt. Der Wassergehalt variierte zwischen 37 und 57 Gew.%, der Aschegehalt zwischen 3 und 50 Gew.% (bezogen auf wasserfreie Kohle), die Partikeldichte zwischen 1150 und

1400 kg/m³. Durch entsprechende Aufbereitungsschritte (Mahlung und/oder Siebung) der Rohkohlen wurde die Partikelgröße auf Maximalwerte zwischen 2 und 6 mm eingestellt.

Um die Versuchsergebnisse der DampfWirbelschichtversuchsanlage interpretieren zu können, wurden verschiedene begleitende Untersuchungen im Labor durchgeführt. Ziel dieser Untersuchungen war neben der Analyse der chemisch-physikalischen Stoffdaten der Kohle (Zusammensetzung, Partikelgröße und -dichte) auch die Bestimmung des Fluidisierungsverhaltens sowie des Trocknungsverhaltens von ruhenden Schüttungen und Einzelkörnern. Die ermittelten Stoffdaten dienen neben der Bewertung der Messdaten der Wirbelschichtanlage auch der mathematischen Modellierung des Wärmeübergangs zwischen Heizmedium und Wirbelschicht.

Bei den Untersuchungen mit der dampfbetriebenen Wirbelschichtanlage lag zunächst der Untersuchungsschwerpunkt auf dem Einfluss des Betriebsdruckes auf den globalen Wärmeübergangskoeffizienten. Es kam aschearme rheinische Braunkohle, so genannte B- oder Brikettier-Kohle, sowie aschereiche bulgarische Braunkohle zum Einsatz. Dabei wurden die Erwartungswerte mehrerer, aus der Literatur bekannter Theorien überprüft. Auch wenn die verschiedenen Braunkohlen unterschiedliches Trocknungsverhalten in der DampfWirbelschicht zeigten, so ließen sich diese Unterschiede aufgrund der begleitenden Untersuchungen grundsätzlich erklären und die bestehenden theoretischen Modelle auf alle Kohlen anwenden.

Diese Modelle beschränkten sich bisher auf die Beschreibung des globalen Wärmeübergangs bei der reinen Wärmeübertragung auf monodisperse Partikelschüttungen. Bei der Braunkohletrocknung ist jedoch nicht nur der Mechanismus der Wärmeleitung relevant, sondern es treten auch Stofftransport und Phasenwechsel des Kohlewassers auf. Trotzdem wurde eine gute Übereinstimmung der Theorien von Martin und Dietz mit den Versuchen für atmosphärischen Betriebsdruck gefunden.

Allerdings zeigten Daten zum Einfluss des Betriebsdruckes grundsätzlich Abweichungen von den Theorien unterhalb der Erwartungswerte, so dass Messungen unter Einbezug der Partikelgröße bzw. der Partikelgrößenverteilung erforderlich wurden. Dabei kamen, in Ergänzung der oben genannten, weitere Braunkohlen aus verschiedenen meist osteuropäischen Lagerstätten zum Einsatz. Die Untersuchungen mit europäischen Braunkohlen erfolgten im Rahmen des von der EU geförderten Verbundprojektes "Predrying of Moist Fuels for Power Production" mit dem Förderkennzeichen JOF3-CT97-0037.

Die im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Messwerte lassen die Schlussfolgerung zu, dass die Theorien in ihrer ursprünglichen Form zu optimistische Werte für den Wärmeübergang erwarten lassen als tatsächlich erreicht werden können. Es zeigte sich, dass die

physikalisch-chemischen Eigenschaften der Braunkohlepartikel auch in Abhängigkeit von der Zeit berücksichtigt werden müssen. Durch Messungen zur Trocknungskinetik und Laboruntersuchungen zur Kohlepartikelveränderung sowie durch entsprechende Anpassungen der Theorien von Martin und Dietz konnte eine hinreichende Übereinstimmung von Theorie und Versuchen erreicht werden. Dabei zeigte sich die Theorie von Martin bei Anwendung des massengemittelten Partikeldurchmessers als beste Variante. Auch wenn sich nun der Wärmeübergangskoeffizient mit einer Genauigkeit von $\pm 25\%$ vorherbestimmen und die Anlagentechnik entsprechend auslegen lassen, sollten zusätzliche Anpassungen im Rahmen weiterer Arbeiten erfolgen.

Abstract

Brown coal is a key source of energy in Germany. In order to react to the changing market and the increasing competition with other types of fuel, more efficient and more economical power generation techniques based on brown coal must be developed. This could be achieved by means of new coal preparation techniques and/or new combustion techniques. One of these techniques is the combination of external drying in a steam fluidized bed and the combustion of this predried coal in new boilers which have up to now only been developed for atmospheric operating pressure and a maximum particle size of 6 mm.

In order to achieve the necessary economic optimization, it will first be necessary to estimate the amount of interaction between the different operating parameters and their impact on the capital and operating costs. An important parameter is the heat transfer coefficient, which determines the heat exchanger surface (and therefore the size of the dryer).

During these investigations numerous experiments will be presented concerning the drying of brown coal under different operating conditions in a steam fluidized bed test plant. The experiments focused on the influence of superficial fluidization velocity (0.1 to 1.7 m/s), fluidized bed temperature (110 to 165 °C), operating pressure (1.2 to 5 bar) and particle residence time (0.6 to 6 h) on the heat transfer coefficient in a steam fluidized bed.

The above-mentioned operating parameters are in turn dependent on the properties of the brown coal to be dried (e.g. composition and particle size). They not only differ depending on the country of origin, but also within the coal mine - above all depending on the mining depth. To investigate a wide range of these parameters, brown coal from different countries (Germany, Bulgaria, Greece, Poland and Romania) with different maximum particle sizes (2 or 6 mm) and different contents (water between 37 and 57 wt.%, ash between 3 and 50 wt.% on a water-free basis, particle density between 1150 and 1400 kg/m³) were used. By means of crushing and/or sieving, a maximum particle size

of between 2 and 6 mm was achieved for the different types of coal.

To be able to interpret the test results of the steam fluidized bed test plant, different additional lab scale tests had to be carried out. One of the main objectives of these lab scale tests was to determine chemical and physical data for the different coals (content, particle size and density). Another goal was to measure the fluidization behaviour (with nitrogen) and the drying behaviour in fixed beds and of single particles. The measured data were used for evaluation of the main tests (of the steam fluidized bed test plant) and for the mathematical modelling of the heat transfer coefficient between the heating medium and the fluidized bed.

In the beginning, the experiments with the steam fluidized bed focused on the influence of the operating pressure on the overall heat transfer coefficient. Low ash containing Rhenish and high ash containing Bulgarian brown coals were used. The measurements were compared with theoretical values calculated by using different established theories. Although the various types of coal displayed different drying behaviour in the steam fluidized bed, these differences could be interpreted based on the lab scale tests. The existing theoretical models could be applied to all the coal varieties.

These theories originally considered the overall heat transfer for pure heat exchange to monodisperse particles. When describing the drying of brown coal, material transportation and phase changing of the coal water must be taken into consideration and not just the mechanism of the thermal conduction. Nevertheless, initial comparisons demonstrated a large amount of agreement between the theories of Martin and Dietz and the measurements for atmospheric pressure.

As the effect of pressure on the heat transfer coefficient did not generally correspond to the theories, but was significantly smaller than calculated (measured effect is half that of the calculated effect), further experiments focused on the influence of the particle size and the particle size distribution. In these experiments different types of coal originating mainly from Eastern Europe were used in addition to those mentioned above. The research with the European coal varieties was performed with the financial support of the European Commission within the framework of the "Predrying of Moist Fuels for Power Production" project (JOF3-CT97-0037).

The results of this work show that the mentioned theories lead to very optimistic heat transfer coefficients. It has been found that the chemical and physical coal particle properties have to be considered on the basis of the drying time. Following lab scale measurements concerning the drying kinetics and effects on the particle properties, the theories of Martin and Dietz were extended to consider the observed kinetic effects. This led to sufficient agreement between theory and experiments. The theory of Martin using

the mass average particle size turned out to be the best alternative. Even if the overall heat transfer coefficient can be calculated with an accuracy of $\pm 25\%$ and the plant technology can be designed accordingly, additional adaptations should be made within the framework of further projects.

1 Einleitung

Braunkohle ist wegen großer Vorkommen, vergleichsweise einfachen Methoden der Gewinnung und Verstromung ein weltweit wichtiger Primärenergieträger von hoher wirtschaftlicher Bedeutung. Sie stellt für die deutsche, aber auch weltweite Energieversorgung seit vielen Jahrzehnten ein wichtiges Standbein dar.

Eine Übersicht über die Abbaumengen und die globale Aufteilung der Braunkohleförderung gibt Abb. 1.1 [1].

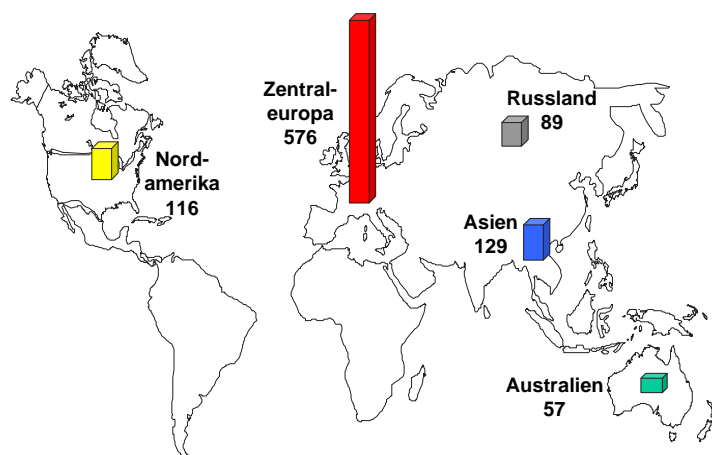


Abb. 1.1: Weltweite Braunkohleförderung 1996 (Mio.t)

In Abb. 1.2 ist eine detaillierte Aufschlüsselung der Fördermengen in Europa in 1998 dargestellt [2].

In Deutschland wird aus Braunkohle ca. 25% der öffentlichen Stromversorgung gedeckt[3]. Weitere Zahlen für Europa zeigt Abb. 1.3 [2].

Vor dem Hintergrund der Liberalisierung der europäischen Märkte ist es unbestritten, dass die Stromproduktion aus Braunkohle wirtschaftlich optimiert werden muss. Für die erforderliche technische Optimierung bei der Braunkohleverstromung durch Verbrennung gibt es kraftwerksseitig verschiedene Ansätze [3, 4, 5]. Neben der Erhöhung der Frischdampfzustände, Steigerung der Turbinenwirkungsgrade, Absenkung des Konden-

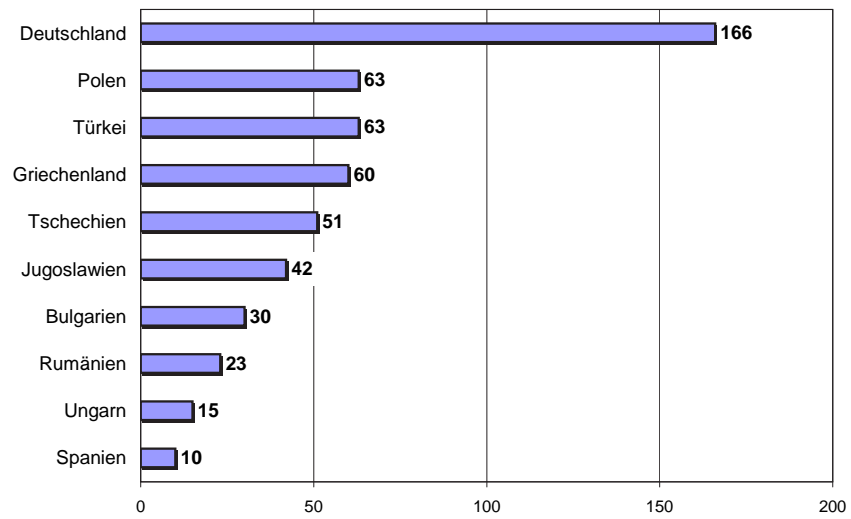


Abb. 1.2: Fördermengen in den wichtigsten europäischen Braunkohleförderstaaten 1998 (Mio.t)

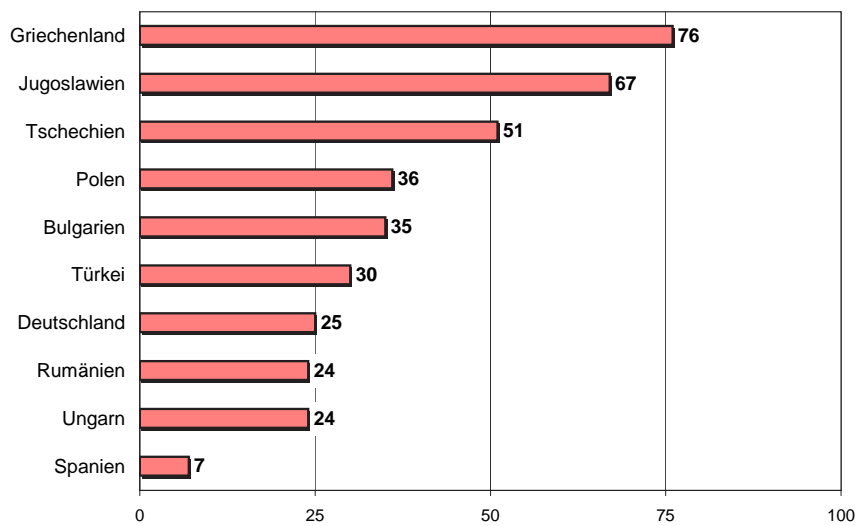


Abb. 1.3: Anteil der Braunkohle an der Stromerzeugung in Europa 1998 (%)

satordruckes u. a. bestehen auch im Bereich der Kohletrocknung erhebliche Verbesserungspotenziale [6]. In den meisten bestehenden Kraftwerken und Industriefeuerungen erfolgt diese durch eine integrierte Mahltrocknung, d.h. die Trocknung und Mahlung der Kohlen erfolgen zeit- und ortsgleich in den Kohlemühlen. Als Trocknungsmedium wird heißes Rauchgas verwendet, welches bei Temperaturen zwischen 900 und 1000 °C aus dem Feuerraum entnommen wird. Für eine Trocknung bei Umgebungsdruck oder Überdrücken bis 10 bar sind Temperaturen von lediglich 130 bis 200 °C ausreichend.

Nach [24] ist der Exergieverlust beim Übergang des Wärmestroms \dot{Q} von Stoff A (z. B. heißes Rauchgas oder kaltes Abgas) nach Stoff B (zu verdampfendes Kohlewasser) wie folgt definiert:

$$\dot{E}_V = T_U \cdot \frac{T_B - T_A}{T_A \cdot T_B} \cdot \dot{Q}. \quad (1.1)$$

Man erkennt, dass der Exergieverlust nicht nur direkt proportional zur Temperaturdifferenz der beiden Stoffe, sondern auch umgekehrt proportional zum Produkt aus T_A und T_B ist. Bei Annahme einer konstanten Kohlewasser/Brüden-Temperatur von 100°C und einer Senkung der mittleren Rauchgastemperatur von 1000 auf 200°C sinkt der Exergieverlust je übertragener Wärmemenge ($\dot{E}/(T_U \cdot \dot{Q})$) von 90 auf 50 kJ/kgK. Allgemein dargestellt ist der Exergieverlust in Abb. 1.4.

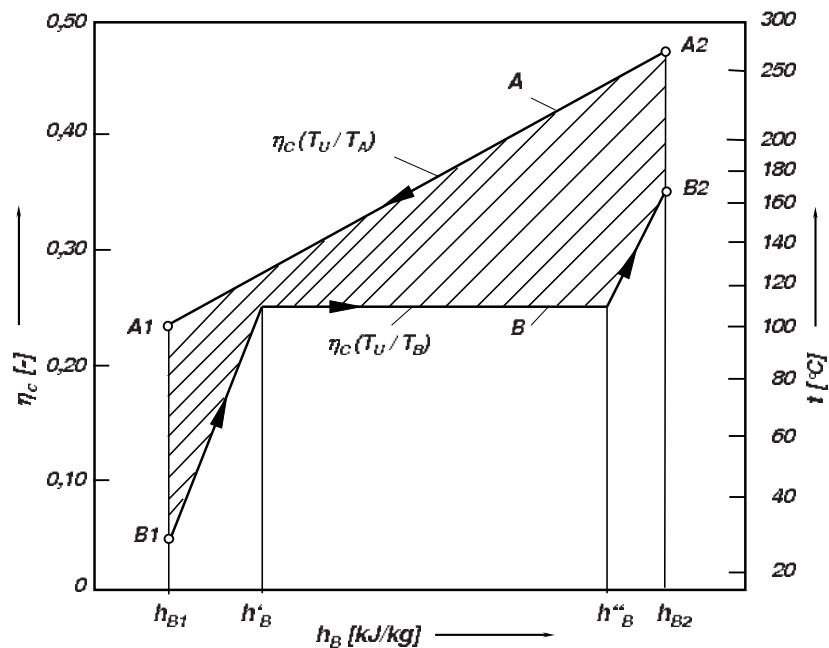


Abb. 1.4: Exergieverlust bei der Wärmeübertragung

Über die exergetisch ungünstige Trocknung der Kohle hinaus wird bei der Mahltrocknung

das ausgetriebene Kohlewasser, der so genannte Brüden, sowie das abgekühlte Rauchgas in den Feuerraum zurückgegeben. Dabei werden beide Stoffströme wieder aufgeheizt. Die dafür benötigte Wärmemenge steht effektiv nicht mehr zur Stromproduktion zur Verfügung. Durch diesen Vorgang sowie die Tatsache, dass der Brüden letztendlich gasförmig über das Rauchgas an die Umgebung abgegeben wird, gehen 13 bis 20 % der Brennstoffenergie verloren [7].

Zur Verbesserung der Brennstoffenergienutzung bieten sich zwei Möglichkeiten an:

- die Kohletrocknung muss mit Niedertemperaturwärme erfolgen und/oder
- die Verdampfungsenergie des Brüden muss zurückgewonnen werden.

Beides wird dadurch erreicht, dass man zur Beheizung der Wirbelschicht entweder Anzapfdampf aus der Dampfturbine des Kraftwerks bei der entsprechenden Temperatur entnimmt oder den Brüden zur internen Wärmekopplung einschließlich seiner Kondensation nutzt. Der Brüden wird dabei nicht in die Brennkammer bzw. das Rauchgassystem gegeben. Insgesamt kann hierdurch eine Wirkungsgradsteigerung von bis zu 5 %-Punkten im Vergleich zur konventionellen Mahltrocknung erreicht werden [5]. Darüber hinaus ergeben sich durch einen kleineren Rauchgasmassenstrom geringere Investitionen für den Bereich des Kessels und des Rauchgassystems sowie ein geringerer Eigenbedarf. Ob sich ein wirtschaftlicher Vorteil dieses Konzeptes tatsächlich ergibt, hängt im Wesentlichen von der Höhe der Investitionen für das Trocknungssystem ab.

Wie groß der Wirkungsgradgewinn durch die externe Kohletrocknung ist, hängt von der angewendeten Trocknungstechnik ab. Dabei unterscheidet man zwischen Trocknungs- und Entwässerungsverfahren. Bei den Trocknungsverfahren wird das Kohlewasser verdunstet oder verdampft, bei den Entwässerungsverfahren wird es durch Druck aus der feuchten und erwärmten Kohle in flüssigem Zustand herausgepresst.

Ein aussichtsreiches und effektives Trocknungsverfahren stellt die Wirbelschichttrocknung dar. Sie zeichnet sich gegenüber anderen Verfahren wie z. B. der oben genannten Mahltrocknung oder der Röhrentrocknung durch bessere Wärmeübertragungseigenschaften aus. Weil der Wirbelschicht-Reaktor nicht bewegt wird wie z. B. die Trommeln beim Röhrentrockner oder die Druckstempel bei den Entwässerungsverfahren, bietet sich die Möglichkeit des Baus größerer Leistungseinheiten. Zur Wirbelschichttrocknung existiert weltweit bereits eine Vielzahl an Konzepten in unterschiedlichen Entwicklungsstadien. Diese unterscheiden sich durch die Art der Einbringung der Trocknungsenergie (direkt/indirekt), des Fluidisierungszustandes (zirkulierend/stationär) sowie durch die Druckstufen (atmosphärisch/druckaufgeladen). Tatsächlich erprobt ist allerdings nur die atmosphärische Wirbelschicht-Trocknung.

Ziel dieser Arbeit ist, die grundsätzlichen Einflussgrößen auf die Trocknung, vor al-

lem bei der Wirbelschichttrocknung von Braunkohle zu ermitteln sowie die Betriebsdaten bestehender Konzepte nachzuvollziehen. Dieses erfolgt im Rahmen von Laboruntersuchungen an Einzelkörnern und ruhenden Schüttungen sowie von Parameterstudien in einer Wirbelschicht-Trocknungsapparatur. Darüber hinaus werden mehrere Theorien zur Beschreibung des Wärmeübergangs verglichen. Eins dieser mathematischen Modelle wird auf die Anwendung der Braunkohletrocknung angepasst werden, um den globalen Wärmeübergangskoeffizienten bei der Wirbelschichttrocknung von Braunkohle ausreichend genau vorherzusagen.

2 Aufgabenstellung

Ziel der Entwicklungen in der Braunkohlekraftwerkstechnik ist die Vereinfachung des Gesamtkonzeptes, die Erhöhung des Wirkungsgrades mit Senkung des CO₂-Ausstoßes und letztlich die Reduzierung der Stromgestehungskosten. Letzteres ist das entscheidende Kriterium zur Durchsetzung technischer Alternativen am Markt. Eine Alternative stellt dabei die Wirbelschichttrocknung der Braunkohle dar. Ihre Entwicklung unter atmosphärischem Druck ist weit fortgeschritten und steht kurz vor der Marktreife. Welche technischen Maßnahmen schließlich zu einer Reduzierung der Stromgestehungskosten bei der Braunkohlenutzung führen werden, soll in dieser Arbeit grundlegend erarbeitet werden. D. h. die Wirkung der Betriebsparameter bei der Wirbelschichttrocknung auf die kostenbeeinflussenden Größen sollen ermittelt werden.

Maßgebliche Einflussgröße ist der Wärmeübergang zwischen Heizmedium und Partikel. Er bestimmt vor allem die notwendige Wärmetauscher-Heizfläche und damit die Größe des Wirbelschichtapparates. Als Ansatzpunkte zur technischen und wirtschaftlichen Optimierung der Wirbelschichttrocknung werden in der Forschung vor allem die Verringerung der Partikelgröße und die Erhöhung des Betriebsdruckes genannt. Hierzu gibt es neben theoretischen Betrachtungen auch experimentelle Untersuchungen (z. B. Dietz [60]). Sie behandeln jedoch nicht speziell die Braunkohletrocknung, sondern die Aufheizung von stofflich unveränderlichen Partikeln wie Glaskugeln oder Metallpartikel. Ob das beschriebene Entwicklungspotenzial auch für die Trocknung von Braunkohle gilt, die während der Trocknung stofflichen Veränderungen unterliegt, wird vor allem im Hinblick auf erreichbare Wärmeübergangskoeffizienten in einer Versuchsanlage bei Verwendung verschiedener Braunkohlen experimentell überprüft. Hierbei werden nicht die kompletten Verfahrensketten untersucht, sondern speziell das Trocknungsverhalten der Braunkohle in der Wirbelschicht. Die Ergebnisse stellen allerdings eine wesentliche Grundlage für die Beurteilung des kompletten Trocknungs-Prozesses einschließlich der Kohleaufmahlung und peripherer Apparatechnik dar. So hat beispielsweise die Partikelgröße nicht nur einen Einfluss auf den Wärmeübergang zwischen Heizmedium und Kohlepartikel, sondern auch auf die notwendige Strömungsgeschwindigkeit, damit auf die Gebläseleistung und -größe und schließlich auf Betriebs- und Investitionskosten. Außerdem wird durch

die zu verwendende Partikelgröße der Aufwand für die vorlaufende Mahlung der Kohle festgelegt.

Abhängig vom gewählten Betriebsdruck verändert sich nicht nur der Wärmeübergang, sondern auch der konstruktive Aufwand (größere Wandstärken der Apparate und Rohrleitungen), sondern auch das Niveau der Betriebstemperatur sowie investiver und betrieblicher Aufwand für Verdichter und Pumpen. Auch die Sicherheitstechnik ist bei Betrieb unter erhöhtem Druck aufwendiger als bei atmosphärischem Betrieb. Positiv wirkt sich der Druck durch kleinere Baugrößen des Wirbelschichtapparates sowie kleinerer Durchmesser der Rohrleitungen aus.

Sowohl die Partikelgröße als auch der Betriebsdruck wirken sich auf die mögliche Verweilzeit aus - Erhöhung des Wärmeübergangs bedeutet niedrigere Verweilzeit und damit größerer Kohledurchsatz bei gleicher Wirbelschichtgröße. Dieses wiederum muss bei der Auslegung der Förderorgane (Zellenräder und Schleusen) für die Zugabe der Rohkohle und Ausfuhr der Trockenkohle berücksichtigt werden.

Auf Basis der experimentellen Ergebnisse werden bekannte mathematische Modelle validiert und gegebenenfalls verbessert, um die Wirbelschichttrocknung von Braunkohle ausreichend genau beschreiben zu können und die Erwartungswerte für eine großtechnische Umsetzung abzusichern. Danach kann mit Hilfe dieser Modelle großtechnische Trocknungsanlage bzw. ein komplette Trockenbraunkohle-Kraftwerk für verschiedene Betriebspunkte der Trocknung ausgelegt werden. Hiermit kann dann ermittelt werden, ob die Druckerhöhung oder die Veränderung anderer Betriebsparameter tatsächlich zu einem wirtschaftlicheren Betrieb führen und damit einen Anreiz für die Kraftwerksbetreiber bieten.

Für die Untersuchungen der verschiedenen Parameter, die einen Einfluss auf den Wärmeübergang haben, werden die Versuche an einer Wirbelschichtversuchsanlage durchgeführt, die sehr vielseitig in der Wahl der Betriebsparameter, vor allem hinsichtlich Druck, Temperatur und Volumenstrom des Fluidisierungsdampfes ist. Neben den genannten Betriebsparametern wird außerdem der Einfluss der Partikelgröße auf den Wärmeübergangskoeffizienten gemessen.

Wichtig für das Verständnis der Braunkohletrocknung und der Anwendung der verschiedenen Theorien ist die Kenntnis der Veränderung der Kohlepartikel während der Trocknung und dessen Einfluss auf die erreichbaren Wärmeübergangskoeffizienten. Deshalb werden für alle Kohlen, begleitend zu den Trocknungsversuchen in der Wirbelschichtversuchsanlage, verschiedene Untersuchungen im Labor durchgeführt, um die bei der Wirbelschichttrocknung beobachteten Effekte exakt erklären zu können. So wird z. B. das Schrumpfungsverhalten der Partikel bei der Trocknung sowie das Fluidisierungsverhalten verschiedener Korngrößenfraktionen untersucht. Ebenso wird die Veränderung der inneren Oberflächen durch Trocknung bei verschiedenen Trocknungsbedingungen sowie

der Lückengrad in ruhenden Schüttungen mit unterschiedlichen Partikelgrößenverteilungen ermittelt.

Sowohl aus den Begleit- als auch den Hauptversuchen werden schließlich Hinweise auf die Trocknungskinetik in der Wirbelschicht erarbeitet und anschließend die Theorien so angepasst, dass sie die Veränderungen der Kohlepartikel korrekt berücksichtigen und den Wärmeübergang richtig darstellen. Hierzu werden im Rahmen der begleitenden Versuche nicht nur der Endzustand, sondern auch die Zwischenzustände der Kohlen vermessen. Durch Versuche zur Variation der Verweilzeit in der Versuchswirbelschicht werden schließlich die kinetischen Effekte beobachtet und interpretiert.

Somit führt die Arbeit dazu, die theoretischen Modelle für die Beschreibung der Wirbelschichttrocknung von Braunkohle richtig anzuwenden und auf ihrer Basis Großanlagen auszulegen und wirtschaftlich zu bewerten.

3 Grundlagen der Braunkohletrocknung

3.1 Entstehung der Braunkohle

Kohle entsteht bekanntlich aus abgestorbenen Pflanzen, insbesondere Bäumen, unter Einwirkung von Druck, Temperatur und Zeit. Bei fortschreitender *Inkohlung* infolge der geologischen Alterung – Anstieg des Gehaltes an reinem Kohlenstoff – wandeln sich die Pflanzen zu Torf, Braunkohle, Steinkohle und schließlich Anthrazit um. Dieser Prozess vollzieht sich innerhalb zweier großer Abschnitte [25]. Der erste Abschnitt beinhaltet die Vertorfung (Peatification-Diagenese). Sie umfasst die biologische bzw. biologisch-chemische Phase der Entstehung. Innerhalb der zweiten Phase findet die Inkohlung (Coalification Metamorphose) statt. Durch Überdeckung des Pflanzenmaterials mit Wasser, Sand oder anderem Material sowie Abschottung von der Atmosphäre entsteht zunächst Torf. Dies geschieht bei Umgebungsdruck und -temperatur. Durch Überdeckung mit weiteren Schichten und der einhergehenden Erhöhung des Druckes geht dieser Torf in Braunkohle über. Diese besteht aus organischer Brennstoffsubstanz und nicht brennbarer Substanz (Ballast). Die organische Brennstoffsubstanz besteht aus den brennbaren Substanzen Kohlenstoff, Wasserstoff und Schwefel. Weitere Inhaltsstoffe sind Sauerstoff, Stickstoff sowie "organische Asche". Die nicht brennbare Substanz besteht aus Wasser und "nichtorganischer Asche". Der Anteil an flüchtigen Bestandteilen, bezogen auf das Trockengewicht der Kohle, beträgt rund 50 % [26].

Der Prozess der Inkohlung wird durch chemische und physikalische Vorgänge begleitet, welche in der Abnahme des Sauerstoffgehaltes sowie in einem Anstieg des Kohlenstoffgehaltes und des Heizwertes resultieren. Die verschiedenen Inkohlungsgrade mit typischen Gehalten an Wasserstoff-, Sauerstoff- und Kohlenstoffgehalten sowie typischen Heizwerten sowie Gehalten an Wasser und flüchtigen Bestandteilen sind in Abb. 3.1 dargestellt.

Die Braunkohlen der weltweit verteilten Vorkommen unterscheiden sich jedoch nicht nur im Inkohlungsgrad, sondern auch im Wasser- und Aschegehalt. Die Unterschiede wichtiger Vorkommen, ergänzt um die rheinischen Braunkohlen, zeigt Abb. 3.2.

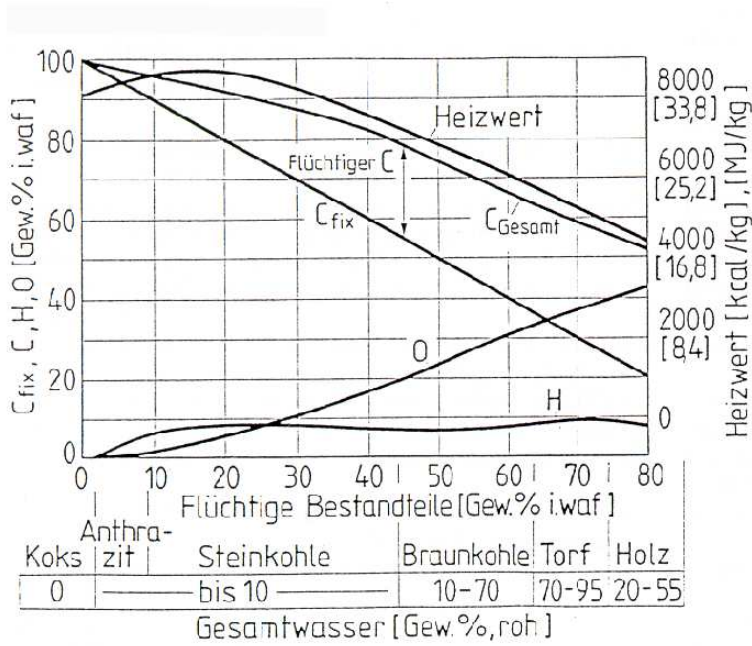


Abb. 3.1: Einteilung von Kohlen nach Inkohlungsgrad [77]

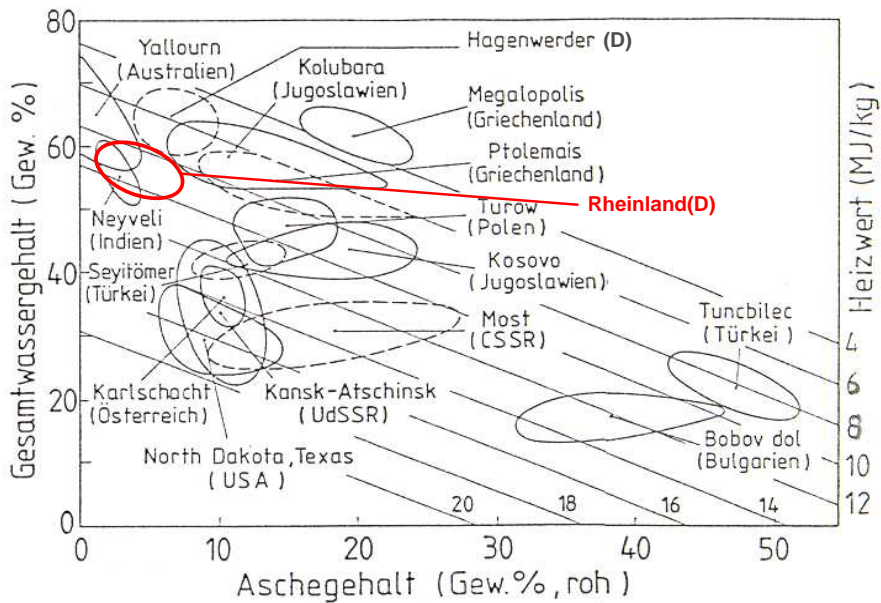


Abb. 3.2: Qualitätskennzahlen verschiedener Braunkohlen [78]

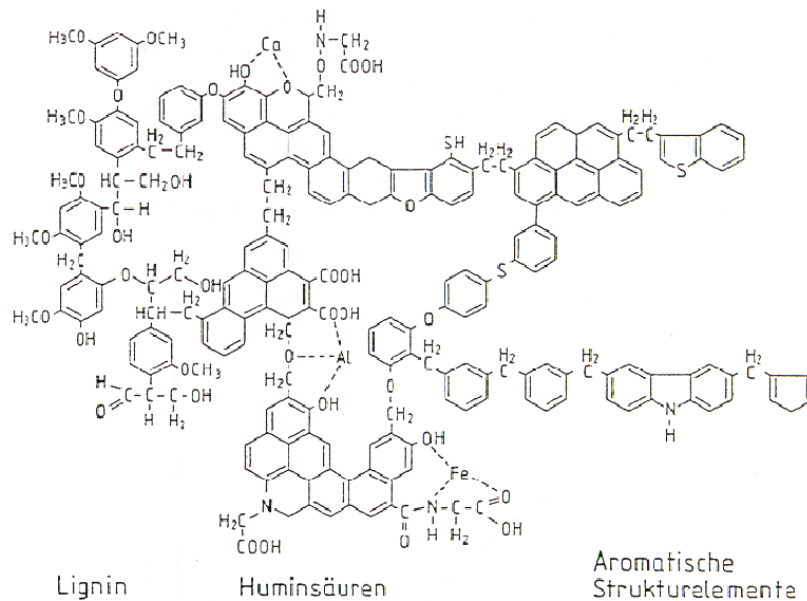


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der chemischen Struktur von Braunkohle [12]

Auch zur chemischen Struktur der Braunkohlen gibt es zahlreiche Untersuchungen. Aufgrund des pflanzlichen Ursprungs der Braunkohle besteht sie aus einer Vernetzung organischer Bausteine (Beispiel siehe Abb. 3.3). Diese als Huminstoffe bezeichneten Bausteine sind im Wesentlichen kondensierte Aromaten-Ringe, an denen unterschiedliche, vor allem sauerstoffhaltige funktionelle Gruppen (Carboxyl-, Hydroxyl-, Methoxyl- sowie Ether- und Keto- Gruppen) angekoppelt sind [27]. Wolfrum [28] gibt für die rheinische Braunkohle mit einem Gesamtsauerstoffgehalt von 25,4 % folgende Verteilung der wichtigsten Bausteine an (Gew%, waf):

Carboxylgruppen -COOH:	9,7,
Hydroxylgruppen -OH:	9,2,
Methoxylgruppen -OCH ₃ :	1,2,
Rest-O (Ether und Ketone):	5,3.

3.2 Struktur und Eigenschaften der Braunkohle

Nachdem in Kap. 3.1 die Entstehung der Braunkohle und ihre chemische Zusammensetzung beschrieben wurde, wird nachfolgend auf die Makrostruktur der Braunkohle und

ihr Einfluss auf die Trocknungs- und Fluidisierungseigenschaften erläutert.

Aufgrund ihres, verglichen mit Steinkohle, geringen Alters kann man bei der Braunkohle ihren pflanzlichen Ursprung anhand der Makrostruktur noch sehr deutlich erkennen. Manche Braunkohlenstücke sehen z. B. auf den ersten Blick aus wie Holz. Braunkohle bezeichnet man als "kapillarporösen" Stoff. Sie enthält eine Vielzahl an offenen und geschlossenen Poren bzw. Kapillaren (ehemalige Pflanzenzellen), in denen aufgrund der Kapillarwirkung das Wasser stärker als an freien Oberflächen gebunden ist — Braunkohle wirkt hygroskopisch.

Hinsichtlich der Bewertung des Trocknungsverhaltens der Rohkohle und des Verbrennungsverhaltens der Trockenkohle ist es wichtig zu wissen, welche Porenstruktur die Rohbraunkohle hat, wie sie sich im Verlauf der Trocknung verändert und welche Struktur die resultierende Trockenbraunkohle hat. Diese kann durch die experimentelle Bestimmung der so genannten Sorptionsisothermen ermittelt werden (siehe Kap. 3.2.2). Die Absenkung des Dampfdruckes in den Poren wird durch die Kapillarkräfte, welche die erhöhte Bindungsenthalpie verursachen, hervorgerufen. Eine schematische Darstellung der Kapillarkräfte ist in Abb. 3.4 dargestellt.

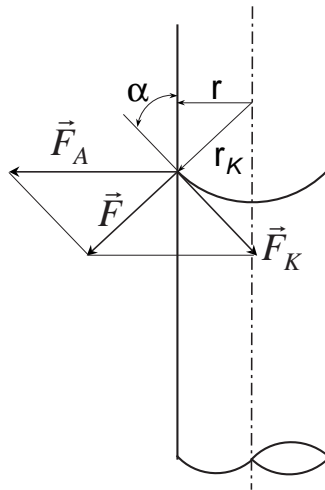


Abb. 3.4: Kräftegleichgewicht in Kapillaren

Für den Kapillardruck bzw. den Dampfdruck in den Kapillaren, gilt [29]:

$$p_{DK} = \frac{2 \cdot \sigma}{r_K} \quad (3.1)$$

mit der Oberflächenspannung σ und dem Oberflächenkrümmungsradius r_K . Die Dampfdruckabsenkung kann mit Hilfe der Thomson'schen Gleichung [29] berechnet werden.

$$\varphi = \frac{p_{DK}}{p_{DS}} = e^{-\frac{2 \cdot \sigma \cos \alpha}{r_K \cdot \rho_F \cdot R_F \cdot T}} \quad (3.2)$$

Hierin bedeuten:

- p_{DK} = Dampfdruck in der Kapillare,
- p_{DS} = Satttdampfdruck,
- ρ_F = Dichte der Flüssigkeit in der Kapillare,
- R_F = Gaskonstante des Dampfes,
- α = Randwinkel des Kapillarmeniskus.

Je kleiner die Pore, desto mehr Energie muss aufgebracht werden, um das Wasser in ihr zu verdampfen. Bei gleicher Temperatur steigt der verbleibende Wasseranteil im porösen Feststoff mit Anstieg des Anteils an kleinen Poren. Die so genannte Restfeuchte steigt mit steigendem Anteil feiner Poren (siehe hierzu Kap. 3.2.2).

Für Wasser ist $\cos \alpha = 1$, und $r_K = r$ (Kapillarradius). Mit Gl. 3.35 folgt daraus:

$$\Delta h_B = \frac{p_{ads}}{\rho_F}. \quad (3.3)$$

Nach Kneule [29] ist diese Verknüpfung erlaubt, da die Bereiche der Adsorption und der Kapillarkondensation ineinander übergehen.

Allgemein zeigt z. B. Kneule im Zusammenhang mit der Beschreibung der Feuchtigkeitsbewegung in einem porösen Gut idealisierte und reale Porensysteme (Abb. 3.5), die auch für das Verständnis vieler Eigenschaften der Braunkohle und des daraus resultierenden Energieaufwandes für die Trocknung hilfreich ist.

Hierbei beschreibt

- a ein Einzelrohr / eine gerade, ideale Pore bzw. Kapillare,
- b ein ideales Porensystem aus parallelen Platten oder Poren, und
- c ein reales Porensystem, z. B. für Braunkohle.

Auch die Wärmeleitung ist entscheidend bei der Kohletrocknung. Sie ist mitbestimmend für die notwendige Verweildauer der Kohle im Trocknungsapparat. Je besser die Wärmeleitung im Feststoff, um so schneller gelangt die Energie zum zu verdampfenden Wasser und um so schneller verläuft die Verdampfung bzw. Trocknung. Auf Basis eines idealen

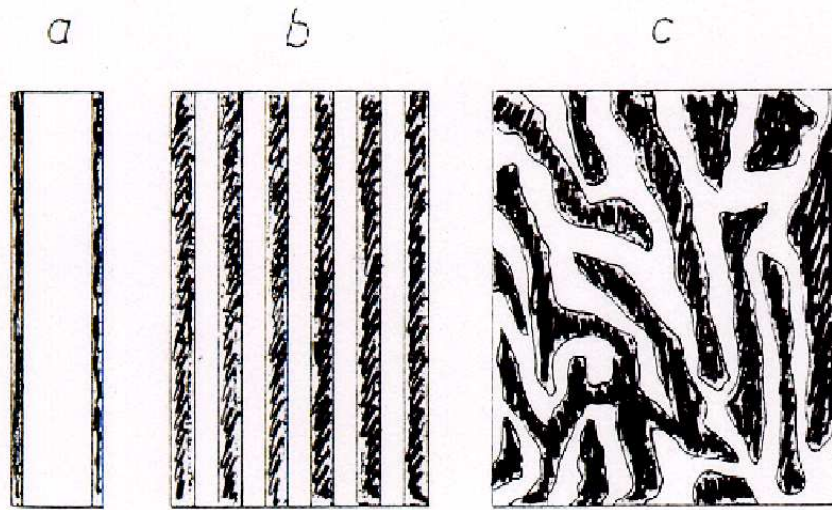


Abb. 3.5: Ideale und reale Porensysteme

Porensystems (b) definiert Krischer für die Beschreibung der Wärmeleitung in porösen Feststoffen zwei Grenzfälle [32]. Bei den Grenzfällen handelt es sich um die Wärmeleitung entlang der Porenrichtung (Abb. 3.6, oben links) bzw. quer zur Porenrichtung (Abb. 3.6, oben rechts).

Im Grenzfall I (entlang der Porenrichtung) ergibt sich die Wärmeleitfähigkeit durch Mittelung der Wärmeleitfähigkeiten des Feststoffs (λ_s) und des Gases in den Poren (λ_{Pore}) entsprechend der Porosität Ψ , d.h. des Flächenverhältnisses zwischen Poren und Feststoff:

$$\lambda_{eff1} = \Psi \lambda_{Pore} + (1 - \Psi) \lambda_s \quad (3.4)$$

Im Grenzfall II (quer zur Porenrichtung) sind die Einzelwerte ähnlich in Reihe geschalteter elektrischer Widerstände zu berechnen:

$$\lambda_{eff2} = \frac{1}{\frac{\Psi}{\lambda_{Pore}} + \frac{(1-\Psi)}{\lambda_s}} \quad (3.5)$$

Die Wärmeleitfähigkeit realer Stoffe wie z. B. der Braunkohle liegt aufgrund der Porenstruktur (Abb. 3.5, c) zwischen den sich hieraus ergebenden Grenzwerten. Sie wird in Abb. 3.6, unten, durch den grauen "Bereich der empirischen Werte" gekennzeichnet.

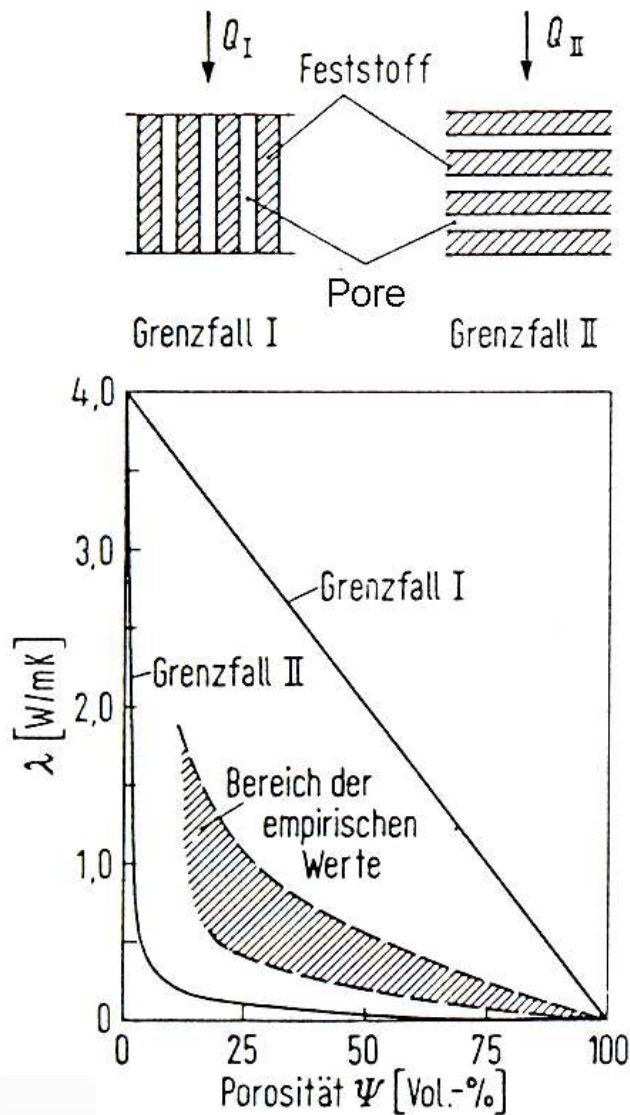


Abb. 3.6: Wärmeleitfähigkeit poröser Stoffe

Zu beachten ist, dass sich das Porenmedium und damit auch seine Wärmeleitfähigkeit λ_p mit der fortschreitenden Trocknung stark verändert. Zu Beginn sind die Poren wassergefüllt, zum Ende steigt der Dampfanteil in den Poren. Der Wassergehalt sinkt bis auf einen Restwert, der in den geschlossenen Poren verbleibt (siehe auch Abb. 3.7).

Wie in Kap. 4.6 noch erläutert werden wird, ist für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten auch die Kenntnis der spezifischen Wärmekapazität der Partikel not-

wendig. Wie die Partikeldichte ist auch die Wärmekapazität einer zeitlichen Änderung unterworfen.

Die spezifische Wärmekapazität als massenbezogene Größe kann für das vorliegende Stoffsystem aus den mit den Massenanteilen gewichteten Wärmekapazitäten der Inhaltsstoffe Trockensubstanz und Wasser errechnet werden (der Massenanteil an Luft ist dabei vernachlässigbar):

$$c_p = x_W \cdot c_{p,W} + x_{TS} \cdot c_{p,TS} \quad (3.6)$$

Dabei ist die Wärmekapazität c_p der Kohle vor allem vom Wassergehalt der Kohle abhängig, da Wasser mit 4,2 kJ/kgK im Vergleich zur festen Matrix mit Werten kleiner 1 kJ/kgK einen sehr hohen c_p -Wert hat. Der Massenanteil der Luft ist, wie in Kap. 3.2.1 erläutert, vernachlässigbar. Aus der Gleichung 3.15 erhält man schließlich:

$$c_p = x_W(c_{p,W} - c_{p,TS}) + c_{p,TS}. \quad (3.7)$$

Mit den oben dargestellten Gleichungen können nun die für die Trocknung und deren Modellierung wichtigen Kohleparameter λ_p und c_p berechnet werden. Auf die Partikeldichte, die entsprechend der Berechnung der Wärmekapazität berechnet werden kann, und ihre Veränderung bei der Trocknung wird in Kap. 3.2.1 näher eingegangen. Dabei wird auch auf die in diesem Kapitel beschriebene Porenstruktur zurückgegriffen werden.

3.2.1 Schrumpfung

Zahlreiche Untersuchungen zur Veränderung von Braunkohle während der Trocknung befassen sich mit der wesentlichen Eigenschaft von Braunkohle, der Schrumpfung bei Verlust von Wasser. Durch die Abgabe von kapillargebundenem Wasser bilden sich wasserfreie Poren. Diese brechen entweder zusammen (die Kohle schrumpft) oder sie bleiben als offene stabile Poren bestehen. Ersteres führt dazu, dass die Partikeldichte nicht linear mit der Absenkung des Wassergehaltes während der Trocknung abnimmt. Die Kenntnis der Partikeldichte ist, neben der Kenntnis der Partikelgröße, wichtig für die Strömungsgeschwindigkeit, um auch tatsächlich den Zustand einer Wirbelschicht zu erreichen (Kap. 4.5). Offen bleibende Poren führen im wasserfreien Zustand zu einer Partikeldichte, die niedriger ist als die Reindichte der Trockensubstanz. Dieser Vorgang in Abhängigkeit von der Trocknungszeit ist schematisch in Abb. 3.7 dargestellt.

Zunächst verdunstet das Oberflächenwasser, danach das Wasser aus den großen und anschließend aus den immer kleineren Poren. Letztendlich bleiben in Abhängigkeit von den gewählten Trocknungsbedingungen wassergefüllte Poren übrig, d. h. die Endfeuchte ist erreicht. Der Dampfdruck in diesen Kapillaren ist niedriger als der Systemdruck, es wird

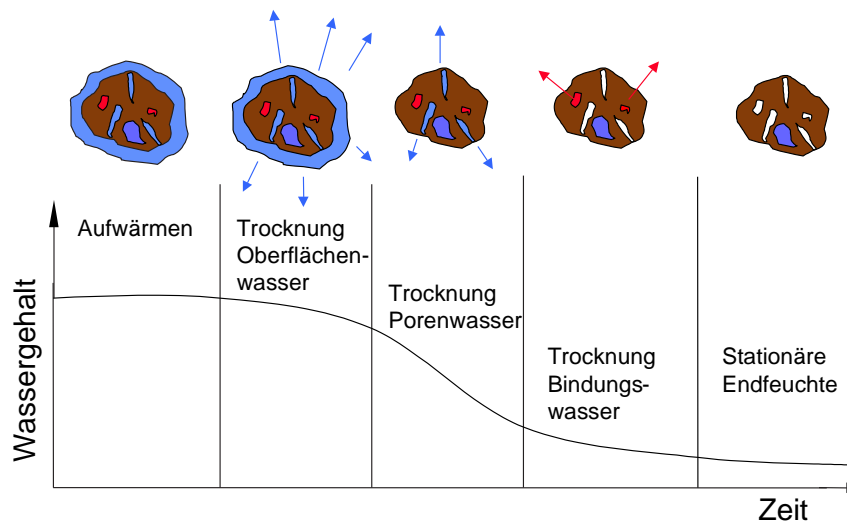


Abb. 3.7: Schrumpfung, Porenbildung und Wassergehalt während der Trocknung von Braunkohle

kein weiteres Wasser mehr verdampft. Anzumerken ist außerdem, dass möglicherweise geschlossene Poren existieren, die Wasser enthalten [33]. Diese trocknen möglicherweise nie, außer bei mechanischer Zerstörung des Kohlepartikels oder falls der entstehende Dampfdruck bei der Erwärmung die Pore zum Zerplatzen bringt. Diese Feuchte kann durch herkömmliche Standardmethoden nicht erfasst werden.

Der Begriff "Schrumpfung" wird in der Literatur unterschiedlich gebraucht [34]. Hier soll als Schrumpfung die Volumenreduktion eines Partikels während des Wasserentzugs verstanden werden. Als Bezugsgröße wird das Volumen des Partikelwassers zu Beginn der Trocknung herangezogen. Diese relative Schrumpfung, eine dimensionslose Größe, liegt zwischen 0 und 1. "Schrumpfung gleich 0" bedeutet, dass sich die Feststoffmatrix während der Trocknung nicht ändert und somit die zuvor wassergefüllten Poren mit Luft gefüllt sind. Ein Wert von 1 (bzw. von 100 %) bedeutet, dass die Feststoffmatrix vollständig zusammenbricht und keine leeren Poren zurück bleiben. Die Volumenänderung entspricht exakt dem Wasservolumen zu Beginn der Trocknung. Entsprechend lautet die hier verwendete Definition:

$$S = \frac{\text{Volumenreduktion eines Partikels bei der Trocknung}}{\text{Volumen des Partikelwassers zu Trocknungsbeginn}} = \frac{V_{p,0} - V_{p,t}}{V_{W,p,0}} \quad (3.8)$$

Für die Trocknung von Kohle wird erwartet, dass teilweise luftgefüllte Poren übrig bleiben, aber insgesamt eine Volumenabnahme zu verzeichnen ist [34], d. h. die Schrumpfung

liegt zwischen 0 und 100 %.

In der Literatur werden Beobachtungen dargestellt, nach denen die Kohlepartikel unterhalb einer bestimmten Feuchte ($< 5\%$) wieder blähen, d.h. das Partikelvolumen wieder ansteigt ([34] u.a.). Als Ursache hierfür werden die Bindungskräfte durch das Wasser in den Mikroporen genannt. Entfallen diese durch entsprechende Trocknung, können sich die Poren wieder ausdehnen, die Abstände der Porenwände werden größer. Dieser Effekt ist allerdings so gering, dass er für die spätere Auswertung vernachlässigbar ist. Außerdem ist der Effekt nicht relevant, da bei der Wirbelschichttrocknung kaum Werte unter 5% erreicht werden.

Um die nach Gleichung 3.8 definierte Schrumpfung über die aus Trocknungsversuchen (siehe Kap. 6.2) zur Verfügung stehenden Messwerte Masse bzw. Wassergehalt und Volumen ausdrücken zu können, bedarf es einer Umformung. Die Dichte der Trockensubstanz und des Wassers werden als bekannt vorausgesetzt. Genauso wie man die Schrumpfung für ein einzelnes Partikel betrachten kann, ist die Definition auch für ein definiertes Feststoffvolumen gültig:

$$S = \frac{V_{s,0} - V_{s,t}}{V_{W,s,0}}. \quad (3.9)$$

Mit der Definition des Lückengrades,

$$\epsilon = 1 - \frac{V_s}{V_{ges}} = 1 - \frac{\rho_{ges} \cdot m_s}{\rho_s \cdot m_{ges}} \stackrel{m_s \approx m_{ges}}{=} 1 - \frac{\rho_{ges}}{\rho_s} \quad (3.10)$$

(für den wasserfreien Zustand gilt $m_s \approx m_{ges}$),

dem Wasservolumen zu Trocknungsbeginn,

$$V_{W,s,0} = \frac{m_{ges,0} \cdot x_0}{\rho_W}, \quad (3.11)$$

und der Erhaltung der Trockensubstanzmasse (Annahme: es gehen keine Flüchtige verloren),

$$m_{TS} = m_{ges}(1-x)|_0 = m_{ges}(1-x)|_t, \quad (3.12)$$

ergibt sich aus Gleichung 3.9:

$$\begin{aligned}
S &= \frac{\rho_W}{m_{ges,0} \cdot x_0} [(1 - \epsilon_0) V_{ges,0} - (1 - \epsilon_t) V_{ges,t}] \\
&= \frac{\rho_W}{m_{ges,0} \cdot x_0} \left[\frac{\rho_{ges}}{\rho_s} \cdot V_{ges} \Big|_0 - \frac{\rho_{ges}}{\rho_s} \cdot V_{ges} \Big|_t \right] \\
&= \frac{\rho_W}{m_{ges,0} \cdot x_0} \left[\frac{\rho_{ges}}{\rho_s} \cdot \frac{m_{ges}}{\rho_{ges}} \Big|_0 - \frac{\rho_{ges}}{\rho_s} \cdot \frac{m_{ges}}{\rho_{ges}} \Big|_t \right] \\
&= \frac{\rho_W}{x_0} \left[\frac{1}{\rho_{s,0}} - \frac{1}{\rho_{s,t}} \cdot \frac{m_{ges,t}}{m_{ges,0}} \right] \\
&= \frac{\rho_W}{x_0} \left[\frac{1}{\rho_{s,0}} - \frac{1}{\rho_{s,t}} \cdot \frac{1 - x_0}{1 - x_t} \right] \tag{3.13}
\end{aligned}$$

Zur weiteren Lösung der Gleichung mit Hilfe von Messgrößen aus Laboruntersuchungen wird nachfolgende Beschreibung der Partikeldichte herangezogen, wobei auch der Luftvolumenanteil zu berücksichtigen ist.

$$\rho_{TBK} = \frac{m_{ges}}{V_{ges}} = \frac{m_{ges}}{V_W + V_{TS} + V_{Luft,intern}} = \frac{1}{\frac{V_W}{m_{ges}} + \frac{V_{TS}}{m_{ges}} + \frac{V_{Luft,intern}}{m_{ges}}}. \tag{3.14}$$

Der Luftmassenanteil x_L ist, anders als der Luftvolumenanteil, vernachlässigbar. Es gilt:

$$x_W + x_{TS} + x_L \approx x_W + x_{TS} = 1 \tag{3.15}$$

bzw.

$$m_{ges} = \frac{m_W}{x_W} = \frac{m_{TS}}{x_{TS}} \stackrel{Gl.3.15}{=} \frac{m_{TS}}{1 - x_W}. \tag{3.16}$$

Daraus folgt dann:

$$\rho_{TBK} = \frac{1}{x_W \frac{V_W}{m_W} + (1 - x_W) \frac{V_{TS}}{m_{TS}} + \frac{V_{Luft,intern}}{m_{ges}}}. \tag{3.17}$$

Per Definition sind

$$\frac{V_W}{m_W} = \frac{1}{\rho_W} \tag{3.18}$$

und

$$\frac{V_{TS}}{m_{TS}} = \frac{1}{\rho_{TS}}. \quad (3.19)$$

Der Term

$$\frac{V_{Luft,intern}}{m_{ges}} = V_{Luft}''' \quad (3.20)$$

stellt schließlich das Porenvolumen der Trockenkohle dar und kann im Labor experimentell bestimmt werden (siehe Kap. 3.2.2 sowie 6.4). Bei Rohkohlen wird vereinfachend angenommen, dass die Poren vollständig mit Wasser gefüllt sind, dieser Term also entfällt. Die Partikeldichte berechnet sich somit wie folgt:

$$\rho_{TBK} = \frac{1}{\frac{x_W}{\rho_W} + \frac{(1-x_W)}{\rho_{TS}} + V_{Luft}'''} \quad (3.21)$$

Setzt man diese Gleichung nun in Gl. 3.9 unter der Annahme, dass es zu Trocknungsbeginn (in der Rohkohle) keine luftgefüllten Poren gibt $V_{Poren,0}''' = V_{Luft,0}''' = 0$, ein, so erhält man schließlich:

$$\begin{aligned} S &= \frac{\rho_W}{x_0} \left[\left(\frac{x_0}{\rho_W} + \frac{1-x_0}{\rho_{TS}} \right) - \left(\frac{x_t}{\rho_W} + \frac{1-x_t}{\rho_{TS}} + V_{Poren,t}''' \right) \frac{1-x_0}{1-x_t} \right] \\ &= 1 + \frac{\rho_W}{\rho_{TS}} \cdot \frac{1-x_0}{x_0} - \left(\frac{x_t}{x_0} + \frac{1-x_t}{x_0} \cdot \frac{\rho_W}{\rho_{TS}} + \frac{\rho_W}{x_0} \cdot V_{Poren,t}''' \right) \frac{1-x_0}{1-x_t}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Die Schrumpfung ist abhängig vom Wassergehalt, d.h. vom Volumenanteil des Wassers. Da über die durchgeführte Wägung nur Wassermassenanteile (x) bestimmt werden, muss auch der Volumenanteil des Wassers (y) berechnet werden:

$$\begin{aligned} y &= \frac{V_W}{V_W + V_{TS} + V_{Poren}} \\ &= \frac{\frac{x \cdot m_{ges}}{\rho_W}}{\frac{x \cdot m_{ges}}{\rho_W} + \frac{(1-x)m_{ges}}{\rho_{TS}} + V_{Poren}} \\ &= \frac{\frac{x}{\rho_W}}{\frac{x}{\rho_W} + \frac{(1-x)}{\rho_{TS}} + V_{Poren}'''} \end{aligned} \quad (3.23)$$

In den Gleichungen 3.22 und 3.23 fehlt noch der funktionale Zusammenhang zwischen dem spezifischen Porenvolumen und dem Wassergehalt. Dieser wird auf Basis der von

Allardice genannten Werte für die Verteilung des Wassers auf die verschiedenen Kapillarstrukturen interpoliert. Für australische Braunkohle gibt Allardice an, dass 64 % des Wassers als Haftflüssigkeit vorliegt [20]. D. h., das spezifische Porenvolumen zwischen Anfangswassergehalt und 36 % des Anfangswassergehaltes (=100-64 %) wird zu Null angenommen. Danach findet eine lineare Interpolation zwischen Null und dem gemessenen Porenvolumen im wasserfreien Zustand statt. Die Ermittlung der Porenvolumina im wasserfreien Zustand der Braunkohle wird in Kap. 5 beschrieben.

Zwischen welchen Werten die Interpolation bei den verschiedenen untersuchten Braunkohlen erfolgen muss, wird durch Messung der so genannten "kritischen Gutsfeuchten" im Labor ermittelt. Kennt man diese kritischen Feuchten der jeweiligen Kohlen, so kann man auf Basis der Reindichte und des jeweiligen Wassergehaltes mit den bisher beschriebenen Gleichungen die Partikeldichten und Porenanteile in den Partikeln sowie die Lückengrade der Schüttung berechnen. Diese Größen sind später wichtig bei der Modellierung des Wärmeübergangs in der Wirbelschicht.

Der Begriff der kritischen Feuchte wird im Zusammenhang mit weiteren Erläuterungen zur Wasserbindung in den Poren bzw. Kapillaren im Kap. 3.2.2 erklärt.

Somit kann die Schrumpfung und letztlich die Dichte in Abhängigkeit vom Trocknungsfortschritt berechnet werden und der Einfluss auf die Fluidisierung und Trocknung zeitabhängig in den theoretischen Modellen berücksichtigt werden.

3.2.2 Die Braunkohle-Wasser-Bindung

Bevor näher auf die Porenstruktur und deren Veränderung bei der Trocknung eingegangen wird, erfolgt zunächst die Beschreibung der Bindung des Wassers am Feststoff Braunkohle.

Bei der Braunkohle handelt es sich um einen hygroskopischen, kapillarporösen Stoff, bei dem die Feuchte nicht nur an der makroskopischen Oberfläche, sondern auch im Inneren der Partikel gebunden ist. Die Bindung in den Kapillaren ist dabei stärker als an der Partikeloberfläche, die aufzuwendende Energie zur Trocknung übersteigt deutlich die reine Verdampfungsenergie von Wasser [18, 19].

Das in den Poren der Kohle gebundene Wasser (Kohlewasser) liegt als Oberflächenhaftwasser, als Kapillarwasser und als in wenigen Molekülschichten gebundene Deckschicht vor. Nach Weber [19] wird das Wasser durch Adsorptions-, Adhensions- und Kapillarkräfte an die überwiegend organische Trockensubstanz gebunden. Weber ermittelt dies durch ein Verfahren zur indirekten Bestimmung der Bindungsenthalpie und der entsprechenden Wasserverteilung in der Kohle. Durch die teilweise sehr feine Porenstruktur zeigt die

Braunkohle beim Trocknen hygroskopisches Verhalten, d.h. nach dem Abtrocknen des Wassers von der Oberfläche und aus den Grobporen hat das verbleibende Wasser in den Feinporen einen Dampfdruck, der deutlich unter dem zur Kohletemperatur gehörenden Gleichgewichtsdampfdruck liegt. Es kommt zur Kondensation in den Kapillaren und damit zur Feuchtigkeitsbindung. Als weiterer Effekt, der das hygroskopische Verhalten der Kohle bestimmt, tritt die Adsorption des Kohlewassers auf, bei der die Flüssigkeit in wenigen Molekülschichten an der Oberfläche der Kohle physikalisch-chemisch gebunden ist. Einen Hinweis zu den relativen Anteilen unterschiedlich gebundenen Kohlewassers gibt Allardice für eine australische Braunkohle mit einem Gesamtwassergehalt von durchschnittlich 67 % in [20]. Davon sind:

- 64 % als Oberflächenhaftwasser,
- 28 % als Kapillarwasser,
- 5 % als Multimolekular gebundenes Wasser und
- 3 % als Monomolekular gebundenes Wasser

gebunden. Evans [21] gibt für diesen Zusammenhang (ebenfalls gültig für australische Braunkohle) folgende Einteilung an:

Oberflächenhaftwasser:	60 %
Kapillarwasser:	30 %
Multimolekular gebundenes Wasser:	6 %
Monomolekular gebundenes Wasser:	4 %

Zur Entfernung dieses Wassers muss eine Energiemenge bereitgestellt werden, die bei sehr kleinen Wassergehalten die notwendige Verdampfungswärme deutlich übersteigt, denn dann muss auch Wasser entfernt werden, das in den Mikroporen physikalisch-chemisch gebunden ist. Versucht man zusätzlich das Deckschichtwasser zu entfernen, muss man eine noch höhere Wärmemenge je Wasseranteil bereitstellen. Abb. 3.8 fasst diesen Zusammenhang zwischen der für die Entfernung des Wassers notwendigen Energiemenge und dem Wassergehalt bzw. dessen Bindungsart zusammen [20].

Weil der Energiebedarf bei der Trocknung auf Restfeuchten unter 20 % exponentiell ansteigt, andererseits für den Verbrennungsprozess möglichst wenig Wasser in der Kohle enthalten sein sollte, da er als nicht kondensierter Dampf im Rauchgas zu Verlusten führt, liegt unter betriebswirtschaftlichen Gesichtspunkten für die Integration einer Trockereinheit in den Kraftwerksprozess der optimale Restwassergehalt zwischen Null und 20 %.

Die verschiedenen Bindungsarten des Wassers an die Kohle spiegeln sich auch in der

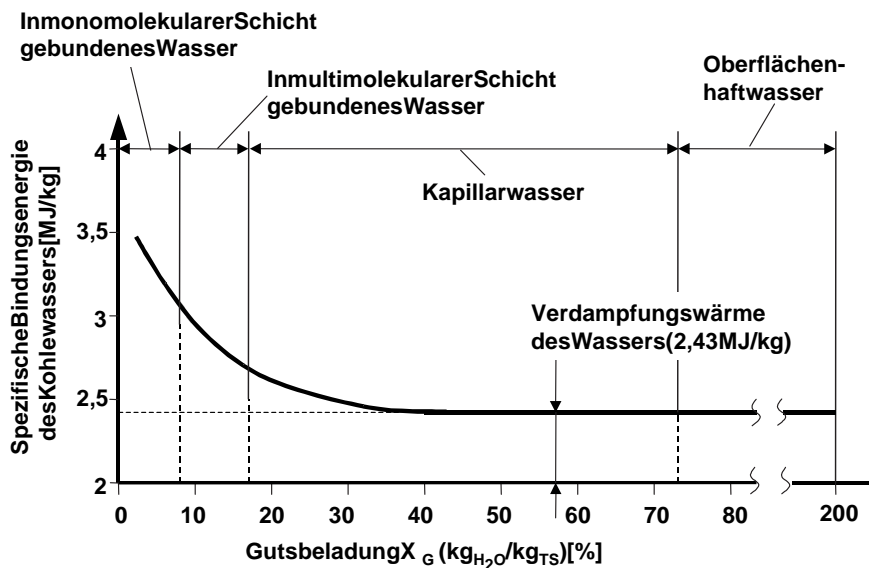


Abb. 3.8: Bindungsenergie des Kohlewassers in Abhängigkeit vom Wassergehalt [20]

Trocknungskinetik wider. Abb. 3.9 zeigt einen typischen Trocknungsverlauf für hygroskopische Stoffe [10]. Die Trocknung wird im Allgemeinen in drei Trocknungsabschnitte unterteilt. Im ersten Trocknungsabschnitt ($A \rightarrow B$) ist die Oberfläche des Gutes vollkommen benetzt und wird durch viele kleine Poren ausreichend mit Flüssigkeit versorgt. Bis zum Erreichen der so genannten ersten kritischen Gutsfeuchte $X_{krit,1}$ im Punkt B ist die Trocknungsgeschwindigkeit in diesem Abschnitt etwa konstant.

Wenn bei fortschreitender Trocknung ($B \rightarrow C \rightarrow D/E$, Trocknungsabschnitt 2) weniger Flüssigkeit an die Oberfläche nachgeliefert wird, als nach den Gesetzen des Stoffaustausches verdunsten könnte, sinkt der Flüssigkeitspegel ins Gutsinnere ab. Es befindet sich kein Wasser mehr an der Oberfläche. Der Widerstand für den Stoffaustausch wird in diesem Trocknungsabschnitt um den Transportwiderstand in der Kapillarstruktur vergrößert. Der Dampfdruck sinkt in Folge der Hygroskopizität mit abnehmender Feuchte immer stärker ab. Dadurch verlangsamt sich die Trocknungsgeschwindigkeit (Abb. 3.9 rechts). Durch Sorptionseffekte kommt es bei hygroskopischen Gütern wie der Braunkohle beim Übergang zum dritten Trocknungsabschnitt zu einem zweiten Knickpunkt (Punkt C) in der Trocknungskurve bei der so genannten zweiten kritischen Gutsfeuchte $X_{krit,2}$. Die minimal erreichbare Gutsfeuchte ist größer Null. Sie wird als hygroskopische Gleichgewichtsfeuchte bezeichnet. Sie ist abhängig von der Luftfeuchte und der Umgebungstemperatur.

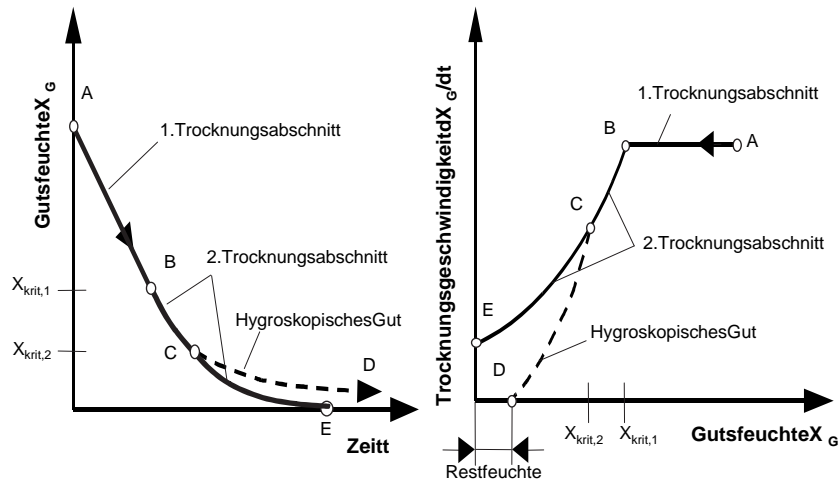


Abb. 3.9: Theoretische Trocknungsverläufe [10]

Diese Abhängigkeit wird durch die so genannte Sorptionsisotherme wiedergegeben, die man nach Brunauer et al. [22] in 5 Typen unterscheiden kann (Abb. 3.10). Hierbei wird das adsorbierte Gasvolumen über dem Gasdruck aufgetragen. Die Sorptionsisothermen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Braunkohlen werden zwar bei der späteren Auswertung der Laboruntersuchungen verschiedener Braunkohlen nicht dargestellt (lediglich das ermittelte Gesamtvolumen der Poren), trotzdem wird nachfolgend detaillierter auf die verschiedenen Sorptionsisothermen eingegangen, um ein besseres Verständnis für die Wasserbindung in der Braunkohle zu erlangen.

Typ I ist charakteristisch für eine Adsorption mit Bildung einer mono- oder polymolekularen Schicht. Das Adsorptionsverhalten wurde erstmals von Langmuir mathematisch beschrieben [23]:

$$\frac{p}{\nu} = \frac{p_0}{c \cdot \nu_m} + \frac{p}{\nu_m} \quad (3.24)$$

mit:

- ν_m : adsorbiertes Gasvolumen einer vollständigen monomolekularen Schicht
- ν : adsorbiertes Gasvolumen einer unvollständigen monomolekularen Schicht
- p_0 : Dampfdruck des Gases
- p : Partialdruck des Gases

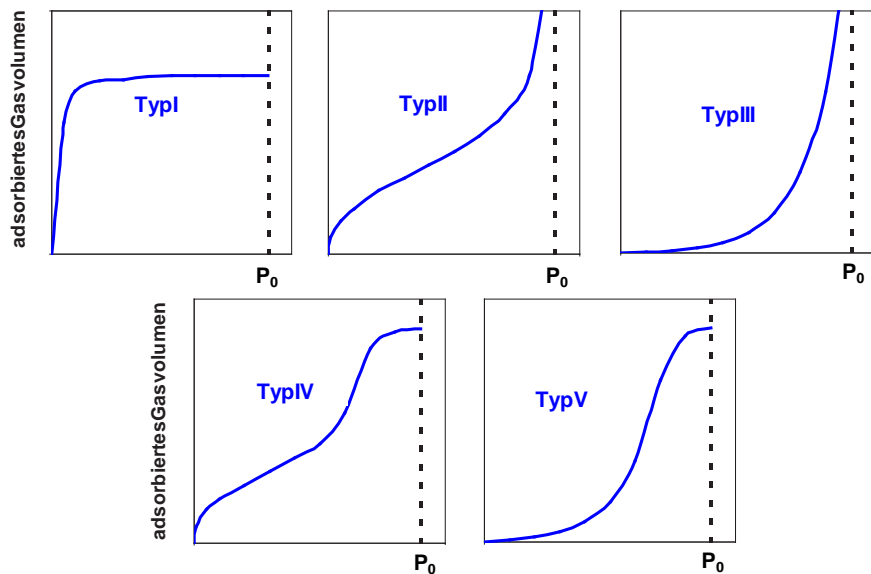


Abb. 3.10: Charakteristische Formen von Sorptionsisothermen [22]

und

$$c = e^{E_{ads} - \Delta H_V} \quad (3.25)$$

mit:

- E_{ads} : Adsorptionsenergie des Gases in der ersten Adsorptionsschicht
 ΔH_V : Verdampfungs- bzw. Kondensationsenergie des Gases

Bei höheren Drücken tritt Adsorption in mehreren Schichten auf, beschrieben durch Typ II und III. Bei Typ II ist die Adsorptionsenergie größer als die Kondensationsenergie ($c \gg 1$ bzw. $E_{ads} \gg \Delta H_V$). D. h. ab einem bestimmten Maß an Oberflächenbelegung wird die weitere Adsorption zunächst behindert, da die Wechselwirkungsenergie zwischen Festkörperoberfläche und Adsorbat (adsorbiertes Gas) größer ist als zwischen Adsorbat und Adsorptiv (freies Gas). Typ III tritt auf, wenn die Adsorptionsenergie kleiner als die Kondensationsenergie ist ($c < 1$ bzw. $E_{ads} < \Delta H_V$). Die Adsorption auf bereits angelaagerten Teilchen ist begünstigt.

Die Typen I bis III treten bei nichtporösen oder makroporösen ($d > 50 \mu\text{m}$) Substanzen auf, d. h. der Einfluss der Porenstruktur tritt nicht auf bzw. in den großen Poren treten keine zusätzlichen Kapillarkräfte auf.

Weist die Oberfläche jedoch so genannte Mesoporen ($2 \mu\text{m} < d < 50 \mu\text{m}$) auf, kommt es bei höheren Drücken im Verlauf der Isotherme zur Kapillarkondensation (Typ IV). Eine vollständige Füllung der Poren ist bereits unterhalb des Dampfdruckes des freien Gases erreicht.

Für Typ IV gilt analog zu Typ II, dass die Adsorptionsenergie größer als die Kondensationsenergie ist, Typ V verhält sich analog zu Typ III ($E_{ads} < \Delta H_V$).

Sorptionsisothermen-Messungen von Opdenwinkel [18] zeigen, dass sich Braunkohle entsprechend Typ III verhält (Abb. 3.11).

Für die Beschreibung des Gleichgewichtszustandes zwischen Flüssig- und Gasphase eines Stoffes (Dampfdruckkurve) gilt allgemein die Beziehung von Clausius-Clapeyron [24]:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{T} \cdot \frac{h'' - h'}{v'' - v'} \quad (3.26)$$

mit:

- dp/dT = Steigung der Dampfdruckkurve,
- h'' = spezifische Enthalpie der Gasphase,
- h' = spezifische Enthalpie der Flüssigphase,
- v'' = spezifisches Volumen der Gasphase,
- v' = spezifisches Volumen der Flüssigphase.

Mit entsprechenden vereinfachenden Annahmen kann man eine Näherungsgleichung zur Berechnung des Dampfdruckes gewinnen. Die Annahmen sind:

1. Das Flüssigkeitsvolumen v' wird gegenüber dem Dampfvolumen v'' vernachlässigt.
2. Der gesättigte Dampf verhält sich wie ein ideales Gas, d.h. $v'' = RT/p$.
3. Die Temperatur-Abhängigkeit der Verdampfungsenthalpie $r = h'' - h'$ wird vernachlässigt, d.h. $r(T) = r_0 = \text{const.}$

Damit erhält man aus Gleichung 3.24

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r_0 p}{R \cdot T^2} \quad (3.27)$$

oder

$$\frac{dp}{p} = \frac{r_0}{R} \cdot \frac{dT}{T^2} \quad (3.28)$$

Nach Integration folgt daraus:

$$\ln \frac{p_D}{p_0} = -\frac{r_0}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) = \frac{r_0}{R \cdot T_0} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \quad (3.29)$$

Trägt man den Logarithmus des Dampfdruckes p_D über $1/T$ auf, so erhält man eine Gerade, die so genannte Isostere, mit der Steigung r_0/R . Analog erhält man für den sich durch die zusätzlich wirkenden Kapillarkräfte abgesenkten Dampfdruck im adsorbierten Zustand:

$$\ln \frac{p_{ads}}{p_0} = -\frac{\Delta h_{ads}}{R \cdot T_0} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \quad (3.30)$$

oder allgemeiner

$$\ln p_{ads} = -\frac{\Delta h_{ads}}{R \cdot T} + c_1 \quad (3.31)$$

mit:

$$\begin{aligned} \Delta h_{ads} &= \Delta h_V + \Delta h_B = \text{isostere Adsorptionswärme,} \\ \Delta h_V &= \text{Verdampfungsenthalpie und} \\ \Delta h_B &= \text{Bindungsenthalpie.} \end{aligned}$$

Für den Sättigungsdampfdruck p_{DS} an freien Grenz- bzw. Oberflächen, an denen keine zusätzlichen Bindungskräfte wirken, erhält man

$$\ln p_{DS} = -\frac{\Delta h_V}{R \cdot T} + c_2. \quad (3.32)$$

Mit

$$\varphi = \frac{p_{ads}}{p_{DS}} \quad (3.33)$$

oder

$$\ln \varphi = \ln p_{ads} - \ln p_{DS} \quad (3.34)$$

erhält man die Beziehung für die Bindungsenthalpie Δh_B

$$\ln \varphi = \frac{\Delta h_{ads} - \Delta h_V}{R \cdot T} + c_3 \quad (3.35)$$

bzw.

$$\ln \varphi = \frac{\Delta h_B}{R \cdot T} + c_3. \quad (3.36)$$

Trägt man nun $\ln \varphi$ über $1/T$ auf, so erhält man aus der Geradensteigung die Bindungsenthalpie. Die hierfür notwendigen Luftfeuchtigkeitswerte φ bei verschiedenen konstanten Temperaturen und verschiedenen Wassergehalten der Kohle, d. h. die Sorptionsisothermen, sind nur experimentell bestimmbar. Bestimmt man auch Werte bei Temperaturen oberhalb von 100 °C, so spricht man statt von relativer Luftfeuchte besser von relativem Dampfgehalt p_D/p_{DS} . Werte für rheinische Braunkohle zeigt Abb. 3.11 [18].

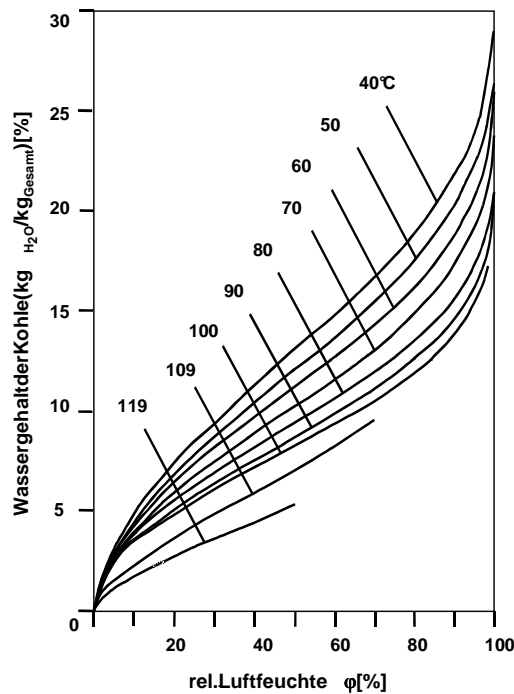


Abb. 3.11: Sorptionsisothermen für rheinische Braunkohle [18]

Um die zur Reduzierung des Wassergehaltes auf die Braunkohle zu übertragende Wärmemenge zu berechnen, muss man zunächst die Abhängigkeit der Bindungsenthalpie vom

jeweiligen Wassergehalt kennen. Durch Integration dieser so genannten "differentialen" Bindungsenthalpie $\Delta H_{B,d}(x)$ im Bereich zwischen Rohgehalt und Restgehalt nach Trocknung erhält man schließlich die zu übertragende Wärmemenge ΔH_B je kg zu entfernendes Wasser.

Für $\Delta H_{B,d}(x)$ hat Opdenwinkel [18] eine Exponentialfunktion gewählt:

$$\Delta H_{B,d}(x) = c_1 \cdot e^{\left(-\frac{x}{c_2}\right)^{c_3}} \quad (3.37)$$

"Differential" bedeutet, dass die Werte für einen jeweils um x liegenden, infinitesimal kleinen Bereich gültig sind. Zu lösen ist diese Gleichung mit einem Iterationsverfahren nach Newton. Danach ergeben sich die Konstanten zu

$$\begin{aligned} c_1 &= 735,5, \\ c_2 &= 23,51, \\ c_3 &= 2,319. \end{aligned}$$

In Abb. 3.12 erfolgt die grafische Darstellung der differentiellen Bindungsenthalpie über der Wasserbeladung X ($\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{kg}_{\text{TS}}$) [18].

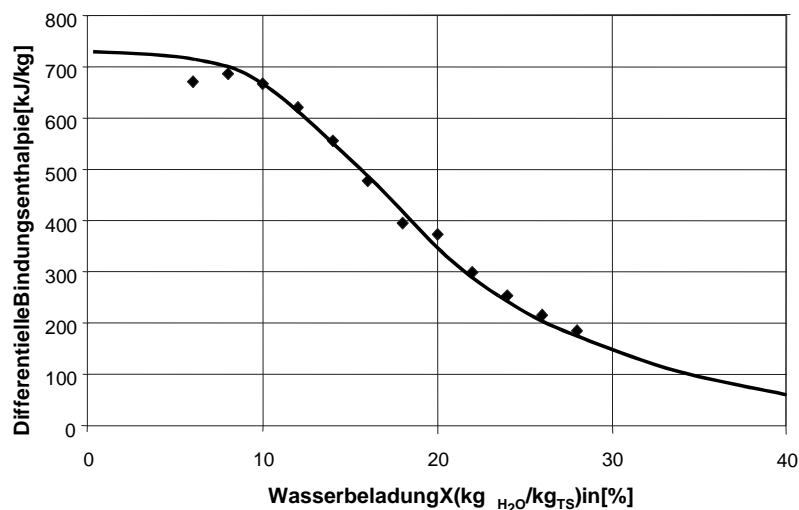


Abb. 3.12: Differentielle Bindungsenthalpie als Funktion der Wasserbeladung

Wie oben bereits erwähnt, ergibt sich die bei einem Trocknungsprozess von einer Anfangsbeladung X_1 bis auf einen Endwert X_2 aufzuwendende Bindungsenthalpie $\Delta H_{B,i}$ aus der Integration der differentiellen Größen aus Abb. 3.12 nach

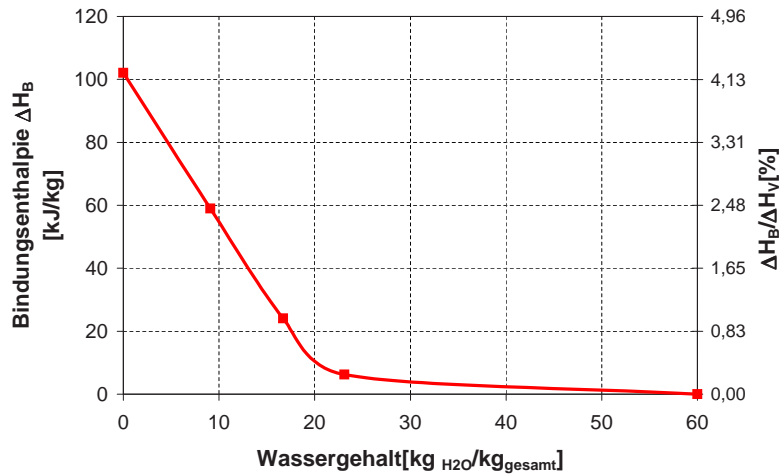


Abb. 3.13: Integrale Bindungsenthalpie als Funktion des Wassergehaltes (bezogen auf 60 % Rohkohle-Wassergehalt)

$$\Delta H_{B,i} = \int_{X_1}^{X_2} 735,5 e^{-\left(\frac{X}{23,51}\right)^{2,319}} dX \quad (3.38)$$

Das Ergebnis der Integration - ausgehend von einem Rohkohlewassergehalt von 60 Gew.% - ist in Abb. 3.13 dargestellt.

Bei einer Trocknung bis zu einem Endwassergehalt von etwa 17 % ($\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{kg}_{\text{gesamt}}$) ist danach die Bindungsenthalpie mit etwa 1 % der Verdampfungsenthalpie vernachlässigbar klein. Bei einem niedrigeren Endwassergehalt steigt der Energiebetrag, der zur Überwindung der Bindungskräfte zwischen Wasser und Kohle aufgebracht werden muss, stark an. Teilt man die gesamte Trocknung gedanklich auf zwei Apparate-Stufen auf, so wird in der zweiten Stufe, z. B. bei einer weiteren Trocknung von 20 % auf 10 %, eine durchschnittliche Bindungsenthalpie in Höhe von 510 kJ/kg benötigt (siehe Abb. 3.12). Dies entspricht mehr als 20 % der Verdampfungsenthalpie.

Wie bereits oben beschreiben, liegt das energetische und wirtschaftliche Optimum des Wassergehaltes der Kohle nach der Trocknung zwischen 0 und 20 %. Abzuwägen gilt der Verlust über das Rauchgas bei höherem Kohlewassergehalt gegenüber dem Energieaufwand für die Absenkung des Kohlewassergehaltes auf einen niedrigen Wert.

4 Wirbelschichttrocknung

In den bisherigen Kapiteln wurden die Grundlagen der Braunkohletrocknung unabhängig von der gewählten Apparate- bzw. Anlagentechnik beschrieben. Nachfolgend erfolgt eine kurze Einordnung der Wirbelschichttrocknung in die verschiedenen Trocknungstechniken, bevor der Entwicklungsstand und die Grundlagen der Wirbelschichttrocknung erläutert werden.

4.1 Mechanische Entwässerung

Die *Entwässerungsverfahren* unterscheiden sich von den Trocknungsverfahren dadurch, dass das Wasser des feuchten Gutes nicht verdampft wird. Hierdurch werden energetische Verluste durch den Phasenwechsel des Wassers vermieden. Die *mechanischen Entwässerungsverfahren* gestatten die beste Annäherung an den minimalen Trennaufwand, da das Wasser des feuchten Gutes nur unter Aufwendung von mechanischer Arbeit entfernt wird. Zu den möglichen Verfahren gehören das Filtern, das Pressen und das Zentrifugieren. Es hat sich jedoch bei Braunkohle gezeigt, dass der technisch machbare mechanische Aufwand nicht ausreicht, um bei Raumtemperatur die Haftkräfte des Kohlewassers zu überwinden und damit die Kohle zu entwässern [11], weshalb nur thermische Verfahren (mit erhöhter Temperatur) im Großmaßstab entwickelt wurden.

4.2 Thermische Entwässerung

Auch bei *thermischen Entwässerungsverfahren* wird das Wasser des feuchten Gutes nicht verdampft. Sattedampf und/oder Heißwasser werden als Wärmeübertragungsmedium benötigt. Erstmals angewendet wurde es in den zwanziger Jahren von Fleißner [13]. Da der Wasserdampf auf der äußeren Oberfläche der Kohle kondensiert (das Kohlewasser wird dabei nicht verdampft), zeichnet sich das Fleißner-Verfahren durch - im Vergleich

zu den nachfolgend beschriebenen Trocknungsverfahren - sehr hohe Wärmeübergangskennzahlen von $10.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ sowie einen niedrigen spezifischen Wärmebedarf von ca. $1.600 \text{ kJ/kg}_{\text{H}_2\text{O}}$ aus.

Ein in 1995 zum Patent angemeldetes so genanntes MTE-Verfahren kombiniert die mechanische und thermische Entwässerung [15]. Durch Erhöhung der Betriebstemperatur über die Verdampfungstemperatur bei entsprechender Druckhaltung zur Verhinderung der Verdampfung des Kohlewassers ist mit dieser aus der Spanplattenfertigung entlehnten Presstechnik eine Endfeuchte von etwa 20 bis 25 % erreichbar [14]. Bei diesem Verfahren wird eine Kohleschüttung mit Heißwasser und Sattedampf auf $200 \text{ }^\circ\text{C}$ aufgeheizt und anschließend das Kohlewasser bei einem Druck von 60 bar mechanisch (mit Druckstempeln) ausgepresst. Durch die Temperaturerhöhung ist das Herauspressen des Kohlewassers doch möglich. Die Haftkräfte des Wassers an der Kohle sind nicht mehr so groß. Eine MTE-Pilot-Anlage wurde von RWE Power AG in 2001 am Braunkohlekraftwerksstandort in Niederaußem als Bestandteil einer so genannten Pilotrocknungsanlage (PTA) mit einer Leistung von 10 t/h Trockenbraunkohle installiert. Der spezifische Energiebedarf wurde ähnlich dem des Fleißner-Verfahrens erwartet [16]. Neue Veröffentlichungen von Ergebnissen aus Niederaußem liegen bisher nicht vor.

4.3 Thermische Trocknung

Bei der *thermischen Trocknung* wird je nach dem verwendeten Prinzip der Wärmeübertragung zwischen Kontaktrocknung und Konvektionstrocknung unterschieden. Abhängig von der Atmosphäre, die das zu trocknende Gut während der Trocknung umgibt, unterscheidet man jeweils zusätzlich zwischen *Verdampfungstrocknung* (Trocknung in Wasserdampfatmosphäre) und *Verdunstungstrocknung* (Verwendung von trockenen Gasen).

Kennzeichen der *Kontaktrocknung* ist, dass die zur Trocknung erforderliche Wärme über die Wärmetauscherflächen nach dem Prinzip des indirekten Wärmeaustauschs bereitgestellt wird. Ein wichtiger Vertreter der Gruppe der Kontaktrockner - da sich über Jahrzehnte technisch bewährt - ist der in Abb. 4.1 skizzierte dampfbetriebene Röhrentrockner [17].

Die Braunkohle wird über den Trichter (6) in die Rohre (1) der sich leicht geneigten drehenden Trommel gegeben. Auf Grund der Drehung der Trommel durchwandert die Kohle die Einzelrohre. An der Außenseite der Rohre kondensiert Niederdruckdampf, der über die Zuleitung (8) die Energie zur Verdunstung des Kohlewassers bereitstellt. Der

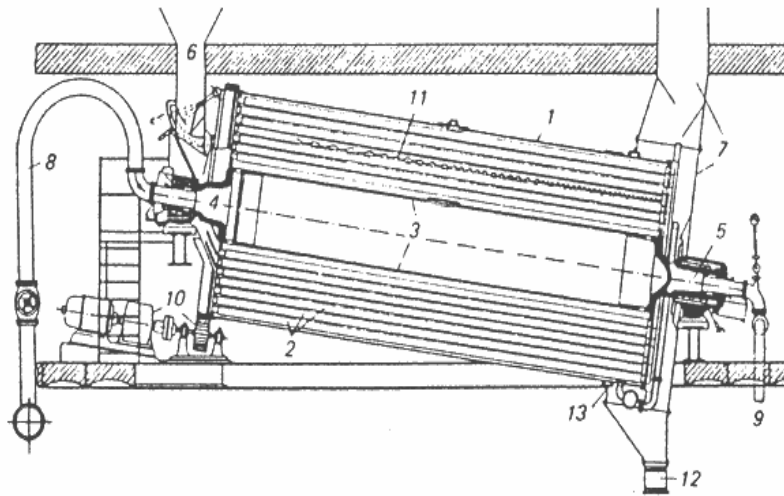


Abb. 4.1: Röhrentrockner

ausgetriebene Wasserdampf wird von der Luft aufgenommen, die die Trocknerrohre im Gleichstrom mit der Kohle durchströmt und über das Ausfallgehäuse (7) den Trockner verlässt. Die größten Einheiten werden heute mit einer Heizfläche von 4100 m^2 , einer Leistung von ca. 21 t/h Trockenkohleerzeugung bei einem spezifischen Energiebedarf für die Beheizung von ca. $3000 \text{ kJ/kg}_{\text{H}_2\text{O}}$ betrieben [17].

Bei der *Konvektionstrocknung* findet der Wärmeaustausch durch den direkten Kontakt zwischen Wärmeträgermedium, das gegenüber dem Trocknungsgut Kohle überhitzt ist, und der zu trocknenden Kohle statt. Grundsätzlich ist der direkte Kontakt zwischen Wärmeübertragermedium und Trocknungsgut besser als bei der Kontaktstrocknung, bei der die Wärme über Heizflächen übertragen wird, weil die wirksame Übertragungsfläche der Oberfläche der Feststoffpartikel entspricht. Aber die bisher entwickelten Anlagen zeichnen sich durch sehr starke Überhitzung des Wärmeübertragungsmediums aus, was wiederum zu höheren exergetischen Verlusten führt (siehe Kap. 1).

Wichtige Vertreter dieses Verfahrens sind die Flugstromtrocknung und, in Kombination mit einer Mahlvorrichtung, die so genannte Mahlrocknung, die zur Bereitstellung von trockenem Kohlenstaub in braunkohlegefeuerten Kraftwerken angewendet wird (Abb. 4.2). Bei der Mahlrocknung wird ein Teil des heißen Rauchgases in die Kohlemöhlen zurückgeführt, um die Kohle gleichzeitig zu mahlen und zu trocknen. Das Gemisch aus Trockenkohle, abgekühltem Rauchgas und Wasserdampf wird dann der Verbrennung im Kessel zugeführt.

Die Konvektionstrocknungsanlagen weisen bei sehr hohen Leistungen einen spezifischen

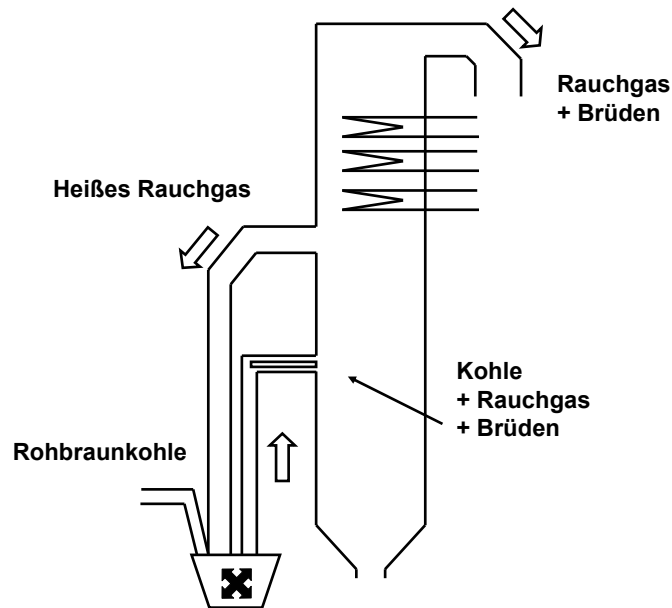


Abb. 4.2: Mahltrockner im Braunkohlekraftwerk

Energiebedarf von 4000 bis 8000 kJ/kg verdampften Kohlewassers auf, zum einen auf Grund der hohen Trocknungstemperatur und zum anderen wegen der fehlenden Energie-Rückgewinnung durch Kondensation des Abgases bzw. des darin enthaltenen Brüden aus der Kohle [12].

Die Wirbelschichttrocknung gehört ebenfalls zu den Verfahren der thermischen Trocknung. Sie werden detailliert in Kapitel 4.4 beschrieben.

4.4 Stand der Braunkohletrocknung in Dampf-wirbelschichten

Wirbelschichttrockner können nach dem Prinzip der Konvektions- und der Kontakt-trocknung betrieben werden. Sie unterscheiden sich dabei nicht nur nach der Art des Wärmeeintrags, sondern auch nach dem Maß der Strömungsgeschwindigkeit des Fluidisierungsmediums. Beim konvektiven Wärmeeintrag, d. h. dem direkten Kontakt des heißen Fluidisierungsmediums mit der Kohle, wird die Schüttung in der Regel so stark angeströmt, dass die Kohle vollständig aus dem Wirbelschichtapparat über Kopf ausge-tragen wird und deshalb aufwendig abgetrennt und wieder in die Wirbelschicht zurück-geführt werden muss. Man spricht von einer so genannten zirkulierenden Wirbelschicht. Der hierfür notwendige apparative Aufwand sowie der energetische Aufwand für die star-

ke Fluidisierung sowie die starke Überhitzung ist größer als bei der stationär betriebenen Wirbelschicht im Kontakttrocknungsverfahren. Bei der stationären Wirbelschicht verbleiben die Feststoffpartikel im Wirbelschichtapparat (lediglich Feinstpartikel werden ausgetragen). Der Wärmeeintrag erfolgt in der Regel über einen Wärmetauscher (Kontakttrocknung).

Während bei Braunkohle-Feuerungen die zirkulierende Wirbelschicht die breitere Anwendung findet, ist speziell die Trocknung von Braunkohle in stationären Dampfwirbelschichten sehr weit entwickelt. Zu nennen sind hier:

- das WTA-Verfahren (Wirbelschicht-Trocknung mit integrierter Abwärmenutzung) von RWE Rheinbraun AG [8],
- das DWT-Verfahren (Dampf-Wirbelschicht-Trocknung) der Monash-Universität, Melbourne, Australien vom Anfang der 80er Jahre [9], sowie
- das ebenfalls DWT genannte Verfahren des ORGREB-Instituts Dresden [66, 67], welches ebenfalls Anfang der 80er Jahre in der damaligen DDR entwickelt wurde.

Beide Verfahren (WTA und DWT) nutzen die Ansätze zur Optimierung der Brennstoffenergieausnutzung, wie sie bereits in Kap. 1 beschrieben wurden. Die bisher gebauten Anlagen werden bei nahezu atmosphärischem Druck betrieben. In beiden Verfahren kommt bisher Braunkohle mit einer maximalen Korngröße von 4 bis 6 mm zum Einsatz. Dazu muss die grobstückige Rohbraunkohle vor der Trocknung in der Wirbelschicht aufgebrochen oder aufgemahlen werden.

In beiden Verfahren wird eine entsprechende Dampfmenge vom aus der Wirbelschicht austretenden Brüden abgetrennt, über ein Brüden-Kreislaufgebläse energetisch günstig verdichtet und zur Fluidisierung wieder in die Wirbelschicht zurückgeführt (Abb. 4.3).

Der grundsätzliche Verfahrensunterschied besteht darin, dass beim DWT-Verfahren der entstandene Kohlebrüden zur Stromproduktion in einer Dampfturbine genutzt wird, bevor er nach weiterer Wärmeauskopplung die Anlagengrenze als Kondensat verlässt (Abb. 4.3 links). Zur Lieferung der notwendigen Trocknungsenergie wird Fremddampf über den Wärmetauscher der Wirbelschicht geleitet. Dieser verlässt, wie der Kohlebrüden, die Anlagengrenze als Kondensat.

Dagegen wird beim WTA-Verfahren (Abb. 4.3 rechts) die Dampfmenge, die dem aus der Kohle ausgetriebenen Brüden entspricht, nach Verlassen der Wirbelschicht verdichtet, somit auf ein höheres Temperaturniveau gebracht und dann durch einen Wärmetauscher in der Wirbelschicht geführt. Hierbei wird die Kondensationswärme durch Wärmeaustausch mit der Wirbelschicht intern zurückgewonnen. Das Verfahren wird dadurch quasi ener-

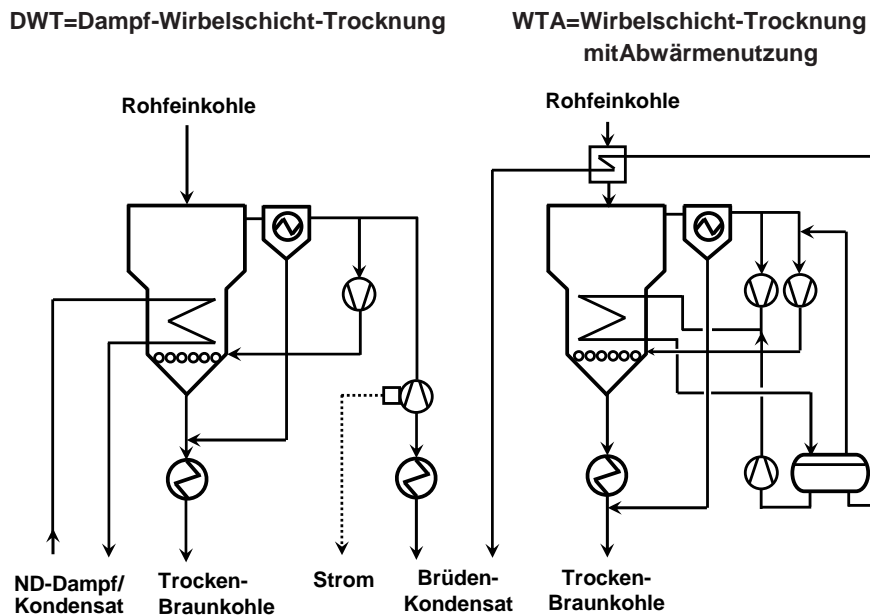


Abb. 4.3: Vergleich des WTA- und DWT-Verfahrens [9]

gieautark. Externer Dampf wird lediglich für Begleitheizungen verwendet. Der gesamte, in der Wirbelschicht entstandene Brüden wird kondensiert und verlässt - als einziges Nebenprodukt der Trockenbraunkohle - flüssig die Anlagengrenze.

Eine von RWE Power AG, vormals Rheinbraun AG, seit 1993 in Wachtberg betriebene WTA-Demonstrationsanlage erreicht bei einem spezifischen Strombedarf von 110 kWh/t zu verdampfendes Kohlewasser und einem für Heizzwecke erforderlichen Dampfbedarf von 30 kg/t zu verdampfendes Kohlewasser einen Trockenkohledurchsatz von 27 t/h [8, 11, 64, 65]. Eine weitere WTA-Anlage ist Hauptbestandteil der in 2001 in Betrieb genommenen Pilot-trocknungsanlage der RWE Power AG am Standort Niederaußem [14]. Die WTA-Anlage wurde für einen Trockenkohledurchsatz von 90 t/h ausgelegt.

RWE Rheinbraun AG berichtete für die Wachtberg-Anlage von maximal erreichten Wärmedurchgangszahlen k in Höhe von $340 \text{ W/m}^2\text{K}$ [8]. Bei Verwendung von rheinischer Braunkohle mit einer maximalen Partikelgröße von 6 mm liegen die durchschnittlichen Werte bei ca. $250 \text{ W/m}^2\text{K}$. Für die Pilot-trocknungsanlage in Niederaußem sind bisher noch keine Daten veröffentlicht.

Durch Verringerung der maximalen Partikelgröße auf 2 mm wird ein Anstieg des Wärmedurchgangskoeffizienten auf ca. $400 \text{ W/m}^2\text{K}$ und daraus folgend eine Einsparung von ca. 20 % sowohl an Gesamtinvestitionskosten als auch an Eigenenergiebedarf für die Trocknungsanlage erwartet [76]. Den Beweis trat RWE Rheinbraun AG mit der so genannten

WTA-II-Versuchsanlage in Wachtberg an, in der seit 2001 feinkörnige Rohkohle mit einer maximalen Korngröße von 2 mm eingesetzt wird. Diese Anlage hat einen Trockenkohledurchsatz von ca. 8 t/h [76]. Tatsächlich gemessene Wärmedurchgangskoeffizienten wurden noch nicht veröffentlicht.

Das DWT-Verfahren auf Basis der Entwicklung der Monash-Universität wurde von Lurgi Anfang der 90er Jahre in einer Pilotanlage in Loy Yang, Australien, mit einem Durchsatz von 45 t/h Rohbraunkohle umgesetzt [9]. Bei einem sehr hohen Wassergehalt der australischen Rohkohle von über 60 % und einem Zielwert für den Wassergehalt der Trockenkohle in Höhe von ca. 12 % ergibt das einen Trockenkohledurchsatz von ca. 20 t/h. In 1996 berichtete Lurgi von einer erreichten Betriebszeit von 7.500 h und einer Menge von ca. 250.000 t grubenfeuchter Braunkohle, die in dieser Zeit getrocknet wurde. Für die DWT-Pilotanlage in Loy Yang wurden von Lurgi erreichte Wärmedurchgangskoeffizienten von ca. 200 W/m²K bei einem d₅₀-Wert von ca. 0,8 mm (bei d_{max} = 4 mm) bzw. von ca. 135 W/m²K bei einem d₅₀-Wert von ca. 1,8 mm berichtet [9]. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.4 dargestellt.

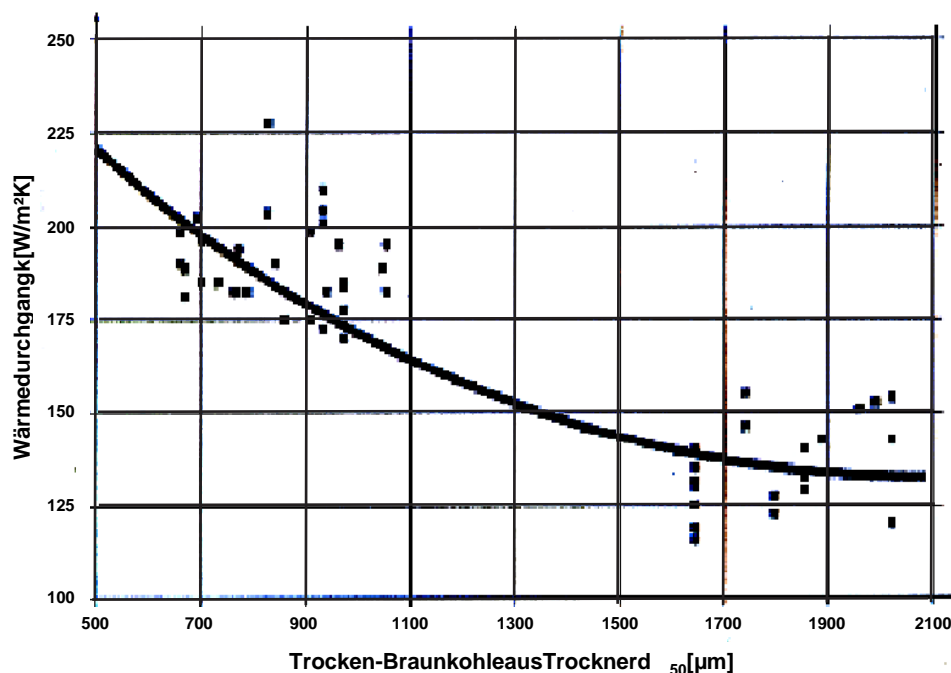


Abb. 4.4: Erreichte Wärmedurchgangskoeffizienten in Loy Yang

Das parallel vom ORGREB entwickelte DWT-Verfahren wurde bereits 1986 in einer ersten industriellen Anlage mit einem Trockenkohledurchsatz von 10 t/h bei einem Wassergehalt von 19 % erprobt [66, 67]. Für die DWT-Anlage des ORGREB-Instituts Dresden

berichtet Wolf von erreichten Wärmedurchgangszahlen zwischen 300 und 400 W/m²K, ohne die entsprechende Partikelgröße zu nennen [66]. Deshalb ist ein Vergleich mit den oben genannten Daten nicht möglich.

Keine der bisherigen Wirbelschicht-Trocknungs-Anlagen wurde für höheren Druck ausgelegt bzw. bei höherem Druck betrieben. Der Effekt des Druckes ist aber, wie in den Grundlagen zum Wärmeübergang erläutert werden wird (siehe Kap. 4.6), wesentlich für die Eigenschaften des Fluidisierungsmediums und damit für Teilschritte der Wärmeübertragung auf die Kohlepartikel.

4.5 Strömungsmechanik

Wichtige Grundlage für einen möglichst hohen Wärmeübergang in Wirbelschichten ist die korrekte strömungstechnische Ausbildung der Wirbelschicht. Zum Verständnis des Einflusses der Strömungstechnik auf den Wärmeübergang und der entsprechenden Theorien wird nachfolgend das Prinzip der Wirbelschicht erläutert.

Als Wirbelschicht bezeichnet man im Allgemeinen ein Mehrphasensystem, in dem z. B. eine Schüttung von Feststoffpartikeln durch aufwärtsströmende "Fluidisierungsmedien" (Gas oder Dampf) vom Ruhe- in den Schwebezustand überführt wird. Man bezeichnet diesen Vorgang als "Fluidisierung" des Feststoffs, da sich das Zweiphasensystem Fluid/Feststoff ähnlich wie eine Flüssigkeit verhält.

Im Ruhezustand hat eine Schüttung dabei den Lückengrad $\epsilon_{Festbett}$. Der Lückengrad ist allgemein definiert als Verhältnis zwischen Lücken- bzw. Gasvolumen und Gesamtvolumen der Schüttschicht (siehe hierzu auch Abb. 4.5):

$$\epsilon = \frac{V_{Gas}}{V_{ges}} = \frac{V_{ges} - V_s}{V_{ges}} \quad (4.1)$$

Durchdringt das Gas die Schüttung zunächst mit geringer Geschwindigkeit, so strömt es durch die Hohlräume, ohne die Packungsstruktur zu ändern (Abb. 4.6 a).

Die Strömungsgeschwindigkeit hat nicht nur Einfluss auf die Packungsstruktur (das Volumen der "Schüttung", die Abstände der Feststoffpartikel untereinander), sondern auch auf den Druckverlust (siehe hierzu auch Abb. 4.7).

In dieser Abbildung ist der Druckverlust abhängig von der dimensionslosen Strömungsgeschwindigkeit u/u_L (tatsächliche Strömungsgeschwindigkeit/Lockerungsgeschwindigkeit)

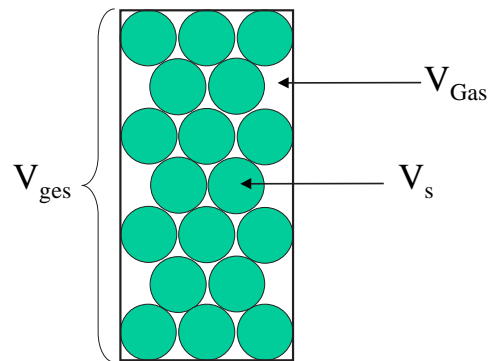


Abb. 4.5: Darstellung des Lückengrades im Festbett

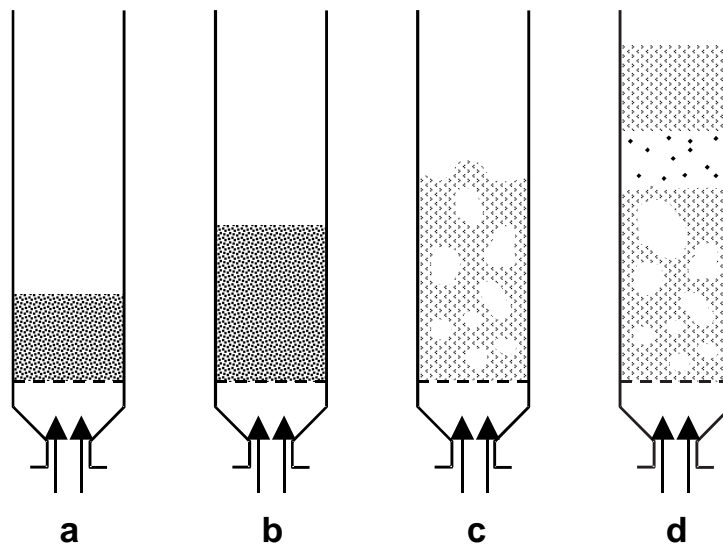


Abb. 4.6: Strömungszustände vom Festbett bis zur Wirbelschicht

dargestellt.

Bei Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit steigt die Auftriebskraft auf die Partikel und es beginnen sich erste einzelne Teilchen in einem begrenzten Bereich zu bewegen, während die meisten Teilchen noch in dauerndem Kontakt stehend weiterhin ein Festbett bilden. Der Lückengrad steigt geringfügig an (Abb. 4.6 a nach b). Ebenso nimmt der Druckverlust gleichmäßig wie in einer freien Rohrströmung zu (Abb. 4.7 a nach b).

Bei weiterem Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit wird dann ein Zustand erreicht,

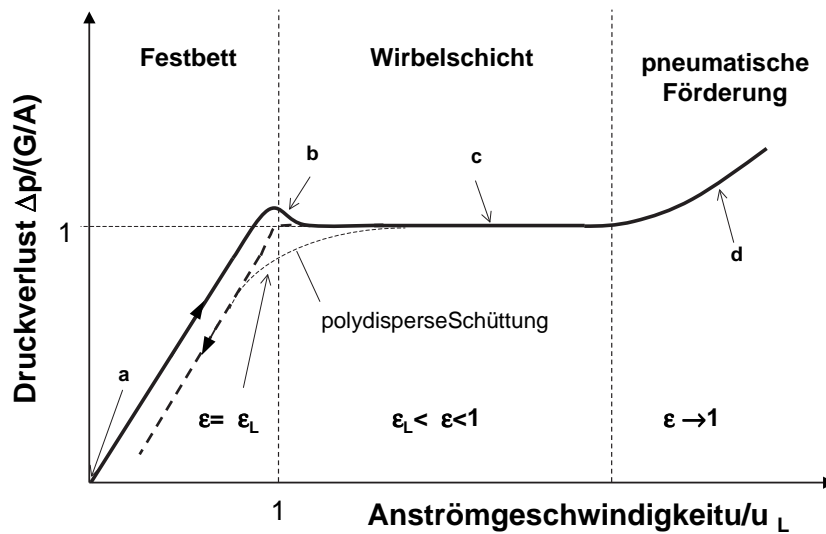


Abb. 4.7: Charakteristisches Druckverlustdiagramm für den Existenzbereich von Wirbelschichten

bei dem gerade alle Teilchen ohne permanentem Kontakt untereinander im Fluid suspendiert sind (Abb. 4.7 b). In diesem Zustand, dem so genannten Lockerungspunkt, steht der Druckabfall des Fluidisierungsmediums zwischen zwei horizontalen Bezugsebenen im Kräftegleichgewicht mit dem querschnittsbezogenen Gewicht von Feststoff und Fluidisierungsmedium zwischen diesen beiden Ebenen abzüglich des Auftriebs [35]. Die Gasgeschwindigkeit des Fluidisierungsmediums hat jetzt die so genannte Lockerungsgeschwindigkeit erreicht, da im zeitlichen Mittel die Partikel in der Schwebelage gehalten werden. Dabei hat die Schüttung den Lockerungs-Lückengrad ϵ_L . Abb. 4.6 b zeigt dabei eine leichte Expansion der Wirbelschicht im Vergleich zum Festbett. Ob sich das Festbett bis zum Lockerungspunkt tatsächlich ausdehnt, ist umstritten und wird im Rahmen der Modellbeschreibungen sowie der Versuchsauswertungen diskutiert.

Bei weiterem Anstieg der Anströmung über diesen Lockerungspunkt hinaus durchströmt der über die Minimalfluidisation hinausgehende Gasanteil die Schicht im wesentlichen in Form von fast feststofffreien Gasblasen. Der mittlere Lückengrad ist jetzt deutlich größer als im undurchströmten bzw. gelockerten Festbett (Abb. 4.6 c). Die Abhängigkeit des Druckverlustes von der Strömungsgeschwindigkeit verändert sich (Abb. 4.7 c). Er bleibt über einen bestimmten Bereich der Anströmung konstant und steht im Gleichgewicht mit der flächenbezogenen Gewichtskraft der in der Wirbelschicht enthaltenen Feststoffpartikel. Bei einigen Schüttgütern erfolgt der Übergang in den Wirbelschichtzustand durch Kohäsionseffekte zwischen den Partikeln verzögert, d. h. für die Lockerung der Schüttung

ist eine stärkere Anströmung erforderlich, es entsteht ein so genannter Aktivierungsspeak (Abb. 4.7 b).

Bei noch weiterer Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit wird das Material pneumatisch aus der Wirbelschicht ausgetragen (Abb. 4.6 d). Der Lückengrad geht gegen den Wert 1 (Abb. 4.7 d).

Bei den sich in der Gas-Feststoff Wirbelschicht einstellenden Strömungszuständen wird zwischen *homogenen* und *inhomogenen* Wirbelschichten unterschieden. Die Ausbildung einer homogenen Wirbelschicht ist in der Praxis kaum realisierbar. Für die theoretische Betrachtung ist diese Art des Strömungszustandes jedoch von Bedeutung, da an ihm grundlegende Zusammenhänge wegen der fehlenden Überlagerung von "Störungen" übersichtlich darstellbar sind.

Inhomogene Wirbelschichten werden in weitere Arten unterteilt. Handelt es sich bei den zu fluidisierenden Partikeln um einen Feststoff mit unterschiedlicher Partikelgröße oder ein Feststoffgemisch mit unterschiedlicher Dichte, so bildet sich eine *klassierende* Wirbelschicht aus. Im oberen Teil dieser Wirbelschicht reichern sich die kleinen Partikel sowie die Partikel mit der geringen Dichte an. Die groben und die schweren Partikel halten sich im unteren Teil des Wirbelbettes auf.

Blasenbildende Wirbelschichten sind in der Wirbelschichttechnik weit verbreitet. Deshalb basieren viele Theorien auf dem Modell der Blasendurchströmung von Wirbelschichten und den entsprechend wirkenden Mechanismen für den Wärmeübergang. In blasenbildenden Wirbelschichten wird das Feststoffaufwerk vom Wirbelmedium in Form von Blasen durchströmt. Die Blasen entstehen unmittelbar oberhalb des Anströmbodens. Während des Blasenanstiegs koalieren die Blasen. Ein Teil des Feststoffs wird in der Blaseschleppe durch die gesamte Wirbelschicht befördert und beim Zerplatzen der Blase am oberen Ende der Wirbelschicht weiter nach oben aus der Schicht heraus geschleudert. Die Grobpartikel stürzen in die Schicht zurück und nehmen an der Feststoffabwärtsströmung teil. Bei zu hoher Wirbelmediumgeschwindigkeit bzw. bei ungünstiger Gestaltung der Zone oberhalb der Wirbelschicht kann der Feingutanteil mit dem Gasstrom mitgerissen werden und die Wirbelschichtapparatur endgültig verlassen.

Findet eine sehr starke Blasenbildung statt, so kann eine *stoßende* Wirbelschicht entstehen. In ihr nimmt der Blasendurchmesser die gesamte Wirbelschicht-Querschnittsfläche ein. Es bildet sich eine Kolbenströmung aus. Der Feststoff fällt nach dem Zerplatzen der Blase am oberen Ende der Wirbelschicht wieder zurück. Diese Art der Wirbelschicht tritt vermehrt bei niedrigen Durchmesser/Höhe-Verhältnissen auf. Stoßende Wirbelschichten sind aufgrund höherer mechanischer Beanspruchung der Anlage und wegen stark ungleichmäßiger Gasverteilung zu vermeiden.

Bei *gassenbildenden* Wirbelschichten bilden sich freie Strömungsquerschnitte aus, während

die Partikelschüttung ruht oder nur leicht durchströmt wird. Somit sind die positiven Eigenschaften der Wirbelschicht (guter Kontakt zwischen den Partikeln untereinander und zum Fluidisierungs- und Wärmeübertragungsmedium) nur noch stark eingeschränkt oder wirken überhaupt nicht mehr.

Wie bereits beschrieben, ist die Kenntnis des Lockerungspunktes entscheidend für den Betrieb und, wie sich zeigen wird, auch für die weitere theoretische Beschreibung von Wirbelschichtzuständen und Vorgängen in der Wirbelschicht. Liegt die Anströmgeschwindigkeit unterhalb der Lockerungsgeschwindigkeit, so handelt es sich eben nicht um eine Wirbelschicht, sondern noch um ein Festbett, und der angestrebte hohe Wärmeübergang wird nicht erreicht. Bei der nachfolgenden Beschreibung der theoretischen Modelle zur Berechnung der Lockerungsgeschwindigkeit wird der Leser erkennen, dass es gerade bei Feststoffmengen mit breiter Korngrößenverteilung notwendig ist, den Lockerungspunkt experimentell zu verifizieren.

Zur Vermeidung des oben erwähnten Aktivierungspeaks am Lockerungspunkt bei dessen experimentellen Ermittlung ist es zweckmäßig, zunächst die Anströmgeschwindigkeit auf Werte oberhalb des Lockerungspunktes einzustellen und diese dann sukzessiv zu verringern, da bei dieser Reihenfolge im Bereich des Lockerungspunktes dieser Peak nicht entstehen kann (Abb. 4.7b, gestrichelte Linie). Eine exakte Lokalisierung des Lockerungspunktes ist zudem eher für monodisperse oder sehr enge Kornverteilungen erkennbar. Bei breiteren Kornverteilungen (polydispers) ist der Übergang vom Festbett zur Wirbelschicht fließend (Abb. 4.7b, polydisperse Schüttung).

Über die Druckverlustmessung bei Variation der Anströmgeschwindigkeit lässt sich somit der Wirbelzustand erkennen und der Existenzbereich einer Wirbelschicht in bestehenden Apparaten nachvollziehen. Diese Messungen werden in einer kleinen Labor-Wirbelschicht mit Stickstoff als Wirbelmedium durchgeführt (Kap. 6.6). Auch in der Wirbelschicht-Versuchsanlage wird der Lockerungspunkt anhand der Druckverlustmessung ermittelt, um zu gewährleisten, dass die Partikel ausreichend fluidisiert sind. Die Ergebnisse werden direkt mit theoretischen Modellen zur Berechnung des Lockerungspunktes verglichen sowie später für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten genutzt. An welcher Stelle der Lockerungslückengrad und die Lockerungsgeschwindigkeit hierfür benötigt werden, wird bei der Vorstellung der theoretischen Wärmeübergangs-Modelle in Kap. 4.6 beschrieben.

Ergun hat das wohl bekannteste Modell zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit entwickelt [36]. Er setzt den Druckverlust über die Wirbelschicht am Lockerungspunkt mit einer Linearkombination aus Widerstandsterm der laminar umströmten Einzelkugel und Widerstandsterm der turbulent umströmten Einzelkugel gleich:

$$\frac{\Delta p}{H_{WS,L}} = (1 - \epsilon_L)(\rho_p - \rho_F)g. \quad (4.2)$$

mit:

- Δp = Druckverlust am Lockerungspunkt,
- $H_{WS,L}$ = Wirbelschichthöhe am Lockerungspunkt,
- ϵ_L = Lückengrad der Wirbelschicht am Lockerungspunkt,
- ρ_p = Dichte der Feststoffpartikel,
- ρ_F = Dichte des Fluidisierungsmediums.

Daraus ergibt sich eine allgemeine Gleichung der Form:

$$Ar = aRe_L + bRe_L^2 \quad (4.3)$$

mit der Archimedes-Zahl:

$$Ar = \frac{g\bar{d}_p^3}{\nu_F^2} \left(\frac{\rho_p}{\rho_F} - 1 \right) \quad (4.4)$$

und der Reynolds-Zahl am Lockerungspunkt

$$Re_L = \frac{\rho_F \cdot u_L \cdot d_p}{\eta_F}. \quad (4.5)$$

Ergun selbst hat die Linearkoeffizienten a und b experimentell ermittelt und erhält die folgende Bestimmungsgleichung für die Lockerungsgeschwindigkeit des Fluidisierungsmediums:

$$u_L = \frac{\eta_F}{\rho_F d_p} 42,9 \frac{1 - \epsilon_L}{\varphi} \left(\sqrt{1 + 3,1 \cdot 10^{-4} \frac{\varphi^3 \epsilon_L^3}{(1 - \epsilon_L)^2} Ar} - 1 \right) \quad (4.6)$$

mit der Sphärizität

$$\varphi = \frac{\text{Oberfläche der volumengleichen Kugel}}{\text{Oberfläche der Partikel}}. \quad (4.7)$$

Die benötigten Stoffdaten kann man für die meisten Fluidisierungsmedien der Literatur entnehmen (für Wasserdampf z.B. [37]).

Die Vorausberechnung des Lockerungspunktes (Lockerungsgeschwindigkeit oder Lockerungslückengrad) war bereits Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Viele Modelle unterscheiden sich von diesem lediglich durch verschiedene Werte für die Konstanten, die zur Anpassung an die von den Autoren jeweils gewählten Versuchsbedingungen (vor allem Partikeldichte und Fluidisierungsmedium) dienen. Außerdem sind sie nach Aussage der Autoren nicht für alle Partikelgrößen und Formfaktoren gültig und werden deshalb hier nicht beschrieben.

Sich von der Ergun-Gleichung grundsätzlich unterscheidende Formulierungen sind u. a.:

Wu und Baeyens [39]:

$$u_L = 7,33 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\eta}{\rho_F \cdot \bar{d}_p} \cdot 10^{\sqrt{8,24 \cdot \log Ar - 8,81}} \quad (4.8)$$

Goroschko [39]:

$$u_L = \frac{\eta_F}{\rho_F \cdot \bar{d}_p} \cdot \left(\frac{Ar}{1400 + 5,22\sqrt{Ar}} \right) \quad (4.9)$$

Saxena und Vogel [39]:

$$u_L = \frac{\eta}{\rho_F \cdot \bar{d}_p} \cdot \left(\sqrt{25,28^2 + 0,0571 \cdot Ar} - 25,28 \right) \quad (4.10)$$

Diese Ansätze werden in der nachfolgenden Auswertung (siehe Kap. 6.6) für den Vergleich mit den Messwerten verwendet.

Im Gegensatz zur theoretischen Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit bleibt die Bestimmung des Lockerungslückengrades schwierig. Die Kenntnis des Lockerungslückengrades ist jedoch entscheidend z. B. für die Berechnung der Lockerungsgeschwindigkeit mit dem Ansatz von Ergun (Gl. 4.6).

Broadhurst und Becker [38] geben eine empirische Korrelation für den Lockerungslückengrad an, die auf einer konsequenten Dimensionsanalyse beruht:

$$\epsilon_L = 0,586\varphi^{-0,72} Ar^{-0,029} \left(\frac{\rho_F}{\rho_p} \right)^{0,021} \quad (4.11)$$

Daraus geht hervor, dass der Lockerungslückengrad vor allem von der Partikelsphärizität φ (mit dem Exponent -0,72) abhängt, während der Einfluss aller anderen Faktoren relativ klein ist.

Zenz benötigt für seine Korrelation des Lockerungslückengrades die Lockerungsgeschwindigkeit [40]:

$$\begin{aligned} \epsilon_L = & 1,4673081 + 0,0147726 \cdot u_L \cdot \left[\frac{4 \eta_F (\rho_p - \rho_F) g}{3 \rho_F^2} \right]^{-1/3} - \dots \\ & - 0,2864208 \cdot \ln \left\{ d_p \cdot \left[\frac{3 \eta_F^2}{4 (\rho_p - \rho_F) \rho_F g} \right]^{-1/3} \right\} + \dots \\ & + 0,1860124 \cdot \ln \left\{ u_L \cdot \left[\frac{4 \eta_F (\rho_p - \rho_F) g}{3 \rho_F^2} \right]^{-1/3} \right\} + \dots \\ & + 0,00814086 \cdot \left\langle \ln \left\{ u_L \cdot \left[\frac{4 \eta_F (\rho_p - \rho_F) g}{3 \rho_F^2} \right]^{-1/3} \right\} \right\rangle^2. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Verwendet man diesen Ansatz, so ist es umständlich, gemeinsam mit z.B. Gleichung 4.6, iterativ Lockerungslückengrad und Lockerungsgeschwindigkeit bestimmen zu müssen.

Von Poersch [41] wird unter der Annahme, dass sich das Festbett nicht ausdehnt, bevor der Lockerungspunkt erreicht ist, vorgeschlagen, den Lockerungslückengrad aus der Schüttdichte des Festbettes und der Partikeldichte zu bestimmen:

$$\epsilon_L = 1 - \frac{\rho_{Schütt}}{\rho_p}. \quad (4.13)$$

Diese Annahme widerspricht laut Martin der experimentellen Erfahrung [42]. Die Überprüfung der Theorien durch eigene Fluidisierungsversuche wird in Kap. 6.6 dargestellt und diskutiert.

Weiterhin benötigt man für die Modellierung des Wärmeübergangs (siehe Kap. 4.6) auch den Lückengrad für Anströmungen mit $u > u_L$. Aus einer Bilanz für das Feststoffinventar in der Wirbelschicht ergibt sich unter der Annahme, dass kein Feststoff aus der Wirbelschicht ausgetragen wird, als mittlerer Lückengrad ϵ :

$$\begin{aligned}
 H(1 - \epsilon) &= H_L(1 - \epsilon_L) \\
 \Leftrightarrow \epsilon &= 1 - \frac{H_L}{H}(1 - \epsilon_L)
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Bei der Durchführung von Wirbelschichtversuchen sind die Wirbelschichthöhen apparatetechnisch bedingt oft nicht messbar oder sichtbar. Deshalb schlagen Bakker und Heertjes für den Lückengrad eine lineare Näherungsgleichung zwischen der Lockerungsgeschwindigkeit und der so genannten Austragsgeschwindigkeit u_A vor [43]. Dieser Ansatz wird für Gas-/Feststoffwirbelschichten im Bereich $H < H_L$ durch Messungen bestätigt:

$$\epsilon = \epsilon_L + (1 - \epsilon_L) \frac{u - u_L}{u_A - u_L} \tag{4.15}$$

Richardson und Zaki gehen von einem mit steigender Anströmung degressiv steigenden Verlauf an, den sie aus einer Dimensionsanalyse für Flüssigkeitsfluidisierung ableiten und mit Messungen untermauern [44]:

$$\epsilon = \left(\frac{u}{u_A} \right)^{\frac{1}{n}} \tag{4.16}$$

mit:

$$n = \frac{\ln \left(\frac{u_L}{u_A} \right)}{\ln \epsilon_L} \tag{4.17}$$

Der Unterschied der beiden dargestellten Ansätze ist beispielhaft in Abb. 4.8 dargestellt. Ausgehend vom selben Lückengrad am Lockerungspunkt steigt der Lückengrad mit steigender Leerrohrgeschwindigkeit nach Richardson und Zaki degressiv, nach Bakker und Heertjes linear. Für beide Ansätze muss der Lückengrad am Austragspunkt ϵ_A gegen Eins gehen.

Bei der Bestimmung der Austragsgeschwindigkeit u_A ist zwischen homogener und heterogener (blasenbildender) Fluidisierung zu unterscheiden. Die homogene Austragsgeschwindigkeit ist gleich der Sinkgeschwindigkeit der Einzelpartikel, die sich unter der Annahme eines funktionalen Zusammenhangs für den Widerstandsbeiwert einer Kugel zu

$$u_{A,hom} = \frac{\eta_F}{\rho_F \cdot d_p} \cdot 18 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{1}{9} \sqrt{Ar}} - 1 \right)^2 \tag{4.18}$$

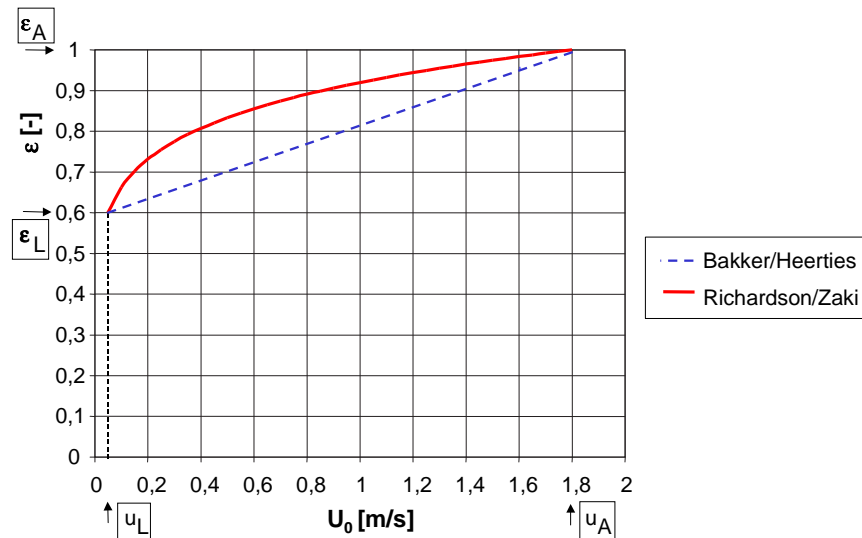


Abb. 4.8: Expansionsverhalten nach Bakker/Heertjes und Richardson/Zaki

berechnen lässt [45].

Bei heterogener Fluidisierung lassen sich auch Geschwindigkeiten, die größer als die Sinkgeschwindigkeit der Einzelpartikel sind, erreichen. Nach Reh [46] gilt dann:

$$u_{A,het} \cong \frac{\eta_F}{\rho_F \cdot d_p} \sqrt{\frac{4}{3} Ar}. \quad (4.19)$$

Laut Martin ist in jedem Fall der größere Wert, der sich aus den Gleichungen 4.18 und 4.19 ergibt, heranzuziehen [42]; eine Begründung für diese These liefert er jedoch nicht.

Mit den hier gezeigten Gleichungen kann nun bei Kenntnis der Partikel-Stoffdaten das Verhalten in der Wirbelschicht theoretisch beschrieben werden. Diese ist Grundlage für die weitere Modellierung des Wärmeübergangs zwischen den aufgewirbelten Partikeln (der Wirbelschicht) und dem Wärmeübertrager (Kap. 4.6). Zur Verifizierung dieser Modellierung müssen bei der Untersuchung von Braunkohle Fluidisierungsversuche durchgeführt werden, denn Braunkohle zeigt (siehe Kap. 6.1) einen sehr weiten Bereich an Partikelgrößen, die so genannte Partikelgrößenverteilung. Hierdurch ist die für die Modellierung der Lockerungsgeschwindigkeit zu verwendende Partikelgröße nicht direkt einsehbar.

4.6 Wärmeübergang

Wie in Kap. 4.3 bereits dargestellt wurde, stehen zur thermischen Trocknung in einem Wirbelschichttrockner grundsätzlich zwei Möglichkeiten zur Verfügung (siehe Kap. 1). Einerseits kann durch Überhitzung des Fluidisierungsmediums dieses zusätzlich als Wärmeübergangsmedium eingesetzt werden. Überhitzung bedeutet, dass das Fluidisierungsmedium heißer als die Wirbelschicht ist. Diese Variante wird als Konvektionstrocknung bezeichnet und wird in Kap. 4.6.1 mathematisch beschrieben. Andererseits kann die Wärme auch durch ein separates Wärmeübertragungsmedium indirekt über einen Wärmetauscher eingekoppelt werden. Dieses wird als Kontaktstrocknung bezeichnet. In diesem Fall ist das Fluidisierungsmedium nicht heißer als die Wirbelschicht. Es übernimmt ausschließlich die Aufgabe, für eine ausreichende Strömungsgeschwindigkeit zu sorgen. Die Modelle zur Beschreibung der Kontaktstrocknung werden in Kap. 4.6.2 dargestellt.

In der Praxis werden Wirbelschichttrockner häufig in Mischverfahren betrieben, bei dem das Fluidisierungsmedium gegenüber dem Wirbelbett leicht überhitzt ist und zum Wärmeeintrag beiträgt sowie gleichzeitig Wärme über Wärmetauscherflächen in die Wirbelschicht eingebracht wird [47].

4.6.1 Konvektionstrocknung

Zur theoretischen Beschreibung der Konvektionstrocknung gibt es verschiedene Theorien, die ausgehend vom Wärmeübergang an eine umströmte Einzelkugel auf die Verhältnisse in Schüttungen und in Wirbelschichten schließen [42, 48, 49].

So wird der Wärmeübergangskoeffizient α_{F-P} zwischen Fluidisierungsmedium und Partikel z. B. von Martin [42] wie folgt definiert:

$$\alpha_{F-P} \equiv \frac{\dot{Q}_{(F-P)}}{A(\vartheta_F - \vartheta_{P,0})_m} \quad (4.20)$$

mit:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{(F-P)} &= \text{vom Fluid an die Partikel übertragener Wärmestrom} \\ (\vartheta_F - \vartheta_{P,0})_m &= \text{über die Wärmeübertragungsfläche gemittelte treibende Temperaturdifferenz zwischen dem Fluid und der Partikeloberfläche} \end{aligned}$$

Für Partikel mit konstanter Oberflächentemperatur $\vartheta_{P,0}$ gilt in einer rückvermischungsfreien Fluidströmung ("Kolbenströmung"):

$$(\vartheta_F - \vartheta_{P,0})_m = \frac{\vartheta_{F, \text{ein}} - \vartheta_{F, \text{aus}}}{\ln \left(\frac{\vartheta_{F, \text{ein}} - \vartheta_{P,0}}{\vartheta_{F, \text{aus}} - \vartheta_{P,0}} \right)} = \Delta \vartheta_{\ln} \quad (4.21)$$

Im Falle der totalen Rückvermischung der Fluidströmung ("idealer Rührkessel") gilt:

$$(\vartheta_F - \vartheta_{P,0})_m = \vartheta_{F, \text{aus}} - \vartheta_P = \Delta \vartheta_{\text{aus}} \quad (4.22)$$

Da in einem kontinuierlich arbeitenden und stabilen Betriebszustand betriebenen Apparat die Feststoffmenge (Anzahl der Partikel N) zu jedem Zeitpunkt konstant ist, kann auch die am Austausch beteiligte Partikeloberfläche A_P zu jedem Zeitpunkt als konstant betrachtet werden. Die gesamte Austauschfläche wird unter Zuhilfenahme des mittleren Partikeldurchmessers \bar{d}_P über die Anzahl N der Einzelpartikel definiert. Es gilt:

$$A = A_P \cdot N \quad (4.23)$$

mit

$$A_P = \pi \cdot \bar{d}_P^2 \quad (4.24)$$

und

$$N = \frac{V_{WS}}{V_P} = \frac{6 \cdot V_{WS}}{\pi \bar{d}^3} \quad (4.25)$$

Die große volumenspezifische Oberfläche bewirkt einen raschen Ausgleich der ohnehin geringen Temperaturdifferenz zwischen den beiden Medien. Aufgrund der hohen volumenbezogenen Wärmekapazität des Feststoffs folgt die Fluidtemperatur sehr schnell der Feststofftemperatur. Im unteren Bereich der Wirbelschicht bildet sich so eine austauschaktive Zone aus. Mildenberger [49] definiert eine dimensionslose Temperaturdifferenz innerhalb der austauschaktiven Zone mit der Höhe H_a :

$$\theta \geq \theta_a = \frac{\vartheta_F(H_a) - \vartheta_P}{\vartheta_{F, \text{ein}} - \vartheta_P} = 0,05 \quad (4.26)$$

Für den mittleren Wärmeübergang ohne gleichzeitigen Stofftransport gilt somit:

$$\alpha_{F-P} = \frac{\dot{m}_F \cdot \bar{c}_{F,P}}{a_P \cdot A_0 \cdot H_a} \cdot \ln \frac{1}{\theta_a} \quad (4.27)$$

mit

$$H_a = 6,2 \frac{\bar{d}_P}{1 - \epsilon} \quad (4.28)$$

und der volumenspezifischen Partikeloberfläche

$$a_P = \frac{6}{\bar{d}_P} (1 - \epsilon) \quad (4.29)$$

A_0 = Querschnittsfläche der Wirbelschicht
 \dot{m}_F = Massenstrom Fluidisierungsmedium.

Voraussetzung für den vollständigen Temperatenausgleich zwischen Feststoff und Fluidisierungsmedium ist, dass die Biot-Zahl

$$Bi = \frac{\alpha \cdot d_P}{2 \cdot \lambda_s} \quad (4.30)$$

kleiner 0,1 ist.

Die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten α_{F-P} erfolgt bei Martin [42] unter Zuhilfenahme der Wärmeübergangsgesetze. Abb. 4.9 zeigt den Verlauf der Nußelt-Zahl $Nu = \frac{\alpha \cdot d_P}{\lambda_F}$ in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl $Re = \frac{u \cdot d_P}{\nu_F}$ für ein durchströmtes Festbett mit $\epsilon = 0,4$ (strichpunktierte Kurve) und für eine Einzelkugel (durchgezogene Kurve mit $\epsilon = 1$) für $Pr = \frac{\eta_F \cdot c_{p,F}}{\lambda_F} = 0,7$ (typischer Wert für Stickstoff).

Die von Gnielinski [51] angegebenen Berechnungsgleichungen lauten:

$$Nu_{Festbett} = 1 + 1,5 \cdot (1 - \epsilon) \cdot Nu_{Einzelkugel}(Re_s, Pr) \quad (4.31)$$

mit

$$Nu_{Einzelkugel} = 2 + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \quad (4.32)$$

mit

$$Nu_{lam} = 0,664 \cdot \sqrt[3]{Pr} \cdot \sqrt{Re_\epsilon}, \quad (4.33)$$

$$Nu_{turb} = \frac{0,037 \cdot Re_\epsilon^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot Re_\epsilon^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (4.34)$$

und

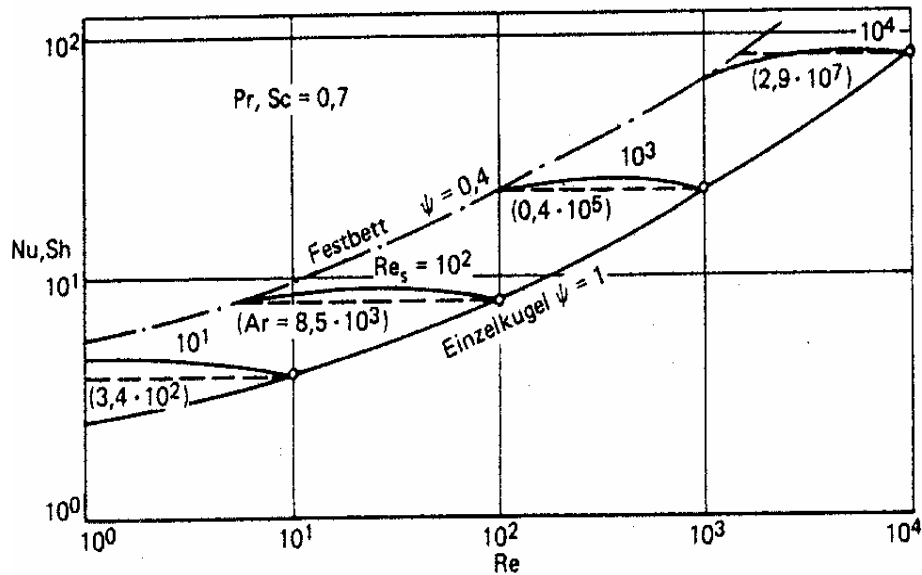


Abb. 4.9: Nußelt-Zahl in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl für $Pr=0,7$

$$Re_{\epsilon} = \frac{Re}{\epsilon} = \frac{u \cdot d_P}{\nu_F \cdot \epsilon}. \quad (4.35)$$

Einige experimentelle Ergebnisse zeigen einen Verlauf von $Nu(Re)$ mit einem schwach ausgeprägten Maximum. Da die Ungenauigkeit experimenteller Untersuchungen üblicherweise um einiges größer sind als der dargestellte Unterschied zwischen den Werten für Einzelkugel und Festbett, kann in erster Näherung der Wärmeübergangskoeffizient im Existenzbereich der Wirbelschicht aus der Beziehung

$$Nu_{Wirbelschicht} \approx Nu_{Einzelkugel}(Re_{\epsilon}, Pr) \quad (4.36)$$

berechnet werden. Nach diesem Sachverhalt ist der Wärmeübergang zwischen Fluid und Partikel im Existenzbereich der Wirbelschicht $Re_L < Re < Re_s$ nur von der Erdbeschleunigung g , vom Partikeldurchmesser d_P , von der Partikeldichte ρ_P und den Stoffwerten des Trägerfluids ($\rho_F, c_{p,F}, \eta_F, \lambda_F$), nicht aber von der Fluidgeschwindigkeit abhängig.

4.6.2 Kontakttrocknung

Zur Beschreibung der Kontakttrocknung sind ebenfalls mehrere Theorien in der Literatur zu finden. Bei der Kontakttrocknung dient das Fluidisierungsmedium (Wasserdampf oder trockenes Gas) ausschließlich zur Aufnahme und zum Abtransport der aus dem

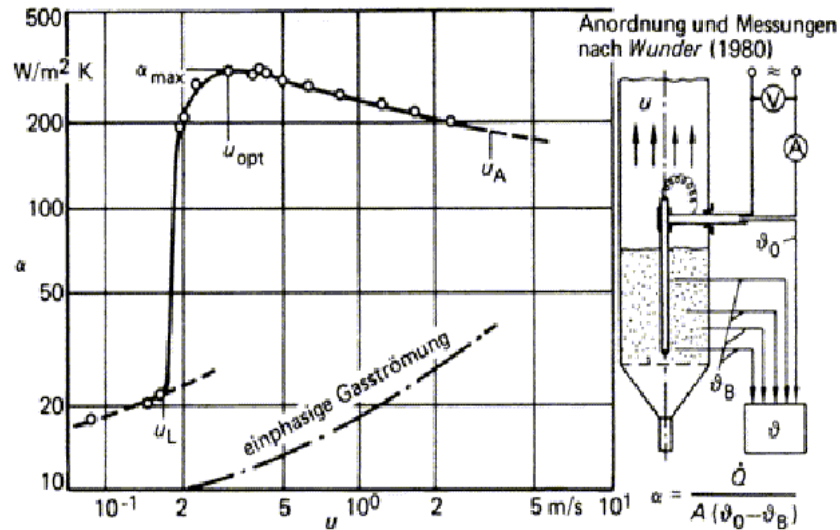


Abb. 4.10: Wärmeübergang zwischen Heizfläche und Wirbelschicht in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit [52]

Feststoff ausgetriebenen Feuchte und muss deshalb bei Eintritt in die Anlage nur leicht überhitzt sein. Der Wärmeübergangskoeffizient α_{W-WS} zwischen Wärmetauscher und Wirbelschicht ist nach Martin [42] wie folgt definiert:

$$\alpha_{W-WS} \equiv \frac{\dot{Q}_{(W-WS)}}{A \cdot (\vartheta_W - \vartheta_{WS})} \quad (4.37)$$

mit

- $\dot{Q}_{(W-WS)}$ = an die Wirbelschicht übertragener Wärmestrom,
- A = am Wärmeaustausch beteiligte Oberfläche der Wärmetauscher,
- ϑ_W = wirbelschichtseitige Oberflächentemperatur der Wärmetauscher,
- ϑ_{WS} = als einheitlich angesehene Temperatur der Wirbelschicht in hinreichender Entfernung von den Wärmeaustauscherflächen.

Aufgrund der großen Oberfläche der Partikel und der intensiven Vermischung wird in der Regel zwischen der Gas- und Feststofftemperatur nicht unterschieden. Die Annahme eines "idealen Rührkessels" ist zulässig ($\vartheta_{WS} \neq f(Ort)$), da durch die Verwirbelung der Partikel ein sehr schneller Temperaturengleich stattfindet. Die Durchmischung ist nahezu ideal. In Abb. 4.10 [52] ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Heizfläche und Wirbelschicht in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit auf Basis experimenteller Messungen von Wunder dargestellt.

Im Gegensatz zur einphasigen Gasströmung (strichpunktierte Kurve), die einen stetigen

Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Gasgeschwindigkeit aufweist, zeigt der Verlauf der Wirbelschicht einen sehr steilen Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten unmittelbar nach dem Überschreiten der Lockerungsgeschwindigkeit. Zu diesem Zeitpunkt beginnen sich die Partikel im Bett zu bewegen. Es setzt ein "partikelkonvektiver" Energietransport von der Heizfläche ins Bettinnere ein, der deutlich größer ist als der gaskonvektive Energietransport. Der Maximalwert α_{max} wird bei einer bestimmten Gasgeschwindigkeit u_{opt} (bzw. einem entsprechenden Gasvolumenanteil ϵ_{opt}) erreicht. D. h. alle Partikel bewegen sich, nehmen damit am partikelkonvektiven Wärmeübergang teil und treffen dabei aufgrund ihres noch geringen Abstandes untereinander sehr häufig zusammen. Mit weiter steigender Geschwindigkeit und einer damit zunehmenden Auflockerung der Wirbelschicht (Abstände zwischen den Partikeln werden größer, Zahl der Zusammenstöße nimmt ab) nimmt der Wärmeübergangskoeffizient wieder ab. Es ist allerdings festzustellen, dass der Wärmeübergangskoeffizient in der Wirbelschicht deutlich höher liegt als in der einphasigen Strömung. Erst bei fast unendlichem Abstand zwischen den Partikeln (quasi Gasströmung) nähern sich die Mechanismen des Wärmeübergangs an (partikelkonvektiver Anteil geht gegen Null).

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wärmetauscher und Partikel setzt sich additiv aus einem gaskonvektiven, einem partikelkonvektiven und einem Strahlungsanteil zusammen. Es gilt:

$$\alpha = \alpha_{gk} + \alpha_{pk} + \alpha_{str}. \quad (4.38)$$

Bei der Anwendung dieses Ansatzes auf eine blasenbildende Wirbelschicht (bestehend aus Suspensionsphase s und Blasenphase b) ist bei der Addition der Anteile zu beachten, dass der partikelkonvektive Mechanismus bei Benetzung der Wärmetauscherfläche durch eine Blase nicht wirkt (Abb. 4.11).

Dieses wird nach Renz [53] wie folgt berücksichtigt (siehe auch Decker und Glicksman [54]):

$$\alpha = (\alpha_{gk} + \alpha_{pk} + \alpha_{str})_s \cdot (1 - f_b) + (\alpha_{gk} + \alpha_{str})_b \cdot f_b. \quad (4.39)$$

mit

$$1 - f_b = \frac{5}{6} \cdot (1 - \epsilon_b) = \frac{5}{6} \cdot \frac{1 - \epsilon}{1 - \epsilon_L}. \quad (4.40)$$

Hierbei ist f_b der Zeitanteil, während dessen die Heizfläche von einer Blase umgeben ist. Dabei wird weiterhin angenommen, dass in der Suspensionsphase der Lockerungslückengrad vorliegt. Die über die für die Lockerung der Wirbelschicht hinausgehende Fludisierungsgasmenge durchwandert die Wirbelschicht in fast feststofffreien Blasen.

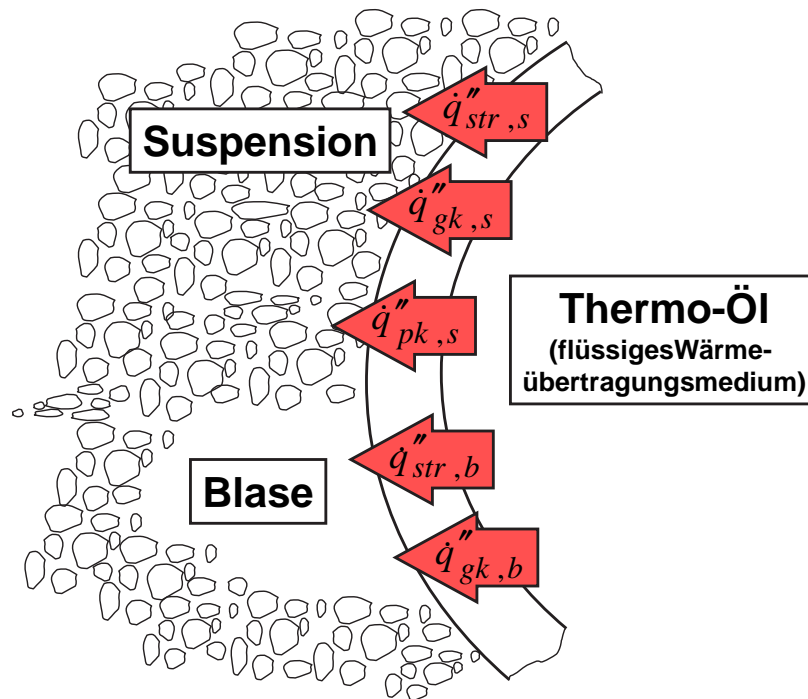


Abb. 4.11: Wärmeübergangsmechanismen in blasenbildender Wirbelschicht

4.6.2.1 Gaskonvektiver Mechanismus

Gaskonvektiver Wärmeübergang bedeutet, dass der Wärmeaustausch nur zwischen Austauschflächen und dem Gas stattfindet. Die Partikel dienen hierbei nur als Turbulenzerzeuger und haben deshalb nur einen indirekten Einfluss auf den Wärmeübergang. Die kalorischen Daten des Feststoffs spielen demzufolge keine Rolle. Dieser Mechanismus ist, wie bereits gesagt, in reiner Form in Abb. 4.10 (untere, gestrichelte Kurve) zu sehen. Auch der Wärmeübergang im Festbett ($u < u_L$) zeigt zunächst den charakteristischen Verlauf für einen rein gaskonvektiven Wärmeübergang (vgl. Beginn der oberen Kurve mit "einphasiger Strömung"). Für die Berechnung der Nußelt-Zahl (dimensionsloser Wärmeübergang)

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_P}{\lambda_F} \quad (4.41)$$

werden von verschiedenen Autoren die nachfolgend aufgelisteten Korrelationen verwendet.

So gilt nach Baskakov et al. [55] für $1,4 \cdot 10^5 \leq Ar \leq 3 \cdot 10^8$:

$$Nu_{max} = 0,21Ar^{0,32} \quad (4.42)$$

bzw.

$$Nu_{gk} = 0,009 \cdot Pr^{1/3} \cdot Ar^{1/2}. \quad (4.43)$$

Nach Molerus [56, 57] gilt für $10^5 \leq Ar \leq 10^8$:

$$Nu_{max} = 0,146 \cdot (Ar \cdot Pr)^{1/3}. \quad (4.44)$$

Beide Formeln setzen eine Korngrößenunabhängigkeit voraus.

Denloye und Botterill [58] geben für den gaskonvektiven Wärmeübergang folgende dimensionsbehaftete Beziehung für den Bereich $10^3 \leq Ar \leq 2 \cdot 10^6$ an:

$$\frac{\alpha_{gk} \sqrt{d_P}}{\lambda_F} = 0,86 \cdot Ar^{0,39} \quad (4.45)$$

Schweinzers Formel [59] für größere Archimedes-Zahlen lautet:

$$Nu_{max} = 0,02469 \cdot Ar^{0,4303} \cdot Pr^{0,33} \quad (4.46)$$

Bei diesem Wärmeübergangsgesetz wird die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Korngröße erwartet.

4.6.2.2 Partikelkonvektiver Mechanismus

Partikelkonvektion bedeutet die Übertragung von Wärme an die Partikel, während diese in Kontakt mit der Heizfläche stehen. Sie stellt für Teilchen mit einem Durchmesser kleiner als 1mm den maßgeblichen Wärmetransportmechanismus dar.

Dass dieser Mechanismus zu deutlich höheren Wärmeübergangskoeffizienten führt, ist in Abb. 4.10 zu sehen. Nach einem deutlichen Sprung (bei Überschreiten des Lockerungspunktes der Wirbelschicht ($u > u_L$)) wird der α -Wert hier nahezu geschwindigkeitsunabhängig, da nach dem Überschreiten der Lockerungsgeschwindigkeit der Druckverlust in der Wirbelschicht und somit der Turbulenzgrad konstant sind. Der partikelkonvektive Mechanismus zeigt sich auch dadurch, dass der Wärmeübergang sogar wieder leicht

sinkt, da durch die steigende Anströmgeschwindigkeit der Abstand der Partikel untereinander zunimmt und die Anzahl der Zusammenstöße sinkt.

Der hierbei stattfindende Wärmeübergang lässt sich qualitativ in drei Teilschritten beschreiben. Im ersten Schritt nehmen die Partikel bei hinreichend langem Kontakt mit der Wand die Wandtemperatur an. Im zweiten Schritt entfernen sich die Teilchen wieder von der Wand. Während des dritten Schritts nehmen sie die Temperatur des Bettes an. Die Partikelkonvektion kommt besonders im Bereich kleiner Archimedes-Zahlen zum Tragen. Für die Berechnung des partikelkonvektiven Wärmeübergangs existieren einige unterschiedliche Ansätze, die nachfolgend vorgestellt werden.

4.6.2.2.1 Theorie nach Martin Die Theorie von Martin, die im VDI-Wärmeatlas [42] aufgeführt ist und häufig angewendet wird, geht davon aus, dass die Bewegung der Partikel innerhalb einer Wirbelschicht der Bewegung von Molekülen in einem idealen Gas ähnlich ist. Der Wärmeaustausch findet demnach während des Stoßkontaktes der Partikel mit der Wand statt. Der von der Wand an die Partikel übertragene flächenspezifische Wärmestrom wird wie folgt beschrieben:

$$\dot{q}_P \equiv \frac{1}{6}(1 - \epsilon)\rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \bar{u}_P \cdot (T_P - T_b) \quad (4.47)$$

mit

$(1 - \epsilon)\rho_P \cdot c_{p,P}$	=	volumetrische Wärmekapazität der Partikel,
\bar{u}_P	=	mittlere Fluggeschwindigkeit der Partikel,
T_P	=	Temperatur der Partikel vor dem Stoß an die Wand,
T_b	=	Temperatur der Partikel nach dem Stoß an die Wand.

Bei bekanntem Wärmeübergangskoeffizient α_{WP} zwischen Wand und Partikel sowie bekannter Kontaktzeit mit der Wand t_K ergibt sich für die Temperaturänderung des Partikels im ersten Schritt des Wärmeaustauschs:

$$(T_P - T_b) = (T_W - T_b) \cdot \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\alpha_{WP} \cdot A_P}{\rho_P \cdot c_{p,P} \cdot V_P} t_K \right] \right\}. \quad (4.48)$$

Hierbei steht T_W für die Wandtemperatur. Unter der Annahme, dass das Partikel die Form einer Kugel hat, ergeben sich die Fläche zu

$$A_P = \frac{\pi \cdot d_P^2}{4} \quad (4.49)$$

und das Volumen zu

$$V_P = \frac{\pi \cdot d_P^3}{6}. \quad (4.50)$$

Mit der Definition des Wärmeübergangskoeffizienten α_{WP} zu

$$\alpha_{WP} = \frac{\dot{q}_P}{T_W - T_b} \quad (4.51)$$

folgt für den Wärmeübergangskoeffizienten des Einzelpartikels:

$$\alpha_P = \frac{1}{6}(1 - \epsilon) \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \bar{u}_P \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{3 \cdot \alpha_{WP}}{2 \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot d_P} t_K \right] \right\}. \quad (4.52)$$

Unter Verwendung der modifizierten freien Weglänge l_{mod} der Gasmoleküle im Spalt zwischen Partikel und Wand während des Stoßes

$$l_{mod} = 2 \cdot \Lambda \cdot \left(\frac{2}{\gamma} - 1 \right), \quad (4.53)$$

mit der effektiven freien Weglänge

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\pi \cdot R \cdot T_{WS}}{M_F}} \cdot \frac{\lambda_F}{p \cdot \left(2 \cdot c_{p,F} - \frac{R}{M_F} \right)} \quad (4.54)$$

und dem Akkommodationskoeffizienten γ (Maß für Unvollkommenheit der Wärmeübertragung zwischen Heizfläche und Partikel)

$$\lg \left(\frac{1}{\gamma} - 1 \right) = 0,6 - \frac{\left(\frac{1000K}{T} + 1 \right)}{C_A}, \quad (4.55)$$

mit $C_A=3,62$ für Wasserdampf [42], gilt dann für den Wärmeübergangskoeffizienten α_{WP} :

$$\alpha_{WP} = \frac{4 \cdot \lambda_F}{d_P} \cdot \left[\left(1 + \frac{2 \cdot l_{mod}}{d_P} \ln \left(1 + \frac{d_P}{2 \cdot l_{mod}} \right) \right) - 1 \right]. \quad (4.56)$$

Die sinngemäße Übertragung der kinetischen Gastheorie auf die Verhältnisse in der Wirbelschicht ergibt die mittlere Fluggeschwindigkeit der Partikel:

$$\bar{u}_P = \sqrt{\frac{\epsilon - \epsilon_L}{1 - \epsilon} \cdot \frac{g \cdot d_P}{5(1 - \epsilon_L)}}. \quad (4.57)$$

Die Kontaktzeit t_K ist entsprechend:

$$t_K \approx \frac{d_P}{\bar{u}_P} \quad (4.58)$$

und berechnet sich mit der empirisch ermittelten Konstante $C_K = 2,6$ zu:

$$t_K = \frac{4 \cdot d_P}{C_K \cdot \bar{u}_P}. \quad (4.59)$$

Der sich ergebende Wärmeübergangskoeffizient α_P für ein gegebenes Gas-Feststoff-System

$$\alpha_P = \frac{1}{6} \cdot (1 - \epsilon) \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \bar{u}_P \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{6 \cdot \alpha_{WP}}{\rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \bar{u}_P} \cdot \frac{1}{C_K} \right] \right\} \quad (4.60)$$

ist somit nur von dem Lückengrad ϵ abhängig. Durch Zusammenfassen der eckigen Klammer zu

$$N = \frac{6 \cdot \alpha_{WP}}{\rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \bar{u}_P} \cdot \frac{1}{C_K} \quad (4.61)$$

und dem anschließenden Ableiten des Wärmeübergangskoeffizienten nach dem Lückengrad ergibt sich nach der Bedingung

$$\left(\frac{\delta \alpha_P}{\delta \epsilon} \right)_{max} = 0 \quad (4.62)$$

der Zusammenhang:

$$\frac{\epsilon_{opt} - \epsilon_L}{1 - \epsilon_L} = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{N}{e^{N-1}} \right). \quad (4.63)$$

Da N wiederum nur von dem Lückengrad ϵ abhängig ist, ist nur eine iterative Lösung der Gleichung möglich. Eine Grenzwertbetrachtung ergibt nun für die optimale Porosität bei großen Partikel ($N \ll 1$)

$$\epsilon_{opt} = \epsilon_L \quad (4.64)$$

und bei kleinen Partikel ($N \gg 1$)

$$\epsilon_{opt} = \frac{1 + \epsilon_L}{2}. \quad (4.65)$$

In dem hier vorgestellten Ansatz spielt die Partikelbeweglichkeit eine entscheidende Rolle. Diese hat Einfluss auf die Höhe des erreichbaren Maximums und auf den Verlauf von

$$\alpha = \alpha(u).$$

Nach der Modellvorstellung ist der Wärmeübergangskoeffizient eine Funktion der Bett- ausdehnung $\epsilon = \epsilon(u)$. Für diesen Zusammenhang schlägt Martin die lineare Expansions- gleichung vor (siehe Gl. 4.15 in Kap. 4.5):

$$\frac{u - u_L}{u_A - u_L} = \frac{\epsilon - \epsilon_L}{1 - \epsilon_L}. \quad (4.66)$$

Für eine direkte Abschätzung von u_{opt} ergibt sich unter Verwendung der Galilei-Zahl

$$Ga \equiv \frac{d_P^3 \cdot g \cdot \rho_F^2}{\eta_F^2} \quad (4.67)$$

die folgende Näherungsgleichung:

$$Re_{opt} \equiv \frac{u_{opt} \cdot d_P \cdot \rho_F}{\eta_F} = 7,5 \cdot Ga^{0,75}. \quad (4.68)$$

Insbesondere bei feinkörnigen Gütern ist die Festlegung von u_{opt} problematisch, da hier der Wärmeübergang über einen weiten Geschwindigkeitsbereich im optimalen Bereich liegt.

4.6.2.2.2 Theorie nach Molerus Eine gute Erläuterung der Theorie nach Mole- rus findet sich in der Arbeit von Dietz [60]. Nach Molerus ist für den Wärmeübergang die Beweglichkeit der Partikel in Wandnähe von entscheidender Bedeutung. Einen maßgebli- chen Einfluss auf die übertragbare Wärmemenge haben Dauer und Häufigkeit der Stöße. Besitzen die Partikel eine lange Verweilzeit an der Wand, so hat die Wärmeleitfähig- keit des Feststoffs λ_P keinen Einfluss auf den Wärmeübergang, und der Wärmeüber- gangswiderstand zwischen Wand und Partikel ist zu vernachlässigen. Es müssen nur der Transportvorgang der Partikel sowie der Wärmeaustausch mit dem Fluidisierungsmedi- um betrachtet werden.

Der von den Partikeln transportierte Wärmestrom lässt sich über

$$\dot{Q} = \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot d_P^3 \cdot \Delta T \cdot \dot{n} \quad (4.69)$$

beschreiben. Aus der Verknüpfung des Partikelanzahlstroms mit dem Volumenstrom V_P

$$\dot{n} = \frac{\dot{V}_P}{d_P^3} \quad (4.70)$$

lässt sich die charakteristische Partikelgeschwindigkeit wie folgt definieren:

$$u_P = \frac{\dot{V}}{A} = \frac{\dot{n} \cdot d_P^3}{A}. \quad (4.71)$$

Für den Wärmeübergangskoeffizienten α_1 des ersten Teilschrittes des Wärmeübergangs, der aus den sich von der Wand wegbewegenden Partikeln resultiert, gilt:

$$\alpha_1 = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \Delta T} = \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot u. \quad (4.72)$$

In einem Gas-Feststoff-System ist der maximale Wärmeübergangskoeffizient nur von den Stoffdaten des Systems abhängig. Die charakteristische Partikelgeschwindigkeit muss somit eine Funktion der Stoffdaten sein. Die Bewegungsgleichung, die aus dem Kräftegleichgewicht für sich horizontal bewegende Teilchen bei laminarer Umströmung hergeleitet wird, lautet:

$$\rho_P \cdot d_P^3 \cdot \dot{u}_{rel} = d_P \cdot \eta_F \cdot u_{rel}. \quad (4.73)$$

Die charakteristische Geschwindigkeit lässt sich nun wie folgt ableiten zu

$$u \equiv \left| \frac{d_P \cdot \dot{u}_{rel}}{u_{rel}} \right| = \frac{\eta_F}{d_P \cdot \rho_P}. \quad (4.74)$$

Die Partikelbeschleunigung wird durch eine hohe Viskosität η_F sowie durch niedrige Werte für ρ_P und d_P begünstigt. Somit ergibt sich für den Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Partikel und Wärmetauscher unter Zuhilfenahme einer experimentell bestimmten Anpassungskonstante K :

$$\alpha_1 = K \cdot \frac{c_{p,P} \cdot \eta_F}{d_P} \quad (4.75)$$

Für den Wärmeübergang des zweiten Teilschrittes, d. h. vom Partikel zum Gas, gilt im Bereich laminarer Umströmung:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_P}{\lambda_F} = 2 \quad (4.76)$$

Somit gilt für den Wärmeübergangskoeffizienten α_2 in diesem Teilbereich:

$$\alpha_2 \propto \frac{\lambda_F}{d_P} \quad (4.77)$$

Die Reihenschaltung der beiden Widerstände ergibt:

$$\alpha_{max} \propto \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (4.78)$$

Die Beziehung für die Nußelt-Zahl lässt sich in der Form

$$Nu_{max} \propto \frac{\frac{d_P}{\lambda_F}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} \propto \frac{1}{1 + K \frac{\lambda_F}{c_{p,P} \cdot \eta_F}} \quad (4.79)$$

ausdrücken. Molerus gibt an, dass die Partikelgröße im Bereich sehr kleiner Archimedes-Zahlen ($Ar < 100$) keinen Einfluss auf den Wert des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten hat. Er führt eine charakteristische laminare Länge

$$l_{lam} = \left[\frac{\eta_F}{\sqrt{g} (\rho_P - \rho_F)} \right]^{2/3} \quad (4.80)$$

ein. Für $Ar < 100$ kann in diesem Bereich der gaskonvektive Anteil vernachlässigt werden. Es gilt:

$$\frac{\alpha_{max} \cdot l_{lam}}{\lambda_F} \cdot \left(1 + \frac{\lambda_F}{2 \cdot c_{p,P} \cdot \eta_F} \right) = 0,09. \quad (4.81)$$

Umstellen und Multiplikation mit d_P ergibt den Zusammenhang:

$$Nu_{max} = 0,09 \cdot \frac{d_P}{l_{lam}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_F}{2 \cdot c_{p,P} \cdot \eta_F}}. \quad (4.82)$$

Später [61, 62] führt Molerus die Druckverlustkennzahl Dr ein, um die Bedingung der geometrischen Ähnlichkeit für die Vergleichbarkeit verschiedener Systeme umgehen zu können.

$$\begin{aligned} Dr &= \frac{\rho_F (\Delta p / \Delta L) d_p^3}{(1 - \epsilon) \cdot \eta_F^2} \\ &= \frac{18}{\varphi_P^2} \cdot \left\{ 1 + 0,85 \cdot \left[\frac{r_0}{\delta} + 0,5 \cdot \left(\frac{r_0}{\delta} \right)^2 \right] \right\} Re_\epsilon + \dots \\ &\quad + \frac{3}{\varphi_P^{1,5}} \cdot \left[1 + 0,289 \cdot \left(\frac{r_0}{\delta} \right)^{1,5} \right] Re_\epsilon^{1,5} + \dots \\ &\quad + \frac{3}{4 \cdot \varphi_P} \cdot \left[0,4 + 0,514 \cdot \frac{r_0}{\delta} \right] \cdot Re_\epsilon^2. \end{aligned} \quad (4.83)$$

Für $Re \geq 200$ wird hierdurch eine einheitliche Behandlung von Festbetten und Wirbelschichten möglich. Einflüsse der Kornform und Schüttungsporosität auf den Wärmeübergangskoeffizienten werden richtig wiedergegeben.

$$\text{für } Dr \leq 10^6 : \quad Nu \equiv (\alpha \cdot d_P / \lambda_F) = 0,0944 (Dr \cdot Pr)^{1/3}$$

$$\text{für } Dr \geq 10^6 : \quad Nu \equiv (\alpha \cdot d_P / \lambda_F) = 0,0944 \cdot Dr^{0,4304} \cdot Pr^{1/3}$$

4.6.2.2.3 Theorie nach Dietz Dietz [60] hat in seiner Arbeit auf Basis der Theorie von Molerus eine einheitliche Korrelation zur Berechnung des Wärmeübergangs in blasenbildenden Wirbelschichten unter Berücksichtigung der Stoffdaten und der Leerrohr-gasgeschwindigkeit erarbeitet. Die Beschreibung der Wärmetauschvorgänge erfolgt wie bei Molerus über die Reihenschaltung zweier Transportwiderstände. Dietz ergänzt den Ansatz von Molerus mit Termen, die u. a. von der Fluidisierungsgeschwindigkeit abhängen. Damit erhält er eine Korrelation, deren Gültigkeitsbereich größer ist als der anderer Autoren. Sie gilt für Gas-Feststoff-Systeme mit $Ar < 10^8$. Es wird nicht mehr nach verschiedenen Bereichen für Ar oder Dr unterschieden.

$$Nu(u) \equiv \frac{\alpha(u) \cdot l_{lam}}{\lambda_F} = \frac{0,125 \cdot (1 - \epsilon_L)}{1 + \frac{\lambda_F}{2 \cdot c_{p,P} \cdot \eta_F} + D(u)} \cdot g(u) + 0,165 \cdot Pr^{1/3} \left(\frac{\rho_F}{\rho_P - \rho_F} \right)^{1/3} \cdot f(u). \quad (4.84)$$

Die Nußelt-Zahl wird hier mit dem Längenmaßstab von Molerus gebildet:

$$l_{lam} = \left[\frac{\eta_F}{\sqrt{g}(\rho_P - \rho_F)} \right]^{2/3}. \quad (4.85)$$

Um den Anstieg des Wärmeübergangs mit der Fluidisierungsgeschwindigkeit zu beschreiben, verwendet Dietz die nachfolgend beschriebenen, sogenannten Anstiegsfunktionen:

für den partikelkonvektiven Anteil

$$g(u) = \frac{1}{1 + \frac{1}{0,03 \cdot (u - u_L) \cdot \sqrt[3]{\frac{u - u_L}{u_L} \cdot \frac{\rho_P \cdot c_{p,P}}{\lambda_F \cdot g}}}} \quad (4.86)$$

und für den gaskonvektiven Anteil

$$f(u) = \frac{1}{1 + 0,05 \cdot \left(\frac{u_L}{u - u_L}\right)}. \quad (4.87)$$

Zur Berücksichtigung des Maximums des Wärmeübergangs bzw. dessen Sinkens mit weiterer Steigerung der Fluidisierungsgeschwindigkeit schlägt Dietz den folgenden Dämpfungsterm vor:

$$D(u) = 0,28 \cdot \frac{\lambda_F}{2 \cdot c_{p,P} \cdot \eta_F} (1 - \epsilon_L)^2 \cdot \sqrt{\frac{\rho_F}{\rho_P - \rho_F}} \left(\sqrt[3]{\frac{\rho_P \cdot c_{p,P}}{\lambda_F \cdot g}} \cdot (u - u_L) \right)^2 \frac{u_L}{u - u_L}. \quad (4.88)$$

Er berücksichtigt in Abhängigkeit von der Überschussgeschwindigkeit des Fluidisierungsmediums $u - u_L$, vom vorliegenden Dichteverhältnis $\rho_g / \Delta\rho$ und von der Partikelform ($1 - \epsilon_L$), dass bei steigender Fluidisierungsgeschwindigkeit der partikelkonvektive Wärmeübergangsmechanismus aufgrund steigender Dauer der Wandbedeckung mit Blasen gehemmt wird.

4.6.2.2.4 Theorie nach Mildenerger Das Modell nach Mildenerger [49] berücksichtigt, dass die Wand im ständig wechselnden Kontakt mit der Suspensionsphase (der sogenannten homogenen Gas-Feststoff-Suspension) und der Blasenphase steht (siehe auch Abb. 4.11). Der Wärmeübergangskoeffizient wird aus verschiedenen Anteilen zusammengesetzt:

$$\alpha_{WS} = \alpha_{sus} \cdot (1 - \epsilon_b) + \alpha_b \cdot \epsilon_b + \alpha_{str}. \quad (4.89)$$

Für niedrige Temperaturen ($\vartheta \leq 200 \text{ }^\circ\text{C}$) wird die Strahlung vernachlässigt ($\alpha_{str} \approx 0$). Nach Mildenerger ist der Wärmeübergangskoeffizient α_b Blase-Wand vernachlässigbar klein ($\alpha_b \ll \alpha_{sus}$). Für den Wärmeübergangskoeffizienten α_{WS} gilt demzufolge:

$$\alpha_{WS} \approx \alpha_{sus} \cdot (1 - \epsilon_b) \quad (4.90)$$

Die modellmäßige Beschreibung des instationären Wärmeaustauschs zwischen Partikel und Wand führt zum Modell eines halbumendlich ausgedehnten Körpers. Die Berechnung erfolgt über die Fourier'sche Differentialgleichung für instationäre Wärmeleitung in homogenen Körpern. Für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten der Suspensionsphase α_{sus} ergibt sich so:

$$\alpha_{sus} = \frac{2}{\sqrt{\pi \cdot \tau}} \cdot \sqrt{\lambda_F \cdot \rho_F \cdot c_{p,F}} \quad (4.91)$$

bzw. für den Wärmeübergang der Wirbelschicht

$$\alpha_{WS} = \frac{2 \cdot (1 - \epsilon_B)}{\sqrt{\pi \cdot \tau}} \cdot \sqrt{\lambda_F \cdot \rho_F \cdot c_{p,F}} \quad (4.92)$$

Es ist nicht möglich, die Kontaktzeit experimentell zu bestimmen. Es wird daher vereinfacht angenommen, dass die Partikel unter dem Einfluss der aufsteigenden Blase entlang der Wärmeaustauscherflächen bewegt werden. Damit ergibt sich die kürzeste Kontaktzeit τ des Fluidelements mit der Wand zu:

$$\tau = \frac{\bar{d}_P}{\bar{u}_{sus}} \quad (4.93)$$

Wird die Relativgeschwindigkeit \bar{u}_{sus} mit der mittleren Blasengeschwindigkeit u_b gleichgesetzt

$$\bar{u}_{sus} = u_b = \frac{1}{\epsilon_b} \cdot 0,76 \cdot (u_0 - u_L), \quad (4.94)$$

lässt sich der mittlere Wärmeübergangskoeffizient abschätzen.

4.6.2.2.5 Theorie nach Zabrodsky Die von Zabrodsky angegebene Gleichung ist auf Basis von Messergebnissen erstellt [63]:

$$\alpha_{max} = 35,8 \cdot \rho_P^{0,2} \cdot \lambda_F^{0,6} \cdot d_P^{-0,36} \quad (4.95)$$

Es handelt sich um eine rein empirische Formel, die aufgrund ihrer Vorhersagequalität bei Praktikern sehr beliebt ist. Sie gilt nur für Partikel mit $d < 1$ mm. Die Formel ist nicht dimensionsrichtig. Bei der Verwendung müssen SI-Einheiten eingesetzt werden. Einflussfaktoren sind nur die Korngröße und die Variation der Stoffdaten des Fluidisierungsmediums. Der Druck wird nicht berücksichtigt. Dietz [60] bestätigt dies: Messungen unter Druck und mit schweren Bleipartikeln weichen stärker als 20 % von den theoretischen Werten ab.

Wie auch bei der Modellierung der Lockerungsgeschwindigkeit (Kap. 4.5) sind auch viele der für die Modellierung des Wärmeübergangs zu verwendenden Kohleeigenschaften nicht eindeutig auf Grund ihrer breiten Partikelgrößenverteilung sowie der Veränderung im Verlauf der Trocknung. Um die Modelle auch hierauf anwenden zu können, werden die in dieser Arbeit beschriebenen Trocknungsversuche durchgeführt. Sie sind nicht nur relevant für den Einfluss der verschiedenen Betriebsparameter auf den Wärmeübergang in der Dampfzirkelschicht, sondern auch für die richtige Berechnung der in den Modellen zu verwendenden Kohleeigenschaften.

5 Versuchsprogramm

Nachfolgend werden das Versuchsprogramm, die Mess- und Versuchs-Methodik sowie die Nutzung der Ergebnisse für die Gesamtauswertung zusammenfassend beschrieben. Details werden bei der Darstellung der Ergebnisse in den Kapiteln 6 und 7 erläutert.

Neben den Hauptversuchen (an der Dampfwirbelschichtversuchsanlage) wurden auch zahlreiche begleitende Versuche (Laborversuche und Analysen) durchgeführt. Diese hatten zum einen das Ziel, die eingesetzten Rohkohlen vorlaufend zu den Hauptversuchen zu charakterisieren, um z. B. die richtigen Einstellungen für die Fluidisierung vornehmen zu können. Zum anderen wurden die Kohlen nach der Trocknung in der Versuchsanlage charakterisiert, um die Veränderungen zu ermitteln, die die Kohlen in der Wirbelschicht erfahren hatten. Zusätzlich wurden begleitende, von den Hauptversuchen unabhängige Laborversuche wie Trocknungskinetik und Fluidisierung durchgeführt, um die Effekte in der Versuchsanlage besser erklären zu können. Die Laborversuche werden zusammengefasst und nicht chronologisch entsprechend ihrer Durchführung während des gesamten Versuchsprogramms dargestellt. Die Laborversuche und deren Ergebnisse werden vor den Beschreibungen und Ergebnissen der Hauptversuche präsentiert, um die eingesetzten Kohlen und ihre Eigenschaften sowie die entsprechenden Betriebsparameter im Rahmen der jeweiligen Hauptversuche nachvollziehen zu können.

5.1 Begleitendes Versuchsprogramm

Im Rahmen der Untersuchungen an der Dampfwirbelschichtversuchsanlage wurden eine rheinische asche- und schwefelarme Braunkohle sowie verschiedene europäische Braunkohlen eingesetzt. Sie unterscheiden sich durch die Immediatanalyse (Wasser-, Asche- und Flüchtigengehalt), die Aschezusammensetzung sowie durch die mittlere Partikelgröße bzw. die Partikelgrößenverteilung. Durch ihre jeweiligen Immediatanalysen unterscheiden sich die Kohlen auch in der Rein- bzw. Feststoffdichte und Partikeldichte. Schließlich weisen die Kohlen auch Unterschiede in der Schüttdichte auf, die neben der genannten Partikeldichte ihre Ursache auch in der Partikelform (Sphärizität bzw. Formfaktor) und

im Schüttungslückengrad hat. Alle genannten Kennwerte haben einen Einfluss auf die Trocknungs- und Fluidisierungseigenschaften der jeweiligen Braunkohle (Kap. 3 und 4.5).

Die Kohlecharakterisierung erfolgt sowohl für die Rohkohlen als auch für die in der Wirbelschicht getrockneten Kohlen. Zur Bewertung der Trocknungseigenschaften sowie zur Interpretation und Anpassung von Trocknungstheorien müssen aber auch die Zwischenzustände der Kohlen abhängig von der Zeit bzw. von ihrem sich verändernden Wassergehalt bekannt sein. Hierzu werden weitere Laborversuche, z. B. zur Schrumpfung und zu den Trocknungsabschnitten, durchgeführt. Um auch die tatsächlichen Fluidisierungskenndaten, z. B. den Lockerungslückengrad, in den theoretischen Modellen verwenden zu können und um deren theoretische Berechnungsgleichungen zu verifizieren, wurden außerdem Fluidisierungsversuche unternommen.

Gemessene Analysedaten der eingesetzten Rohbraunkohlen werden in Tabelle 6.1 (Kap. 6.1) zusammengefasst. Die dort aufgelisteten Stoffdaten der Rohkohlen wurden wie folgt ermittelt.

Der *Wassergehalt* wird durch Infrarot-Trocknung auf einer Waage ermittelt (DIN 51720). Die Gewichts Differenz zwischen Rohzustand und vollständiger Trocknung, bezogen auf die Masse der Rohkohle vor der Trocknung, entspricht dem Wassergehalt. Zu beachten ist bei dieser Methode, dass die Trocknungstemperatur nicht deutlich über 100 °C betragen darf, da sonst das Ergebnis durch zusätzliches Austreiben von Flüchtigen verfälscht würde.

Zur Bestimmung des *Flüchtigengehaltes* (ebenfalls nach DIN 51720) wird die Kohleprobe unter Luftausschluss für 7 Minuten bei 900 °C im vorgeheizten Ofen ausgelagert. Dabei treten neben dem Wasser auch organische flüchtige Komponenten aus. Die Gewichtsabnahme bei diesem Vorgang wird wiederum erfasst und auf die Masse der Rohkohle bezogen. Korrigiert um den Wassergehalt ergibt sich der Flüchtigengehalt. Für diese Untersuchung dürfen die Partikel maximal 0,2 mm groß sein.

Zur Bestimmung des *Aschegehaltes* wird die Kohle, ebenfalls mit einer maximalen Partikelgröße von 0,2 mm, unter Luftüberschuss bei 815 °C verascht. Nach DIN 51719 erfolgt die Aufheizung bis 500 °C in ca. 60 Minuten, die weitere Aufheizung erfolgt ohne Angabe einer Aufheizrate. Die Ausheiztemperatur muss über 60 Minuten konstant gehalten werden. Der Rückstand wird ausgewogen. Der Quotient aus Aschemasse und Rohkohlemasse entspricht dem Aschegehalt.

Die *Reindichte* ρ_s von Kohlen wird in einem so genannten Gaspyknometer gemessen (Abb. 5.1).

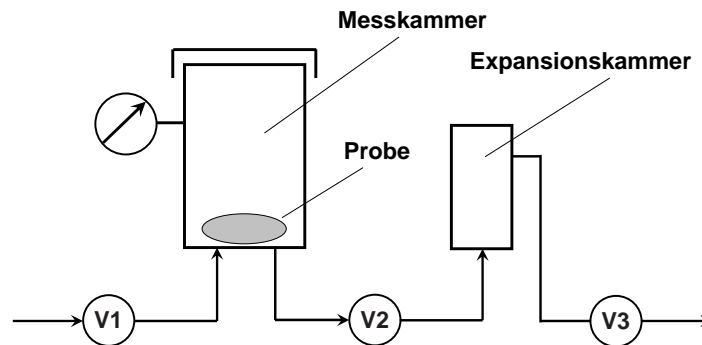


Abb. 5.1: Verfahrensschema Pyknometer

Vor der Messung wird die Kohle zunächst vollständig getrocknet. Dann wird eine exakt gewogene, möglichst große Kohleprobe in einen Behälter (Messzelle) mit bekanntem Volumen eingefüllt. In der Messzelle sowie in der mit dieser verbundenen so genannten Expansionszelle herrschen zunächst Umgebungsdruck. Danach wird eine bestimmte Menge an Stickstoff in die Messzelle hinzu gegeben. Für den freien Gasraum gilt die folgende Gasgleichung bei dem sich ergebenden Messdruck p_1 , der größer als der Umgebungsdruck ist:

$$p_1 (V_{\text{Messzelle}} - V_{\text{Probe}}) = n_c \cdot R \cdot T_0 \quad (5.1)$$

mit

n_c = Anzahl der Mole des Messgases in der Messzelle,

R = allgemeine Gaskonstante.

Für die Expansionszelle bei Umgebungsdruck p_0 gilt:

$$p_0 \cdot V_{\text{Exp}} = n_e \cdot R \cdot T_0 \quad (5.2)$$

mit n_e = Anzahl der Mole des Gases in der Expansionszelle.

Wird die Messzelle, die mit der Expansionszelle über eine verschließbare Rohrleitung verbunden ist, entspannt (das Gas strömt über die geöffnete Rohrleitung in die Expansionszelle), so stellt sich in beiden Zellen der Ausgleichsdruck p_2 ein:

$$p_2 (V_{\text{Messzelle}} - V_{\text{Probe}} + V_{\text{Exp}}) = (n_c + n_e) \cdot R \cdot T_0 \quad (5.3)$$

Mit den Gleichungen 5.1 und 5.2 ergibt sich daraus

$$(p_1 - p_2) (V_{\text{Messzelle}} - V_{\text{Probe}}) = (p_2 - p_0) V_{\text{Exp}} \quad (5.4)$$

$$(V_{Messzelle} - V_{Probe}) = \frac{p_2 - p_0}{p_1 - p_2} V_{Exp} \quad (5.5)$$

Mit

$$p_{1\ddot{u}} = p_1 - p_0$$

$$p_{2\ddot{u}} = p_2 - p_0$$

folgt daraus:

$$V_{Probe} = V_{Messzelle} - \frac{p_{2\ddot{u}}}{p_{1\ddot{u}} - p_{2\ddot{u}}} V_{Exp} \quad (5.6)$$

Wichtig bei dem gesamten Messvorgang ist, dass die Gase beim Be- und Entladen kontrolliert ein- und ausströmen. Die Temperatur in beiden Zellen muss konstant sein, damit die Gleichungen 5.1 bis 5.3 gültig sind. Dividiert man letztlich die eingefüllte Trockenkohlemasse durch das Feststoffvolumen V_{Probe} (bei porösen Materialien wie Braunkohle werden die Porenvolumina korrekt als gasgefüllter Zwischenraum erfasst), so erhält man die Trockensubstanz- bzw. Reindichte.

Die *Partikeldichte* wird aus der Reindichte und dem Wassergehalt berechnet. Hierbei wird angenommen, dass die Rohkohle-Partikel nur aus Feststoff und wassergefüllten Poren bestehen (kein Gas in den Poren). Aus Gl. 3.21 wird

$$\rho_p = \frac{1}{\frac{x_s}{\rho_s} + \frac{x_w}{\rho_w}} = \frac{1}{\frac{(1-x_w)}{\rho_s} + \frac{x_w}{\rho_w}}. \quad (5.7)$$

Die *Schüttdichte* ist das Verhältnis aus der Masse und dem Volumen einer ruhenden Partikelschüttung. Beide Werte können direkt gemessen und zur Berechnung der Schüttdichte verwendet werden:

$$\rho_{schütt} = \frac{m_{schütt}}{V_{schütt}}. \quad (5.8)$$

Aus der Schüttdichte und der Partikeldichte wird schließlich mit Hilfe von Gl. 4.13 der *Lückengrad* der ruhenden Schüttung berechnet, d. h. der Anteil der mit Luft gefüllten Zwischenräume zwischen den Partikeln.

Partikelgrößenverteilungen lassen sich unterschiedlich darstellen. Weit verbreitet ist die Darstellung nach dem Ansatz von Rosin, Rammler, Sperling und Bennet. Im so genannten RRSB-Diagramm werden die Summen der Massenrückstände jeder Siebklasse

doppelt-logarithmisch über der logarithmisch dargestellten Siebklasse aufgetragen. Dadurch ergibt sich bei einer Normalverteilung der Partikelgrößen eine Gerade mit einer spezifischen Steigung:

$$R(x) = e^{\left(\frac{x}{x'}\right)^n} \quad (5.9)$$

bzw.

$$\log \log \left(\frac{1}{R(x)} \right) = f(\log x) \quad (5.10)$$

Die verschiedenen Werte für die Darstellung der Partikelgröße werden zum Teil berechnet und teilweise grafisch ermittelt. So lassen sich die d_{50} - und die R_{1mm} -Werte (Siebmaschenweite, bei der 50 % Rückstand entsteht, und Rückstand auf dem 1mm-Sieb) aus dem RRSB-Diagramm direkt ablesen. Ein entsprechendes Diagramm mit den Korngrößenverteilungen der eingesetzten Kohlen ist in Kap. 6.1 (Abb. 6.1) dargestellt.

Mit d_m und d_{Sauter} gibt es zwei Kenngrößen für die mittlere Partikelgröße einer Schüttung, die sich aus der Siebanalyse nur berechnen lassen. Die Berechnungswege werden nachfolgend beschrieben.

Zunächst werden die Massentrückstände, die auf den Sieben mit unterschiedlicher Maschenweite aufgefangen werden, gewogen. Dann werden die Produkte aus jeweiliger Rückstandsmasse und mittlerer Siebmaschenweite gebildet. Die mittlere Siebmaschenweite ergibt sich dabei aus der arithmetischen Mittelung der Maschenweite des eigentlichen Siebes und des nächst kleineren Siebes:

$$\bar{d}_{Sieb,i} = \frac{d_{Sieb,i} + d_{Sieb,i-1}}{2} \quad (5.11)$$

Der massengemittelte mittlere Durchmesser d_m berechnet sich schließlich aus dem Quotient der Summe aller Teilprodukte und der Gesamtmasse der gesiebten Kohleprobe:

$$\bar{d}_m = \frac{\sum (m_i \cdot \bar{d}_{Sieb,i})}{m_{ges}} = \frac{\sum (m_i \cdot \bar{d}_{Sieb,i})}{\sum m_i}. \quad (5.12)$$

Der so genannte Sauterdurchmesser d_{Sauter} gewichtet die Kornklassen nicht nach ihrer Masse, sondern nach ihrer Partikeloberfläche. Dazu wird vereinfachend angenommen, dass es sich bei den Partikeln um Kugeln handelt. Die Oberfläche einer Kugel errechnet sich aus

$$O_K = \pi d^2, \quad (5.13)$$

das Volumen einer Kugel aus

$$V_K = \pi \frac{d^3}{6}. \quad (5.14)$$

Aus der Masse einer Kugel

$$m_K = \rho_P \cdot V_K \quad (5.15)$$

ergibt sich zunächst der Kugeldurchmesser zu

$$d = \sqrt[3]{\frac{6m_K}{\pi\rho_P}}, \quad (5.16)$$

Die Kugeloberfläche schließlich zu

$$O_K = \pi \left(\sqrt[3]{\frac{6m_K}{\pi\rho_P}} \right)^2. \quad (5.17)$$

Mit Verwendung der mittleren Siebmaschenweite als mittlerer Korndurchmesser einer Siebklasse lässt sich aus der Masse des Siebrückstandes seine Gesamtoberfläche berechnen. Die Summe der Oberflächen aller Siebklassen O_i ergibt die Gesamtoberfläche O_{ges} einer Schüttung. Der Sauterdurchmesser ergibt sich letztlich, in Anlehnung an die Berechnung von d_m , aus:

$$\bar{d}_{Sauter} = \frac{\sum (O_i \cdot \bar{d}_{Sieb,i})}{O_{ges}} = \frac{\sum (O_i \cdot \bar{d}_{Sieb,i})}{\sum O_i}. \quad (5.18)$$

Bei der Siebung von Rohkohlen ist zu beachten, dass diese oft verkleben, was zu einem verfälschten oder sogar völlig unbrauchbaren Ergebnis führt. Deshalb wird in der Regel die Rohkohle vorgetrocknet. Trocknung von Braunkohle führt jedoch zu einer Schrumpfung der Partikel (siehe auch Kap. 3.2.1). Zur Ermittlung der Korngröße sowie Korngrößenverteilung der Rohkohle muss das Maß der Schrumpfung in Abhängigkeit vom Wassergehalt bekannt sein. Dieses wird in gesonderten Versuchen an Schüttungen ermittelt. Hierzu wurden 100 ml der jeweiligen Kohle in ihrer später verwendeten Körnung durch Auslagerung in Standzylindern im Umlufttrockenschrank getrocknet. Bei den Auslagerungsversuchen wurde sowohl der Masseverlust an Wasser als auch die Volumenreduzierung der Kohleschüttung beobachtet. Die Proben wurden im Abstand von 2

bis 4 Stunden aus dem Schrank genommen, mehrmals leicht gerüttelt, gewogen, volumetrisch vermessen und wieder im Schrank platziert. Das Rütteln der Probe ist erforderlich, damit die Partikel, ihrer tatsächlichen Größe entsprechend, ihre normale Anordnung zueinander wieder einnehmen.

Anmerkung: Durch die rauhe Partikeloberfläche können sich diese miteinander verhaseln. Außerdem schrumpfen sie nicht in allen Richtungen gleichmäßig. Das führt mitunter dazu, dass die Partikel in ihrer alten Position (verglichen mit dem Rohzustand) verbleiben und lediglich der Zwischenraum zwischen den Partikeln größer wird. Um diese zu korrigieren, wird die Probe kurz gerüttelt.

Unter der Annahme, dass alle Partikel in gleichem Maße schrumpfen, gilt, dass der Lückengrad der Schüttung gleich bleibt. Damit entspricht die Volumenreduktion der Schüttung $\Delta V_{schütt,rel}$ der Schrumpfung der Einzelpartikel $\Delta V_{P,rel}$. Damit kann auch die Abnahme des Partikeldurchmessers berechnet werden.

$$\Delta V_{P,rel} = \frac{V_{P,roh} - V_{P,tr}}{V_{P,roh}} = \frac{d_{roh}^3 - d_{tr}^3}{d_{roh}^3} \quad (5.19)$$

$$d_{tr} = d_{roh} \cdot \sqrt[3]{1 - \Delta V_{schütt,rel}} \quad (5.20)$$

So ergibt beispielsweise eine 50 %ige Volumenreduktion eine etwa 20 %ige Verringerung des Partikeldurchmessers. Dieses Maß wird nun verwendet, um die Partikelgröße der Siebklassen der Trockenkohle "fiktiv" zu erhöhen, wodurch sich die Korngrößenverteilung der Rohkohle ergibt. Neben der Verwendung zur Berechnung der Rohkohle-Siebanalysen werden die dabei erhaltenen Ergebnisse zur Partikelschrumpfung detailliert im Kapitel 6.2 dargestellt. Sie finden darüber hinaus auch Verwendung in der Modellierung unter Berücksichtigung der Kinetik bzw. Partikelveränderungen.

Als günstige Temperatur für die Schrumpfungs-Versuche stellten sich 105 °C heraus. Bei den Messvorgängen außerhalb des Trockenschanks trockneten zwar die Proben weiter. Der Fehler ist jedoch vernachlässigbar bzw. nicht relevant, weil hier keine exakte Kinetik erfasst werden sollte, sondern lediglich eine grundsätzliche Beobachtung des Trocknungsverhaltens angestrebt war. Trotzdem lassen sich auch Auswertungen hinsichtlich der Kinetik (Trocknungsabschnitte) durchführen. Die Ergebnisse zur Trocknungskinetik bzw. zu den Trocknungsabschnitten werden in Kap. 6.5 zusammengefasst.

Zunächst soll zur Vervollständigung der Kohlecharakterisierung die Partikeldichte der Trockenkohle ermittelt werden. Bis auf diesen Parameter lassen sich alle anderen aus den Daten der Rohkohlen errechnen. Vorab ist nur der (Rest-)Wassergehalt der getrockneten Kohle zu bestimmen. Bei der Trockenkohle ist die Bestimmung der Partikeldichte allerdings aufwändiger als bei der Rohkohle, denn nun ist zu beachten, dass die Partikel

nicht nur aus reinem Feststoff und wassergefüllten Poren sondern auch aus luftgefüllten Poren besteht. Diese luftgefüllten Poren werden in einem so genannten DenArMat [30] durch Bestimmung der Sorptionsisothermen vermessen (siehe Kap. 3.2.2). Hierzu müssen die Kohleproben absolut wasserfrei sein. Deshalb werden die Proben zunächst nachgetrocknet (Entfernung von Restwasser) und dann in einem Behälter unter Vakuum gesetzt. Die Ermittlung der Adsorptionsisothermen erfolgt durch Messung der adsorbierten Gasmenge n_a in Abhängigkeit vom (dem Probenmaterial "Adsorbat" entsprechenden) Gleichgewichtsdruck p bei konstanter Probentemperatur T . Zur Auswertung muss zusätzlich der Sättigungsdampfdruck p_0 des Adsorbates bei der Messtemperatur T bekannt sein. Die Erfassung der adsorbierten Gasmenge (in der Regel Stickstoff [31]) kann auf verschiedene Arten erfolgen: gravimetrisch, volumetrisch oder dynamisch. Die mit dem hier verwendeten DenArMat genutzte volumetrische Methode wird nachfolgend anhand von Abb. 5.2 kurz beschrieben:

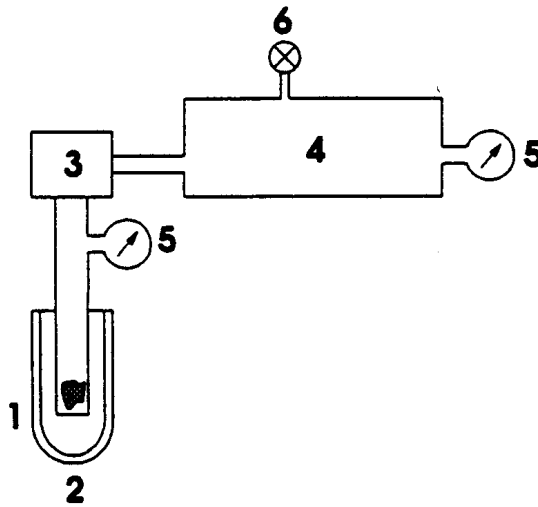


Abb. 5.2: Verfahrensschema DenArMat

Der Probenraum (2) wird über den externen Anschluss (6) evakuiert und inklusive der enthaltenen Probe (1) mit flüssigem Stickstoff auf 77 K gekühlt. Nach Erreichen der Gleichgewichtstemperatur wird eine definierte Gasmenge in den Probenraum dosiert (3). Der Druck (5) im Probenraum sowie im Gasreservoir (4) wird gemessen. Beim Einfüllen der Gasmenge n_{ges} in den Probenraum wird eine Gasmenge n_{ads} an der Oberfläche der Probe adsorbiert. Nach einer Zeit t stellt sich im Probenraum der Gleichgewichtsdruck p ein. Dabei gilt für die adsorbierte Gasmenge

$$n_{ads} = n_{ges} - n_{frei} \quad (5.21)$$

Die nicht adsorbierte Gasmenge n_{frei} kann über eine Eichung mit einem bei der Messtemperatur nicht adsorbierenden (überkritischen) Gas, z. B. Helium, bestimmt werden. Durch mehrmalige Dosierung definierter Eichgasmengen erhöht sich der Druck im Probenraum, wodurch eine Eichgerade (Druck über Gasmenge) ermittelt werden kann. Die zudosierte Molmenge n_{ein} ergibt sich aus

$$n_{ein} = \frac{p \cdot V_{ein}}{T} \quad (5.22)$$

Hierdurch lässt sich die entsprechende Eichgerade für den Druck über der dosierten Molmenge aufstellen (siehe auch Abb. 5.3). Weiterhin lässt sich über die Druckdifferenzen zwischen gleichen Dosiermengen an Eichgas (Helium) und Messgas (Stickstoff) ermitteln, wie viel Messgas adsorbiert wurde:

$$V_{ein} - V_{frei} = V_{ads} = n_{ads} \frac{T}{p} \quad (5.23)$$

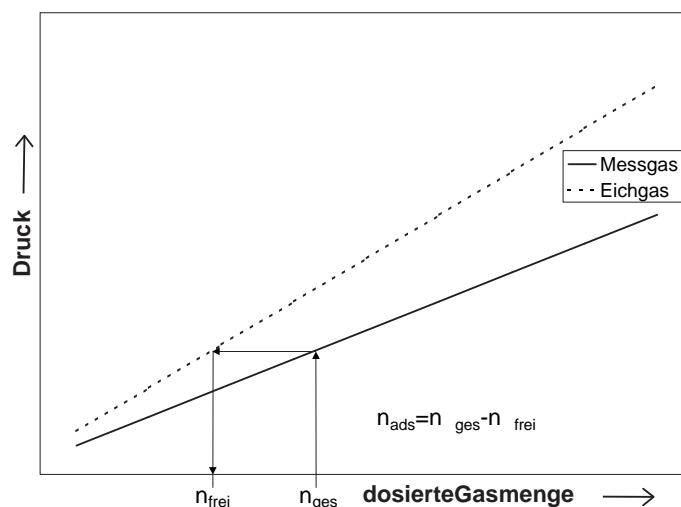


Abb. 5.3: Eichgeraden für DenArMat

Vorteile der volumetrischen Messmethode bestehen darin, dass die Apparatur schwingungsunempfindlich ist (vgl. mit gravimetrischer Methode). Das Probengewicht im Rahmen des zur Verfügung stehenden Probenraumvolumens ist frei wählbar. Die Kühlung der Probe erfolgt schneller, da die Probe an der Probenraumwand anliegt (bei gravimetrischer Methode hängt sie frei an der Waage). Auch die Konstanz der Temperatur ist besser zu gewährleisten. Der Gasverbrauch ist geringer als bei der gravimetrischen Methode, da der Probenraum nur die Probe aufnehmen muss (keine Waage oder andere Einbauten). Der Probenraum kann vollständig mit Probenmaterial gefüllt werden,

lediglich das Lückenvolumen zwischen den Partikeln ist mit Gas zu füllen. Vor dem Hintergrund der Untersuchung von geschrumpften Kohlepartikeln ist der wichtigste Vorteil, dass durch die größere mögliche Probenmenge im Vergleich zu den beiden anderen Methoden (siehe [30]) auch Material mit geringem Porenvolumen vermessen werden kann.

Aus der Adsorptionskurve, die mittels langsamer und stoßweiser Eindüsung von Stickstoff in die Vakuumkammer erfolgt, werden sowohl die Porengrößenverteilung als auch das spezifische Gesamt-Porenvolumen (bezogen auf die Trockenmasse) ermittelt. Das spezifische Gesamt-Porenvolumen V''_{Luft} geht nach Gl. 3.21 in die Berechnung der Partikeldichte für Trockenkohle ein. Alle Daten der Trockenkohlen werden in Kap. 6.3 zusammengefasst.

Für die Bewertung der Trocknungseigenschaften bzw. der Partikelveränderung der verschiedenen Braunkohlen ist jedoch nicht das Porenvolumen der geschrumpften Trockenkohle relevant, sondern vielmehr das der Rohkohlen. Dieses kann zum einen, wie bereits in Kap. 3.2.1 dargestellt, berechnet werden unter der Annahme, dass nur wassergefüllte Poren in der Rohkohle vorliegen. D. h. das Wasservolumen in der Rohkohle entspricht dem Porenvolumen. Um dieses mit den im DenArMat ermittelten Werten vergleichen zu können, muss es spezifisch, bezogen auf die Trockenmasse der Kohle, dargestellt werden, d. h.

$$y_{W,TS} = \frac{V_W}{m_{TS}} = \frac{\frac{x \cdot m_{ges}}{\rho_W}}{(1-x)m_{ges}} = \frac{x}{(1-x)\rho_W} \quad (5.24)$$

Der Vergleich mit den Messwerten zeigt, wie in Kap. 6.4 zu sehen sein wird, erwartetermaßen eine große Differenz zu den aus dem Wassergehalt berechneten spezifischen Porenvolumina. Wie bereits erwähnt schrumpft Braunkohle bei der Trocknung, d. h. die Poren brechen zusammen.

Um das Porenvolumen von Rohkohlen, die aufgrund ihres hohen Wassergehaltes bei der Vorbereitung für die Untersuchungen sehr stark schrumpfen, trotzdem korrekt messen zu können, musste eine Trocknungsmethode gefunden werden, bei der keine oder nur eine sehr geringe Schrumpfung auftritt. Hierfür wird die Methode der CO₂-Extraktion gewählt, die von Fa. BASF zur Herstellung von Aerogelen verwendet wird [68]. Hierzu werden die Braunkohleproben, Schüttungen in ihrer für die Wirbelschichtversuche verwendeten Korngrößenverteilung, mehrmals über einen längeren Zeitraum in Methanol getaucht. Dabei wird das Porenwasser durch Methanol ersetzt. Wenn die Partikel vollständig mit Methanol statt mit Wasser getränkt sind, werden Sie unter hohem Druck mit flüssigem CO₂ mehrmals gespült. Somit sind nun die Poren mit flüssigem CO₂ gefüllt. Dann wird die Probe langsam auf ca. 50 °C erwärmt, wodurch das CO₂ in einen überkritischen Zustand gebracht wird. Beim anschließenden langsamen Entspannen entweicht

das CO_2 zwar gasförmig aus der Probenkammer, aber durch die nur unwesentliche Expansion zerstört es nicht die Porenstruktur.

Anmerkung: So wie beschrieben wird es bei der Herstellung von Aerogelen beobachtet. Ob dieser Mechanismus auch bei den Braunkohlen funktioniert, wird in Kap. 6.4 gezeigt.

Die Auswirkungen der Porengrößen bzw. -verteilungen auf die Trocknung zeigen sich zunächst in den bereits beschriebenen Schrumpfungsversuchen. Durch die regelmäßige Vermessung der Proben während der Trocknung bzw. Schrumpfung sind anhand der Trocknungsgeschwindigkeit abhängig vom Wassergehalt der jeweiligen Kohlen deren kritische Wassergehalte zu bestimmen, die die bekannten Trocknungsabschnitte begrenzen bzw. definieren (siehe Abbildungen 3.8 und 3.9 in Kap. 3.2.2).

Wie bereits in Kap. 4.5 beschrieben, ist die Vorhersage bzw. die Anwendung des korrekten Lockerungslückengrades in den theoretischen Modellen nicht sehr einfach. Deshalb wird in zusätzlichen Fluidisierungsversuchen der tatsächliche Lockerungslückengrad gemessen. Hierzu wurde eine kleine Wirbelschichtapparatur aus Plexiglas, in der die Kohleschüttungen mit Stickstoff fluidisiert wird, betrieben. Zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit, bei der die Schüttung den so genannten Lockerungspunkt erreicht, wird der Druckverlust in Abhängigkeit vom Stickstoffvolumenstrom erfasst. Gleichzeitig wird die Expansion der Schüttung (Höhenänderung der Schüttung) gemessen. Die Ergebnisse werden in Kap. 6.6 beschrieben und diskutiert.

Schließlich werden die begleitenden Untersuchungen durch die Zusammenstellung der hygroskopischen Endfeuchten der verschiedenen Braunkohlen in Abhängigkeit von den Betriebsdrücken und -temperaturen, die in der DampfWirbelschicht eingestellt wurden, vervollständigt. Die sich daraus ergebenden Approximationen werden später bei der Anpassung der theoretischen Modelle verwendet (siehe Kap. 7.2.2). Die Mess-Ergebnisse sind in Kap. 6.7 zusammengefasst.

5.2 Wirbelschicht-Versuchsprogramm

Nachfolgend wird der Aufbau der Versuchs-Wirbelschichtanlage, die Bandbreite der Betriebsparameter sowie das Vorgehen zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben.

5.2.1 Verfahrens- und Versuchsanlagenbeschreibung

Wie in Kap. 4.6 beschrieben ist der Wärmeübergangskoeffizient, der als zentrale Kenngröße für die Auslegung einer Wirbelschichttrocknungsanlage bekannt sein muss, wurde eine Versuchsanlage geplant, die sehr vielseitig hinsichtlich einstellbarer Betriebsparameter und Kohleeigenschaften ist. Diese Parameter sollten direkt oder indirekt in gewissen Bereichen variabel einstellbar sein. Die Wirbelschicht-Versuchsanlage wurde am Standort des Kraftwerks Niederaußem der RWE Energie AG, heute RWE Power AG, errichtet. Ein erster Eindruck über die Dimensionen der Versuchsanlage ist aus Abb. 5.4 zu gewinnen.



Abb. 5.4: Ansicht der Wirbelschicht-Versuchsanlage

Der eigentliche Wirbelschichtapparat (rechts oben im Bild) hat einen Durchmesser von 20 cm und eine Höhe von etwa 1,1 m. Der Freiraum oberhalb der Wirbelschicht erweitert sich auf einen Durchmesser von ca. 32 cm und hat eine Höhe von 73 cm. Als wesentliche Bestandteile der Anlage sind noch der Zyklon (Mitte oben) sowie zwei Wärmetauscher zu sehen (zwischen den Monteuren und unten rechts neben dem Flaschenbündel). Ihre Funktionen werden im Verfahrensablauf weiter unten beschrieben.

Die oben erwähnten Variationen von Betriebsparametern und Kohleeigenschaften sollten in folgenden Bereichen möglich sein:

- Temperatur der Wirbelschicht zwischen 100 und 200°C,
- Druck in der Wirbelschicht zwischen 1,2 und 6 bar a,
- Fluidisierungsgeschwindigkeit zwischen 0,1 und 2 m/s,
- Verweilzeit der Partikel zwischen 0,6 und 6 h,
- maximale Partikelgröße zwischen 2 und 6 mm.

Der für die Fluidisierung der Wirbelschicht benötigte Dampf wird von einem 600 MW-Block des Kraftwerks geliefert. Er wird dort bei ca. 33 bar und ca. 310 °C entnommen und kann im Wärmetauscher W1 bis auf nahezu Sattdampf Temperatur abgekühlt werden (siehe Schema in Abb. 5.5).

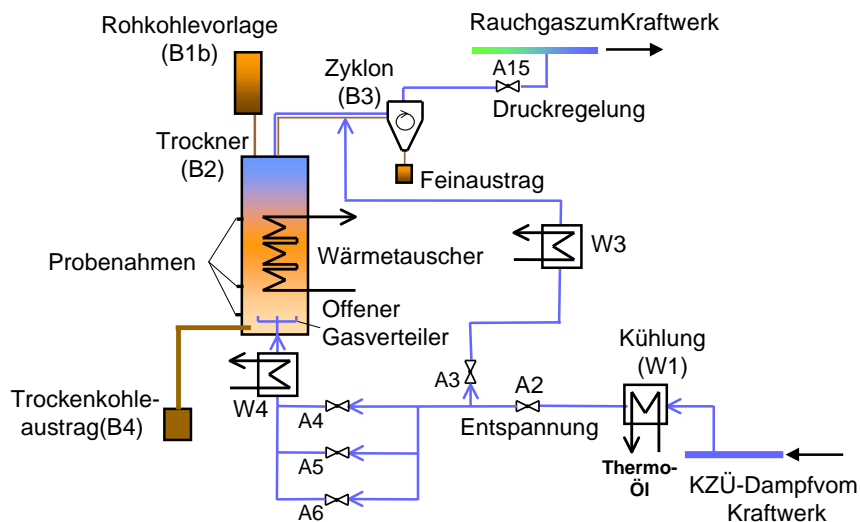


Abb. 5.5: Schema der Versuchstrocknungsanlage

Die Abkühlung erfolgt indirekt über mit Thermoöl betriebene Wärmetauscher. Das Thermoöl wird im Kreislauf gefahren. Nach der Abkühlung des Dampfes wird der Druck durch den Regler A2 auf ca. 24 bar abgesenkt. Es wird eine Gesamtdampfmenge von 1000 kg/h abgenommen, um im Zyklon eine ausreichende Abscheideleistung der Feinstpartikel zu erreichen. Die notwendige Teilmenge für die Fluidisierung der Wirbelschicht wird je nach Regelbereich über das Regelventil A4, A5 oder A6 zum Trockner geführt. Der Rest wird

automatisch über das Ventil A3 im Bypass um den Trockner zum Zyklon geleitet. Dabei entspannen beide Dampfströme auf den Betriebsdruck des Trockners (1 – 6 bara), welcher mit dem Ventil A15 hinter dem Zyklon automatisch geregelt wird. Die beiden Dampfströme werden in den Wärmetauschern W3 und W4 auf Wirbelschichteintrittstemperatur gekühlt. Der Fluidisierungsdampf tritt durch einen so genannten Düsenboden in den Trockner, um die Kohlepartikel aufzuwirbeln. Das Produktgemisch aus Dampf, Brüden und mitgerissenem Feinststaub wird nach einer Reinigung im Zyklon in das Rauchgassystem des Kraftwerksblockes eingeleitet.

Die Rohbraunkohle wird im Vorlagebehälter B1b manuell vorgelegt. Danach wird er mit Stickstoff auf Betriebsdruck des Trockners gebracht. Ist der Druck erreicht, wird ein Ventil im Fallrohr zwischen dem B1b und dem Trockner B2 geöffnet, und die Rohbraunkohle kann mittels Schnecke kontinuierlich in die Wirbelschicht dosiert werden. Dabei wird die Masse im Vorlagebehälter online erfasst. Über die zeitliche Abnahme der Masse wird der Massenstrom nachträglich ermittelt. Während der Versuchsdurchführung wird dieser Wert regelmäßig durch das Betriebspersonal kontrolliert und bei Bedarf die Drehzahl der Schnecke manuell nachgestellt. Während der Dosierung der Kohle wird der Vorlagebehälter B1b kontinuierlich mit Stickstoff gespült, welcher mit der Kohle über das Fallrohr in den Trockner eintritt. Damit wird ein Rückströmen von Dampf in den Vorlagebehälter und ein Verstopfen durch Anhaften der Kohle im Fallrohr oder Schneckengang verhindert.

Die Kohle fällt in die Wirbelschicht, die bereits aus einer bestimmten Menge getrockneter Kohle besteht. Dabei nimmt sie die zur Trocknung notwendige Wärme auf, die von dem mit Thermoöl beheizten, in der Wirbelschicht liegenden Wärmetauscher aufgebracht wird. Abhängig von dem eintretenden Rohkohlemassenstrom füllt sich die Wirbelschicht. Über die Messung des Druckverlustes im Kopfbereich der Wirbelschicht und einer entsprechenden Steuerung der Drehzahl der Austragsschnecke wird die Höhe der Wirbelschicht manuell konstant gehalten (Kap. 5.2.2). Im stationären Betriebspunkt wird die dem Rohkohledurchsatz entsprechende Trockenkohlemenge über die Austragsschnecke in den Trockenkohlesammelbehälter B4 gefördert (siehe auch Abb. 5.6).

Die Trockenkohle wird nach einem ähnlichen Vorgang wie die Befüllung des B1b entleert: die Austragsschnecke wird gestoppt, der B4 wird mittels Kugelhahn vom B2 getrennt, danach entspannt und manuell entleert. Danach wird er wieder mit Stickstoff aufgedrückt, durch Öffnen des Kugelhahns mit dem B2 verbunden und die Austragsschnecke wird wieder gestartet.

Durch die Integration des aus drei parallel laufenden Wendeln bestehenden Wärmetauschers in die Wirbelschicht, eines offenen Düsenbodens für die Dampfeindüsung und eines Trichters mit Schnecke zum Austrag der Trockenkohle unterhalb der Wirbelschicht (Abb. 5.6) wurde die Geometrie an die WTA-Demonstrationsanlage in Wachtberg an-

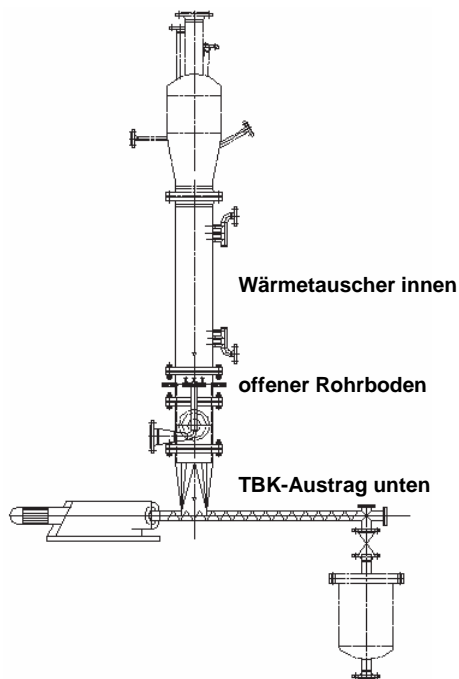


Abb. 5.6: Konstruktion des Versuchstrockners

genähert.

So entspricht zum Beispiel die Rohrteilung der Rohrwendeln exakt der Rohrteilung in der WTA-Demonstrationsanlage. Auch die Verweilzeit entspricht im Rahmen der Versuche etwa denen der WTA-Demonstrationsanlage. Somit konnten die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten direkt mit den Werten der WTA-Technik verglichen werden. Auf weitere Details wird im Kapitel 7.3 eingegangen. Fotos des Wärmetauschers und des Anströmbodens sind den Abbildungen 5.7 und 5.8 zu entnehmen.



Abb. 5.7: Wirbelschicht-Wärmetauscher-Wendeln



Abb. 5.8: Anströmboden in der Wirbelschichtversuchsanlage

Um bei der gewählten Geometrie die Verweilzeit deutlicher verringern zu können, um kinetische Effekte besser experimentell darzustellen (siehe Auswertung in Kap. 7.2), als dieses allein durch Erhöhung des Rohkohlemassenstroms möglich war, wurde der Versuchstrockner kurz vor Ende des gesamten Versuchszeitraums umgebaut (Abb. 5.9).

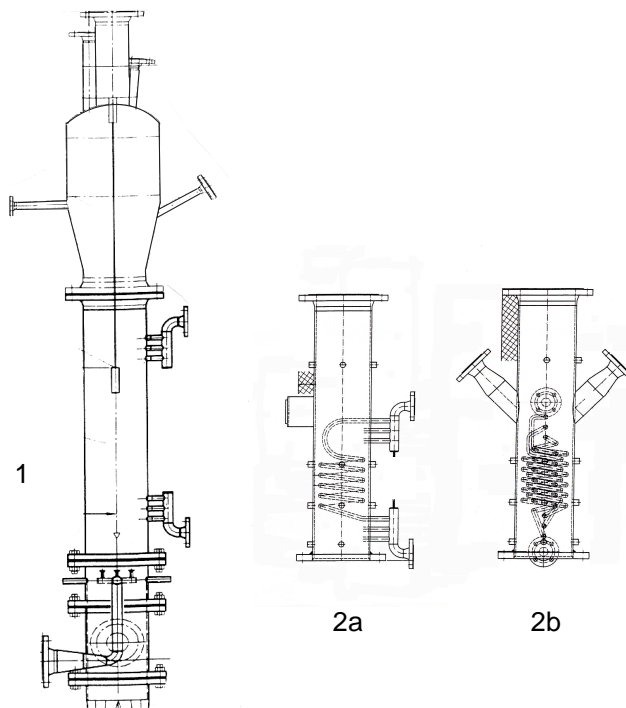


Abb. 5.9: Umbau des Versuchstrockners

Hierbei wurde der in die Wirbelschicht integrierte Wärmetauscher auf etwa die halbe Länge reduziert (2a), und es wurden zur zusätzlichen optischen Kontrolle des Wirbelschichtzustandes seitliche Stützen mit Schaugläsern an den Trocknermantel angebracht (2b). Die Oberfläche der Wirbelschicht konnte allerdings im Betrieb auf Grund der Staubentwicklung doch nicht wie erwartet beobachtet werden. Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich in der hohen Strömungsgeschwindigkeit zwischen den Rohrwendeln im Vergleich zur freien Wirbelschicht unter dem Wärmetauscher, der damit verbundenen starken Verwirbelung der Wirbelschichtoberfläche und einer starken Staubaufwirbelung bis in die seitlichen Stützen.

5.2.2 Instrumentierung der Wirbelschichttrocknungsanlage

In Abb. 5.10 ist insbesondere die Instrumentierung dargestellt, die zur Erfassung der Messwerte für die energetische Bilanzierung und weitere Auswertung notwendig ist.

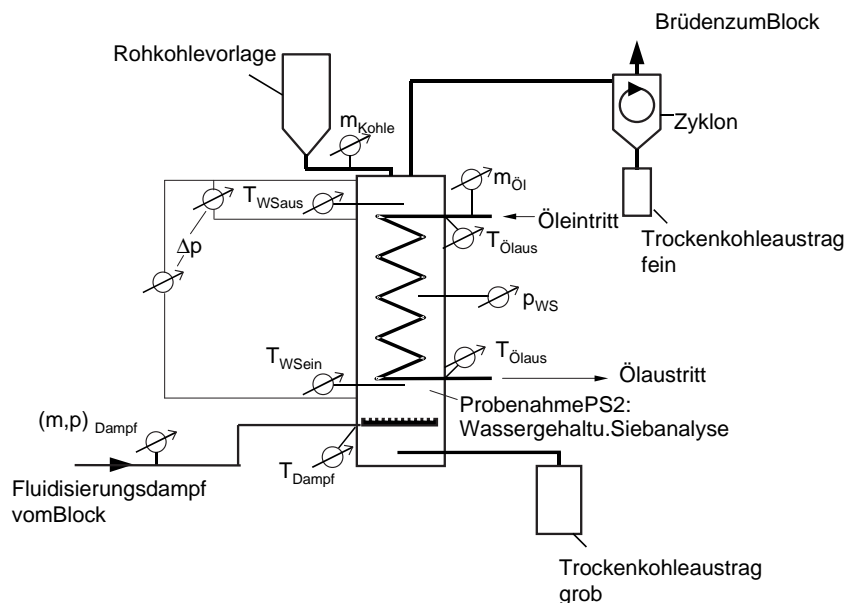


Abb. 5.10: Instrumentierung des Versuchstrockners

Folgende Messwerte werden kontinuierlich erfasst:

- Temperaturen: Dampfeintritt, Wirbelschicht (unterhalb und oberhalb sowie am unteren und oberen Ende des Wärmetauschers), Brüdenaustritt,
- Druck im Trockner,
- Temperatur des Thermoöls am Ein- und Austritt des Wärmetauschers
- Massenstrom des Thermoöls durch den Wärmetauschers
- Temperatur und Stromaufnahme der elektrischen Mantelheizung
- Massenstrom Dampf
- Massenstrom Rohbraunkohle (über die zeitliche Änderung der Masse im Vorlagebehälter)

Darüber hinaus werden für die betrieblichen Aspekte kontinuierlich der Druckverlust über den Anströmboden sowie über die gesamte Höhe des Wirbelbettes erfasst. Um den Druckverlust sowie den Rohkohlemassenstrom konstant zu halten, wurde die Drehzahl der neuen Trockenkohle-Austragsschnecke manuell vom Betriebspersonal nachgestellt.

Durch die Anbringung der Temperaturmessstellen direkt am Ein- bzw. Austritt der Ölleitungen in die bzw. aus der Trocknermantelisolierung müssen die Wärmeverluste über die Ölröhrleitungen nicht berücksichtigt werden. Die Wärmeverluste der Wirbelschicht über den isolierten Mantel ist sehr niedrig, da die Manteltemperatur der Wirbelschichttemperatur entspricht. Die elektrische Mantelheizung wurde zur Verhinderung von Wärmeverlusten verwendet und auf die Wirbelschichttemperatur der jeweiligen Versuche eingestellt. In den meisten Fällen war sie außer Betrieb, d. h. die Verluste minimal. Die Wirbelschichttemperatur war auch im Randbereich ohne Nachheizung durch die Isolierung gewährleistet.

Für die Beprobung der Trockenkohle in der Wirbelschicht wurden in Höhe des Anströmbodens, des unteren sowie des oberen Endes des Wärmetauschers Probenahmebehälter mit ca. 100 ml Volumen angebracht. Über diese Probenahmestellen in den verschiedenen Höhen des Wärmetauschers (siehe auch Abb. 5.5) wurden in regelmäßigen Abständen Trockenkohleproben entnommen.

5.2.3 Bilanzierung

Für die experimentelle Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten in der Wirbelschichtversuchsanlage muss man über den Umweg der Bestimmung des Wärmedurchgangskoeffizienten gehen, da die wirbelschichtseitige Wandtemperatur des Wärmetauschers nicht direkt messbar ist und für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten nach Gl. 4.37 nicht zur Verfügung steht (Erläuterung siehe unten).

Wärmeübergangs- und Wärmedurchgangskoeffizient stehen, wie auch in Abb. 5.11 dargestellt, in folgender Beziehung zueinander:

$$\frac{1}{k \cdot d_{\text{außen}}} = \frac{1}{\alpha_{WS} \cdot d_{\text{außen}}} + r_{\text{Wand}} + \frac{1}{\alpha_{W_{\text{innen}}} \cdot d_{\text{innen}}}. \quad (5.25)$$

Der Durchmesser, auf den der k-Wert bezogen wird, ist prinzipiell frei wählbar. Bei der Angabe solcher k-Werte ist dieser Durchmesser zu nennen.

Der Wärmedurchgangskoeffizient k lässt sich direkt ermitteln, und zwar durch Messung der Temperaturen der Wirbelschicht und des Heizmediums (hier: Öl), der übertragenen Wärmemenge sowie der Heizfläche. Der k-Wert ist, in Anlehnung an Gl. 4.37 definiert

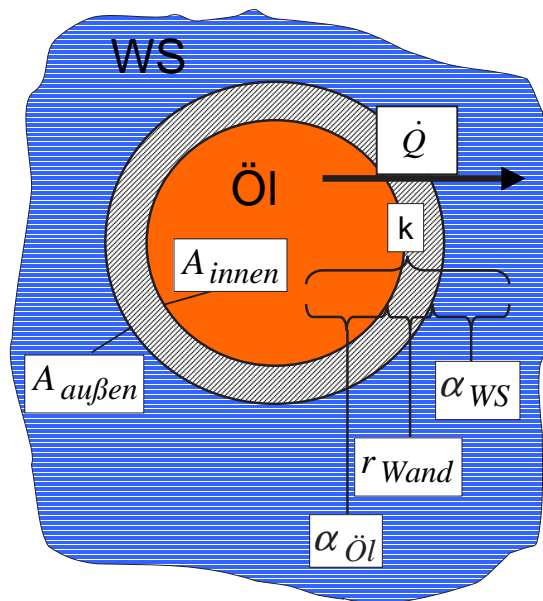


Abb. 5.11: Wärmedurchgang zwischen Thermoöl und Wirbelschicht

zu:

$$k = \frac{\dot{Q}_{(\text{Öl}-\text{WS})}}{A(\vartheta_{\text{Öl}} - \vartheta_{\text{WS}})_m}. \quad (5.26)$$

Die direkte Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten α ist, wie oben angedeutet, messtechnisch sehr aufwendig, denn hierfür müssen die Heizflächentemperaturen gemessen werden. Durch die Umströmung mit Wirbelschicht bzw. Öl würden die Messfühler sehr stark verfälscht. Die Wandinnentemperatur $\vartheta_{W_{\text{innen}}}$ bzw. ϑ_W , die für die direkte Ermittlung von α bekannt sein muss, entspricht nicht der Thermoöltemperatur $\vartheta_{\text{Öl}}$, sondern ist aufgrund des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Thermoöl und ölseitiger Wärmetauscherwand α_{innen} deutlich niedriger. Den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Koeffizienten und den entsprechenden zu verwendenden Temperaturen zeigt Abb. 5.12.

Da in großtechnischen Wirbelschichttrocknungsanlagen bzw. den ausgeführten Demonstrationsanlagen die Beheizung mit Dampf erfolgt, ist der dort gemessene Wärmedurchgangskoeffizient k nicht direkt mit den in dieser Arbeit gemessenen Daten vergleichbar. Der Vergleich ist nur zwischen den wirbelschichtseitigen Wärmeübergangskoeffizienten korrekt. Deshalb muss aus dem direkt ermittelten k -Wert der α -Wert mit Hilfe von Gl. 5.25 berechnet werden.

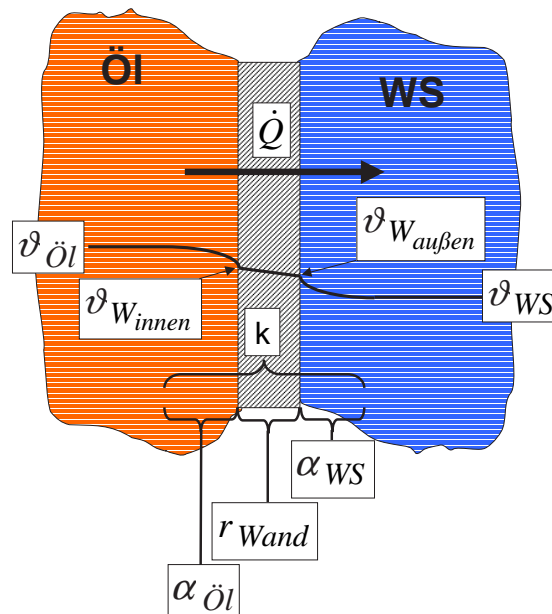


Abb. 5.12: Wärmedurchgang und Temperaturverlauf zwischen Thermoöl und Wirbelschicht

Die zunächst unbekanntenen Terme dieser Gleichung können berechnet bzw. aus Stoffdatensammlungen recherchiert werden. Die Wärmeleitung von Stahl (Material der Heizfläche) hat den Wert 50 W/mK. Der Wärmeleitwiderstand der Wärmetauscherrohrwand r_W ist zwar so gering, dass ein weiterer Temperaturunterschied bis zur wirbelschichtseitigen Rohrwand $\vartheta_{W_{\text{außen}}}$ vernachlässigt werden kann, trotzdem wird er in diesem Fall für die Umrechnung auf den Wärmeübergang berücksichtigt. Für den öl- bzw. rohrinnenseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{W_{\text{innen}}}$ gibt es abhängig von der geometrischen Anordnung der Wärmetauscherfläche zahlreiche Berechnungsgleichungen, die im VDI-Wärmeatlas aufgenommen sind. Für die in der Versuchstrocknungsanlage vorliegende Geometrie (Beschreibung siehe Kap. 5.2.1) kommt der Ansatz für den Wärmeübergang in Rohrwendeln zum Einsatz [70], einer empirischen Korrelation in der Form

$$Nu = \left(3,66 + 0,08 \cdot \left[1 + 0,8 \cdot \left(\frac{d}{D} \right)^{0,9} \right] \cdot Re^m \cdot Pr^{1/3} \right) \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_W} \right)^{0,14}, \quad (5.27)$$

mit der Nußelt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}, \quad (5.28)$$

der Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} \quad (5.29)$$

und dem Exponenten

$$m = 0,5 + 0,2903 \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^{0,194}. \quad (5.30)$$

Darin sind d der Rohrinne Durchmesser und D ein Windungsdurchmesser. Der Wärmeleitwiderstand der Wand ergibt sich für ein Kreisrohr zu [10]:

$$r_{Wand} = \frac{1}{2 \lambda} \cdot \ln \left(\frac{d_{au\beta en}}{d_{innen}} \right) \quad (5.31)$$

Da auch die Rohrdurchmesser der Heizrohrwendeln bekannt sind, kann mit Hilfe von Gl. 5.25 der Wärmeübergangskoeffizient α berechnet werden.

Da sich die Temperaturen lokal unterscheiden, sind geeignete Mittelwerte auch für die Temperaturen bzw. eine geeignete Temperaturdifferenz anzusetzen. Die Wirbelschichttemperatur ist entlang der Wirbelschichthöhe bzw. die Öl- und Rohrwandtemperatur entlang der Wärmetauscherrohrlänge variabel. Betrachtet man die Strömungsverhältnisse in einem Wirbelschichttrockner näherungsweise als Gegenstrom, so kann man als relevante Temperaturdifferenz die so genannte logarithmische Temperaturdifferenz ansetzen [42]:

$$\vartheta_W - \vartheta_{WS} \hat{=} \Delta\vartheta_{ln} = \frac{\Delta\vartheta_{WS-W,1} - \Delta\vartheta_{WS-W,2}}{\ln \left(\frac{\Delta\vartheta_{WS-W,1}}{\Delta\vartheta_{WS-W,2}} \right)} \quad (5.32)$$

Dabei sind für die Temperaturdifferenzen $\Delta\vartheta_{WS-W,1,2}$ die entsprechenden Werte am Eintritt ("1") bzw. am Austritt ("2") des Trockners einzusetzen.

5.2.4 Versuchsprogramm

Im Rahmen der Versuche vor dem Umbau der Dampfwirbelschicht-Versuchsanlage wurden folgende Parameter variiert bzw. eingestellt:

- Druck: zwischen 1,2 und 5 bar a,
- Wirbelschicht-Temperatur: zwischen 110 und 180 °C,
- Heizöl-Temperatur: zwischen 130 und 200 °C,
- Rohkohledurchsatz: zwischen 4 und 16 kg/h, und damit
- Verweilzeit der Partikel in der Wirbelschicht: zwischen 2 und 6 h,
- Kohleart: rheinische, bulgarische und griechische Braunkohle sowie finnischer Torf,
- mittlere Partikelgröße: zwischen 200 und 1600 μm (Sauterdurchmesser)

Ziel der Versuche war es, grundsätzliche Einflüsse der Betriebsparameter auf den Wärmeübergangskoeffizienten zu ermitteln. Auch wenn mit den genannten Kohlen (Charakterisierung siehe Tab. 6.1) fast alle oben genannten Betriebsparameter variiert wurden, so hatten doch die Versuchsreihen der einzelnen Kohlen unterschiedliche Schwerpunkte.

So wurde mit der rheinischen Braunkohle hauptsächlich der Einfluss der Fluidisierungsgeschwindigkeit, der Wirbelschichttemperatur sowie des Druckes untersucht.

In der nachfolgenden Versuchsreihe mit bulgarischer Braunkohle wurde vor allem der Einfluss der Partikelgröße und des Druckes ermittelt. Die Partikelgröße wurde dadurch variiert, dass die Kohle, wie in Kap. 6.1 bereits dargestellt, durch Siebung in eine Fein- und eine Grobfraction getrennt wurde. Mit der Grobfraction wurde dann der Einfluss des Druckes untersucht, da für große Partikel der Anteil des konvektiven Wärmeübergangs am gesamten Wärmeübergang größer als bei kleinen Partikeln ist und man damit den Einfluss des Druckes eindeutiger erkennen kann.

Danach wurden mit der griechischen Kohle nochmals die Partikelgröße variiert, wobei die natürliche Partikelgrößenverteilung beibehalten wurde, sowie der Einfluss der Wirbelschichttemperatur untersucht.

Mit dem finnischen Torf konnte kein regulärer Versuchsbetrieb aufrecht erhalten werden, da auf Grund der Agglomeration der grasartigen Partikel keine homogene oder blasenbildende Wirbelschicht einstellbar war. Entweder war die Fluidisierungsgeschwindigkeit ausreichend für den freien Bereich unter- und oberhalb des Wärmetauschers - dann war

die Strömung zwischen den Wärmetauschern so groß, dass dieser praktisch leer geblasen wurde- oder die Fluidisierungsgeschwindigkeit zwischen den Wärmetauscherrohren war richtig eingestellt - dann war sie im freien Wirbelschichtbereich zu niedrig und es lag eine feste Schicht auf dem Wärmetauscher. Deshalb ist in Tab. 6.2 kein Wert für den Wärmeübergangskoeffizienten eingetragen.

Da bei dem bisher verwendeten großen Wärmetauscher- bzw. Wirbelschichthöhe die Verweilzeit deutlich oberhalb der tatsächlichen Trocknungszeit lag, konnten zwar beobachtete Effekte wie z. B. Veränderung des Wärmeübergangskoeffizienten auf die Verweilzeit zurückgeführt werden. Um aber diesen Zusammenhang eindeutig nachweisen zu können, musste die Wirbelschicht- bzw. die Wärmetauscherhöhe deutlich reduziert werden. Dieses erfolgte wie bereits beschrieben in einem Umbau. Hiernach wurden entsprechende Versuchsreihen mit polnischer und rumänischer Braunkohle sowie Wiederholungsversuche mit bulgarischer Grobkohle und rheinischer Feinkohle durchgeführt. Die eingestellten Parameter unterschieden sich von den oben genannten nur in der Verweilzeit, die bis auf 35 Minuten reduziert werden konnte, sowie im Rohkohledurchsatz, der bis zu 19 kg/h betrug (bei der rumänischen Braunkohle).

6 Ergebnisse der begleitenden Untersuchungen

6.1 Charakterisierung der Einsatzkohlen

In Tabelle 6.1 werden die wichtigsten Analysedaten der eingesetzten Braunkohlen zusammengefasst.

Braunkohlen			rhein. (Bgh.)	bulg. (Maritza)		finn. Torf	griech.			poln.	rum.	
Messwerte	Einheit		<6,3 mm	<1,6 mm	<6,3 mm		(I) <6,3 mm	(II) <6,3 mm	(III) <1,6 mm	<6,3 mm	<6,3 mm	
Körnung	d_{Sauter}	μm	160	245	1570	100	320			240	280	
	d_m	μm	1015	510	2530	450	1970			700	1170	
	d_{50}	μm	600	450	2000	210	1500			400	1000	
	R_{1mm}	%	35	10	94	15	59			25	50	
Immediat-analyse	Wasser (roh)	Gew.%	55	42	37	46	50	50	57	50	41	
	Asche (wf)	Gew.%	3	52		5	34	33	24	7	31	
	Flücht. (waf)	kg/m ³	50	68		69	41	41	45	50	42	
Dichten	Partikel	kg/m ³	1148	1363	1407	1186	1281	1273	1192	1167	1292	
	Schüttung	kg/m ³	650	580	750	290	720	710	600	500	666	
Lückengrad (Schüttung)			–	0,43	0,57	0,47	0,76	0,44	0,44	0,5	0,57	0,48

Tab. 6.1: Übersicht Rohkohlen

Zu erkennen sind die zum Teil sehr großen Unterschiede in der Partikeldichte. Diese wird maßgeblich vom Aschegehalt beeinflusst, wie an der bulgarischen Braunkohle mit ihrem hohen Aschegehalt und der großen Partikeldichte zu erkennen ist. Die Flüchtigengehalte werden nur der Vollständigkeit halber aufgelistet (Immediatanalyse). Sie sind für die Untersuchungen der Trocknung in der Dampfzweischicht nicht relevant.

Die Schüttdichten der verschiedenen Braunkohlen stehen nicht im selben Verhältnis untereinander wie deren Partikeldichten. Dies hat seine Ursache in dem unterschiedlichen

Lückengrad der Schüttung (siehe auch Kap. 4.5).

Die Partikelgrößenverteilungen, die Grundlage der verschiedenen Partikelgrößenwerte in Tabelle 6.1 bilden, werden im nachfolgenden RRSB-Diagramm (Abb. 6.1) dargestellt.

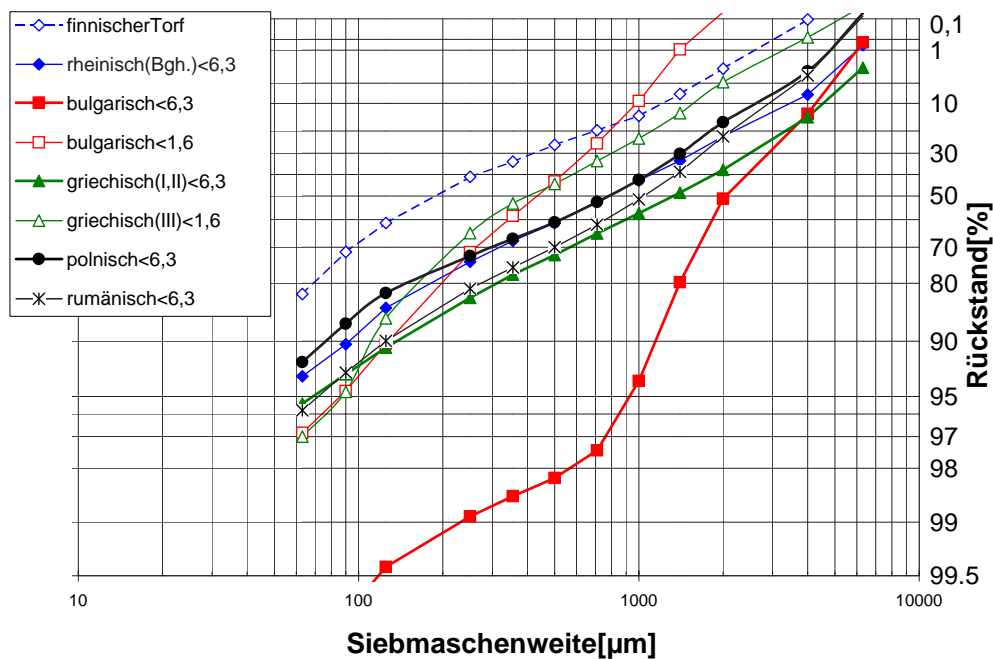


Abb. 6.1: RRSB-Korngrößenverteilungen aller eingesetzten Braunkohlen

Da es sich bei den Einsatzkohlen um nicht ideale Korngrößengemenge handelt, weichen die entsprechenden Linien im RRSB-Diagramm von einer Geraden mit einer einzigen Steigung ab. Einige Kohlen wurden bereits in der verwendeten Korngrößenverteilung angeliefert, andere wurden für die Versuche nachgemahlen und/oder es wurden grobe Partikel abgesiebt. Außerdem zerfallen die Partikel nicht immer ideal und in jeder Kornklasse gleichmäßig.

Zu erwähnen ist noch, dass die Siebanalyse der Rohkohlen an luftgetrockneten Proben erfolgt, da sonst die Siebe mit Maschenweiten kleiner 1 mm verstopfen. Außerdem würden die an den großen Partikeln haftenden Feinpartikel die Massen der Grobfractionen vergrößern und dadurch in den Feinfraktionen fehlen. Die Wassergehalte der luftgetrockneten Kohlen unterscheiden sich deutlich von dem der Rohkohlen. Damit ist die Siebung zunächst aufgrund der Schrumpfung von Braunkohle bei Trocknung falsch. Die Korngrößenverteilungen der Rohkohlen bei tatsächlicher Rohfeuchte lassen sich aber mit der Kenntnis des Schrumpfungsfaktors in Abhängigkeit vom jeweiligen Wassergehalt berechnen (siehe Kap. 3.2.1).

Die Fein- und Grobfraktion bei der bulgarischen Braunkohle wurden z. B. durch Absiebung mit einem 6-mm-Sieb und anschließend mit einem 2-mm-Sieb erhalten. Das führt für die Grobkohle zu einer Verarmung an Partikeln kleiner 2 mm (Knick bei der Maschenweite von 2 mm). Die Verarmung ist aber offensichtlich ungleichmäßig. Zwischen 2 mm und 700 μm steigt die Gerade (Partikel wurden offensichtlich aus der ursprünglichen Verteilung abgetrennt). Unterhalb von 700 μm zeigt die Gerade wieder die vorherige Steigung. Diese Partikelgrößen wurden offensichtlich nicht im selben Maße abgetrennt wie die Partikel größer 700 μm . Die Steigung unterhalb von 2 mm ist allerdings in jedem Fall endlich groß, da hier Feinpartikel enthalten sind, die bei der Siebung auf dem 2-mm-Sieb geblieben sind, aber eigentlich nicht in diese Fraktion gehören. Anderenfalls müsste die Linie mit einer größeren einheitlichen Steigung bei 2 mm 100% Rückstand erreichen. Durch die nicht vollständige Abtrennung der Feinpartikel von der Gesamtmischung zeigt die Feinfraktion eine andere Steigung als die anderen Kohlearten, die im Wesentlichen in ihrer kompletten "natürlichen" Verteilung verwendet wurden.

Die griechische Grobkohle wurde zwar ebenfalls nachgesiebt, jedoch nur mit einem 6-mm-Sieb. Dieses führte offensichtlich nur zu einer geringen Verarmung an groben Partikeln. Die griechische Feinkohle (Kardia 2) wurde durch Nachmahlung der kompletten Charge einer ohnehin feineren Originalkohle hergestellt.

Die polnische Rohkohle wurde einmal gemahlen und komplett verwendet. Die Korngrößenverteilung ist nahezu identisch mit der Verteilung der rheinischen Braunkohle.

Die Analysedaten für die entsprechenden Trockenkohlen werden in Kap. 6.3 genannt. Nachfolgend werden noch einige Kohlefotos gezeigt, um die Unterschiede in der Partikelform und der "Zusammensetzung" sowie die Verteilung von Grob- und Feinpartikeln zu verdeutlichen.

Abb. 6.2 zeigt bulgarische Rohkohle. Zu erkennen ist zum einen, dass offensichtlich nicht nur Kohle, sondern auch Holzstücke enthalten sind. Zum anderen erkennt man hier wie oben erwähnt, dass viele Kleinstpartikel an den groben Partikeln haften. Dieses ist noch besser bei der griechischen Kohle (hier Typ II) zu sehen (Abb. 6.3).

Abb. 6.4 zeigt außerdem den hohen Aschegehalt der bulgarischen Rohkohle. Ein sehr großer Kohlepartikel wurde durchgeschnitten. An der Schnittfläche erkennt man, dass das Innere dieses Partikels fast ausschließlich aus Ton besteht. Solche Partikel führen zu dem im Mittel sehr hohen Aschegehalt der bulgarischen Braunkohle.



Abb. 6.2: Bulgarische Rohbraunkohle



Abb. 6.3: Griechische Rohbraunkohle (II)

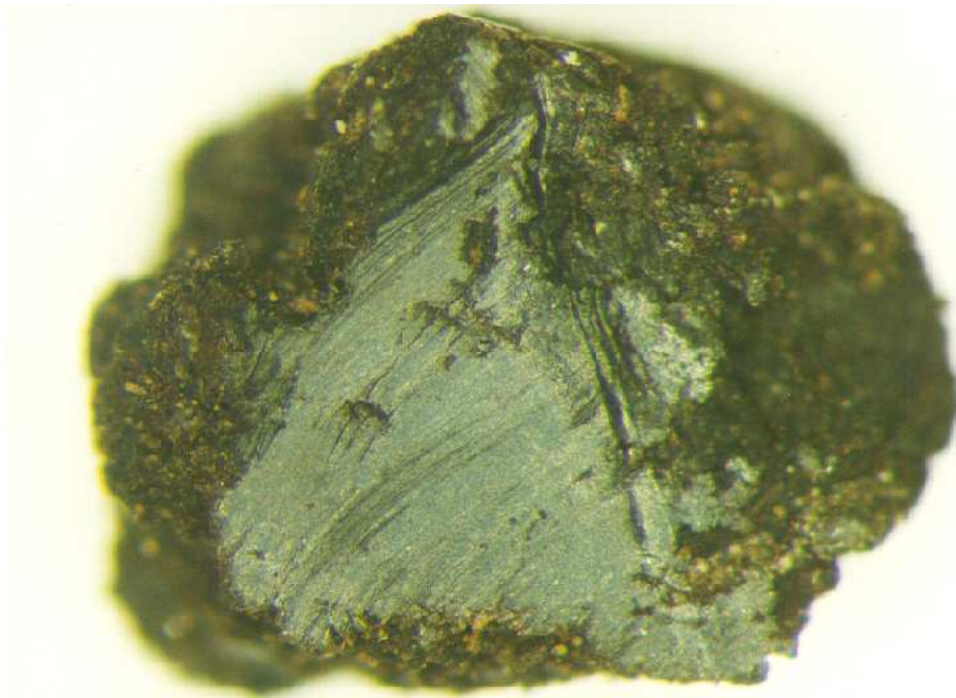


Abb. 6.4: Schnitt durch ein großes bulgarisches Kohlepartikel

6.2 Schrumpfungsverhalten

Für die Schrumpfung werden in der Literatur verschiedene Beobachtungen dokumentiert. Während Evans [21] eine deutliche Veränderung der Schrumpfung in Abhängigkeit vom Wassergehalt der australischen Braunkohle beobachtet, weist Kneule [29] auf Bereiche des Wassergehaltes hin, in denen die Schrumpfung näherungsweise konstant ist. Bei der Bestätigung der letztgenannten Beobachtung wäre es hinsichtlich der Berücksichtigung der Schrumpfung bei der mathematischen Beschreibung des Trocknungsverhaltens bzw. des Wärmeübergangs in der Wirbelschicht einfacher als bei einer deutlichen nicht linearen Abhängigkeit.

Zur Überprüfung des Schrumpfungsverhaltens wurden die verschiedenen Braunkohlen in einem Umlufttrockenschrank getrocknet und dabei wiederholt hinsichtlich Gewichts- und Volumen-Reduzierung vermessen. Wie auch die Trocknungsabschnitte ist das Schrumpfungsverhalten auf die Trocknung in der Wirbelschicht übertragbar. Dies wird durch die ähnlichen gemessenen Porenvolumina der Braunkohlen nach Trocknung im Umlufttrockenschrank und in der Wirbelschicht bestätigt (siehe Abb. 6.11, Kap. 6.4).

Die Schrumpfung für die rheinischen und europäischen Braunkohlen wird in separaten Diagrammen dargestellt (Abbildungen 6.5 und 6.6). Aufgetragen wird jeweils das aktuelle Volumen der Kohleschüttung in Abhängigkeit vom aktuellen Wassergehalt, berechnet aus dem Anfangsgewicht und dem aktuellen Gewicht der Kohleschüttung.

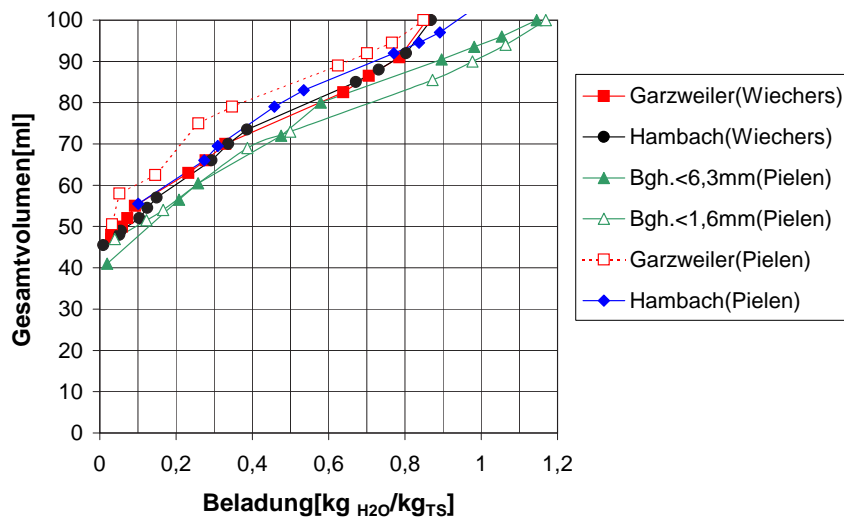


Abb. 6.5: Volumenabnahme von rheinischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X

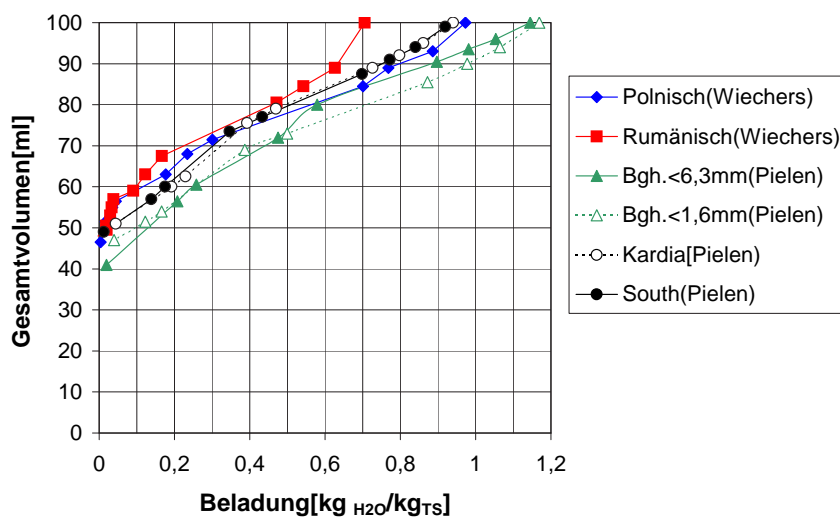


Abb. 6.6: Volumenabnahme von europäischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X

Man erkennt, dass nach einer kurzen Einlaufphase mit "relativ großer" Schrumpfung die Kohlen gleichmäßig (mit konstanter Schrumpfrate) weiter schrumpfen. Eine genauere Aussage hierzu ist möglich, wenn man die differenzielle Schrumpfung über dem Wassergehalt aufträgt (siehe Abbildungen 6.7 und 6.8). Dabei wird in Anlehnung an die Auswertungen von Evans [21] die differenzielle Schrumpfung zunächst als Volumenreduktion pro verändertes Wasservolumen in der Kohle dargestellt. Die x-Achse stellt hierbei nicht den Wassergehalt ($\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{kg}_{\text{Gesamt}}$), sondern die Wasserbeladung ($\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{kg}_{\text{TS}}$) dar.

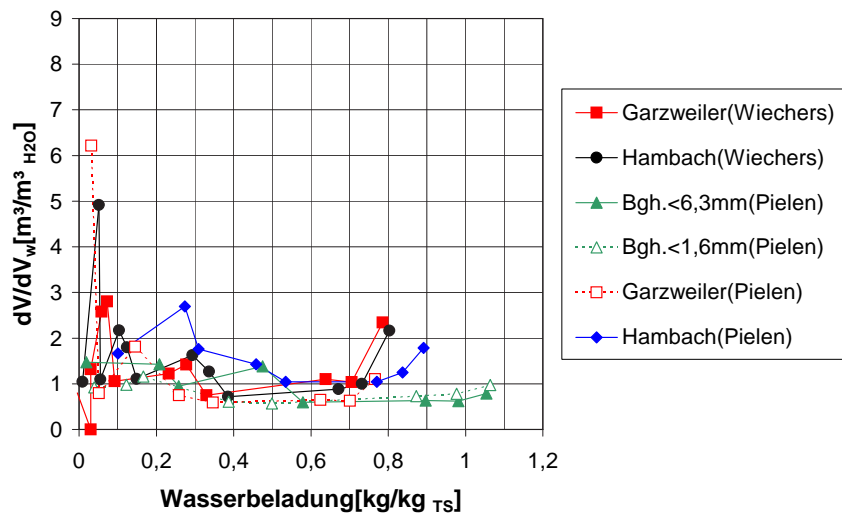


Abb. 6.7: Differenzielle Schrumpfung von rheinischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X

Hier ist die Einlaufphase, entgegen den Beobachtungen von Evans [21], sehr deutlich zu erkennen. Danach gibt es einen Bereich der Wasserbeladung X mit nahezu konstanter differenzieller Schrumpfung (dV/dV_W). Dies entspricht den Aussagen von Kneule [29], gilt für einen großen Bereich der Wasserbeladung und endet bei Erreichen von ca. 0,05. Trocknet die Kohle weiter, so schrumpft sie wieder deutlich stärker, was diesmal den Beobachtungen von Evans entspricht. Dieser Bereich ist für die spätere Anwendung der Schrumpfung nicht relevant, da die Kohlen in der Wirbelschicht nicht auf Werte unter 0,05 trocknen. Somit kann bei der Auswertung und Interpretation des Trocknungsverhaltens die differenzielle Schrumpfung durch einen konstanten Wert berücksichtigt werden.

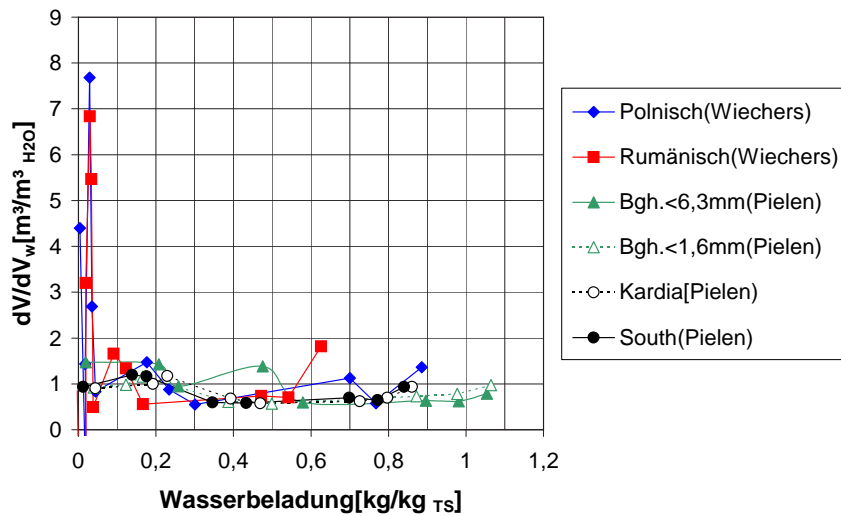


Abb. 6.8: Diffenzielle Schrumpfung von europäischen Braunkohlen in Abhängigkeit von der Wasserbeladung X

6.3 Charakterisierung der Trockenkohlen

In den Kapiteln 6.1 und 6.2 wurden die Rohkohlen in ihrem ursprünglichen Zustand sowie ihre Veränderung während der Trocknung beschrieben. Die daraus resultierenden Stoffdaten im getrockneten Zustand werden in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Braunkohlen			rhein.	bulg.		finn. Torf	griech.			poln.	rum.	
			(Bgh.)	(Maritza)	(I)		(II)	(III)				
Messwerte	Einheit		<6,3 mm	<1,6 mm	<6,3 mm		<6,3 mm	<6,3 mm	<1,6 mm	<6,3 mm	<6,3 mm	
Körnung	d_{Sauter}	μm	150	220	1150	-	290		135	170	270	
	d_m	μm	700	420	2100	-	1060		550	725	1060	
	d_{50}	μm	500	350	1070	-	1020		300	700	800	
	$R_{1\text{mm}}$	%	26	2	87	-	55		15	35	40	
Dichten	Feststoff	kg/m^3	1400	1850		1410	1780	1750	1600	1400	1620	
	Partikel	kg/m^3	1314	1673	1611	1332	1567	1563	1460	1303	1483	
	Schüttung	kg/m^3	750	870	885	400	870	860	840	700	875	
Lückengrad (Schüttung)			-	0,43	0,48	0,45	0,70	0,445	0,45	0,43	0,46	0,41
x_w (120 °C, 1,2 bar)			Gew.%	8	7,8		8	10,5	11	10	6	8
α (120 °C, 1,2 bar)			$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$	260	325	220	-	265	265	290	250	220

Tab. 6.2: Übersicht Trockenkohlen

Hierbei handelt es sich um die Daten nach der Trocknung im Trockenschrank (die Daten der Porenuntersuchungen sind hier nicht wiederholt). Im Vergleich zur Rohkohle (siehe Tab. 6.1) sind die verringerten Partikelgrößen, die erhöhten Partikeldichten und der verringerte Lückengrad der Schüttung zu erkennen. Unter Vorwegnahme der Versuchsergebnisse aus den nachfolgend in Kap. 7 dargestellten Trocknungsversuchen in der Wirbelschicht sind ergänzend die Restfeuchte und der Wärmeübergangskoeffizient unter Standard-Versuchsbedingungen aufgelistet. Die Diskussion erfolgt in Kap. 7.

Für den finnischen Torf wird kein Wärmeübergangskoeffizient und auch keine Partikelgrößen für die Trockenkohle angegeben, weil ein regulärer Versuchsbetrieb in der Wirbelschichtanlage nicht möglich war (Agglomeration der grasartigen Partikel) und deshalb auch die weitere Untersuchung der Partikel nicht mehr sinnvoll war. Die Effekte beim Versuchsbetrieb werden in Kap. 5.2.4 näher erläutert.

Ebenfalls unter Vorwegnahme der Ergebnisse aus den Trocknungsversuchen der Wirbelschicht wurden die Roh- und Trocken-Kohlen fotografiert und die jeweiligen Formfaktoren bestimmt. Diese sind notwendig für die mathematische Beschreibung des Fluidisierungsverhaltens. Der Vergleich mit experimentellen Daten, z. B. den Lockerungspunkten, erfolgt in Kap. 6.6.

Abb. 6.9 zeigt griechische Trockenkohle (Typ II wie die in Abb. 6.3 gezeigte griechische Rohkohle).

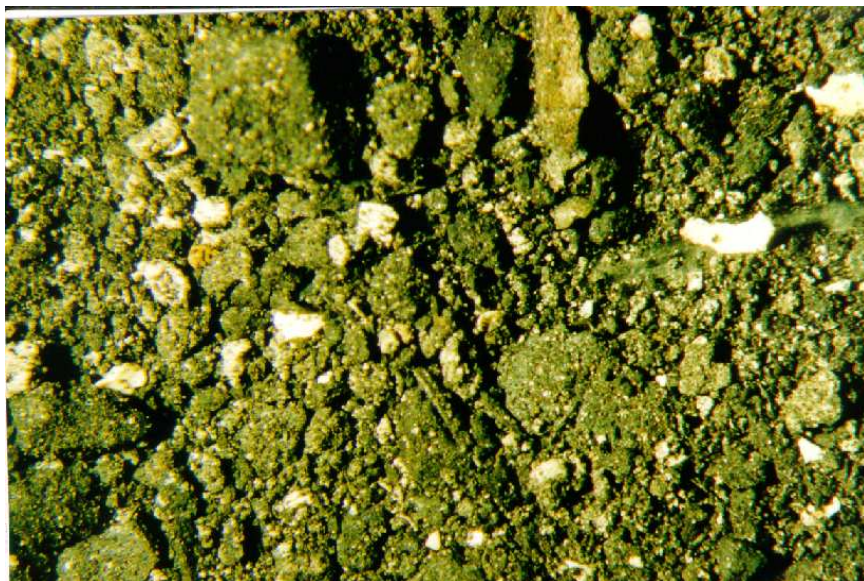


Abb. 6.9: Griechische Trockenbraunkohle (II)

Es sind zwar immer noch viele Feinpartikeln auf den groben Partikeln zu erkennen (dies liegt an der Trocknung im Ofen im ruhenden Zustand), aber der Anteil an Feinpartikeln ist deutlich angestiegen. D. h. es lösen sich Feinpartikel von den groben Partikeln und/oder Agglomerate aus Feinpartikeln, die im Rohzustand wie große Partikel wirken, zerfallen.

In Abb. 6.10 sieht man im Unterschied zur bulgarischen Rohkohle (Abb. 6.2) ebenfalls keine Feinpartikel mehr an den groben Partikeln.



Abb. 6.10: Bulgarische Trockenbraunkohle aus der Wirbelschicht

Sie sind aufgrund der Trocknung in der Wirbelschicht völlig verschwunden. D. h. sie haben sich durch die mechanische Beanspruchung von den Grobpartikeln gelöst und wurden über Kopf vom Fluidisierungsmedium ausgetragen. Man erkennt aber auch, dass sich die Form der Partikel verändert hat. Sie sind "runder" als die Rohkohlepartikel, der Formfaktor hat sich verändert.

6.4 Bestimmung der Porenvolumina

Zunächst werden die Porenvolumina der getrockneten Braunkohlen dargestellt, die zur Berechnung der Partikeldichte der Trockenkohlen (Kap. 6.3) herangezogen wurden. Bei der Vermessung in dem genannten DenArMat-Gerät (siehe Kap. 5 oder [30]) kamen Kohlen zum Einsatz, die auf verschiedene Weise getrocknet wurden:

- in einem Trockenschrank sowie
- in der Dampfzirkelschicht.

Es bestätigte sich, wie auch in Kap. 6.2 dargestellt ist, dass bei der vorbereitenden Trocknung eine Schrumpfung der Proben und damit sehr wahrscheinlich eine Veränderung des Porenvolumens erfolgt.

Trägt man die Porenvolumina der verschiedenen Trockenkohlen in Abhängigkeit vom Wassergehalt der Rohkohle auf, so ergibt sich Abbildung 6.11.

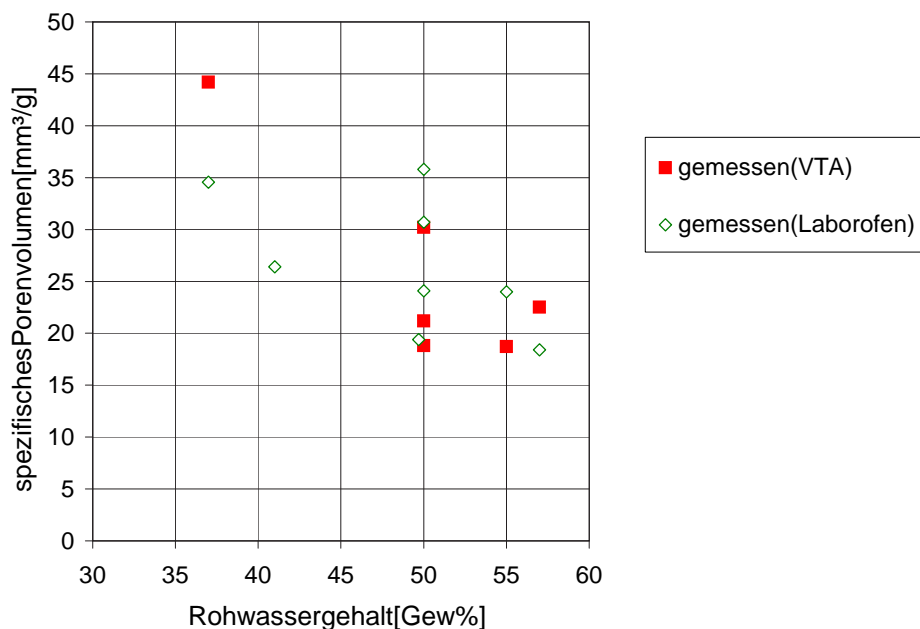


Abb. 6.11: Experimentell ermittelte Porenvolumina in Trockenkohlen

Zu erkennen ist, dass die Messwerte offensichtlich keine (ggf. eine umgekehrt proportionale) Abhängigkeit vom Wassergehalt zeigen. Darüber hinaus sieht man, dass es keinen signifikanten Unterschied zwischen den verschiedenen Trocknungsarten gibt. Die Porenvolumina der in der Dampfzirkelschicht getrockneten Kohlen sind ähnlich denen der im Trockenschrank unter Luftatmosphäre getrockneten Kohlen.

Die gezeigten Poren-Messdaten wurden für die Berechnung der im Kap. 6.3 dargestellten Partikeldichten der Trockenkohlen verwendet.

Nachfolgend werden die Erwartungswerte sowie die gemessenen Werte der Porenvolumina der Rohkohlen diskutiert und mit den gemessenen Porenvolumina der Trockenkohlen verglichen.

Zunächst wird das erwartete Porenvolumen der Rohkohlen anhand des experimentell bestimmten Wassergehaltes der Rohkohle berechnet unter der Annahme, dass sich das gesamte Wasser in Poren befindet. Die sich daraus ergebende Abhängigkeit des Porenvolumens vom Wassergehalt der Rohkohle ist in Abbildung 6.12 dargestellt (dicke Linie).

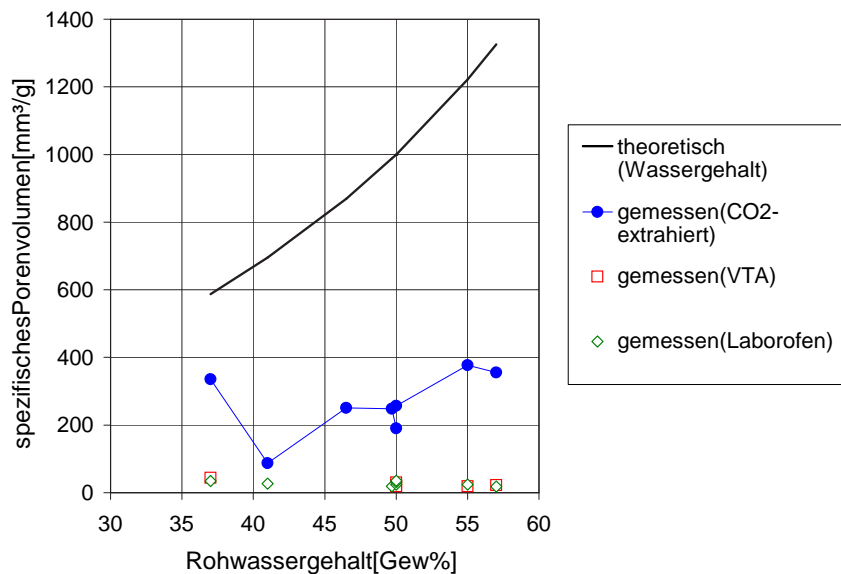


Abb. 6.12: Vergleich der theoretischen und experimentell ermittelten Porenvolumina

Zusätzlich werden nochmals die Werte der in der Wirbelschicht und im Trockenofen getrockneten Braunkohlen dargestellt (leere Quadrate und Dreiecke). Zu erkennen ist, dass die Messwerte deutlich unterhalb der Erwartungswerte für Rohkohlen von ca. 1000 mm³/g liegen (< 10 % vom Erwartungswert). Trocknet man die Kohlepartikel mit überkritischem CO₂, ähnlich dem Verfahren zur Herstellung von Aerogelen der Firma BASF, dann erhält man Messwerte, die in der Größenordnung der Erwartungswerte liegen (Linie mit gefüllten Kreisen). Eine Abhängigkeit vom Wassergehalt ist auch hier zunächst nicht durchgängig zu erkennen.

Korrigiert man jedoch die Erwartungswerte mit der beobachteten geringen Schrumpfung der Partikel (verwendet wird der gemessene Schrumpfungsfaktor für die Partikelschüttung, dargestellt mit Kreuzen in Abbildung 6.13), dann erhält man einen ähnlichen Verlauf wie ihn die Messwerte ausweisen (gestrichelte Linie).

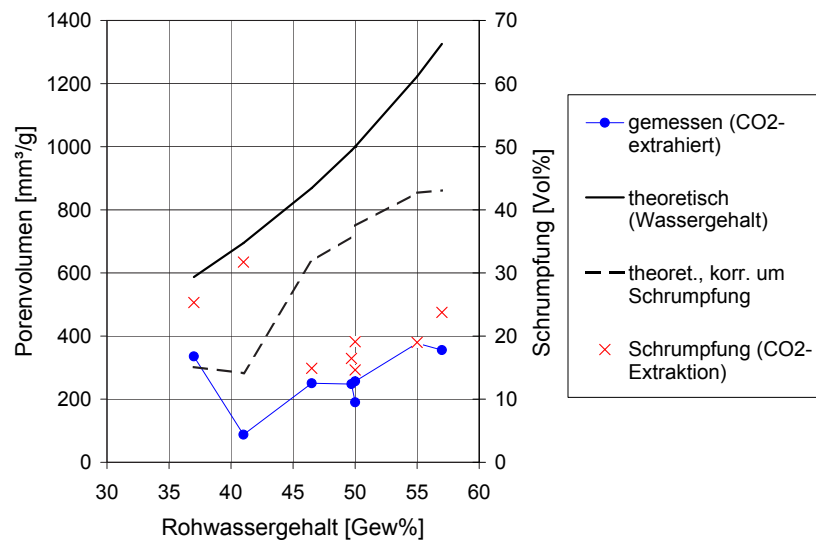


Abb. 6.13: Korrigierter Vergleich der theoretischen und experimentell ermittelten Porenvolumina

Die theoretischen Werte liegen nun nur noch um den Faktor 2 bis 3 über den gemessenen Werten. Eine Ausnahme stellt die bulgarische Kohle dar. Bei ihr sind der theoretische und gemessene Wert fast gleich. Ursache hierfür kann der hohe Gehalt und die Art der Asche, überwiegend Ton, sein. Die Ursache für die überwiegend beobachteten Abweichungen zwischen theoretischen und gemessenen Werten liegen u. a. darin, dass bei der Messung nur Poren bis zu einem Durchmesser von $50 \mu\text{m}$ gemessen werden können. Hierdurch werden unter Umständen größere Volumina nicht erfasst. Außerdem ist je nach Kohle auch ein gewisser Anteil als Haftwasser auf der äußeren Oberfläche der Partikel gebunden. Die ursprünglichen theoretischen Werte sind noch einmal zum Vergleich als gestrichelte Linie dargestellt.

Zur Verdeutlichung der Trocknung mit überkritischem CO_2 zeigt Abb. 6.14 den Vergleich zwischen normal und CO_2 -getrockneter rumänischer Braunkohle.

Die normal getrocknete Kohle zerfällt in mehrere kleinere Partikel. Bei Trocknung in überkritischem CO_2 bleibt die Struktur bzw. das Partikel in der ursprünglichen Form erhalten. Die Partikel auf diesem Foto sind zwar gleich groß, im Rohzustand waren sie es jedoch nicht. Die Schrumpfung bei der normalen Trocknung war deutlich größer als bei der CO_2 -Trocknung, und zudem offensichtlich abhängig vom Wassergehalt der Rohkohle, wie Abb. 6.13 zeigt.

Da diese Ergebnisse nicht nur bestätigen, dass die Berechnung der Rohkohle-Porenvolumina anhand des Rohkohle-Wassergehaltes möglich ist, sondern dass die Kohle bei der Trocknung stark schrumpft und dieses durch Zusammenbruch der Poren erfolgt, werden die Ergebnis der durchgeführten Messungen zur Porengrößenverteilung nicht weiter dar-



Abb. 6.14: Vergleich von normal und CO₂-getrockneter rumänischer Braunkohle

gestellt. Es ist unmöglich, die Porenvolumina der Trockenkohlen auf die Porenvolumina der entsprechenden Rohkohlen umrechnen zu wollen. Dennoch soll anhand von Trocknungsuntersuchungen auf die Porengrößenverteilung sowie die Art der Wasserhaftung in den Kohlen geschlossen werden (Kap. 6.5).

6.5 Bestimmung der Trocknungsabschnitte

In diesem Kapitel werden die gemessenen Trocknungsabschnitte dargestellt und vor dem Hintergrund der ermittelten Porengrößenverteilungen diskutiert.

Rechnet man die in Kapitel 3.2.2 von Evans [21] genannte Verteilung der Wasserbindungen in absolute Wassergehalte (bezogen auf die Rohkohlemasse) um, so kann man bei folgenden absoluten Wassergehalten australischer Braunkohle auf die Bindungsarten schließen:

Oberflächenhaftwasser:	>	27 Gew. %
Kapillarwasser:	<	27 Gew. %
Multimolekular gebundenes Wasser:	<	7 Gew. %
Monomolekular gebundenes Wasser:	<	3 Gew. %

Für die Verteilung des Wassergehaltes australischer Braunkohle auf die Porengröße nennt Evans [21] folgende Zusammenhänge:

120 nm:	42,8 Gew. %
20 nm:	25,4 Gew. %
10 nm:	21,3 Gew. %
5 nm:	16,7 Gew. %
3 nm:	12,3 Gew. %

Damit lässt sich schlussfolgern, dass mono- und multimolekular gebundenes Wasser in Poren < 5 nm zu finden ist. Poren > 20 nm bewirken keine zusätzlichen Kapillarkräfte, das in ihnen enthaltene Wasser verhält sich wie Oberflächenhaftwasser.

Aus Abb. 3.8 lässt sich zunächst schließen, dass $x_{krit,1}$ bei einer Wasserbeladung von ca. $0,35 \text{ kg}_{H_2O}/\text{kg}_{TS}$ beginnt, denn dort steigt die Bindungsenthalpie über die Verdampfungsenthalpie von Wasser an. Dieser Wert der Wasserbeladung entspricht einem Wassergehalt von ca. 26 Gew. % , d. h. einer Porengröße von ca. 20 nm. Diese Werte werden nachfolgend mit eigenen Messungen an den verschiedenen europäischen Braunkohlen verglichen. $x_{krit,2}$ lässt sich aus Abb. 3.8 nicht ablesen. Hierzu ist die Trocknungsgeschwindigkeit über dem Wassergehalt aufzutragen, wie dies allgemein in Abb. 3.9 (rechtes Bild) dargestellt ist.

Um die Trocknungsabschnitte der verschiedenen Kohlen zu ermitteln, wurden sie in der zur Wirbelschichttrocknung verwendeten Körnung durch Auslagerung im Umluft-trockenschrank getrocknet. Zusätzlich wurden weitere rheinische Kohlen untersucht, die aber nicht in der Wirbelschichtanlage zum Einsatz kamen und deshalb auch nicht in den Tabellen 6.1 und 6.2 aufgelistet werden. Die Trocknung verlief vollständig bis zu einem Restwassergehalt von nahezu Null. Sie verlief ausreichend langsam, so dass auch in der schnellen Anfangsphase Werte nahe dem Anfangswassergehalt in hinreichendem zeitlichen Abstand vom Versuchsbeginn aufgenommen werden konnten (Werte für den 1. Trocknungsabschnitt).

Verglichen werden zunächst die Wassergehaltsverluste in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit im Trockenschrank (Europäische Braunkohlen in Abb. 6.15 und rheinische Braunkohlen in Abb. 6.16).

In beiden Abbildungen wird der Wassergehalt in Abhängigkeit von der Trocknungszeit aufgetragen. In Anlehnung an Abb. 3.7 wird die Zeit logarithmisch skaliert. Bei linearer Auftragung sind Unterschiede zwischen den verschiedenen Kohlen nicht deutlich genug erkennbar.

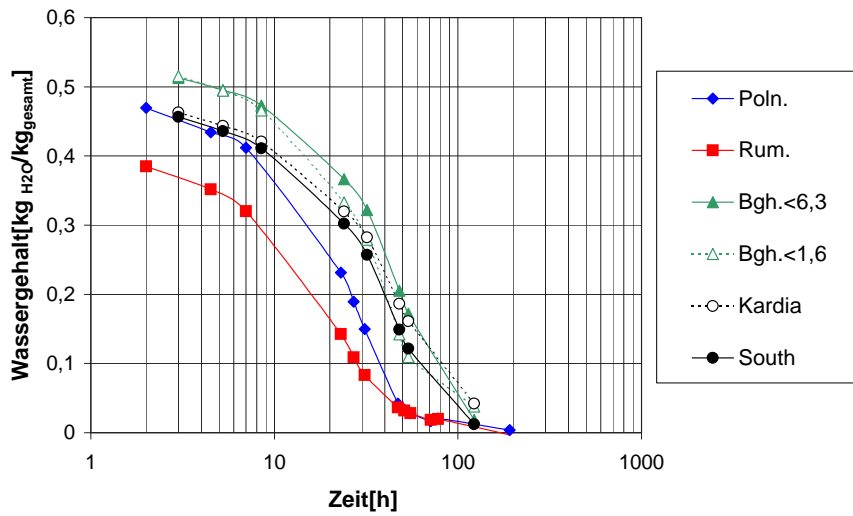


Abb. 6.15: Wassergehalt verschiedener europäischer Braunkohlen in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit im Trocknungsschrank

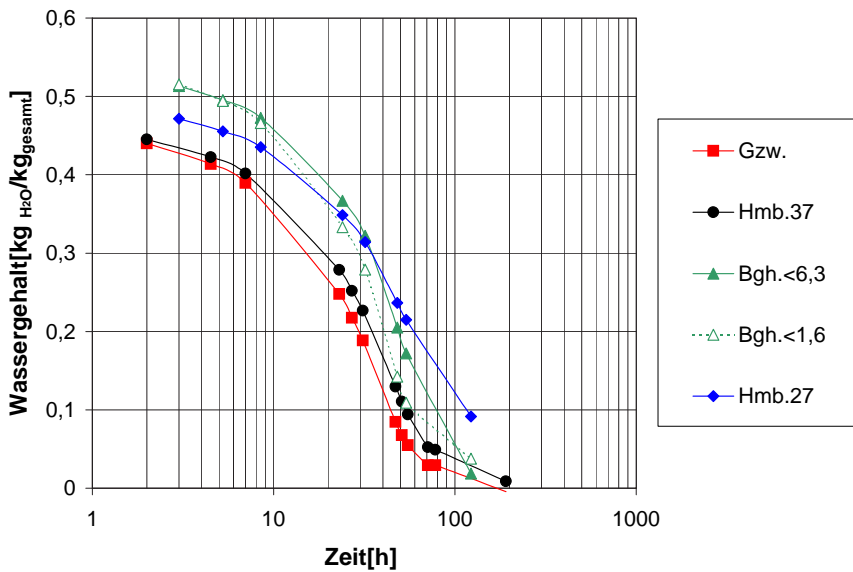


Abb. 6.16: Wassergehalt verschiedener rheinischer Braunkohlen in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit im Trocknungsschrank

Man erkennt sowohl die unterschiedlichen Anfangs- bzw. Rohwassergehalte sowie die unterschiedlichen Trocknungsgeschwindigkeiten / Steigung der Kurven im mittleren Trock-

nungsabschnitt. Um die Unterschiede untereinander deutlicher zu erkennen, werden die Trocknungsgeschwindigkeiten in Anlehnung an Abb. 3.9 über dem aktuellen Wassergehalt aufgetragen. Aufgrund der manuellen Messung der Daten in Abständen von mehreren Stunden ergeben sich hierbei Treppenverläufe, die nur grob auswertbar sind, prinzipiell aber Werte ermitteln lassen. Signifikant sind die deutlich höheren Trocknungsgeschwindigkeiten der polnischen und rumänischen Braunkohlen im Vergleich zu allen anderen. Die absoluten Werte der Trocknungsgeschwindigkeit sind allerdings wie bereits erwähnt nicht relevant, da hier nur erfasst werden sollte, bei welchem Wassergehalt die verschiedenen Trocknungsabschnitte beginnen bzw. enden. Diese Werte können dann mit den Daten zu australischen Braunkohlen von Evans [21] verglichen werden. Um dies direkt tun zu können, wird der Wassergehalt auf den Wassergehalt der Rohkohle normiert und die Trocknungsgeschwindigkeit ebenfalls auf Basis des normierten Wassergehaltes berechnet (Änderung des normierten Wassergehaltes über der Zeit). Die Werte für die europäischen und die rheinischen Braunkohlen werden wieder wie oben in zwei separaten Abbildungen zusammengefasst (Abb. 6.17 und 6.18).

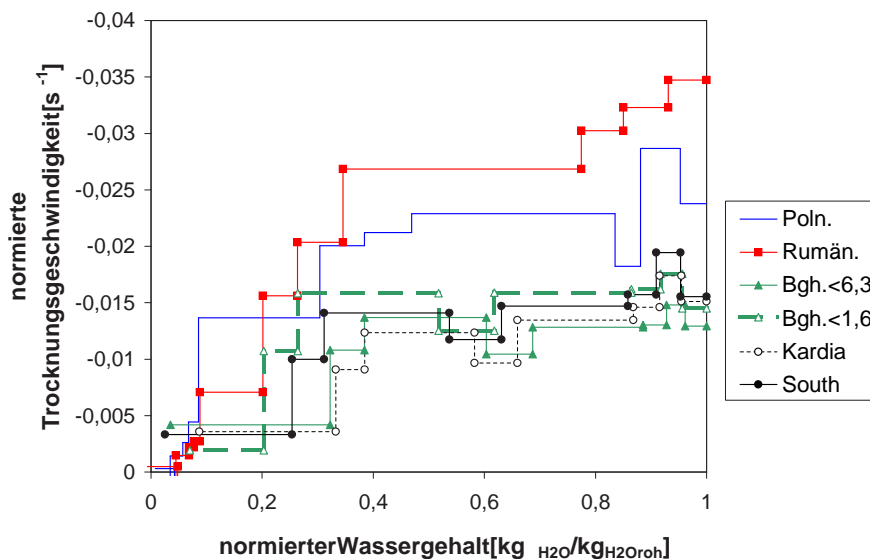


Abb. 6.17: Normierte Trocknungsgeschwindigkeit europäischer Braunkohlen in Abhängigkeit vom normierten Wassergehalt

Man erkennt die unterschiedlichen Trocknungsgeschwindigkeiten deutlicher als in den oben gezeigten Abbildungen. Die Werte für die kritischen Wassergehalte $x_{krit,1}$ und $x_{krit,2}$, welche die unterschiedlichen Trocknungsabschnitte abgrenzen, sind für alle Braunkohlen in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Die Ermittlung der Werte wird beispielhaft für die rumänische Braunkohle mit Hilfe der Abbildung 6.19 vorgestellt.

Der 1. Trocknungsabschnitt kennzeichnet sich durch eine konstante Trocknungsgeschwin-

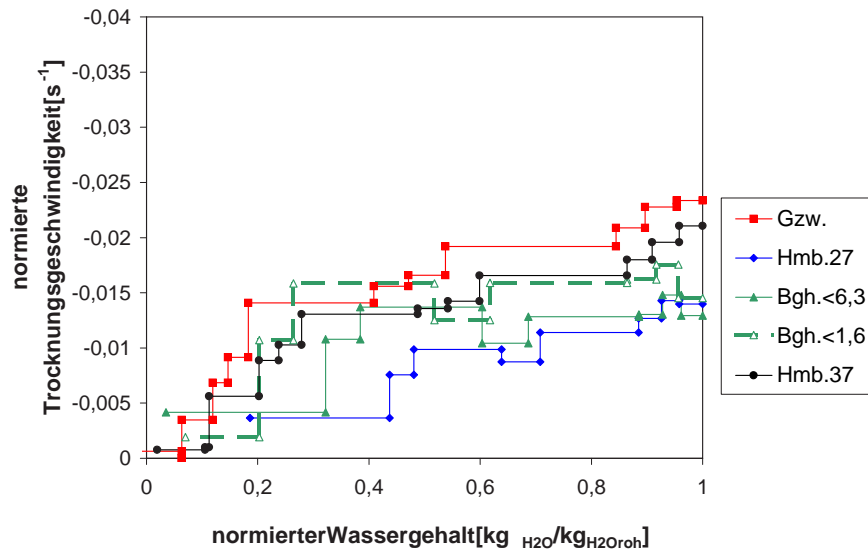


Abb. 6.18: Normierte Trocknungsgeschwindigkeit rheinischer Braunkohlen in Abhängigkeit vom normierten Wassergehalt

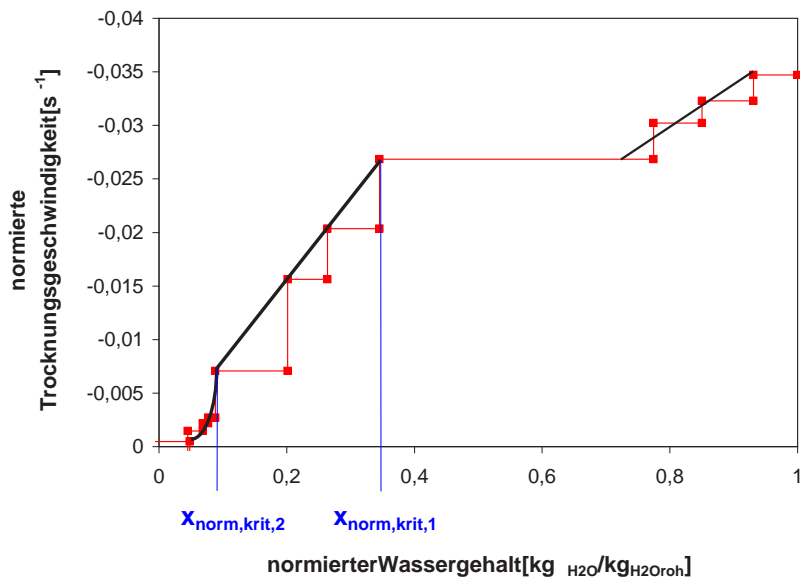


Abb. 6.19: Normierte Trocknungsgeschwindigkeit der rumänischen Braunkohle in Abhängigkeit vom normierten Wassergehalt

digkeit aus und wird begrenzt durch $x_{krit,1}$, hier bei einem normierten Wassergehalt von 0,35 (entspricht ausgehend von einem Rohwassergehalt von 40 Gew.% einem Wasser-

gehalt von 15 Gew.%). Der 2. Trocknungsabschnitt endet bei $x_{krit,2}$, hier bei einem normierten Wassergehalt von 0,09 (entspricht einem absolutem Wassergehalt von 3,6 Gew.%).

In Tabelle 6.3 werden die die Trocknungsabschnitte begrenzenden Wassergehalte aller eingesetzten Kohlen zusammengefasst.

Kohle	$x_{krit,1}$	$x_{krit,2}$	$x_{norm,krit,1}$	$x_{norm,krit,2}$
Garzweiler	0,25	0,085	0,54	0,18
Hambach 27	0,24	0,215	0,48	0,43
Hambach 37	0,28	0,13	0,6	0,28
Bergheim<1,6	0,21	0,17	0,38	0,31
Bergheim<6,3	0,14	0,11	0,26	0,2
poln.	0,23	0,04	0,47	0,085
rumän.	0,15	0,036	0,35	0,09
griech. I	0,19	0,16	0,38	0,33
griech. II	0,15	0,12	0,31	0,25
austral.	0,27	0,07	0,36	0,08

Tab. 6.3: Übersicht Trocknungsabschnitte aller Braunkohlen

Der 2. Trocknungsabschnitt bezeichnet, wie bereits erwähnt, den Beginn der Kapillarwirkung, d. h. unterhalb von $x_{krit,1}$ ist das Wasser als Kapillarwasser gebunden. Zusätzliche Sorptionseffekte, d. h. der 3. Trocknungsabschnitt, beginnt bei Wassergehalten unterhalb von $x_{krit,2}$. Hier liegt multimolekular gebundenes Wasser vor. Zum Vergleich der gemessenen Werte der verschiedenen Kohlen mit den Literaturdaten zur australischen Kohle sind diese in Tab. 6.3 ebenfalls dargestellt.

6.6 Fluidisierungsversuche

Wie bei der Beschreibung der Wirbelschicht-Fluidisierung bereits erwähnt (Kap. 4.5), gibt es sowohl bezüglich der Berechnung des Lockerungslückengrades als auch der Bettexpansion unterhalb des Lockerungspunktes unterschiedliche Theorien. Um für die mathematische Beschreibung des Fluidisierungsverhaltens der verwendeten Braunkohlen die richtigen Ansätze zu verwenden, wurden einfache Fluidisierungsversuche mit einem Plexiglas-Rohr mit Stickstoff-Anströmung durchgeführt. Verwendet wurden sowohl die Kohlen mit vollständigem Kornverteilungsspektrum als auch Fraktionen mit enger Kornverteilung.

In diesem Modell mit einem Nenndurchmesser von 100 mm wird mit Stickstoff, der

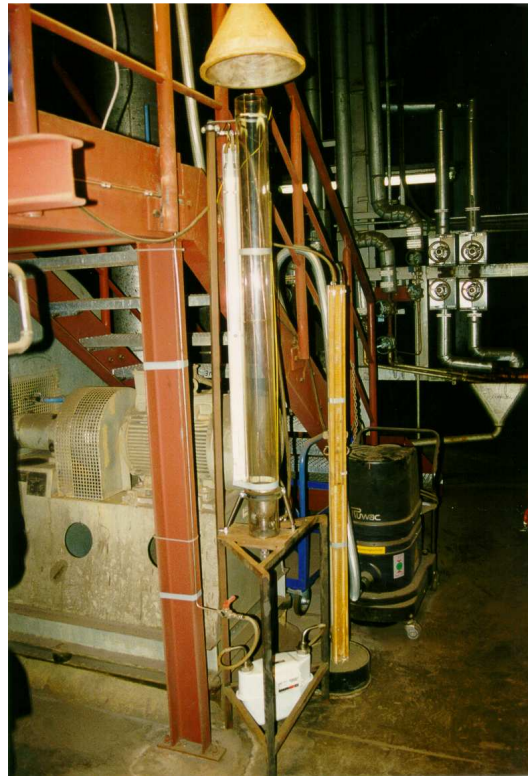


Abb. 6.20: Plexiglas-
Wirbelschichtapparatur

Raumtemperatur hat, über eine poröse Platte als Gasverteiler fluidisiert. Die Druckverluste über die Verteilerplatte und über die Gesamthöhe der Wirbelschicht können mit U-Rohr-Manometern gemessen werden. Der Volumenstrom an Stickstoff lässt sich an einer Gasuhr in der Zuleitung ablesen. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 6.20 dargestellt.

Durch eine Auftragung entsprechend Abb. 4.7 (Wirbelschichtdruckverlust über Anströmgeschwindigkeit) kann dann die Lockerungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Ein typisches Druckverlustdiagramm, aufgenommen am Plexiglasmodell, ist für verschiedene Kornklassen in Abb. 6.21 dargestellt. Verwendet wurden die jeweiligen Fraktionen der bulgarischen Braunkohle.

Wie zu erwarten steigt mit steigender Anströmgeschwindigkeit der Druckverlust. Die absolute Höhe richtet sich dabei nach dem Masseninhalt der Kohleschüttung. Bei den kleinen Partikelgrößen ist kein Aktivierungsspeak bei Lockerungsgeschwindigkeit zu erkennen, jedoch bei den großen Kornklassen. Die groben Partikel sind an der Partikeloberfläche offensichtlich stärker zerklüftet als die kleinen Partikel.

Ebenfalls erwartungsgemäß steigt die Lockerungsgeschwindigkeit mit steigender Korngröße. Wie diese Beobachtung mit den verschiedenen in Kap. 4.5 genannten Theorien übereinstimmt, ist in Abb. 6.22 dargestellt. Dabei wird noch ein theoretischer Ansatz von

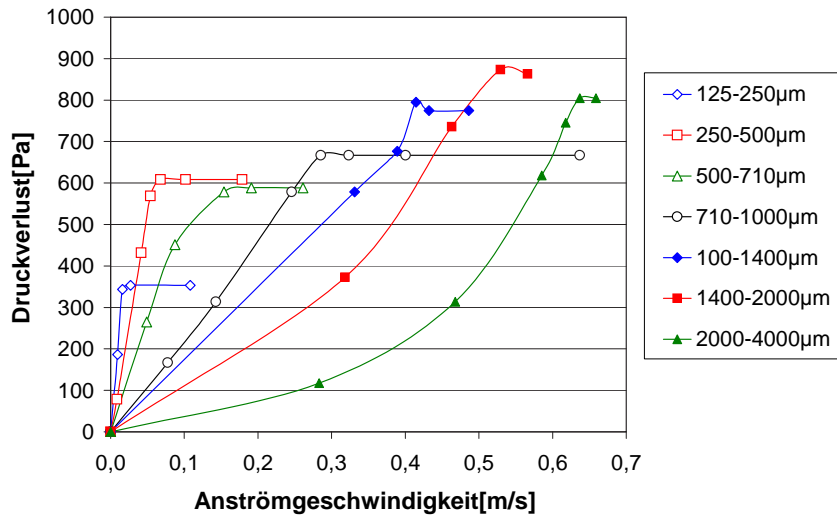


Abb. 6.21: Druckverlust-Messwerte mit verschiedenen engen Kornklassen bulgarischer Braunkohle

Martin [42] hinzugezogen, der sich von Ergun dadurch unterscheidet, dass der Formfaktor für die Partikel unberücksichtigt bleibt.

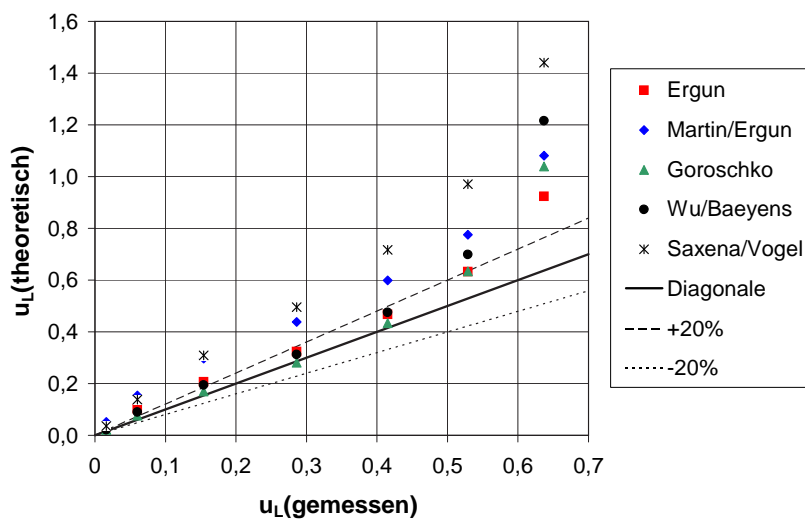


Abb. 6.22: Vergleich gemessener und theoretischer Lockerungsgeschwindigkeiten für enge Kornklassen bulgarischer Braunkohle

Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und gemessenen Werten bei den mittleren Partikelgrößen.

Besser ist dies in Abb. 6.23 zu sehen. Hier sind die relativen Abweichungen direkt über den gemessenen Lockerungsgeschwindigkeiten aufgetragen.

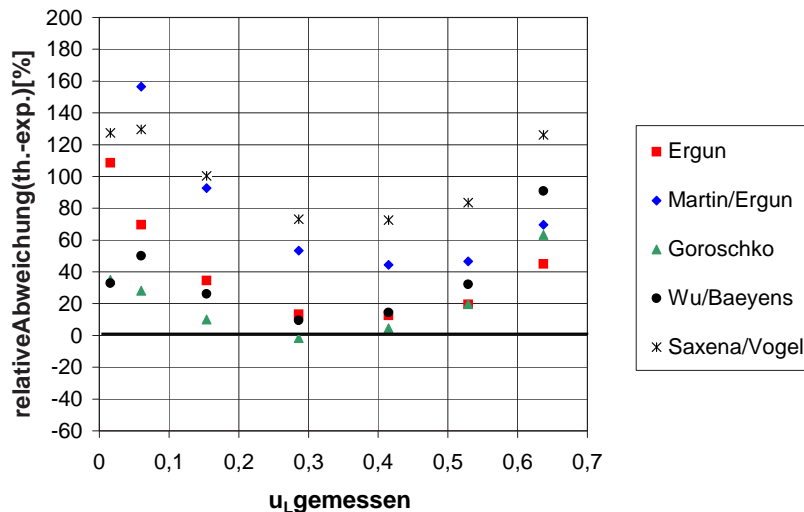


Abb. 6.23: Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für enge Kornklassen bulgarischer Braunkohle auf Basis der mittleren Korndurchmesser

Die Theorie von Goroschko (Gl. 4.9, Kap. 4.5) stimmt mit den Messwerten am besten überein. Für die sehr kleinen und großen Partikel wird eine zu hohe Lockerungsgeschwindigkeit berechnet. Dieses hat seine Ursache darin, dass die gewählte Kornklassenbreite hier größer ist als bei den mittleren Kornklassen (der Faktor zwischen unterer und oberer Grenze jeder Kornklasse beträgt bei den mittleren Kornklassen ca. 1,4, bei den unteren und der oberen Kornklasse beträgt er 2). Den Nachweis gibt Abbildung 6.24.

Hier wurde für die Berechnung der theoretischen Lockerungsgeschwindigkeit nicht der mittlere Korndurchmesser der jeweiligen Kornklasse verwendet, sondern der jeweilige untere Grenzwert. Zur Verdeutlichung des Unterschieds zur Verwendung der mittleren Partikeldurchmesser wird die gleiche y-Skalierung wie in Abb. 6.23 gewählt.

Das Niveau der relativen Abweichung liegt nun bei deutlich niedrigeren Werten, es zeigt auch negative Werte. Im Gegensatz zu der Nutzung des mittleren Korndurchmessers stimmt nun die Theorie von Ergun (Gl. 4.6) am besten mit den Messwerten überein. Offensichtlich führt bereits die Fluidisierung der jeweiligen Feinanteile einer Kornklasse zum endgültigen Wert des Druckverlustes und damit zum Messwert der Lockerungsgeschwindigkeit. Welche Theorie am besten für komplette Kornverteilungen geeignet ist, wurde in weiteren Versuchen an dem Plexiglas-Modell ermittelt. Die Ergebnisse werden nachfolgend dargestellt.

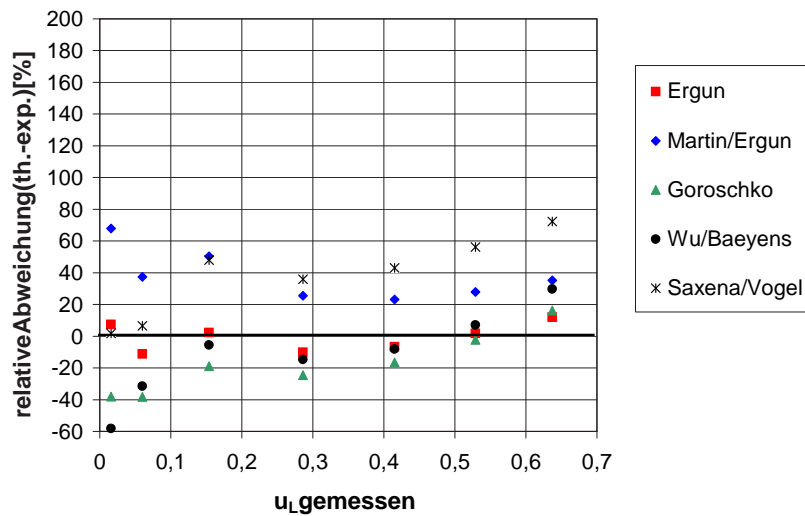


Abb. 6.24: Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für enge Kornklassen bulgarischer Braunkohle auf Basis des jeweils unteren Korndurchmessers

Während die Darstellungen vorab für verschiedene Partikelgrößen der gleichen Kohlesorte erfolgten, werden nun verschiedene, in der Wirbelschichttrocknungsanlage erzeugte Trockenkohlen (unterschiedlicher Dichte und Form) bei ihrer jeweils charakteristischen Partikelgröße mit den Theorien verglichen. Für die Partikelgröße wird hier der Sauterdurchmesser verwendet.

In Abb. 6.25 ist zu sehen, dass der Ansatz nach Martin am besten mit den Messwerten übereinstimmt. D. h., die Berechnung erfolgt ohne Berücksichtigung des Formfaktors. Die oben verwendete Darstellung der relativen Abweichungen wird auch hier mit der gleichen y-Skalierung verwendet, um sie mit den Ergebnissen der engen Kornklassen vergleichen zu können. Der Ansatz nach Martin weicht hiernach mit bis zu $\pm 40\%$ ab. Verwendet man, wie bereits in Kap. 4.5 erwähnt, den Formfaktor direkt mit der Partikelgröße (d/φ), dann zeigt sich wieder die beste Übereinstimmung zwischen den Messwerten und dem Ansatz nach Ergun (siehe Abb. 6.26).

Die Darstellung der relativen Abweichungen zeigt auch hier Abweichungen der besten Theorie (hier von Ergun) von bis zu $\pm 30\%$. Dies war zu erwarten, denn effektiv ist auch dies die Berechnung der Lockerungsgeschwindigkeit *ohne* die Berücksichtigung des Formfaktors (φ kürzt sich heraus). Geringe Unterschiede zum o. g. Ansatz nach Martin ergeben sich lediglich durch die Unterschiede beim theoretischen Lockerungslückengrad aufgrund der Verwendung von d/φ .

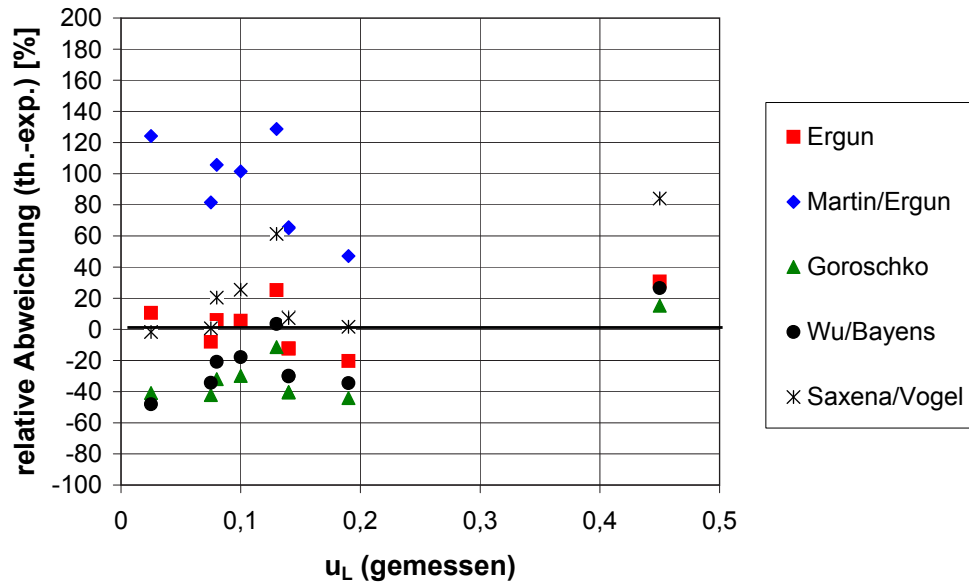


Abb. 6.25: Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s$

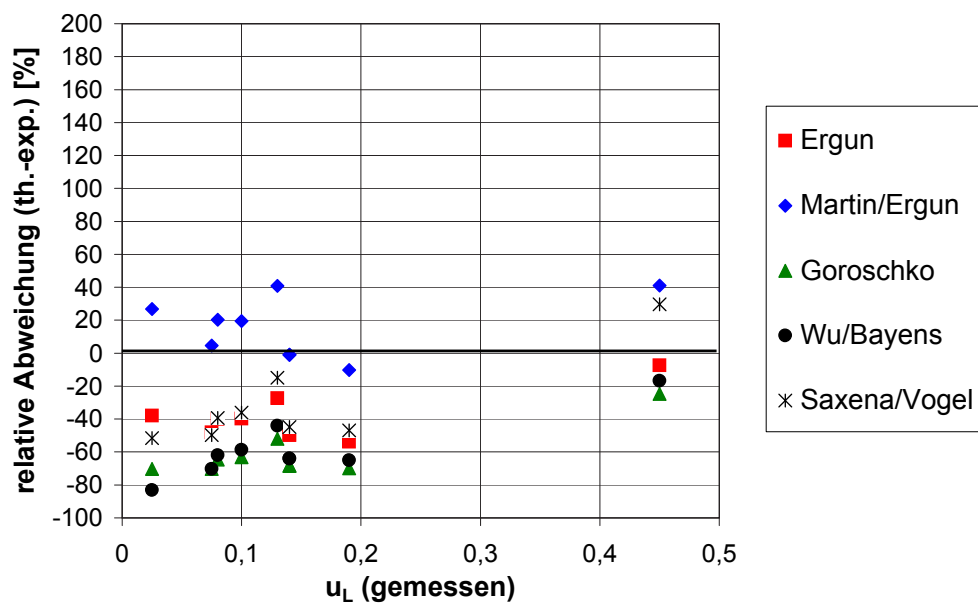


Abb. 6.26: Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s/\varphi$

Wie bereits erwähnt ist die Kenntnis des Lückengrades am Lockerungspunkt entscheidend für die Berechnung der Lockerungsgeschwindigkeit bei der Verwendung einiger theoretischer Ansätze. Deshalb wurde im Rahmen der Versuche mit kompletten Kornverteilungen auch die Bettexpansion gemessen. Die Kenntnis des Expansionsverhaltens ist auch wichtig für den später noch folgenden Vergleich der Theorien mit den Messdaten der Wirbelschichtversuchsanlage, denn hier kann die Bettexpansion nicht direkt beobachtet werden. Die Bettexpansion bei kompletter Kornverteilung im Plexiglasmodell ist beispielhaft in Abb. 6.27 für die bulgarische Feinkohle ($< 1,6 \text{ mm}$) gezeigt.

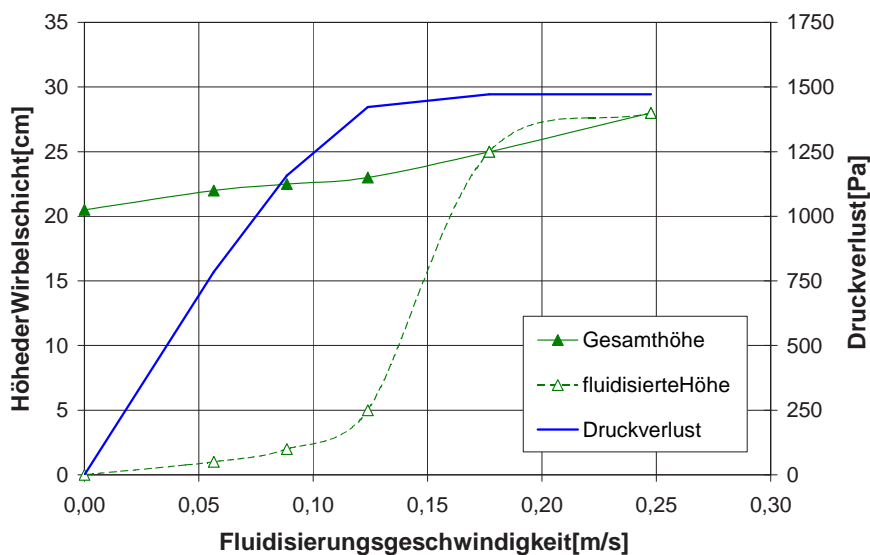


Abb. 6.27: Druckverlust- und Expansions-Messwerte für bulgarische Braunkohle $< 1,6 \text{ mm}$

Zu erkennen ist ein stetiger Übergang vom Festbett zur Wirbelschicht ohne zusätzlichen Aktivierungspeak beim Druckverlust (durchgezogene Linie).

Ebenfalls dargestellt ist die Höhe der Schicht. Man sieht, dass bereits bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten das Bett leicht expandiert, und zwar nahezu linear (punktierete Linie mit gefüllten Dreiecken). Somit wird bestätigt, dass der Lückengrad des Festbettes nach Gl. 4.13 den wahren Lückengrad am Lockerungspunkt nicht exakt wiedergibt.

Im Verlauf der Versuchsdurchführung war zu erkennen, dass die Wirbelschicht unterhalb und kurz oberhalb des Lockerungspunktes nicht vollständig in Bewegung war. Bis zu einer bestimmten Anströmgeschwindigkeit gab es einen entsprechenden Bereich direkt oberhalb des Anströmbodens, der sich offensichtlich nicht bewegte. Zumindest die von außen zu sehenden Randbereiche waren in diesem Abschnitt nicht fluidisiert. Der exakte Punkt der vollständigen Fluidisierung ist mit dieser Methode sicher nicht zu ermitteln, da es Randbereiche mit Rückströmung oder so genannte Totzonen gibt. Aber der grundsätz-

liche Effekt des nicht fluidisierten Schichtanteils ist korrekt wiedergegeben (gestrichelte Linie mit leeren Dreiecken). Für den Betrieb in der Wirbelschicht-Trocknungsanlage musste demnach immer eine ausreichende Überschussanströmung gewählt werden, um eine ausreichende Fluidisierung zu gewährleisten. Bei den oben dargestellten Berechnungen der theoretischen Lockerungsgeschwindigkeit nach Ergun und Martin wurde für den Lückengrad der 1,2fache Wert des Lückengrades der ruhenden Schüttung verwendet.

Die Übereinstimmung der bisher verwendeten Theorien mit den Messwerten aus der Wirbelschichtversuchsanlage werden nachfolgend zusammengefasst. Es werden in gleicher Weise wie für die Versuche mit dem Plexiglas-Modell alle Versuche in der Wirbelschichttrocknungsanlage mit den verschiedenen Kohlen dargestellt. Auch hier wird der Vergleich für den Sauterdurchmesser sowie für den durch φ dividierten Sauterdurchmesser durchgeführt (Abbildungen 6.28 bis 6.29).

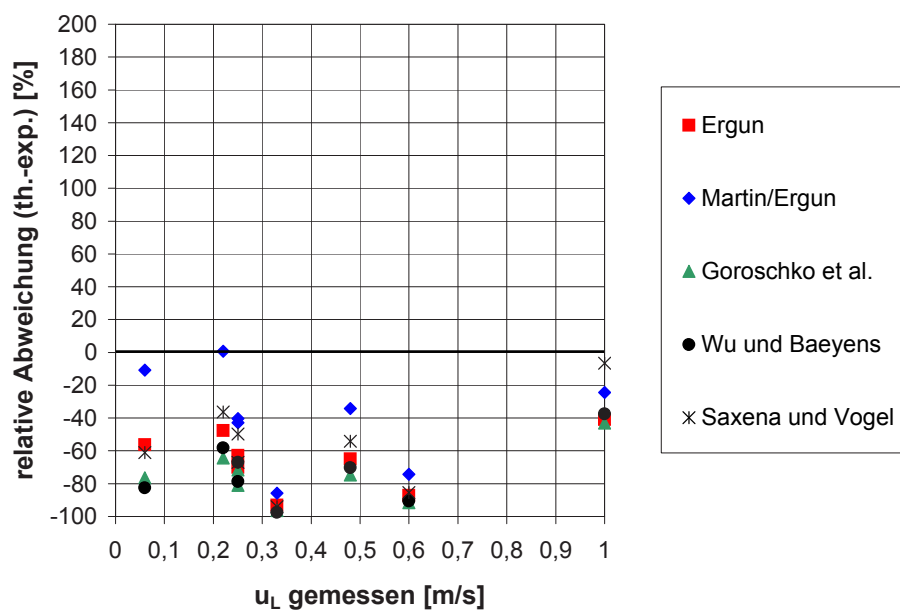


Abb. 6.28: Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s$

Zu erkennen ist, dass die Übereinstimmung mit den Messwerten der Wirbelschichtversuchsanlage deutlich schlechter als bei den Versuchen mit dem Plexiglas-Modell ist. Keine der gewählten Berechnungsarten der Partikelgröße kann als ausreichend genau bezeichnet werden. Ursache ist in erster Linie wahrscheinlich der eingebaute Wärmetauscher, der zu einer inhomogenen Geschwindigkeitsverteilung über die Wirbelschichthöhe führt. Außerdem konnten nur Partikelproben vor und nach der Bestimmung des Locke-

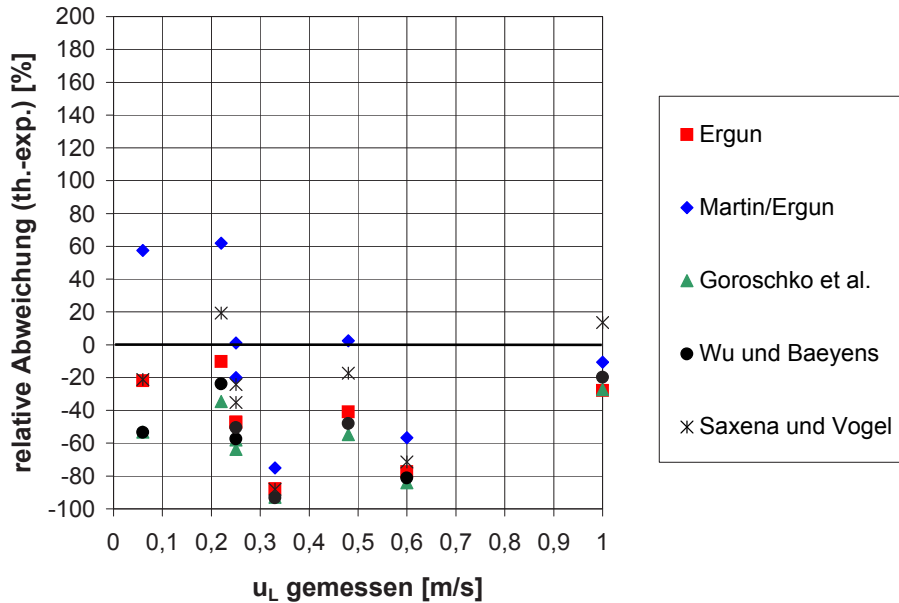


Abb. 6.29: Relative Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Lockerungsgeschwindigkeiten für verschiedene Braunkohlen mit kompletter Kornverteilung mit $\bar{d} = d_s/\varphi$

zungspunktes gezogen werden, die dann nicht direkt dem Fluidisierungszustand bzw. den verschiedenen Fluidisierungszuständen entsprachen. In der Regel tritt während des Versuches bereits Austrag von Feinteilen auf, so dass die mittlere Partikelgröße nach Beendigung des Versuches größer war als während des Versuches und somit die theoretische Lockerungsgeschwindigkeit als zu groß berechnet wird. Dieses wird in den Abbildungen bestätigt. Letztlich sind die Unsicherheiten bei der theoretischen Berechnung des Lockerungslückengrades und der Lockerungsgeschwindigkeit so groß, dass auf Messungen nicht verzichtet werden kann.

6.7 Bestimmung der Gleichgewichtsfeuchten

Um zu wissen, welche Rest- bzw. Gleichgewichtsfeuchten sich bei den Braunkohlen abhängig vom Druck einstellen, wurde dieses beispielhaft für die rheinische Braunkohle an einer TGA (Thermogravimetrische Analyse) untersucht. Durch die Ermittlung der Anfangs- und Restmasse sowie die Anfangsfeuchte wird die Restfeuchte bestimmt. Die Rohkohleprobe wird für die Untersuchung in einen Tiegel gefüllt, dieser Tiegel durch eine Schleuse in den dampfgefüllten Ofenraum eingebracht und der zeitliche Verlauf der

Kohlemasse und damit der Feuchte gemessen. Bei Erreichen einer konstanten Masse wird der Versuch beendet. Um auch Effekte, die bei der Probenahme in der Wirbelschicht-Versuchsanlage auftreten, beurteilen zu können, wurde bei den Versuchen bei höherem Druck der Versuch nicht beendet, sondern der Ofenraum möglichst schnell entspannt. Das sollte die Vorgänge bei der Probenahme in der Versuchsanlage simulieren, da hierbei die Kohle immer schlagartig in einen drucklosen Probenahmebehälter entspannt wird. Der Unterschied zu den Probenahmen in der Versuchsanlage besteht zwar noch darin, dass die Probenahmebehälter nicht mehr unter reiner Dampf Atmosphäre stehen und der Entspannungseffekt auf Grund zusätzlicher Partialdruckdifferenzen bei der Beprobung noch stärker ist. Die ungefähre Größenordnung der dabei auftretenden Verluste kann trotzdem beurteilt werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.30 dargestellt.

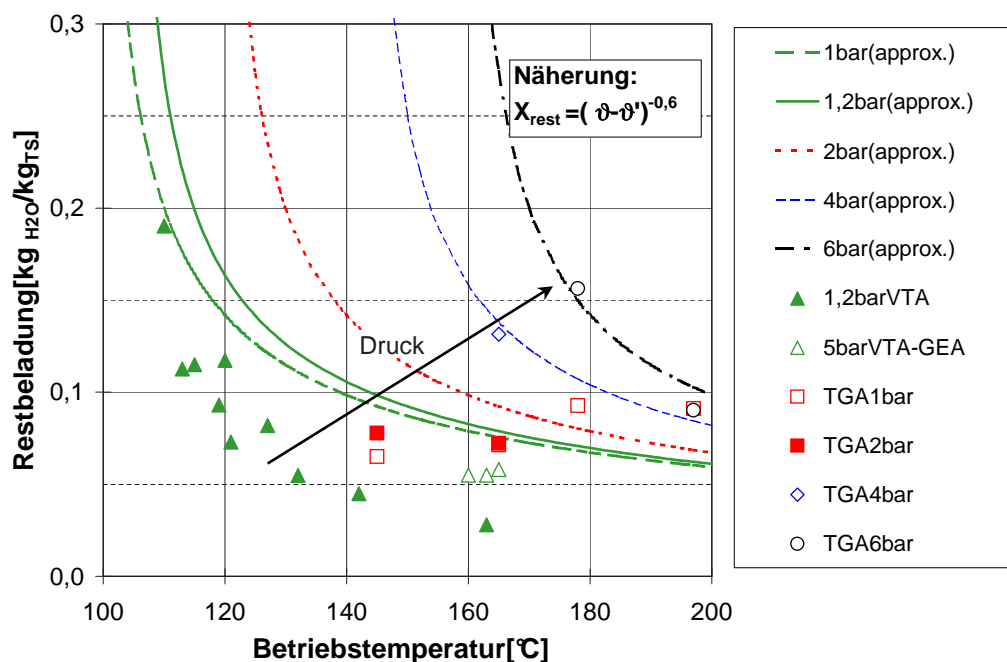


Abb. 6.30: Restbeladung rheinischer Braunkohle abhängig von Temperatur und Druck

Man erkennt, dass durch die schnelle Entspannung auf 1 bar die Restfeuchte deutlich abnimmt. Ausnahme ist der Versuch bei 197 °C. Hier ist die Restfeuchte auch bei 6 bar schon so niedrig, dass die Entspannung keinen großen Nachrocknungseffekt verursacht. Allerdings ist zu bemerken, dass die gemessenen Restfeuchten für 1 bar in den Versuchen bei 175 und 197 °C deutlich höher liegen als in den Versuchen bei 145 und 165 °C. Die Ursache hierfür ist nicht bekannt.

Um für spätere theoretische Berechnungen die Gleichgewichtsfeuchten abhängig vom Druck und von der Temperatur berücksichtigen zu können, werden die Messwerte auf

Basis der Überhitzung (Differenz zwischen Betriebstemperatur und Sättigungstemperatur) approximiert. Beginnend für die Versuche bei 6 bar erhält man die Approximationsgleichung für die Restbeladung

$$X_w = (\vartheta - \vartheta')^{0,6}. \quad (6.1)$$

Dabei erhält man für den Versuch bei 4 bar noch eine gute Übereinstimmung mit dem Messwert, bei 2 und 1 bar nicht mehr. Das gleiche gilt für die Messwerte, die man bei 1,2 bar mit der Wirbelschicht-Versuchsanlage ermittelt. Für die letztgenannten kann noch das Argument hinzugezogen werden, dass die Probenahme-Verluste zu niedrigeren Messwerten als erwartet führen. Dieser Effekt tritt um so deutlicher bei 5 bar auf. Allerdings werden auch schon die Ergebnisse bei 2 bar aus der TGA nicht mehr gut getroffen.

Wird die Approximation zunächst für die Messwerte der Versuchsanlage bei 1,2 bar durchgeführt, so erhält man die Gleichung für die Restbeladung

$$X_w = (\vartheta - \vartheta')^{0,75} - 0,02. \quad (6.2)$$

Diese ist in Abb. 6.31 für alle Druckstufen dargestellt.

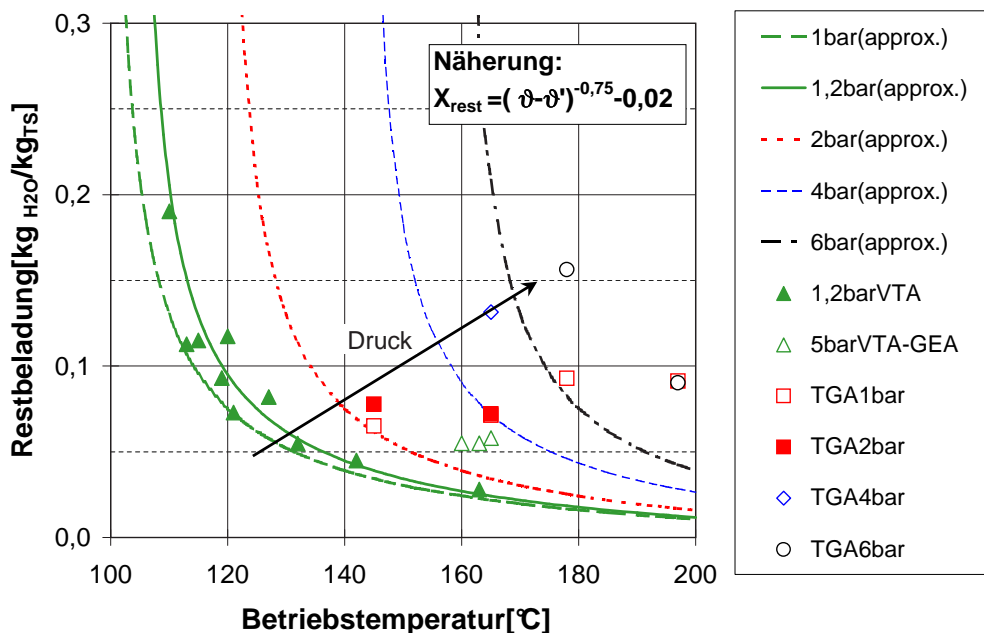


Abb. 6.31: Restbeladung rheinischer Braunkohle abhängig von Temperatur und Druck

In diesem Fall werden alle TGA-Ergebnisse schlecht wiedergegeben, aber auch die Trocknungsergebnisse bei 5 bar in der Wirbelschichtversuchsanlage.

Unabhängig von den Überlegungen, welche Approximation die bessere ist, kann anhand der Versuchsergebnisse aller Kohlen ermittelt werden, ob diese sich durch das Erreichen unterschiedlicher Restfeuchten unterscheiden. Dieses ist in Abb. 6.32 für 1,2 bar dargestellt.

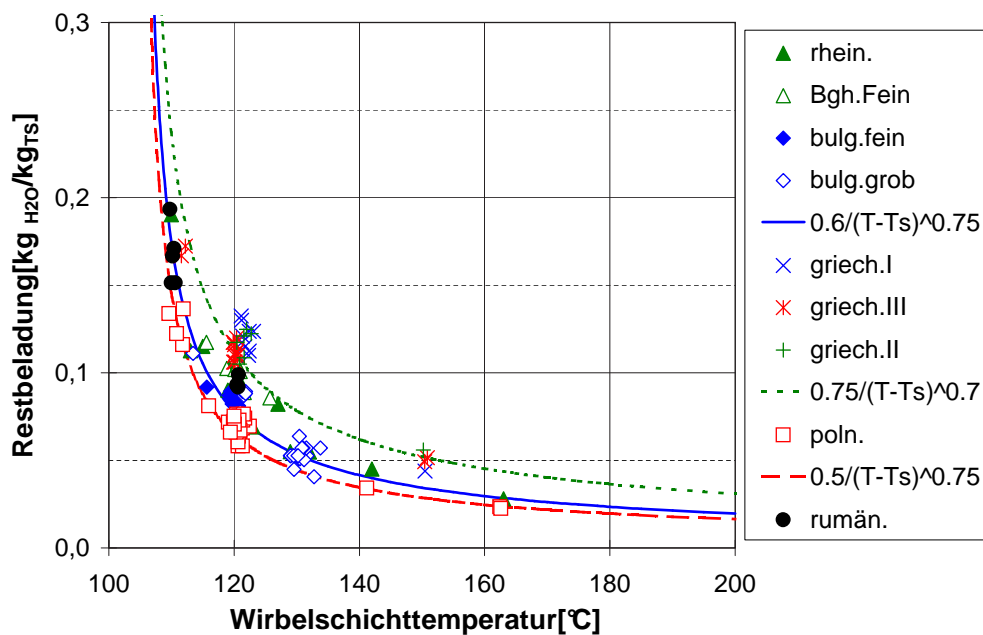


Abb. 6.32: Restbeladung aller Braunkohlen abhängig von der Temperatur bei 1,2 bar

Man kann geringe Unterschiede feststellen, die auf die unterschiedliche Porenstruktur und -verteilung zurückgeführt werden können. Zusätzlich zu den Messwerten wird die jeweils angepasste Approximationsgleichung dargestellt. Für die theoretische Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten unter Berücksichtigung der zeitlich veränderlichen Kohle- daten (Kap. 7.2.2) bzw. für deren Berücksichtigung bei der späteren Auswertung (Kap. 7.2.3) reicht die Verwendung einer "mittleren" Approximationsgleichung für die Restbe- ladung.

7 Ergebnisse der Wirbelschicht-Versuche

7.1 Variation der "statischen" Betriebsparameter

Nachfolgend werden die Ergebnisse der Betriebsparametervariationen vorgestellt, bei deren Auswertung bzw. Vergleich mit den Theorien keine zeitliche Veränderung der Kohlepartikel unterstellt wird. Die Verweilzeit der Kohle in der Wirbelschicht lag immer deutlich über der notwendigen Trocknungszeit.

7.1.1 Einfluss der Fluidisierungsgeschwindigkeit

Anhand der Versuchsreihe mit rheinischer Braunkohle wird hier auf den Einfluss der Fluidisierungsgeschwindigkeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten α eingegangen. In Abb. 7.1 wird α in Abhängigkeit von der Fluidisierungsgeschwindigkeit für zwei verschiedene Druckstufen dargestellt.

Bei den Versuchen bei 1,2 bar a konnte die Fluidisierungsgeschwindigkeit nicht so weit wie bei 5 bar a variiert werden. Im unteren Bereich wurde die Wirbelschicht instabil, im oberen Bereich war der Austrag so groß, dass ein Weiterbetrieb nicht sinnvoll war. Bei 5 bar a war die Wirbelschicht im allgemeinen stabiler, was daher resultierte, dass der Dichteunterschied zwischen Partikel und Wirbelmedium nicht so groß war wie bei atmosphärischem Druck. Das Maximum ist bei 5 bar a deutlicher ausgeprägt als bei 1,2 bar a. Bei den Versuchen bei 5 bar a wurde zwar parallel zur Variation der Fluidisierungsgeschwindigkeit auch die Wirbelschichttemperatur verändert, dieses hat aber keinen so großen Effekt, dass er hier zum tragen kommt.

In der Abb. 7.1 werden die Messwerte auch mit theoretischen Berechnungen verglichen. Verwendet werden die Theorie nach Martin (Kap. 4.6.2.2.1) auf Grund ihrer weiten Verbreitung und ihrer breiten Datenbasis sowie die Theorie nach Dietz (Kap. 4.6.2.2.3), die eine Weiterentwicklung der Theorie nach Molerus darstellt. Beide Theorien zeigen jeweils einen Maximalwert für den Wärmeübergangskoeffizienten, allerdings bei unterschiedlichen Fluidisierungsgeschwindigkeiten. Bei Martin liegt der Maximalwert bei niedrigeren

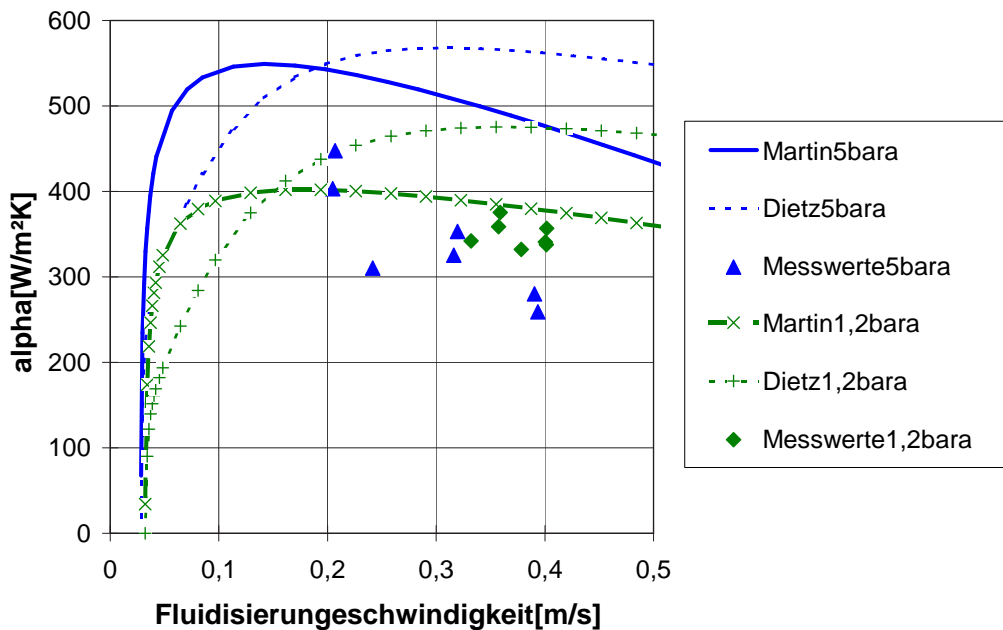


Abb. 7.1: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten rheinischer Kohle von der Fluidisierungsgeschwindigkeit

Fluidisierungsgeschwindigkeiten als bei Dietz.

Man erkennt für den Betrieb bei 1,2 bar a, dass die Theorie nach Martin mit den Messwerten gut übereinstimmt. Dabei wird als Partikelgröße der Sauterdurchmesser der getrockneten Kohle verwendet, wie sie nach dem Austritt aus der Wirbelschicht anfällt. Die Partikeldichten ergeben sich dann aus der analysierten Restfeuchte und der Reindichte. Verwendet man diese Werte bei den Rechnungen nach Dietz, so erhält man deutliche Unterschiede zu den Messwerten. Die Werte nach Dietz liegen zwischen 25 und 45 % zu hoch.

Im nachfolgenden Kapitel wird der Einfluss der Wirbelschichttemperatur dargestellt. Die Auswertung und Diskussion des im oben gezeigten Diagramm erkennbaren Einflusses des Druckes erfolgt danach im Kap. 7.1.3.

7.1.2 Einfluss der Wirbelschichttemperatur

Wie in Kap. 4.6.1 sowie 4.6.2.1 zu sehen war, ist der gaskonvektive Anteil des Wärmeübergangs maßgeblich von den Stoffdaten des Fluidisierungsmediums abhängig. Dieses wiederum wird u. a. durch seine Temperatur bestimmt. In Abb. 7.2 wird dieses beispielhaft

für die griechische Feinkohle (III) (Tab. 6.1) gezeigt.

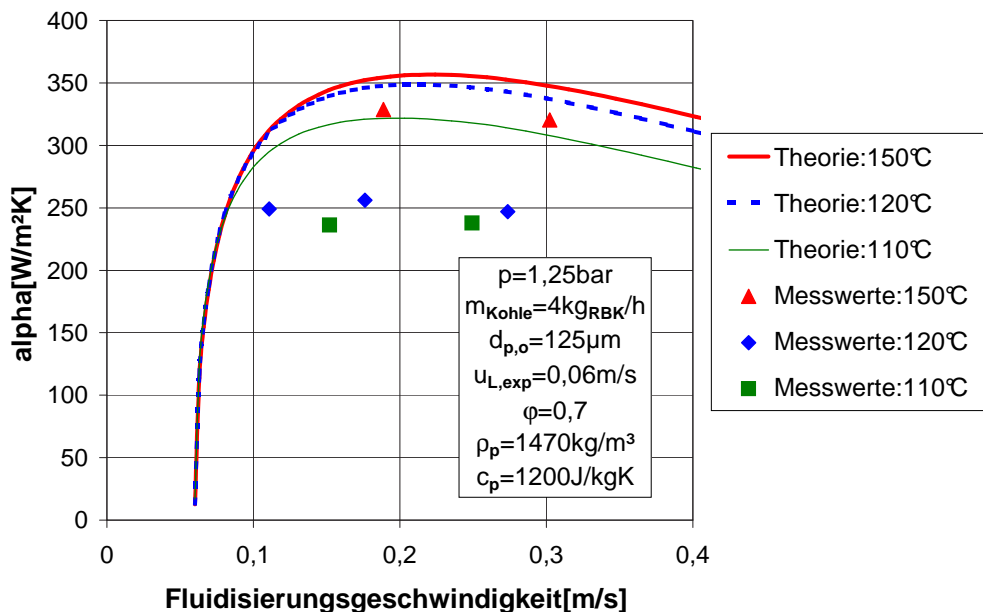


Abb. 7.2: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten griechischer Feinkohle (III) von der Fluidisierungsgeschwindigkeit - Vergleich mit der Theorie von Martin

Dargestellt wird auch hier wiederum α in Abhängigkeit von der Fluidisierungsgeschwindigkeit. Dabei wird nach drei verschiedenen Wirbelschichttemperaturen unterschieden. Man erkennt, dass α mit steigender Wirbelschichttemperatur ansteigt. Die Wahl der optimalen Wirbelschichttemperatur hängt dabei nicht nur von der eingesparten Wärmetauscherfläche, sondern auch von den höheren Betriebstemperaturen und den damit verbundenen Energieverlusten bzw. dem höheren Isolierungsaufwand ab. Außerdem sinkt mit steigender Betriebstemperatur die Restfeuchte in der Trockenkohle, die unter Umständen trockener als notwendig aus der Trocknungsanlage abgezogen wird (siehe auch Kap. 6.7).

Der Vergleich mit der Theorie zeigt zunächst, dass die Wahl des Sauterdurchmessers als Partikelgröße unzureichend scheint. Die Messwerte für 110 und 120 °C liegen deutlich unterhalb der theoretischen Werte. Die Messwerte für 150 °C liegen näher an den theoretischen Werten.

Bei Verwendung der massengemittelten Partikelgröße fällt der Vergleich zwischen Theorie und Experiment allerdings noch deutlich schlechter aus (siehe Abb. 7.3).

Der Vergleich bei Verwendung des Sauter-Durchmessers fällt noch besser aus, wenn nicht die gleichen Werte für z. B. die Partikelgröße oder den Lockerungspunkt für alle

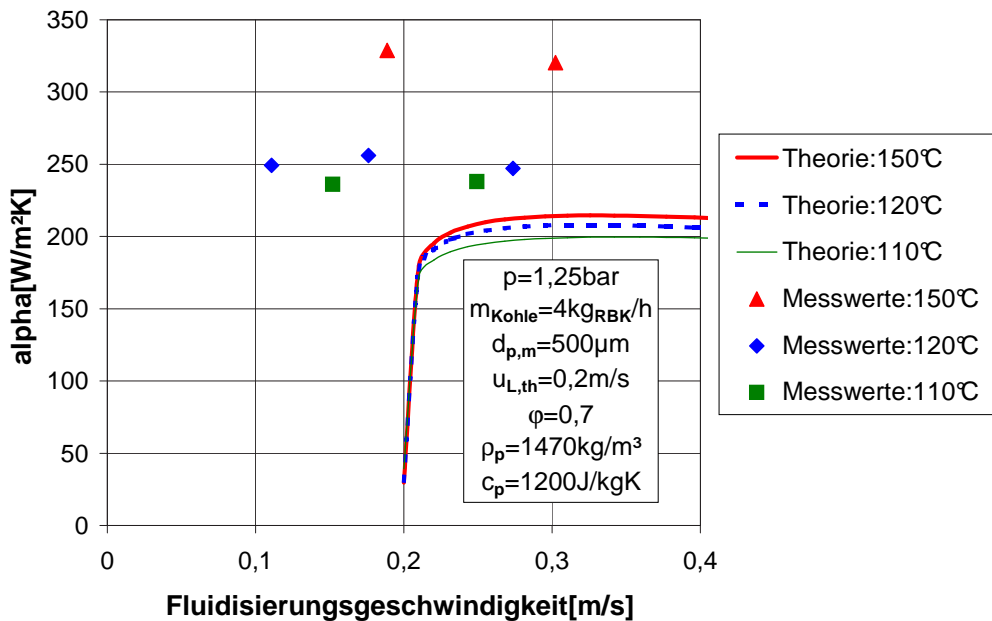


Abb. 7.3: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten griechischer Feinkohle (III) von der Fluidisierungsgeschwindigkeit - Vergleich mit der Theorie von Martin

Rechnungen gewählt wird, sondern exakt die Werte aus dem jeweiligen Versuch eingesetzt werden. Dieser Vergleich wird in Kap. 7.1.5 für die verschiedenen Braunkohlen bzw. die verschiedenen Messkampagnen zusammengefasst. An dieser Stelle spricht weiterhin vieles für die Verwendung des Sauter-Durchmessers als mittlere Partikelgröße. Deshalb wird ausschließlich dieser im Rahmen der weiteren Vergleiche als Basis für die Theorien verwendet.

7.1.3 Einfluss des Betriebsdruckes

Nachdem bereits in Kap. 7.1.1 für rheinische Braunkohle der Effekt der Druckerhöhung auf α zu erkennen war, wird dieses nachfolgend für die bulgarische Braunkohle (grobe Fraktion) dargestellt und diskutiert. Es findet nochmals ein Vergleich der Messergebnisse mit beiden Theorien statt.

Man erkennt in Abb. 7.4 wieder in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit ein Maximum des Wärmeübergangskoeffizienten für die verschiedenen Drücke. Der Unterschied zwischen den maximalen Werten beider Druckstufen beträgt ca. 20 %.

Wie sich der Einfluss des Druckes auf den Wärmeübergangskoeffizienten α in Abhängig-

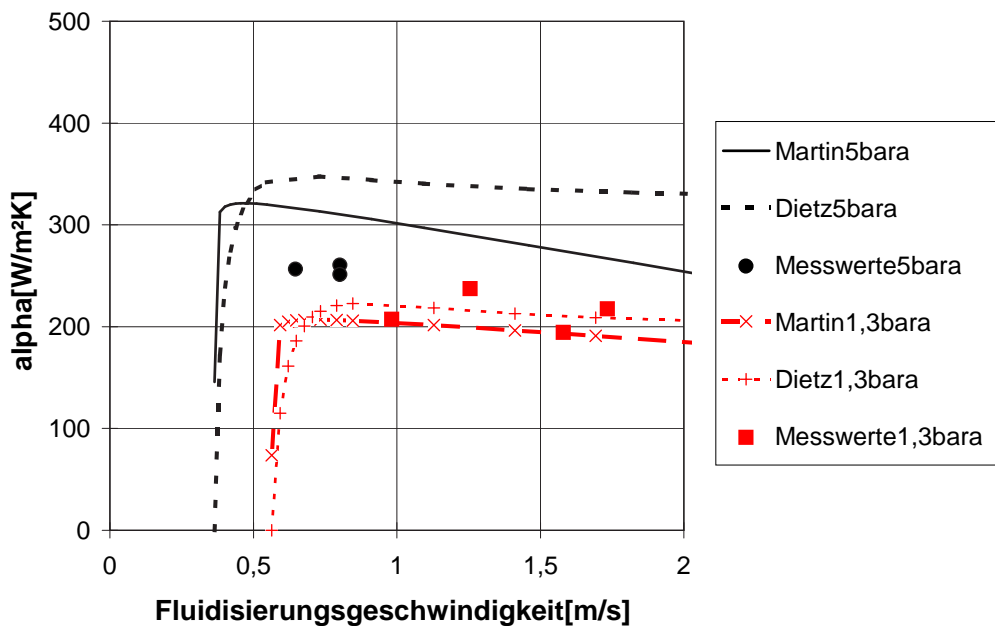


Abb. 7.4: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten bulgarischer Grobkohle von der Fluidisierungsgeschwindigkeit

keit von der Partikelgröße verändert, wird für die beiden ausgewählten Theorien von Martin und Dietz nachfolgend gezeigt und diskutiert.

In den Abbildungen 7.5 und 7.6 werden die auf Basis der beiden Theorien berechneten maximalen Wärmeübergangskoeffizienten (bei jeweils optimaler Anströmgeschwindigkeit) in Abhängigkeit von der Partikelgröße für zwei verschiedene Drücke (1,2 und 5 bar a) aufgetragen. Letztere liegen am unteren und oberen Ende des möglichen Betriebsbereiches der Wirbelschichtversuchsanlage. Der dargestellte Bereich der Partikelgröße deckt den Bereich der analysierten Kornklassen der Kornverteilungen der verwendeten Braunkohlen ab. Verwendet wird die Partikeldichte von rheinischer trockener Braunkohle mit einem Formfaktor von 0,7 und ein Lückengrad am Lockerungspunkt von 0,4. Außerdem wird in den Diagrammen die relative Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten (rechte Skala) dargestellt.

Zur Berechnung der theoretischen Werte wird für die Betriebstemperatur jeweils eine Überhitzung von ca. 10 K zugrunde gelegt. Für beide Theorien erkennt man einen Anstieg des Druckeffektes mit steigender Partikelgröße. Allerdings sinkt gleichzeitig der absolute Wärmeübergangskoeffizient. Welche Definition der mittleren Partikelgröße (massen- oder oberflächengemittelt) nun die bessere für den Vergleich mit den Theorien ist, zeigen die nachfolgenden Auswertungen sowie zunächst die bereits gezeigte Abb. 7.1.

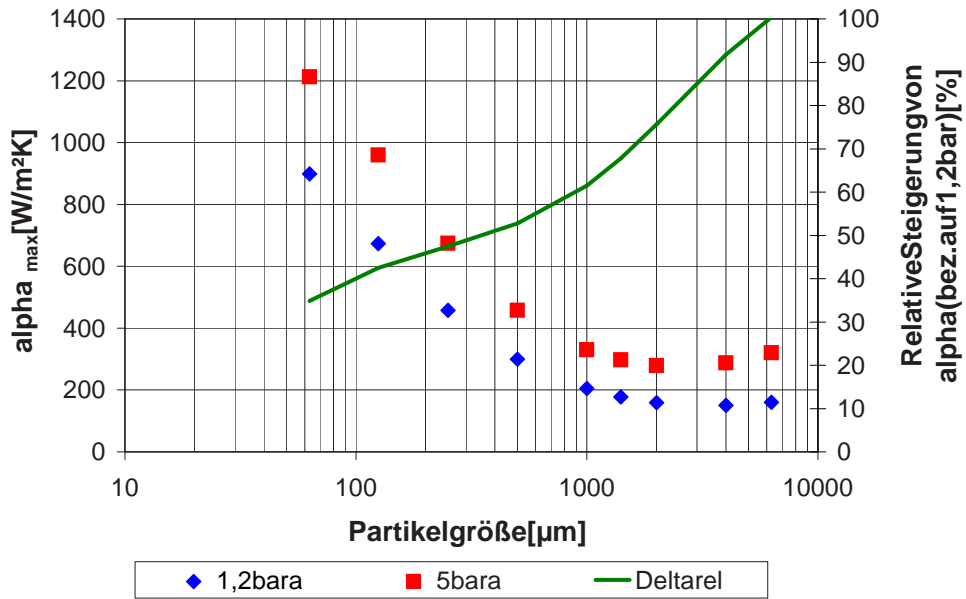


Abb. 7.5: Abhängigkeit des max. Wärmeübergangskoeffizienten (rhein. Braunkohle) von der Partikelgröße und vom Druck nach der Theorie von Martin

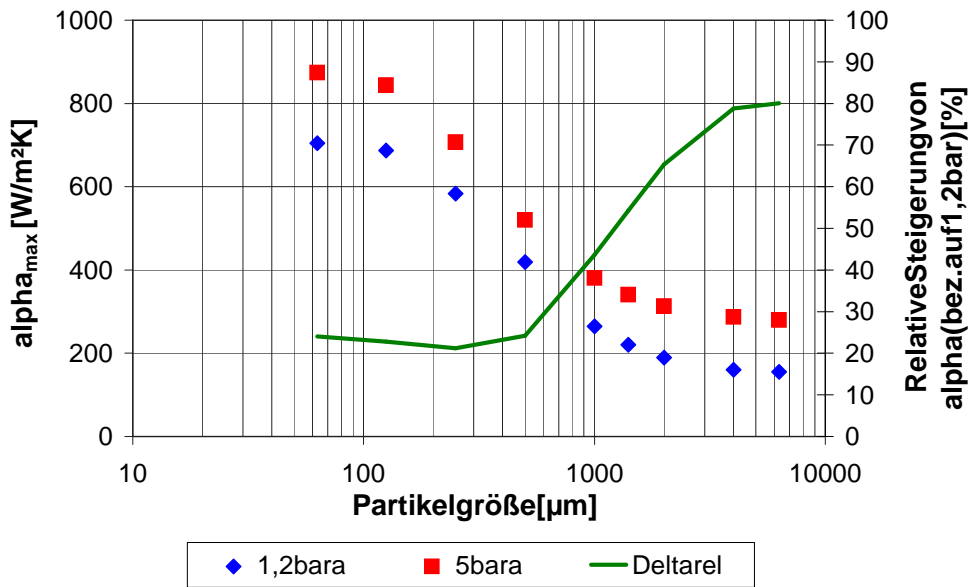


Abb. 7.6: Abhängigkeit des max. Wärmeübergangskoeffizienten (rhein. Braunkohle) von der Partikelgröße und vom Druck nach der Theorie von Dietz

Die nachfolgende Interpretation der Versuchsergebnisse bzw. deren Vergleich mit den Theorien ist in so weit nicht exakt möglich, da es sich entgegen der Annahmen in den Theorien nicht um Partikel einer einzigen Korngröße handelt, sondern um eine Mischung mit einer breiten Korngrößenverteilung (siehe Tabelle 6.1).

7.1.4 Einfluss der Partikelgröße

Im nächsten Diagramm 7.7 werden die Wärmeübergangskoeffizienten aller Kohlen bei Standardbedingungen dargestellt. Die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten werden über der Partikelgröße aufgetragen, und zwar zunächst über dem massengemittelten Durchmesser. Der dargestellte theoretische Bereich des Wärmeübergangskoeffizienten umfasst alle theoretischen Werte, die für alle Kohlen unter Nutzung der entsprechenden kohlespezifischen Stoffdaten berechnet wurden.

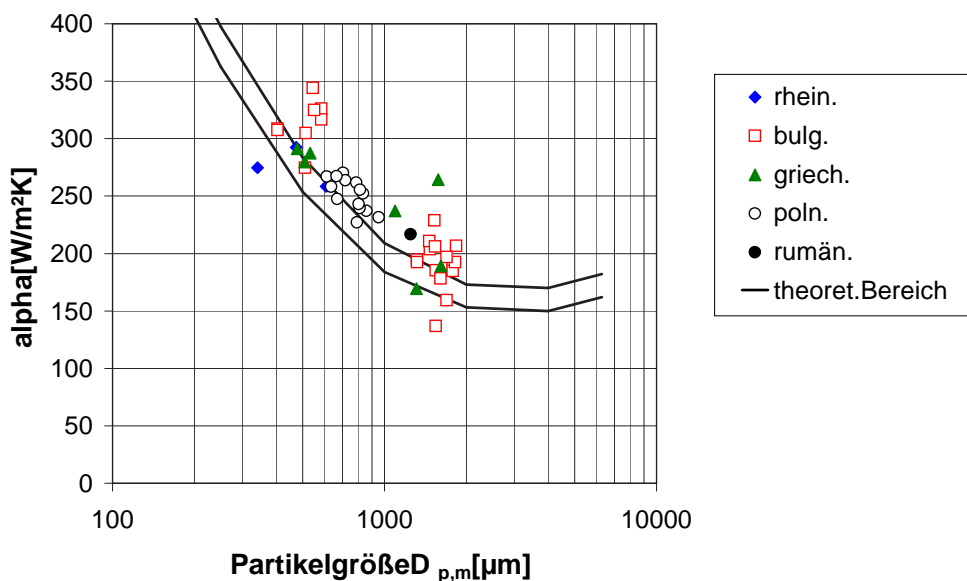


Abb. 7.7: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten aller Kohlen von der massengemittelten Partikelgröße - Vergleich mit der Theorie nach Martin mit $\varphi=0,7$

Die theoretischen Werte liegen auch hier (vgl. Abb. 7.3) wieder unterhalb der gemessenen Werte.

Verwendet man an Stelle des massengemittelten Durchmessers den Sauter-Durchmesser (Abb. 7.8), so scheint auf den ersten Blick die Abweichung zu den Messwerten größer zu sein. Allerdings ist es realistischer, dass die maximal erwarteten Wärmeübergangskoeffizienten größer als die Messwerte sind, da es sich bei diesen nur selten wirklich um

den Maximalwert handelt.

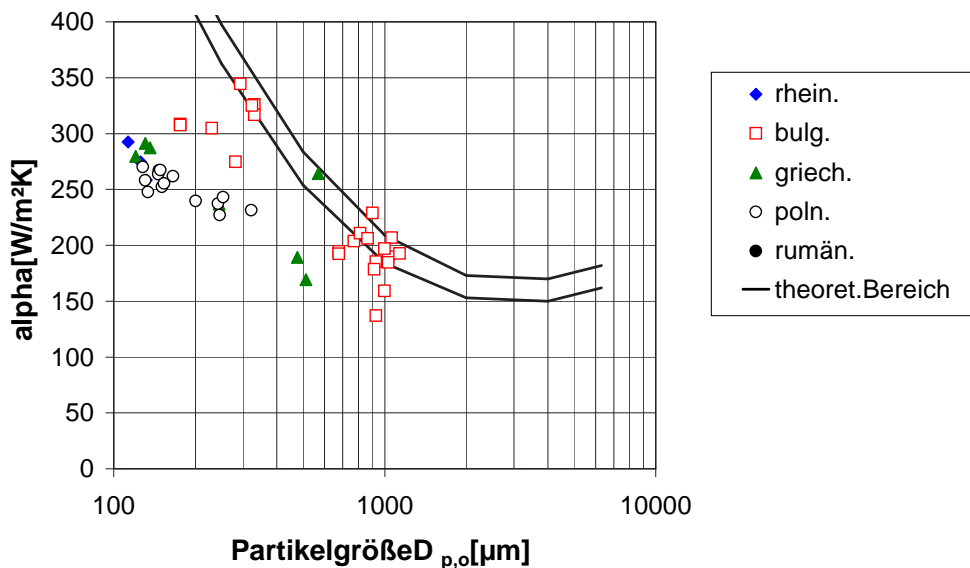


Abb. 7.8: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten aller Kohlen von der oberflächengemittelten Partikelgröße (Sauterdurchmesser) - Vergleich mit der Theorie nach Martin mit $\varphi=0,7$

Man kann den Vergleich "korrigieren", indem man den Formfaktor anpasst. Dabei erhält man Werte zwischen 0,45 und 0,7 für die verschiedenen Kohlen. Das Ergebnis dieser Anpassung zeigt Abb. 7.9.

Wie zu erkennen ist, kann man tatsächlich durch Anpassung des Formfaktors eine sehr gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Werten für α erreichen. Dieses Vorgehensweise ist allerdings technisch nicht zielführend, da die Werte u. a. deutlich unter den typischen und bekannten Werten für Formfaktoren liegen [71]. Dieses Vorgehen wird deshalb für die Verwendung der Theorie nach Dietz nicht durchgeführt.

Ein zusammenfassender Vergleich der Messwerte mit den Theorien und die Diskussion zur richtigen Anwendung der Theorien erfolgt zunächst in Kap. 7.1.5. Danach wird der Einfluss des Rohkohlemassenstroms bzw. der Verweilzeit der Partikel in der Wirbelschicht auf den Wärmeübergangskoeffizienten näher erläutert und dargestellt (Kap. 7.2.1). Abschließend erfolgt in Kapitel 7.2.3 ein Vergleich der Messwerte mit den Theorien unter Berücksichtigung der Verweilzeit.

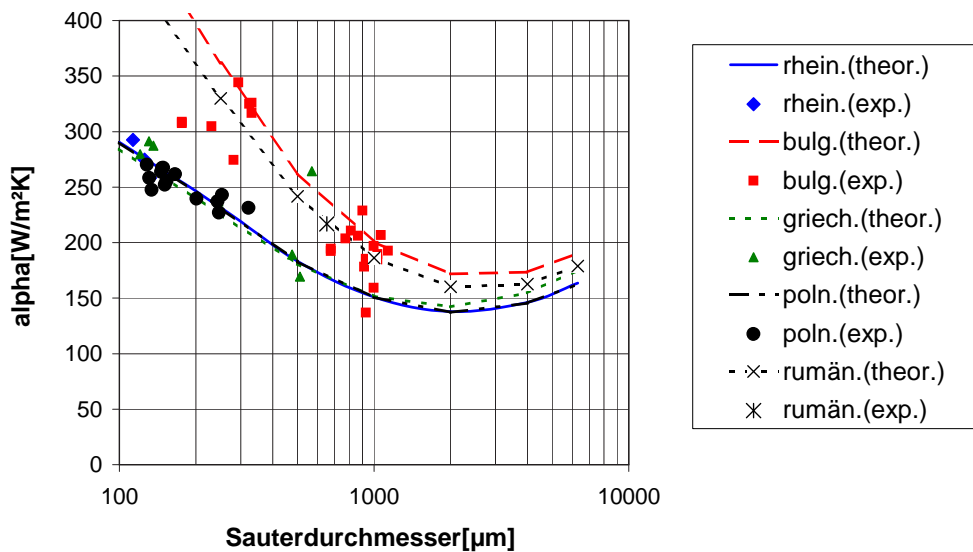


Abb. 7.9: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten aller Kohlen vom Sauterdurchmesser - Vergleich mit der Theorie nach Martin mit angepasstem φ

7.1.5 Vergleich zwischen Experimenten und Theorien

Bei den bisher dargestellten Vergleichen zwischen experimentellen und theoretischen α -Werten wurden die theoretischen Kurven mit einer konstanten Partikelgröße berechnet. Abhängig von der Fluidisierungsgeschwindigkeit und anderer Betriebsparameter war die tatsächliche Partikelgröße jedoch jeweils verschieden. Die verwendete Partikelgröße entsprach dabei dem Mittelwert aus den verglichenen Versuchen. Aufgrund der Differenz zwischen tatsächlicher und verwendeter Partikelgröße kommt es zu entsprechenden Abweichungen zwischen den erwarteten und gemessenen Werten. Deshalb werden nachfolgend die Messwerte mit den theoretischen Werten unter Verwendung der konkret (je Versuch) ermittelten Partikelgröße verglichen.

Die nachfolgenden Vergleiche in diesem Kapitel basieren auf den in den Kapiteln 4.6.2.2.1 und 4.6.2.2.3 vorgestellten Theorien von Martin und Dietz ohne Berücksichtigung der Trocknungskinetik bzw. der Veränderung der Kohledaten während der Trocknung.

Die Vergleiche werden wie folgt dargestellt: Für jeden konkreten Versuch werden die entsprechenden Betriebsbedingungen (Druck und Wirbelschichttemperatur) sowie die Kohleeigenschaften im getrockneten Zustand in beide Theorien eingesetzt. Dabei erfolgt jeweils ein Vergleich bei Verwendung des massengemittelten Partikeldurchmessers bzw. des Sauterdurchmessers. Um zu erkennen, bei welchen Versuchsbedingungen die

größten Abweichungen sowie die besten Übereinstimmungen vorliegen, werden einmal die dargestellten Versuche nach den Betriebsbedingungen und einmal nach der jeweiligen Braunkohle unterschieden.

Abbildung 7.10 zeigt als erste den Vergleich der Messwerte mit der Theorie von Martin bei Verwendung des massengemittelten Partikeldurchmessers und Unterscheidung nach Betriebsbedingungen. Standardbedingungen meint den Betrieb bei einem Druck von 1,25 bis 1,35 bar a und einer Wirbelschichttemperatur von ca. 120 °C. Niedrige Temperatur meint 110 bis 115 °C, hohe Temperatur 140 bis 160 °C. Druck heißt 5 bar a bei Temperaturen zwischen 157 und 170 °C.

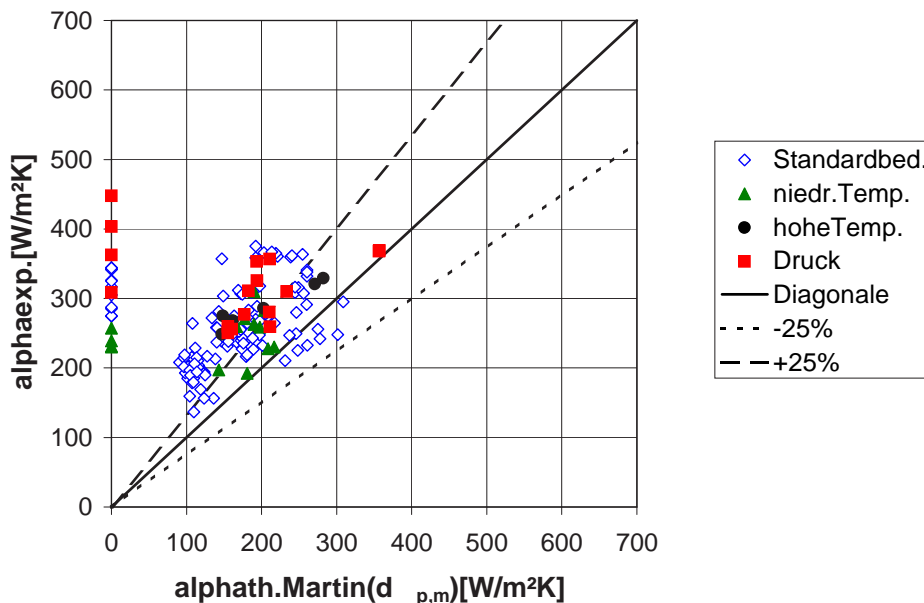


Abb. 7.10: Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen

Wie bereits in Abb. 7.3 ist hier zu erkennen, dass die theoretischen Werte überwiegend kleiner sind als die Messwerte. Dies gilt unabhängig von den gewählten Betriebsbedingungen. Dass einige Werte nicht berechenbar sind ($\alpha_{th} \hat{=} 0$) liegt daran, dass die theoretische Lockerungsgeschwindigkeit für die gemessene Partikelgröße größer als die tatsächliche Fluidisierungsgeschwindigkeit ist und damit unsinnige Ergebnisse entstehen. Weitere Abweichungen von der Theorie entstehen dadurch, dass für die groben Partikelfractionen die experimentell ausgeführte Fluidisierungsgeschwindigkeit unterhalb der theoretischen Lockerungsgeschwindigkeit liegt und damit der Wärmeübergangskoeffizient für diese Fractionen nicht berechenbar ist.

Die Unterscheidung nach Kohleart (Abb. 7.11) zeigt offensichtlich eine gute Übereinstimmung ($\pm 25\%$) bei der griechischen Feinkohle. Die Schlussfolgerung, bei allen anderen Kohlearten falsche Parameter für die theoretische Berechnung verwendet zu haben, wäre allerdings hier zu voreilig.

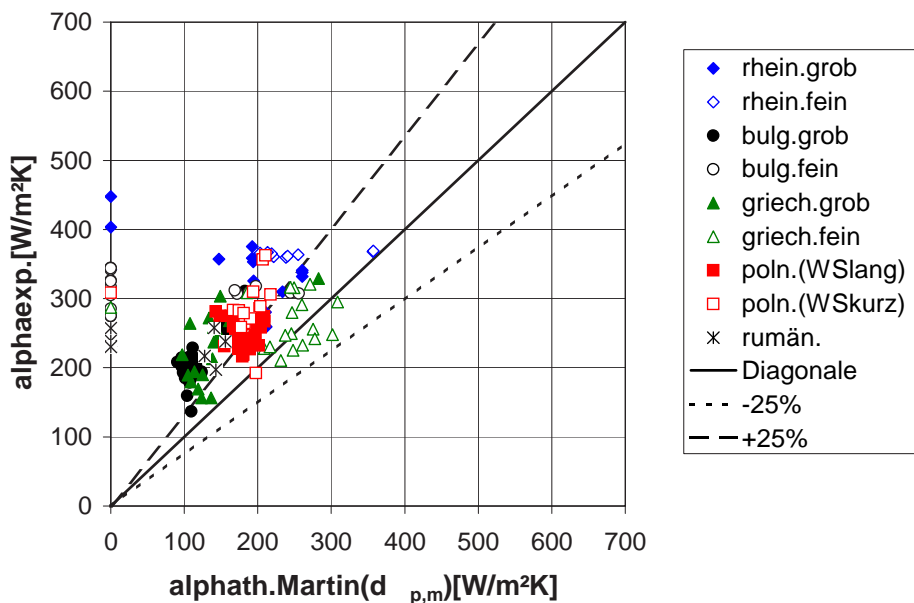


Abb. 7.11: Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe

Verwendet man an Stelle des massengemittelten Partikeldurchmessers den Sauterdurchmesser, so ergibt sich Abb. 7.12.

Für den größten Teil der Messwerte zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung mit der Theorie. Es gibt aber auch einen signifikanten Anteil, für den die theoretischen Werte deutlich größer sind. Dies gilt wiederum unabhängig von den gewählten Betriebsbedingungen.

Die Unterscheidung nach Kohleart zeigt diesmal, dass vor allem die griechische Feinkohle nicht korrekt berechnet wird (Abb. 7.13). Aber auch der Rest scheint nicht so deutlich von den Betriebsbedingungen beeinflusst zu sein, wie es die Theorie erwarten lässt. Die experimentellen Werte vieler Kohlearten sind nahezu "konstant", während die Theorie jeweils einen weiten Bereich für α abdeckt, d. h. einen Einfluss der Betriebsbedingungen oder der veränderten Partikelgröße "vorausberechnet".

Der Vergleich der Messwerte mit der Theorie von Dietz zeigt bei Verwendung des mas-

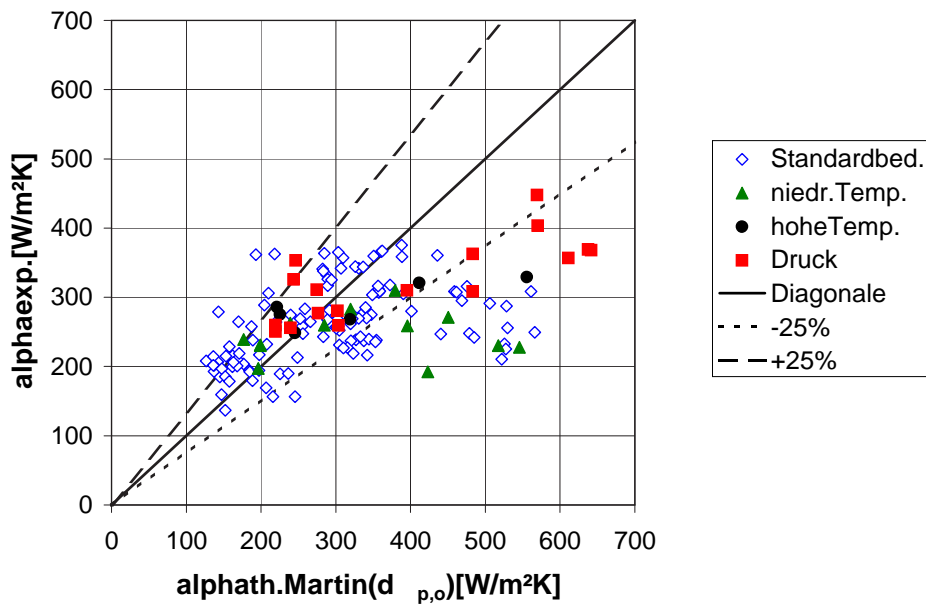


Abb. 7.12: Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen

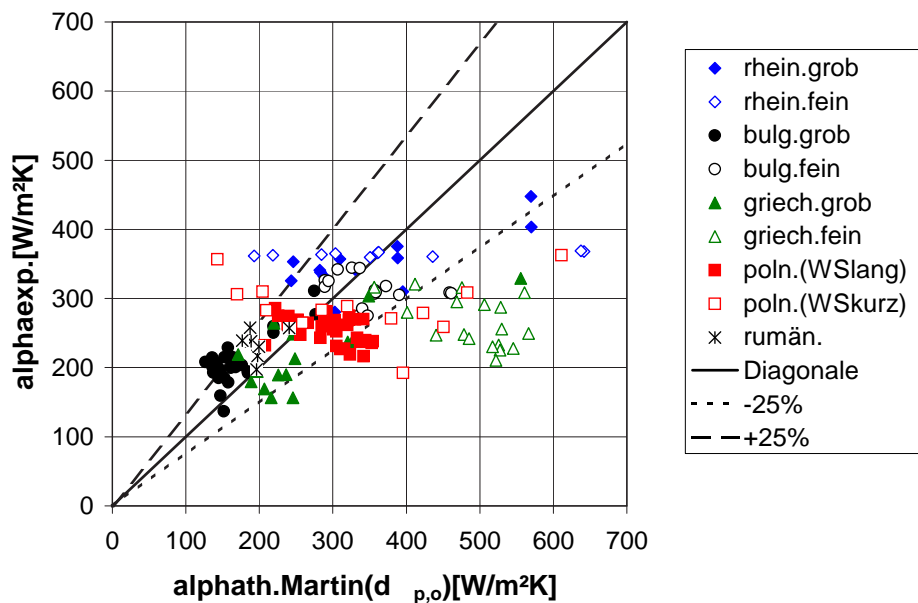


Abb. 7.13: Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe

sengemittelten Partikeldurchmessers ein etwas anderes Ergebnis als der Vergleich mit Martin. Wie in Abb. 7.14 zu erkennen ist, werden die Messwerte besser abgebildet als bei mit der Theorie von Martin.

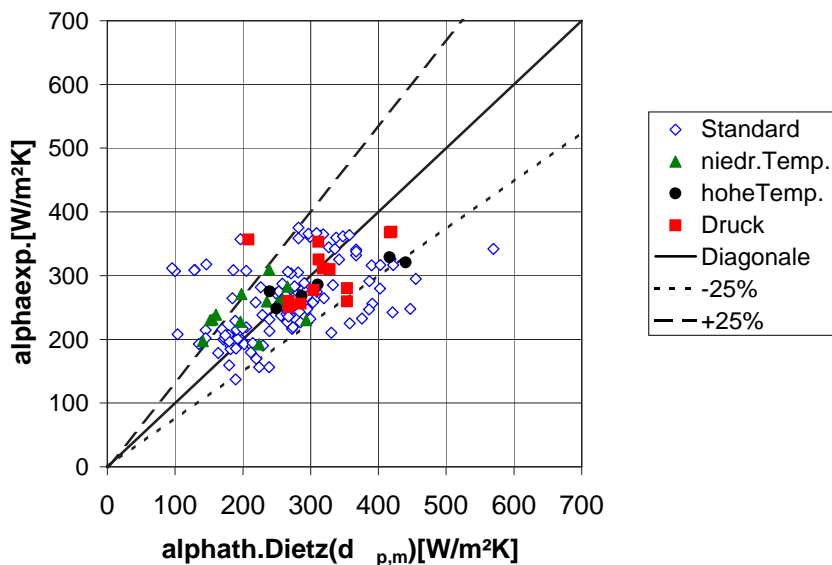


Abb. 7.14: Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen

Lediglich die theoretischen Werte der griechischen Feinkohle weichen deutlicher von den Messwerten ab (Abb. 7.15).

Bei Verwendung des Sauterdurchmessers zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei Martin. Auch die Theorie von Dietz lässt deutlichere Einflüsse der Betriebsparameter bei allen Kohlen erwarten als sie messtechnisch ermittelt werden (Abb. 7.16).

Entgegen den Darstellungen in Kap. 7.1.4 scheint doch die Wahl des massengemittelten Partikeldurchmessers die bessere für die theoretische Berechnung des α -Wertes zu sein. Dabei zeigt die Theorie von Dietz eine weiterreichende Übereinstimmung mit den Messwerten als die von Martin. Will man also eine Großanlage auslegen, bei der die Verweilzeit deutlich größer als die notwendige sein soll (abh. von der Auslegungsphilosophie des jeweiligen Planers), so sollte zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten die Theorie nach Dietz unter Verwendung des massengewichteten Durchmessers verwendet werden. Um eine optimierte Anlagenauslegung zu erreichen, muss die Verweilzeit auf

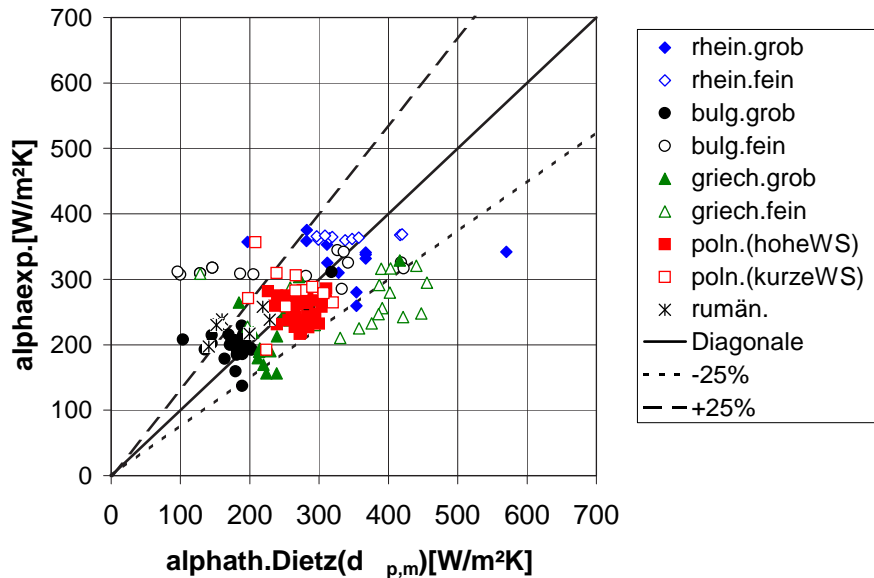


Abb. 7.15: Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe

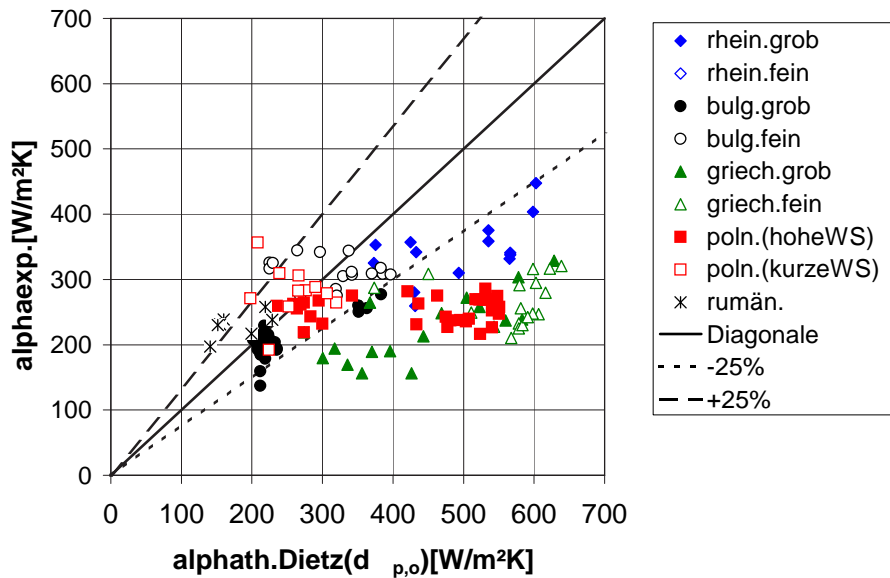


Abb. 7.16: Vergleich des experimentellen mit dem theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe

die erforderliche Trocknungszeit verringert bzw. angepasst werden. Ob bei den dann relevanten kinetischen Effekten der Vergleich der Theorien untereinander und mit den Versuchsergebnissen genau so ausfällt, wird in Kap. 7.2 gezeigt.

7.2 Variation der "kinetischen" Betriebsparameter

Nachfolgend werden die Ergebnisse der Betriebsparametervariationen dargestellt, bei denen es um die kinetischen Effekte bzw. die zeitliche Veränderung der Kohlepartikel während der Trocknung geht.

7.2.1 Einfluss des Rohkohlemassenstroms und der Verweilzeit

Wie bereits in Kap. 5.2.4 erwähnt, wurde ein Einfluss der Verweilzeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten α vermutet. Dieses konnte aber in den bisherigen Versuchen nur indirekt bestimmt werden, indem der Rohkohlemassenstrom variiert wurde. Abb. 7.17 zeigt dies beispielhaft für die griechische Braunkohle.

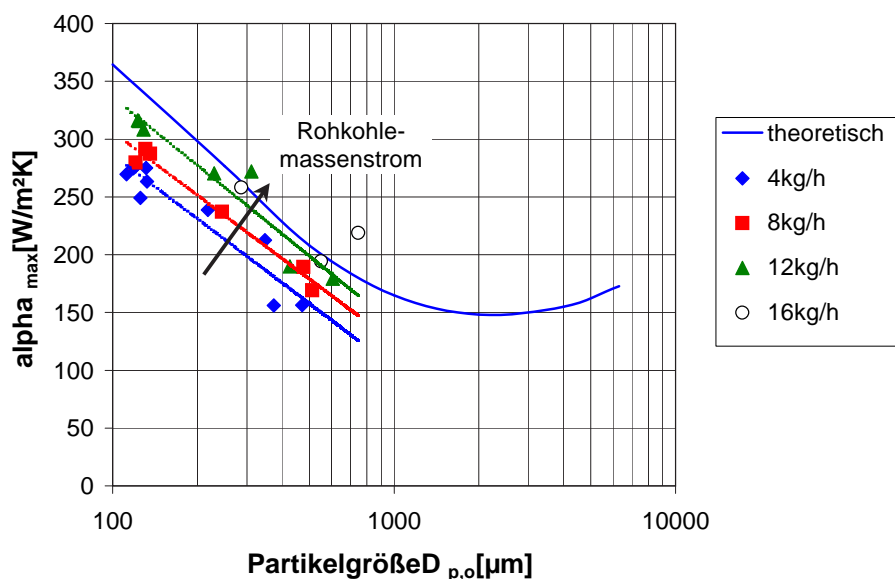


Abb. 7.17: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der griechischen Kohle vom Sauterdurchmesser und vom Rohkohlemassenstrom

Mit steigendem Rohkohlemassenstrom steigt offensichtlich auch α . Da durch die Steigerung des Rohkohlemassenstroms gleichzeitig die Strömungsverhältnisse in der Wirbelschicht beeinflusst werden (z. B. Erhöhung des Brüden- und Gesamtdampfmassenstroms und somit Erhöhung der Fluidisierungsgeschwindigkeit in der Wirbelschicht) konnte dieser Effekt nicht eindeutig auf die Verweilzeit zurückgeführt werden.

Aus diesem Grund wurde wie in Kap. 5.2.1 beschrieben die Wirbelschicht im Rahmen der Versuchskampagne mit polnischer Braunkohle verkürzt, um die Verweilzeit direkt und ausschließlich bei sonst gleichen Betriebsbedingungen zu verringern. Der Rohkohlemassenstrom wurde auch nach dem Umbau zwischen 4 und 12 kg/h variiert. Die entsprechenden α -Werte zeigt Abb. 7.18 (für 120 °C) .

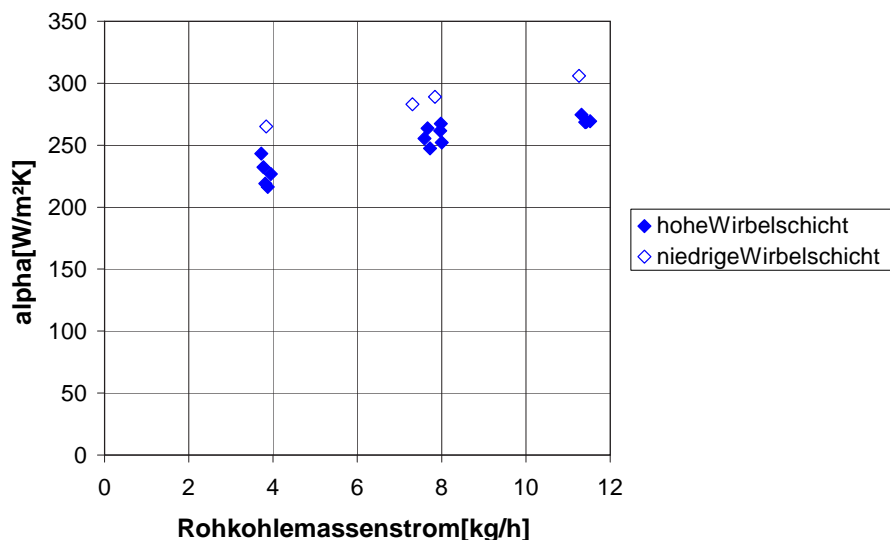


Abb. 7.18: Abhängigkeit des Wärmetransportkoeffizienten der polnischen Braunkohle vom Rohkohlemassenstrom und der Wirbelschichthöhe

Für beide Wirbelschichthöhen ist zu erkennen, dass α mit steigendem Rohkohlemassenstrom ansteigt. Die Messwerte bei niedriger Wirbelschichthöhe (kürzerer Verweilzeit der Partikel in der Wirbelschicht) liegen durchweg über denen bei hoher Wirbelschicht. Eine gleichzeitig aufgetretene Verringerung der Partikelgröße könnte die Ursache für diesen Effekt sein. Die Abnahme des Sauterdurchmessers von ca. 147 μm (bei hoher Wirbelschicht) auf ca. 120 μm bei niedriger Wirbelschicht bewirkt allerdings nur eine Erhöhung von α um ca. 4 %. Die beobachtete Zunahme beträgt jedoch mehr als 10 %. Die Verweilzeit spielt offensichtlich doch die entscheidende Rolle. Dies bestätigt sich bei Auftragung der Messwerte über der Verweilzeit (Abb. 7.19).

Der Trend lässt den deutlichen Schluss zu, dass das Phänomen des sich mit dem Rohkohlemassenstrom ändernden α -Wertes ein Effekt der Verweilzeit ist.

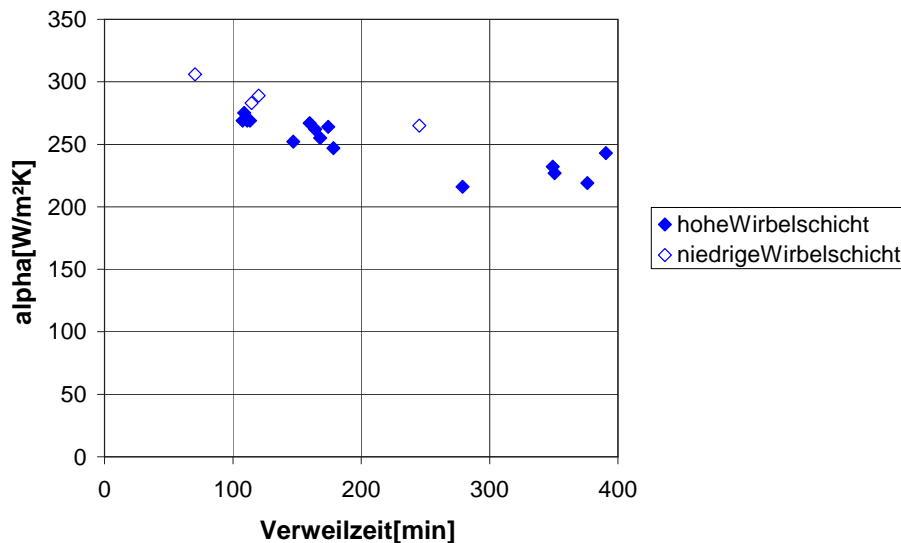


Abb. 7.19: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der polnischen Braunkohle vom Rohkohlemassenstrom und der Wirbelschichthöhe

In allen bisher gezeigten Versuchen war die Verweilzeit offensichtlich immer noch so groß, dass bei den herrschenden Betriebsbedingungen (Druck und Wirbelschichttemperatur) die Endfeuchte oder Gleichgewichtsfeuchte der jeweiligen Braunkohle erreicht wurde. Um zu erkennen, wie groß die Mindestverweilzeit, d. h. die kumulierten Zeiten des ersten und zweiten Trocknungsabschnitts, ist, wurde versucht, durch Absenkung der Betriebstemperatur und Senkung der Verweilzeit auf ein Mindestmaß (durch Erhöhung des Rohkohlemassenstroms auf den anlagentechnisch maximal möglichen) nicht nur den Einfluss der Verweilzeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten, sondern auch auf die Kohlefeuchte messtechnisch zu erfassen. Hierzu wurde die polnische Braunkohle bei einer Wirbelschichttemperatur von nur 110 °C und einem Rohkohlemassenstrom von bis zu 16 kg/h getrocknet. Es sollte erreicht werden, dass die Trocknungsgeschwindigkeit abgesenkt wird, so dass die Verweilzeit größer ist als die Trocknungszeit und die Kohlepartikel noch nicht die Endfeuchte erreichen. Die Kohleproben wurden direkt nach der Probenahme in grobe und feine Fraktionen gesiebt. Anhand des Wassergehaltes der groben Partikel, die länger für eine vollständige Trocknung benötigen als feine Partikel, sollte dieser Einfluss sichtbar gemessen werden. Zunächst wird im Vergleich zur Wirbelschichttemperatur von 120 °C der Wärmeübergangskoeffizient α über dem Rohkohlemassenstrom aufgetragen (Abb. 7.20).

Der Einfluss des Rohkohlemassenstroms auf α ist auch bei einer Wirbelschichttemperatur von 110 °C deutlich zu erkennen. Die Werte bei 120 °C liegen wie erwartet höher als bei 110 °C.

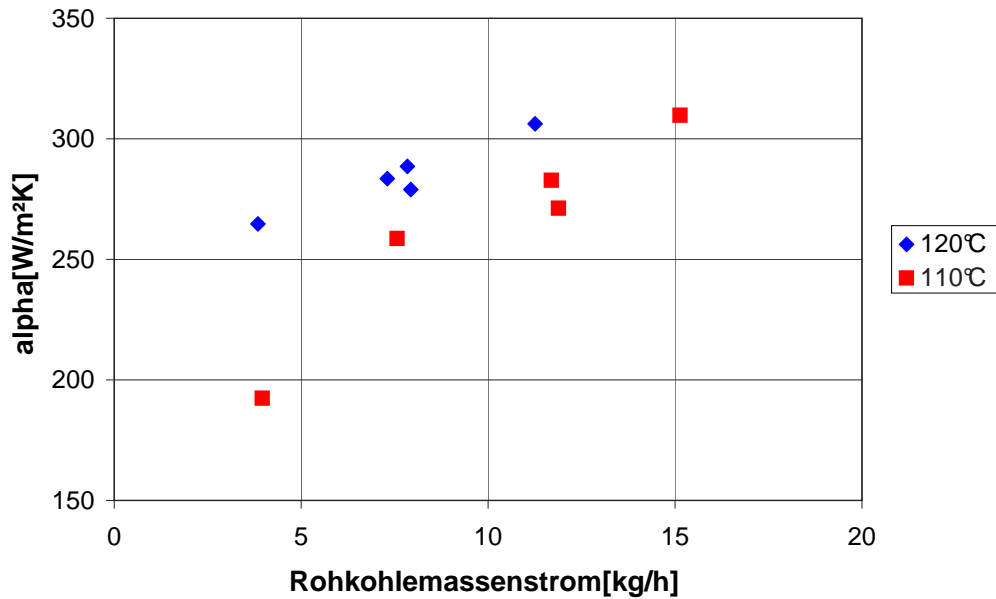


Abb. 7.20: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der polnischen Braunkohle vom Rohkohlemassenstrom und der Wirbelschichttemperatur

Wie nun die Trocknungskinetik bei der Verwendung der Theorien von Martin und Dietz berücksichtigt werden können, wird nachfolgend in Kap. 7.2.2 erläutert.

7.2.2 Empirischer Ansatz zur Trocknungskinetik

Über die Phänomene bei der Trocknung poröser Stoffe besteht in der Literatur weitgehende Einigkeit. Wegen der großen Anzahl der einzelnen Phänomene ist es jedoch schwierig, alle Mechanismen in einem Modell mit vertretbarem Aufwand zu berücksichtigen. Neben vielen anderen Modellen (eine Übersicht gibt z.B. [72]) wird ein einfacher, empirischer Exponentialansatz vorgeschlagen, der vorwiegend zur Berechnung des Masseverlustes bei sehr kleinen Partikeln angewandt wird. Wie bei einer chemischen Reaktion wird für die Trocknungsgeschwindigkeit angesetzt

$$\frac{dx}{dt} = -k \cdot x \quad (7.1)$$

Integration ergibt dann

$$x = x_{t=0} \cdot e^{-kt} \quad (7.2)$$

Der Faktor k ist eine anzupassende Konstante. Dieser Ansatz ist sehr allgemein. Den Ansatz nach Gleichung 7.2 wählt auch Hannes [73], setzt jedoch die Integrationsgrenzen etwas anders

$$\int_{x_0-x_\infty}^{x-x_\infty} \frac{dx}{x} = -k \int_0^t dt \quad (7.3)$$

$$\ln \left(\frac{x - x_\infty}{x_0 - x_\infty} \right) = -kt \quad (7.4)$$

$$x = (x_0 - x_\infty) \cdot e^{-kt} + x_\infty \quad (7.5)$$

Eine Energiebilanz um ein einzelnes trocknendes Partikel ergibt

$$\alpha \cdot A \cdot (\vartheta_{WS} - \vartheta_S) = \dot{m}_W \cdot r_0 = m_K \cdot \dot{x} \cdot r_0 \quad (7.6)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α kann über beliebige theoretische Ansätze berechnet werden. $(\vartheta_{WS} - \vartheta_S)$ ist die Temperaturdifferenz zwischen dem Fluidisierungsmedium und der Satttdampf Temperatur, die sich bei dem Anlagendruck einstellt. r_0 bezeichnet die Verdampfungsenthalpie.

$$\alpha \cdot \pi d_P^2 \cdot (\vartheta_{WS} - \vartheta_S) = \dot{x} \cdot \rho_{tr} \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_P^3 \cdot r_0 \quad (7.7)$$

$$\dot{x} = \frac{6 \alpha \cdot (\vartheta_{WS} - \vartheta_S)}{\rho_{tr} \cdot r_0 \cdot d_P} = k \quad (7.8)$$

Der Bruch in Gl. 7.8 wird als Konstante in Gl. 7.5 benutzt. Diese Festlegung ist durchaus willkürlich, führt aber zu guter Übereinstimmung mit Messwerten [73]. Damit lässt sich nun bei bekanntem α die Trocknungszeit berechnen oder schritt- und wechselweise α und x . D. h. im Rohzustand des Partikels kann α berechnet werden, damit k und schließlich ein neuer Wert x nach einer bestimmten Zeit t . Für das Partikel mit dem neuen Wert x kann ein neuer α -Wert ermittelt werden und so weiter. Zu Beginn der Trocknung, wenn sie sehr schnell verläuft, müssen die Zeitintervalle sehr klein gewählt werden (wenige Sekunden), gegen Ende der Trocknung (im letzten Trocknungsabschnitt) reichen Zeiten von mehreren Minuten.

Der Einfluss von x auf α ist besonders zu betrachten. Er beruht auf der Veränderung der spezifischen Wärmekapazität c_p in Abhängigkeit von x . Man kann den c_p -Wert einmal bestimmen über die Anteile des Wassers und der Trockenmasse und ihrer jeweiligen c_p -Werte. Dies alleine reicht jedoch nicht aus, um den beobachteten Effekt quantitativ abzubilden. Hierzu wird folgender Erklärungsansatz gewählt:

Für die Partikel, die sich im ersten Trocknungsabschnitt befinden, gilt, dass das Wasser bei konstanter Temperatur des Partikels verdampft. Die Definition der spezifischen Wärmekapazität lautet [74]

$$c_p = \frac{dq}{dT} \quad (7.9)$$

Da sich im ersten Trocknungsabschnitt die Temperatur des Partikels nicht ändert (siehe Kap. 3.2.2), gilt hier

$$c_p \rightarrow \infty \quad (7.10)$$

Solange also Oberflächenwasser vorliegt, herrscht ein großer c_p -Wert und damit auch ein großer α -Wert vor. Zur Anwendung auf die Theorien von Martin und Dietz kann jedoch nicht der Wert ∞ verwendet werden. In [75] ist die Anwendung eines unendlich großen c_p -Wertes zur Berechnung von α ausführlich erläutert. Aus den Gleichungen 4.52 und 4.57 ergibt sich für den partikelkonvektiven Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\alpha_P = \frac{1 - \epsilon}{6} \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{6 \cdot \alpha_{WP} \cdot d_p}{2,6 \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}}} \right] \right\}. \quad (7.11)$$

Sei nun

$$C_1 = \frac{1 - \epsilon}{6} \cdot \rho_P \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}} \quad (7.12)$$

und

$$C_2 = \frac{6 \cdot \alpha_{WP} \cdot d_p}{2,6 \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}}}, \quad (7.13)$$

dann folgt

$$\alpha_P = C_1 \cdot c_p \left(1 - e^{-\frac{C_2}{c_p}} \right). \quad (7.14)$$

Eine Umformung ergibt

$$\alpha_P = \frac{1 - e^{-\frac{C_2}{c_p}}}{\frac{1}{C_1 \cdot c_p}} = \frac{u(c_p)}{v(c_p)}. \quad (7.15)$$

Nach l'Hospital gilt für den Grenzwert

$$\lim_{c_p \rightarrow \infty} \frac{u(c_p)}{v(c_p)} \rightarrow \frac{0}{0} = \lim_{c_p \rightarrow \infty} \frac{u'(c_p)}{v'(c_p)} \quad (7.16)$$

und schließlich

$$\begin{aligned} \alpha_{P, c_p \rightarrow \infty} &= C_1 \cdot C_2 \\ &= \frac{1 - \epsilon}{6} \cdot \rho_P \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}} \cdot \frac{6 \cdot \alpha_{WP} \cdot d_p}{2,6 \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}}} \\ &= \frac{1 - \epsilon}{2,6} \alpha_{WP} \end{aligned} \quad (7.17)$$

Es existiert also ein endlicher Grenzwert für den partikelkonvektiven Wärmeübergangskoeffizienten.

Sinkt der Wassergehalt auf Werte entsprechend dem Anteil an Kapillarwasser, dann ist die Berechnung des c_p -Wertes mit Hilfe der Mischungsregel ausreichend.

Verwendet man diesen Ansatz für jede Kornklasse einer Kohle, und berücksichtigt man jede Kornklasse entsprechend ihres Anteils an der Kornverteilung (über Massen- oder Oberflächenanteile), so erhält man schließlich x - und α -Werte für jede Kohle in Abhängigkeit von der Zeit. Mittelt man die so erhaltenen α -Werte dann über die einzelnen Zeitintervalle, so erhält man einen Mittelwert, den man mit den Messwerten vergleichen kann. Nachfolgend werden die verwendeten Gleichungen zusammengefasst dargestellt. Die beispielhafte zeitliche Entwicklung der Wasserbeladung X für einen Versuch mit polnischer Braunkohle bei 110 °C wird in Abb. 7.21 auf Seite 166 gezeigt.

Zunächst wird für die Anfangspartikelgröße und -wassergehalt auf Basis von Gl. 4.43 der gaskonvektive Wärmeübergang in Form von Nu_{gk} berechnet.

$$Nu_{gk} = 0,009 \cdot Pr^{1/3} \cdot Ar^{1/2}.$$

Dieser Wert ist genauso zeitlich unveränderlich wie die modifizierte freie Weglänge l_{mod} nach Gl. 4.53

$$l_{mod} = 2 \cdot \Lambda \cdot \left(\frac{2}{\gamma} - 1 \right),$$

mit dem Akkomodationskoeffizient γ nach Gl. 4.55

$$\lg \left(\frac{1}{\gamma} - 1 \right) = 0,6 - \frac{\left(\frac{1000K}{T} + 1 \right)}{C_A},$$

und der freien Weglänge Λ nach Gl. 4.54

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\pi \cdot R \cdot T_{WS}}{M_F}} \cdot \frac{\lambda_F}{p \cdot \left(2 \cdot c_{p,F} - \frac{R}{M_F} \right)}$$

Oberhalb des kritischen Wassergehaltes nach Tabelle 6.3, d. h. zu Beginn der Trocknung, wird die spezifische Wärmekapazität als unendlich bewertet (verwendet wird 10^{10}). Nach Trocknung auf Werte unterhalb von $x_{krit,1}$ wird der c_p -Wert mit Hilfe der Mischungsregel aus den c_p -Werten der Hauptbestandteile Wasser (4200J/kgK), Asche (750J/kgK) und Brennbare (900J/kgK) berechnet.

Zur endgültigen Berechnung von α_{pk} wird noch die Partikeldichte ρ_p benötigt. Das hierfür erforderliche Porenvolumen wird linear interpoliert zwischen Null bei $x > x_{krit,1}$ (Oberflächenwasser vorhanden) und dem im Labor gemessenen Porenvolumen bei $x=0$. Die ebenfalls erforderliche Partikelgröße d_p wird ausgehend vom Anfangsdurchmesser mit Hilfe der Schrumpfung nach Gl. 3.22 berechnet:

$$S = 1 + \frac{\rho_W}{\rho_{TS}} \cdot \frac{1 - x_0}{x_0} - \left(\frac{x_t}{x_0} + \frac{1 - x_t}{x_0} \cdot \frac{\rho_W}{\rho_{TS}} + \frac{\rho_W}{x_0} \cdot V_{Poren,t}^m \right) \frac{1 - x_0}{1 - x_t}.$$

Aus allen Parametern wird schließlich mit Hilfe von Gl. 4.56 ermittelt:

$$\alpha_{WP} = \frac{4 \cdot \lambda_F}{d_P} \cdot \left[\left(1 + \frac{2 \cdot l_{mod}}{d_P} \ln \left(1 + \frac{d_P}{2 \cdot l_{mod}} \right) \right) - 1 \right].$$

Zu Beginn, wenn $c_p \rightarrow \infty$, wird α_{pk} nach der hergeleiteten Gl. 7.17

$$\alpha_P = \frac{1 - \epsilon}{2,6} \alpha_{WP}$$

Bei Wegfall des Oberflächenwassers (c_p erhält endlichen Wert, Trocknung ist nicht mehr isotherm) wird α_{pk} nach Gl. 7.11 berechnet:

$$\alpha_P = \frac{1 - \epsilon}{6} \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{6 \cdot \alpha_{WP} \cdot d_p}{2,6 \cdot \rho_P \cdot c_{p,P} \cdot \sqrt{\frac{gd_p^3(\epsilon - \epsilon_L)}{5(1 - \epsilon)(1 - \epsilon_L)}}} \right] \right\}.$$

α_{ges} ergibt sich aus der Summation von α_{gk} und α_{pk} . Für den aktuellen Trocknungszustand des Partikels wird nach Gl. 7.8 die Trocknungsgeschwindigkeit k berechnet:

$$k = \frac{6 \alpha \cdot (\vartheta_{WS} - \vartheta_S)}{\rho_{tr} \cdot r_0 \cdot d_P}.$$

Hieraus ergibt sich für ein nachfolgendes Zeitintervall Δx eine neue Partikelfeuchte. Hiermit werden wieder alle von x bzw. t abhängige Kohleparameter und erneut α und k ermittelt. Dies geschieht so oft, bis die im Labor ermittelte Endfeuchte der in der Wirbelschicht getrockneten Kohle erreicht ist. Zu Beginn der Kalkulation werden für Δx kleine Intervalle von wenigen Sekunden, im späteren Verlauf größere Intervalle von 20 Minuten und mehr gewählt. Beispielhafte Kurven für verschiedene Partikelgrößen werden im Rahmen des Vergleichs mit den Messwerten in Kap. 7.2.3 gezeigt (Abb. 7.21).

7.2.3 Vergleich zwischen Experimenten und Theorien mit Berücksichtigung der Trocknungskinetik

Bevor wie in Kap. 7.1.5 der Vergleich aller Messwerte mit den kinetischen Modellrechnungen erfolgt, werden in Abb. 7.21 zunächst verschiedene theoretische zeitliche Verläufe der Wasserbeladung X_W (Linien für verschiedene Kornklassen, für den Sauterdurchmesser der eingesetzten Kohle sowie für den massen- und oberflächengewichteten Mittelwert von X_W aller Kornklassen) und die real im Labor bestimmte Wasserbeladung verschiedener Kohlefraktionen (einzelne Symbole ohne Linien) dargestellt.

Die massengemittelte Beladung X_W ist für die korrekte Darstellung der breiten Kornverteilung zu wählen, da die Beladung eine massenbestimmte Größe ist.

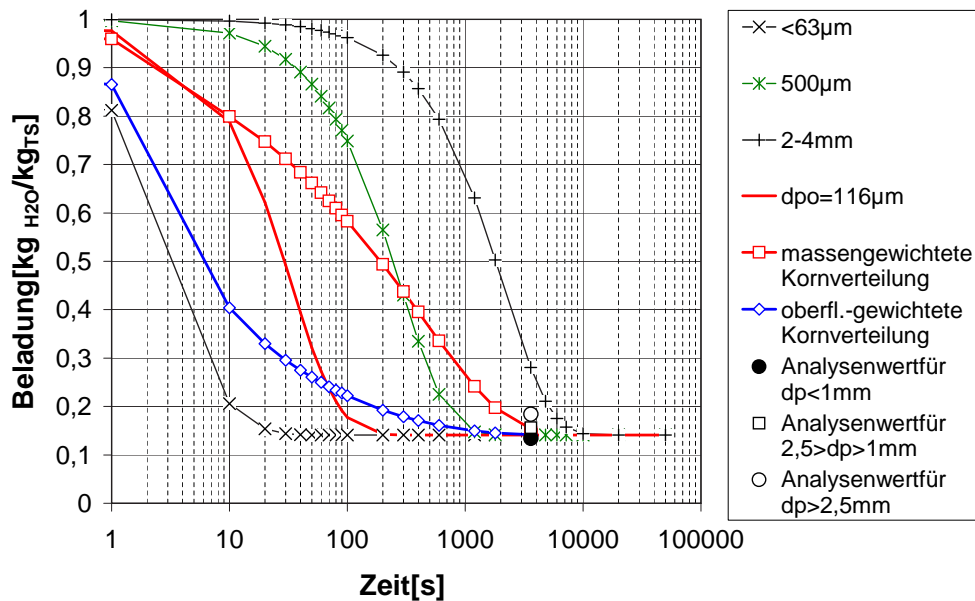


Abb. 7.21: Abhängigkeit der Beladung der polnischen Braunkohle von der Zeit und der Partikelgröße - Vergleich mit Messwerten

X_W wird für die Fraktion kleiner $63\ \mu\text{m}$, kleiner $1\ \text{mm}$ als auch größer $2,5\ \text{mm}$ berechnet. Die theoretischen Werte liegen über den Analysedaten des Labors. Dies ist damit zu erklären, dass bei der Probenahme der Kohle diese schlagartig entspannt und somit ein Teil der Restfeuchte verloren geht. Grundsätzlich wird der reale Effekt aber richtig wiedergegeben. Außerdem erkennt man hier erstmals, dass die Endfeuchte aufgrund der niedrigen Verweilzeit und der geringen Trocknungsgeschwindigkeit noch nicht erreicht wurde, zumindest die der groben Partikel. Die im Vergleich zu den groben Partikeln niedrigere Beladung der Gesamtmischung wird aufgrund des großen Anteils an Feinfraktionen durch deren Trocknungsgeschwindigkeit bestimmt. Sie haben schon nach wenigen Minuten die Endfeuchte erreicht. Der analysierte Wert für die Gesamtfraction entspricht fast exakt dem Wert der Fraktion kleiner $1\ \text{mm}$.

Der theoretische zeitliche Verlauf von α wird in Abb. 7.22 dargestellt, und zwar sowohl der massen- als auch der oberflächengewichtete Mittelwert aller Kornklassen.

Obwohl der Wärmeübergang ein oberflächenbestimmter Vorgang ist, führt die Verwendung des oberflächengewichteten Mittelwertes der Partikelgröße (Sauter-Durchmesser) zu einem schlechteren Vergleich mit den Messwerten. Man erkennt an dem ebenfalls dargestellten Messwert (durchgezogene horizontale Linie; sie entspricht gleichzeitig dem Mittelwert des Wärmeübergangskoeffizienten), dass der massengewichtete theoretische

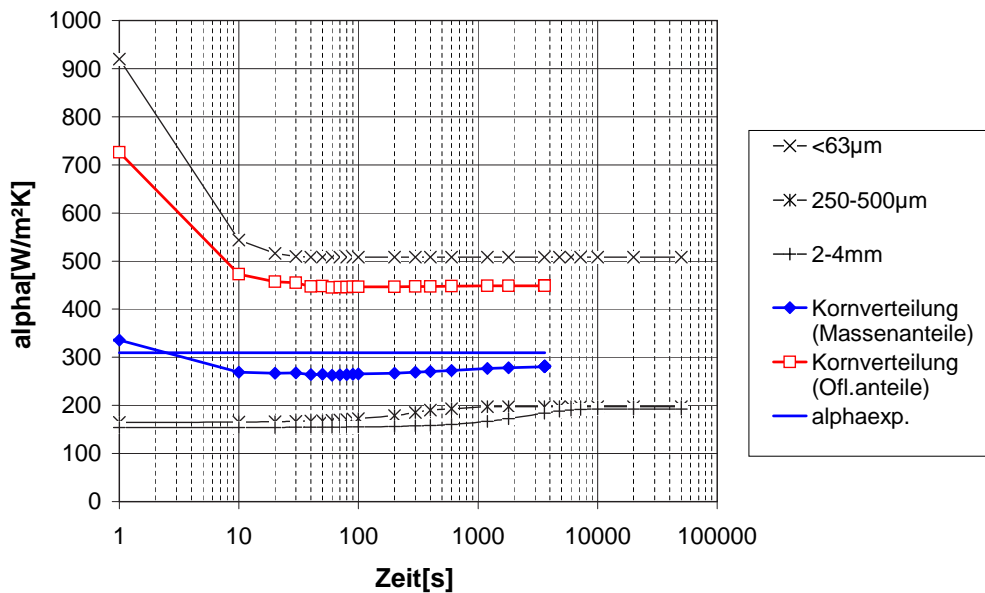


Abb. 7.22: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der polnischen Braunkohle von der Zeit und der Partikelgröße - Vergleich mit Messwert

Wert mit diesem besser übereinstimmt. Der nachfolgende vollständige Vergleich aller Versuche mit beiden kinetisch angewendeten Theorien erfolgt daher auf Basis der massengewichteten Partikelgröße.

Ähnlich der Darstellung in Kapitel 7.1.5 werden nun die experimentellen α -Werte mit den zeitlich gemittelten Werten der "kinetisch" angewendeten Theorien von Martin und Dietz verglichen. D. h. die Berechnung der theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten erfolgt schrittweise in Abhängigkeit von der Zeit und mit den entsprechenden stofflichen Veränderungen der Braunkohle während der Trocknung. Somit ergibt sich auch ein zeitlich variabler bzw. vom Trocknungsfortschritt abhängiger Wärmeübergangskoeffizient. Für die dargestellten Vergleiche wird jeweils der zeitliche Mittelwert des theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten verwendet.

Begonnen wird der Vergleich mit der Theorie von Martin bei Verwendung der massengewichteten α -Werte der Einzelfraktionen (Abb. 7.23).

Der Vergleich fällt deutlich besser aus als bei der "statischen" Verwendung beider Theorien, d. h. mit konstanten Kohlearten (Abb. 7.10 und 7.14). Die Darstellung nach Kohleart bringt keine Zusatzinformationen. Sie erfolgt deshalb hier nicht.

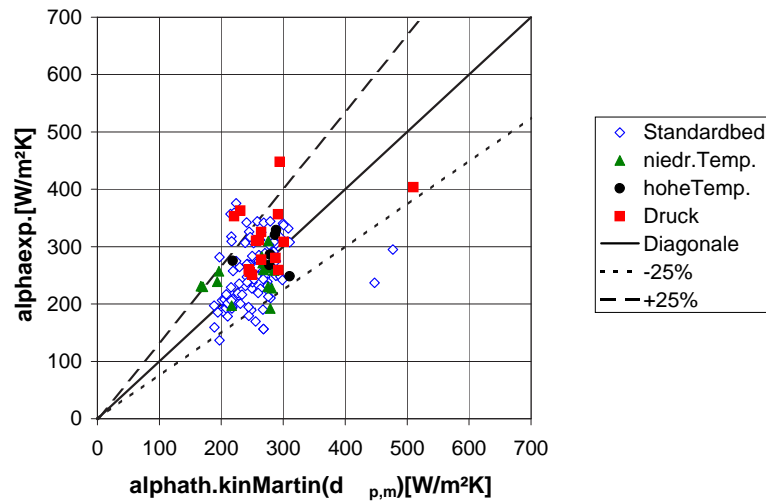


Abb. 7.23: Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen

Der Vergleich bei Verwendung der oberflächengewichteten α -Werte der Einzelfractionen (Abb. 7.24) fällt ebenfalls besser aus als bei der statischen Anwendung beider Theorien (siehe Abbildungen 7.12 und 7.16).

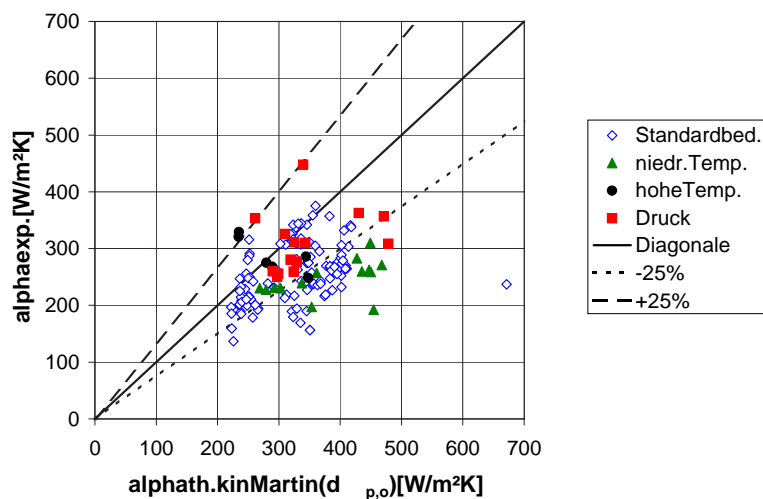


Abb. 7.24: Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Martin für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Betriebsbedingungen

Grundsätzlich erkennt man aber auch hier dass mit der Theorie zu hohe Werte berechnet werden. Auch hier ist durch Unterscheidung nach Kohleart keine Zusatzinformation zu gewinnen.

Der Vergleich der Theorie von Dietz bei kinetischer Anwendung der massengemittelten α -Werte der Einzelfractionen mit den Messwerten in Abb. 7.25 ist qualitativ ähnlich der statischen Anwendung (siehe Abb. 7.14).

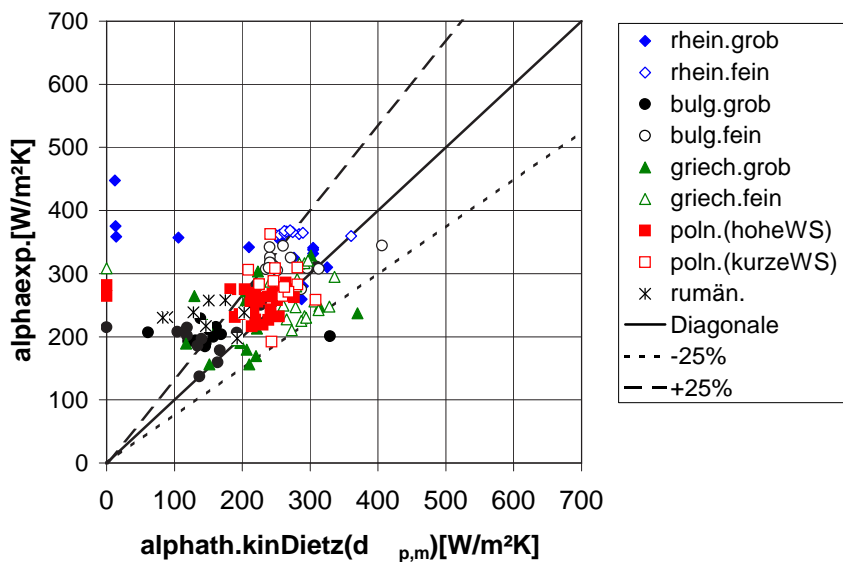


Abb. 7.25: Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung der massengemittelten Partikelgröße - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe

Der Trend zeigt hier allerdings eher niedrigere Rechenwerte, dies vor allem bei der bulgarischen Grobkohle und der rumänischen Kohle.

Bei der Verwendung der oberflächengewichteten α -Werte der Einzelfractionen fällt der Vergleich der Messwerte mit der kinetisch angewendeten Theorie von Dietz besser aus als bei ihrer statischen Anwendung. Grundsätzlich werden auch hier höhere Werte berechnet als gemessen (Abb. 7.26). Die Messwerte der bulgarischen Kohle werden besonders gut von der Theorie wiedergegeben.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Verwendung der massengemittelten α -Werte der Einzelfractionen bei kinetischer Anwendung beider Theorien die beste Wahl ist, um die in der Versuchsanlage erhaltenen Messwerte gut wiederzugeben. Die Theorie von Martin ist hier etwas besser als die von Dietz.

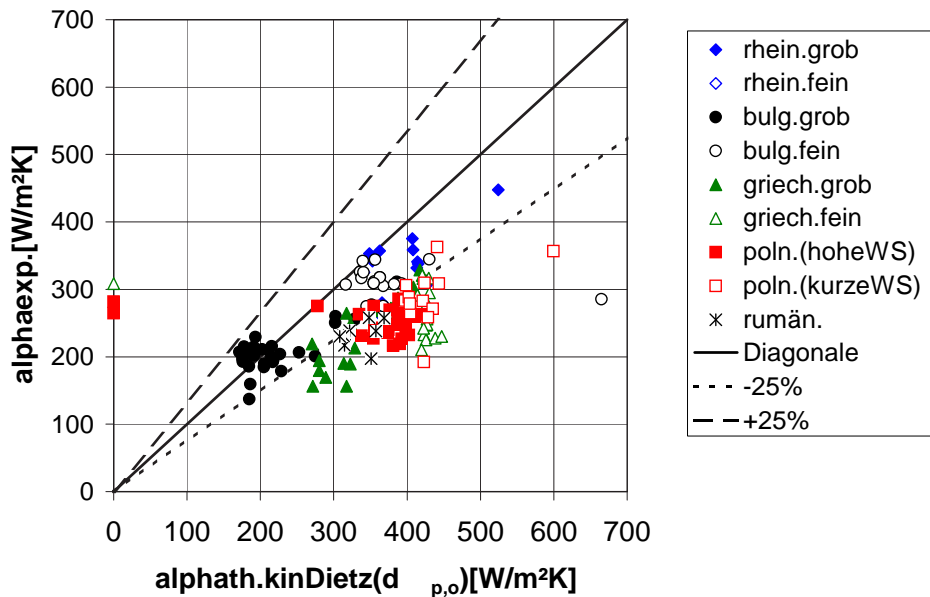


Abb. 7.26: Vergleich des experimentellen mit dem zeitlich gemittelten theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten nach Dietz für alle Kohlen bei Anwendung des Sauterdurchmessers - Unterscheidung nach Kohleart bzw. Wirbelschichthöhe

Grundsätzlich lassen die im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Messwerte die Schlussfolgerung zu, dass die Theorien in ihrer bisherigen Form zu optimistische Werte für den Wärmeübergang erwarten lassen als tatsächlich erreicht werden können. Die kinetischen Effekte mit den einhergehenden Materialveränderungen sind zu berücksichtigen.

7.3 Übertragbarkeit der gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten auf verschiedene Trocknungskonzepte

In Rahmen der vorgestellten Untersuchungen wurden verschiedene Braunkohlen mit unterschiedlicher Partikelgröße bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen getrocknet. In Kap. 4.4 wurde der Stand der Technik bzw. Planungen für neue Trocknungskonzepte dargestellt. Die erreichten bzw. erwarteten Wärmeübergangs- bzw. -durchgangskoeffizienten werden nachfolgend in Tab. 7.1 mit den in dieser Arbeit gemessenen Werten verglichen bzw. kommentiert. Es ist nochmals anzumerken, dass die in der Literatur genannten k -Werte mit den α -Werten direkt verglichen werden dürfen, da sich durch den hohen

Datenquelle		WTA			VTA					Loy
Braunkohlen		rhein. (Bgh.)			bulg. Maritza		griech. (I,II)	poln.	rum.	Yang
Messwerte	Ein- heit	<6 mm	<2 mm	<6,3 mm	<1,6 mm	<6,3 mm	<6,3 mm	<6,3 mm	<6,3 mm	austr. <4 mm
$d_{Sauter,roh}$	μm	300	180	160	245	1570	320	205	280	255
$d_{50,roh}$	μm	800	355	600	450	2000	1500	800	1000	590
$d_{Sauter,tr}$	μm	n.b.	n.b.	150	220	1150	290	170	270	n.b.
$d_{50,tr}$	μm	550	200	500	350	1070	1020	700	800	700
α "Standard"	$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$			260	325	220	265	250	220	
k	$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$	250	400							200

Tab. 7.1: Vergleich der gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten mit Literaturdaten

Wärmeübergangskoeffizienten auf der Heizseite (Innenseite) der Wärmetauscherrohre aufgrund der Kondensation des Wasserdampfes der α -Wert vom k-Wert nicht sehr unterscheidet.

Wie in Kap. 4.4 bereits erwähnt, nennt Wolf für die DWT-Anlage des ORGREB-Instituts Dresden keine Partikelgröße der eingesetzten Kohle [66]. Deshalb werden die Ergebnisse nicht für den Vergleich mit den oben genannten Daten in Tabelle 7.1 verwendet.

Für die WTA- sowie für Loy-Yang-Kohlen wurden in der zitierten Literatur entweder nur die maximale Korngröße oder der d_{50} -Wert genannt. Um die Literaturwerte der Wärmeübergangs- bzw. -durchgangskoeffizienten mit den Ergebnissen dieser Arbeit vergleichen zu können, wurden zur Ermittlung der weiteren Kenngrößen zur Darstellung der Partikelgröße (z. B. d_m , R_{1mm}) die Partikelgrößenverteilungen idealisiert im RRSB-Diagramm aufgetragen. D. h. der Verlauf der Verteilung entspricht einer "Geraden" beginnend bei der jeweiligen maximalen Korngröße der entsprechenden Kohlen. Der d_{50} -Wert ist direkt abzulesen. Die Gehalte der einzelnen Kornklassen wurden ebenfalls aus der Geraden ermittelt (Differenzbildung der abgelesenen Rückstandssummen benachbarter Kornklassen). Aus diesen Massenanteilen der jeweiligen Kornklassen wird dann über den "Umweg" der Oberflächenanteile der Sauterdurchmesser berechnet.

Für den Vergleich mit den Messwerten aus der Versuchsanlage in der Tabelle werden für die australische Braunkohle beispielhaft die Werte $d_p = 700 \mu\text{m}$ mit einem α -Wert von $200 \text{ W}/\text{m}^2\text{K}$ verwendet. Bei der australischen Kohle ist zu erkennen, dass der aus dem RRSB-Diagramm ausgelesene d_{50} -Wert der Rohkohle kleiner ist als der in Abb. 4.4 [9] dargestellten d_{50} -Wert der Trockenkohle. Aufgrund der Schrumpfung von Braunkohle während der Trocknung um etwa 25 % bezogen auf den Durchmesser wäre ein d_{50} -Wert von ca. $950 \mu\text{m}$ für die Rohkohle zu erwarten. Die Messwerte für die in der Ver-

suchsanlage verwendeten Kohlen bestätigen diesen Zusammenhang. Ursache für dieses Missverhältnis ist wahrscheinlich, dass die Korngrößenverteilung nicht ideal ist. Genaue Werte liegen allerdings nicht vor.

Auch die Werte für die rheinischen Braunkohlen, die in den WTA-Großanlagen verwendet wurden, sind ideal durch Auftragung einer Geraden im RRSB-Diagramm ermittelt. Leider liegen keine Werte für die Trockenkohlen aus der WTA vor, auf deren Basis auf die Korngröße der Rohkohle geschlossen werden könnte. Hier ist keine Korrektur der idealen Werte möglich.

Da keine Messdaten zur Drucktrocknung in der Literatur zu finden sind, werden in der Tab. 7.1 ausschließlich Werte zur Trocknung bei nahezu Umgebungsdruck gegenüber gestellt.

Trägt man nun alle in dieser Tabelle zusammengefassten Werte in Abb. 4.4 ein und vergleicht sie nicht nur mit einem Wert der DWT-Anlage, sondern mit allen, so erkennt man, dass die experimentell ermittelten sowie für die WTA-Feinkorn-Anlage erwarteten Werte tendenziell über denen der DWT-Anlage liegen (Abb. 7.27).

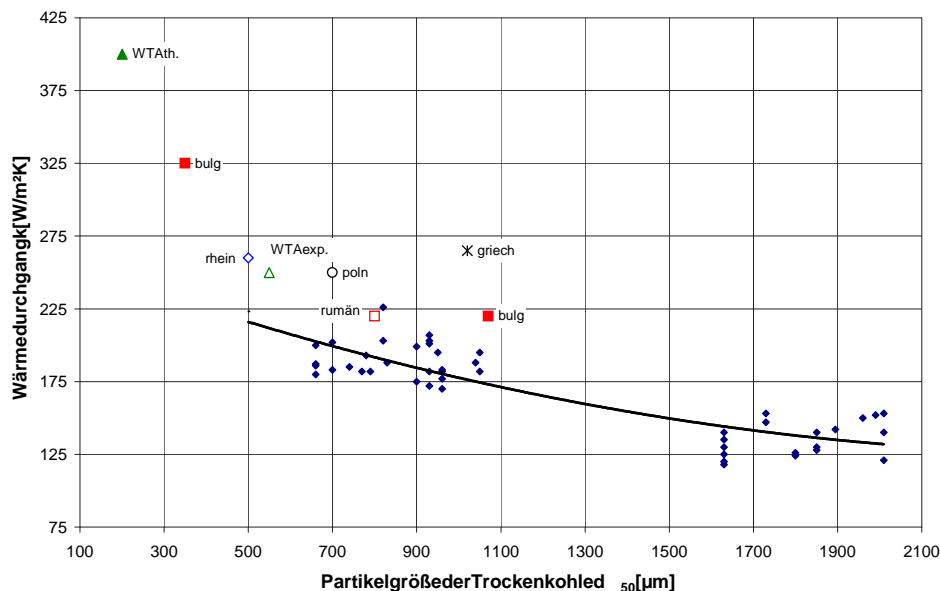


Abb. 7.27: Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten verschiedener Braunkohlen mit den Wärmedurchgangskoeffizienten in Loy Yang

Da die Versuchsbedingungen nicht vollständig bekannt sind, ist eine Interpretation schwer möglich. Es lassen sich nur Vermutungen anstellen. So kann z. B. überwiegend eine zu

hohe Fluidisierungsgeschwindigkeit in Loy-Yang gewählt worden sein.

Der Einfluss der Korngröße ist sowohl in den Literaturdaten (Loy-Yang) als auch in den Messdaten der Versuchsanlage wiederzufinden. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden somit bestätigt. Die Messwerte zur Trocknung unter Druck können nicht bestätigt werden, da keine Vergleichswerte in der Literatur vorliegen.

8 Schlussfolgerungen und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Braunkohlen hinsichtlich ihres Trocknungsverhaltens und der sich daraus ergebenden Wärmeübergangskoeffizienten in der DampfWirbelschicht untersucht.

Zunächst wurden die chemischen und physikalischen Eigenschaften analysiert (Wasser- und Aschegehalt, Porenvolumina, verschiedene Dichten, Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit, Partikelgröße), und zwar für die Rohkohlen, die Trockenkohlen und Zwischenzustände. Es zeigten sich eine deutliche Abhängigkeit dieser Eigenschaften vom Wassergehalt und damit vom Trocknungsfortschritt sowie große Unterschiede zwischen den verschiedenen Braunkohlen abhängig von ihrer Herkunft.

Weiterhin wurde der Einfluss der Partikelgröße auf die Fluidisierung in der Wirbelschicht bestimmt. Die richtige Einstellung der Fluidisierung ist wichtig für das Erreichen eines möglichst hohen Wärmeübergangskoeffizienten. Auf Grund der in der Praxis auftretenden breiten Kornverteilung der Braunkohlen stimmen die Theorien zum Lockerungslückengrad bzw. zur Lockerungsgeschwindigkeit teilweise nicht sehr gut mit den Messwerten überein. Aber auch die Verwendung von gemessenen Lockerungsgeschwindigkeiten ist nicht sehr gut zur Berechnung des Wärmeübergangs geeignet. Hier müssen Ansätze gefunden werden, die den Lückengrad jeder verwendeten Korngröße in einer Wirbelschicht darstellen. Bei den Modellierungen des Wärmeübergangs vieler Versuche musste der Lockerungslückengrad bzw. die Lockerungsgeschwindigkeit leicht angepasst werden, oder einzelne Kornklassen konnten in der Berechnung nicht berücksichtigt werden. Es ist eine Theorie zu entwickeln, die unterhalb des Lockerungslückengrades der Wirbelschicht mit breiter Kornverteilung dazu führt, dass der Wärmeübergang kleiner Partikelgrößen berechenbar ist. Die Berechnung des Wärmeübergangs an den groben Partikeln, die theoretisch nicht fluidisiert sind (Fluidisierungsgeschwindigkeit liegt unterhalb der theoretischen Lockerungsgeschwindigkeit), muss ebenfalls möglich sein.

Die im Rahmen der Arbeit ermittelten Messwerte lassen die Schlussfolgerung zu, dass die Theorien in ihrer bisherigen Form zu optimistische Werte für den Wärmeübergang

erwarten lassen als tatsächlich erreicht werden können. Die kinetischen Effekte mit den einhergehenden Materialveränderungen sind bei der Auslegung von Wirbelschichttrocknungsanlagen zu berücksichtigen. Auf Basis der Verwendung von zeitlich veränderlichen Stoffdaten der eingesetzten Kohlen, die im Labor bestimmt wurden, und der Wahl der richtigen Partikelgrößen-Kennzahl konnte schließlich eine Übereinstimmung von gemessenen und theoretischen Wärmeübergangskoeffizienten von $\pm 25\%$ erreicht werden. Für die Auslegung der Wirbelschicht-Großanlagen ist die Theorie nach Martin mit dem massengemittelten Partikeldurchmesser zu verwenden.

Die Versuche mit reduzierter Wirbelschichthöhe sollten reproduziert bzw. mit allen Braunkohlen durchgeführt werden. Die Anzahl derartiger Versuche war aufgrund des begrenzten Projektzeitraums nach dem Anlagenumbau zu gering.

Das Verhältnis von Verweilzeit zu Trocknungsdauer sollte weiter reduziert werden, um auch in den Bereich zu gelangen, in dem die Kohlen noch nicht die Gleichgewichtsfeuchte erreicht haben. Haben sie diese erreicht, findet kein weiterer Wärmeübergang statt. Der mittlere Wärmeübergang sinkt. Zur Verringerung der Verweilzeit müsste die Dosieranlage umgebaut werden, um größere Kohlemassenströme realisieren zu können. Eine weitere Verringerung der Wirbelschichthöhe ist nicht sinnvoll. Gegebenenfalls ist bei geeigneten, rieselfähigeren Kohlen ein Umbau der Dosieranlage verzichtbar. Besonders gut rieselfähige Braunkohlen zu finden ist allerdings sehr aufwendig.

Die Berücksichtigung der zeitlich veränderlichen Stoffdaten der Braunkohlen sollte auch bei weiteren Betriebsbedingungen, vor allem bei höheren Drücken, überprüft werden. Auch wenn mit dem kinetischen Modellansatz die Vorhersage des Wärmeübergangs bei erhöhtem Druck besser als mit den bisherigen "statischen" Modellen gelingt, so sollte er mit weiteren Versuchen verifiziert werden.

Weiterhin sollten Untersuchungen in einer größeren Wirbelschichttrocknungsanlage folgen. Dies ist in den bestehenden Großanlagen nur bedingt möglich, da die Kohledosieranlagen keinen ausreichend großen Betriebsbereich haben, um Einflüsse der Kinetik durch Variation der Verweilzeit zu bestimmen. Außerdem sind die bestehenden Wirbelschicht-Anlagen nicht für einen Betrieb bei erhöhtem Druck ausgelegt. Die Durchführung von Versuchen in einer größeren Anlage hätte auch den Vorteil, dass größere Kohleprobenmengen genommen werden könnten, um Wiederholungsanalysen aus der selben Probe durchzuführen, vor allem hinsichtlich des Korngrößenspektrums. Die Kenntnis der richtigen Korngrößenverteilung ist entscheidend für die weiteren Berechnungen zur Strömungsmechanik bis hin zur Anwendung der Wärmeübergangstheorien.

Literaturverzeichnis

- [1] Rheinbraun AG: *Braunkohle International*, Informations-Broschüre, Ausgabe 1998
- [2] Rheinbraun AG: *Braunkohle in Europa*, Informations-Broschüre, Ausgabe 1999
- [3] Bergmann, H.; Bauer, F.: *Entwicklungspotentiale der Braunkohle-Kraftwerkstechnik*, VGB Kraftwerkstechnik/2 (1995), S. 134ff.
- [4] Kallmeyer, D.; Wick, W.: *Entwicklungsschritte zum trockenbraunkohlebefeuerten Kraftwerk*, VGB Kraftwerkstechnik 77/4 (1997), S. 300ff.
- [5] Hlubek, W.; Böcker, D.: *Entwicklungslinien der Braunkohle-Kraftwerkstechnik*, Energiewirtschaftliche Tagesfragen 47/9 (1997), S. 512ff.
- [6] Wolf, B.; Möller, B.; Jannasch, T.: *Thermodynamische Analyse der Verfahren zur Braunkohlentrocknung und Ableitung von Entwicklungsforderungen*, Energieanwendung 32/5 (1983), S. 181ff.
- [7] Elsen, R.; Blumenthal, U.; Wick, W.; Ewers, J.: *Wirkungsgradverbesserung neuer Braunkohlekraftwerke durch vorgeschaltete Trocknung*, VDI-Bericht 1280 (1996), S.149ff.
- [8] Klutz, H.-J.; Klöcker, k.J.; Lambertz, J.: *Das WTA-Verfahren als Vortrocknungsstufe für moderne Kraftwerkskonzepte auf Basis Braunkohle*, VGB Kraftwerkstechnik 76/3 (1996), S. 224ff.
- [9] Schmalfeld, J.; Twigger, C.: *Erfahrungen mit dem Betrieb der Dampf-Wirbelschicht-Trocknungsanlage Loy Yang, Australien*, VDI-Bericht 1280 (1996), S. 107ff.
- [10] Renz, U.: *Kalorische Apparate*, Vorlesungsmanuskript zur gleichnamigen Vorlesung, RWTH Aachen (1992)

- [11] Klutz, H.-J.; Holzenkamp, M.: *Verfahren und Anlagen zur Braunkohletrocknung*, VDI-Bericht 1280 (1996), S. 91ff.
- [12] Fohl, J., Lugscheider, W., Wallner, F.: *Entfernen von Wasser aus der Braunkohle, Teil 1 - Grundlagen der Trocknungsverfahren*, Braunkohle 39/3 (1987), S. 46ff.
- [13] Fohl, J., Lugscheider, W., Wallner, F.: *Entfernen von Wasser aus der Braunkohle, Teil 2 - Thermische Entwässerungsverfahren*, Braunkohle 39/4 (1987), S. 78ff.
- [14] RWE Energie AG: *Forschung und Entwicklung für BOA-Plus: Pilot-trocknungsanlage Niederaußem*, Informationsbroschüre
- [15] Bielfeldt, F.B.: *Verfahren, Anlage und Presse zur Reduzierung des Wassergehaltes von Rohbraunkohle*, Offenlegungsschrift DE 19535315A1 (1995)
- [16] Berger, S.; Bergins, Chr.; Strauß, K.; Bielfeldt, F.B.; Elsen, R.O.; Erken, M.: *Mechanisch-thermische Entwässerung von Braunkohle*, VGB KraftwerksTechnik 1/99
- [17] Böcker, D., Klöcker, K. J., Klutz, H.J.: *Verfahren zur Trocknung und Mahlung von Braunkohle*, BWK 44/78 (1992), S. 315ff.
- [18] Schäfer, H.-G.; Opdenwinkel, H.: *Über die Ermittlung der Bindungsenthalpie aus den Desorptionsisothermen einer rheinischen Braunkohle im Bereich höherer Temperaturen*, Chemiker-Zeitung 109/5 (1985), S. 171-176
- [19] Weber, M.; Rammler, E.: *Über den Einfluß der kapillaren Bindungen des Wassers auf den spezifischen Wärmebedarf der Trocknung von Braunkohle*, Neue Bergbautechnik 15/3 (1985)
- [20] Allardice, D.J.: *The water in brown coal*, Ph.D. Thesis, University of Melbourne (1968)
- [21] Evans, D.G.: *The browncoal/water system, part 4: Shrinkage on drying*, FUEL 52 (1973), S. 186ff.
- [22] Brunauer, S.; Deming, L.S.; Deming, W.E.; Teller, E.: *On the theory of the van der Waals adsorption of gases*, J. Am. Chem. Soc. 62, S.1723ff. (1940)
- [23] Langmuir, I.: *Chemische Reaktionen bei niedrigem Druck*, J. Am. Chem. Soc. 37, S.1139ff. (1915)
- [24] Baehr, H.D.: *Thermodynamik*, SpringerVerlag, Berlin, 8.Auflage (1992)
- [25] Zelkowski, J.: *Kohleverbrennung*, VGB-B008, 1. Auflage (1986)

- [26] Kurtz, R.; Assmann, W.: *Zum Verkokungsverhalten der chemischen Stoffgruppen rheinischer Braunkohle*, Braunkohle 28 (1976), S. 337ff.
- [27] Ziechmann, W.: *Huminstoffe: Probleme, Methoden, Ergebnisse*, Verlag Chemie, Weinheim (1980)
- [28] Wolfrum, E.: *Physikalische und chemische Kenndaten von Kohlenstäuben*, Braunkohle 35/10 (1983), S. 299ff.
- [29] Kneule, F.: *Das Trocknen*, Verlag Sauerländer, Aargau/Frankfurt, 3. Auflage (1975)
- [30] Mang, S.: *Zur hochauflösenden Sorptometrie - Messtechnik, Auswertung und Anwendung*, Dissertation Universität Saarbrücken (1993)
- [31] *Bestimmung der Porengrößenverteilung aus der Stickstoff-Sorptionsisotherme*, DIN 66134, 2. Vorlage, Berlin (1991)
- [32] Krischer, O.; Kröll, K.; Kast, W.: *Trocknungstechnik Bd.1 - Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin (1992)
- [33] Alexeev, A.D.; Vasilenko, T.A.; Ulyanova, E.V.: *Closed porosity in fossil coals*, Fuel 78 (1999), S.635ff
- [34] Baunack, F.; Rammler, E.: *Einige Bemerkungen über Veränderungen der Braunkohle bei der Trocknung*, Freiburger Forschungshefte A52 (1956), S.66ff
- [35] Werther, J.: *Strömungsmechanische Grundlagen der Wirbelschichttechnik*, Chem. Ing. Tech. 49/3 (1977), S. 193ff.
- [36] Ergun, S.: *Fluid flow through randomly packed columns and fluidized beds*, Ind. Eng. Chem. 41/6 (1949), S. 1179ff.
- [37] Grigull, U.: *Properties of water and steam in SI-Units*, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin/Heidelberg (1981)
- [38] Broadhurst, T.E.; Becker, H.A.: *Onset of fluidization and slugging in beds of uniform particles*, AIChE J. 21/2 (1975), S. 238ff.
- [39] Wu, S.Y.; Baeyens, J.: *Effect of operating temperature on minimum fluidization velocity*, Powder Tech. 67 (1991), S. 271ff.
- [40] Zenz, F.A. in: Grewal, N.S.; Saxena, S.C.: *Comparison of commonly used correlations for minimum fluidization velocity of small particles*, Powder Tech. 26 (1980), S. 229ff.

- [41] Poersch, W.: *Anwendungsbereich und Zustände von Wirbelschichten zum Trocknen und Kühlen von Schüttgut*, Maschinenmarkt 81/79 (1975)
- [42] Martin, H.: *Wärmeübergang in Wirbelschichten*, VDI-Wärmeatlas 7. Aufl. (1994), Mf1ff.
- [43] Bakker, P.J.; Heertjes, P.M.: *Porosity distribution in a fluidized bed*, Chem. Eng. Sci. 12 (1960), S. 260ff.
- [44] Richardson, J.F.; Zaki, W.W.: *Sedimentation and fluidization: part I*, Trans. Chem. Engrs. 32/3 (1954), S.35ff.
- [45] Wirth, K.-E.: *Strömungszustände und Druckverlust in Wirbelschichten*, VDI-Wärmeatlas 7. Aufl. (1994), Lf1ff.
- [46] Reh, L.: *Wirbelschichtreaktoren für nichtkatalytische Reaktionen*, Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie, 4.Auflage, Band 3, S.433ff. Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstraße (1973)
- [47] Michel, W.: *Wirbelschichttechnik in der Energiewirtschaft*, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie GmbH, Leipzig (1992)
- [48] Molerus, O.: *Heat transfer in gas fluidized beds; Part 2.: Dependence of heat transfer on gas velocity*, Powder Technology 70 (1992), S. 15ff.
- [49] Mildenerger, H.J.: *Untersuchungen zum Wärme- und Stoffübergang bei der Phasenumwandlung Gas/Feststoff in der Wirbelschicht*, VDI-Fortschrittsbericht 128, Reihe 3 (1986)
- [50] Poersch, W.: *Wärmeaustausch in Wirbelbetten zum Trocknen und Kühlen*, Maschinenmarkt 81/88 (1975)
- [51] Gnielinski, V.: *Gleichungen zur Berechnung des Wärme- und Stoffaustausches in durchströmten ruhenden Kugelschüttungen bei mittleren und großen Pécletzahlen*, vt "verfahrenstechnik" 12/6 (1978)
- [52] Wunder, R.: *Wärmeübergang an vertikalen Wärmetauscherflächen in Gaswirbelschichten*, Dissertation, TU München (1980)
- [53] Renz, U.: *Wärme- und Stoffübertragung in der Wirbelschicht*, VDI-Bericht 715 (1989)
- [54] Decker, N.; Glicksman, L.R.: *Heat transfer in large particle fluidized beds*, Int. J. Heat Mass Trans., Vol. 26, Nr. 9 (1983), S. 1307ff.
- [55] Baskakov, A.P. et al.: *Heat transfer to objects immersed in fluidized beds*, Powder Technology 8 (1973), S. 273ff.

- [56] Molerus, O.: *Arguments on heat transfer in gas fluidized beds*, Chem. Eng. Sci. 48/4 (1992), S.761ff.
- [57] Molerus, O.: *Heat transfer in gas fluidized beds; Part 1*, Powder Technology 70 (1992), S. 1ff.
- [58] Botterill, J.S.M.;Denloye, A.O.O.: *Bed to surface heat transfer in a fluidized bed of large particles*, Powder Tech. 19 (1978), S.197ff.
- [59] Schweinzer, J.: *Druckverlust in und gaskonvektiver Wärmeübergang an Festbetten und Wirbelschichten*, Dissertation Universität Nürnberg-Erlangen (1987)
- [60] Dietz, S: *Wärmeübergang in blasenbildenden Wirbelschichten*, Dissertation Universität Nürnberg-Erlangen (1994)
- [61] Molerus, O.: *Gemeinsamkeiten des Wärmeübergangs in blasenbildenden Wirbelschichten und in gasdurchströmten Festbetten*, Chem. Ing. Tech. 69/9 (1997), S. 1266
- [62] Molerus, O.: *Zweckmäßig definierte dimensionslose Kennzahlen zur Beschreibung von Strömungszuständen in dispersen Systemen*, Chem. Ing. Tech. 70/5 (1998), S. 548ff.
- [63] Zabrodsky, S.S.: *Hydrodynamics and heat transfer in fluidized beds*, MIT Press, Cambridge (1966)
- [64] Böcker, D.; Klöcker, K.-J.; Klutz, H.-J.: *Das WTA-Verfahren zur Braunkohleetrocknung für Kombi-Kraftwerke*, BWK41/5 (1989), S. 231ff.
- [65] Klutz, H.J.; Klöcker, K.-J.; Lambertz, J.: *Die Rheinbraun-WTA-Trocknungstechnik — Entwicklung und erste Betriebsergebnisse der WTA Demonstrationsanlage*, Braunkohle 6 (1994), S.4ff.
- [66] Wolf, B.: *Einsatzmöglichkeiten für und Erfahrungen mit Dampfwirbelschicht-trocknungsanlagen*, Energietechnik 38/7 (1988), S. 245ff.
- [67] Wolf, B.: *Am Ende steril — Dampfwirbelschicht-Trocknung: eine Variante zur Klärschlamm Entsorgung*, Energie 40/9 (1988), S. 42ff.
- [68] Patent von BASF zur Herstellung von Aerogelen mit überkritischem CO₂
- [69] Renz, U.: *Grundlagen der Wärmeübertragung*, Vorlesungsmanuskript zur gleichnamigen Vorlesung, RWTH Aachen (1992)
- [70] Gnielinski, V.: *Wärmeübergang bei der Strömung durch Rohrwendeln*, VDI-Wärmeatlas 7. Auflage (1994), Gc

- [71] Abrahamsen, A.R.; Geldart, D.: *Behaviour of gas-fluidized beds of fine powders, part I: homogenous expansion*, Powder Technology 26 (1980), S. 47ff.
- [72] Rummer, B.: *Simulation der Trocknung, Pyrolyse und Vergasung großer Brennstoffpartikel*, Dissertation Technische Universität Graz (1998)
- [73] Hannes, J.: Interne Mitteilung
- [74] Bosnjatkovic, F.; Knoche, K.F.: *Technische Thermodynamik*, Verlag Steinkopf, Darmstadt (1988)
- [75] Wiechers, G.: *Einfluss des Rohkohledurchsatzes und der Verweilzeit auf die Trocknung von Braunkohle in einer Dampf-Wirbelschicht am Beispiel von polnischer Braunkohle*, Diplomarbeit RWTH Aachen (2000)
- [76] Elsen, R.: *Power generation units with high efficiency*, Proc. of Workshop "Power generation units with high efficiency", Wroclaw (1999)
- [77] *Anhaltzahlen der Wärmewirtschaft in Eisenhüttenwerken*, Verlag Stahleisen mbH (1968)
- [78] Geissler, T. *Feuerungsanlagen für Braunkohle und Steinkohle*, Technische Mitteilungen 67 (1974), S. 65