



Diplomarbeit

Analyse der Temperaturverteilung im Festbett und in der Wirbelschicht nahe des Lockerungspunktes

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines

Diplom-Ingenieurs

eingereicht an der Technischen Universität Wien, Fakultät für Maschinenwesen und

Betriebswissenschaften

von

Tom Popov

01127566

unter der Leitung von

Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Andreas Werner

mitbetreut durch

Projektass. Dipl.-Ing. Felix Birkelbach

Wien, am 8. Juli 2018

Kurzfassung

Der Anteil am Bruttoinlandsverbrauch an Energie der Europäischen Union (EU) durch die Industrie, belief sich für das Jahr 2015 auf rund 25 %. Um den zukünftigen Energieeinsparzielen der EU in Hinblick auf eine Effizienzsteigerung gerecht zu werden, sind hier jedenfalls Energieeinsparpotentiale zu nutzen. Eines dieser Einsparpotentiale stellt die industrielle Abwärme dar, welche beispielweise in der Prozessindustrie anfällt. Eine temporäre Wärmespeicherung und für spätere Prozessschritte Wiedernutzbarmachung dieser, kann zur Erreichung der Effizienzsteigerung beitragen.

Eine Art dieser Speicher könnten Wirbelschichtspeicher, beispielsweise mit Sand als Wärmespeichermaterial, darstellen. Hohe Wärmeübergangskoeffizienten von Heizflächen auf die Wirbelschicht sind hier für die Wärmespeicherung von Vorteil. Durch eine möglichst geringe Fluidisierung sollen Wärmeverluste über die Fluidisierungsluft, sowie die aufzuwendende Energie zur Luftbereitstellung, minimiert werden. Um definierte Zustände innerhalb der Wirbelschicht zu gewährleisten und somit die Wärmespeicherung besser quantifizieren zu können, will man in der Praxis eine homogene Temperaturverteilung ohne wesentliche Temperaturdifferenzen im Bett erreichen

In dieser Arbeit werden Versuche an einer zylindrischen Gas-Feststoff-Wirbelschicht, sowie einem Festbett (190x216 mm und 190x108 mm) aus Quarzsand, unterschiedlicher Partikelgröße ($d_p = 91 \mu\text{m}$, $d_p = 186 \mu\text{m}$) und einem mittig eingebauten Heizstab gemacht. Mittels Temperaturfühler wird über die Ermittlung von Temperaturunterschieden innerhalb des Betts, bei Fluidisierungszuständen nahe des Lockerungspunktes, die Temperaturverteilung bewertet. Die so erbrachten Ergebnisse werden dann mit theoretisch berechneten Dispersionskoeffizienten ins Verhältnis gesetzt.

Es konnte durch die Versuche gezeigt werden, dass lokale Temperaturunterschiede in der Wirbelschicht in unmittelbarer Nähe des Lockerungspunktes, aufgrund einer zeitlichen, nicht idealen Durchmischung, auftreten. Mit einer sukzessiven Erhöhung der Fluidisierung, näherte sich die Wirbelschicht schnell dem in der Literatur beschriebenen Zustand des idealen Rührkessels an, bei welchem keine wesentlichen Temperaturunterschiede in der Wirbelschicht mehr vorhanden sind. Für alle Versuchsreihen stellte sich ab Fluidisierungszahlen von 1.6–1.8 ein dem idealen Rührkessel ähnlicher Zustand der Temperaturverteilung innerhalb des Betts ein.

Abstract

The amount of energy consumed by the industry in the European Union (EU) in 2015 was around 25 % of the overall consumed energy. To achieve the EU's future energy saving targets, in relation to an increase in energy efficiency, one has to exploit available energy saving methods. One of those energy saving potentials comes with industrial waste heat, which occurs for example in the process industry. Storing this type of energy and reusing it in later process steps, may help to increase energy efficiency.

One type of such storage systems might be fluidized bed heat storages, which for instance could use sand as the main heat storage material. High heat transfer coefficients from immersed heat surfaces to the fluidized bed, are beneficial for this type of heat storage. To minimize the amount of energy that is used to operate the fluidized bed and to decrease the amount of heat that is lost through the air, one should try to operate the bed near minimum fluidization velocity. However, to ensure well defined conditions throughout the bed and to be able to quantify heat storing properly, it is favorable to have a homogenous heat distribution throughout the bed, without the existence of main heat differences.

In this work, experiments in a cylindrical bubbling fluidized bed, as well as a packed bed (190x216 mm and 190x108 mm), with quartzsand of different size ($d_p = 91 \mu\text{m}$, $d_p = 186 \mu\text{m}$) and a centered heat tube, are made. With the use of temperature sensors, the temperature distribution throughout the bed is investigated near the minimum fluidization velocity. The findings of this experiments are then compared to a theoretical dispersion coefficient.

The experiments showed, that local temperature differences in fluidized beds near the minimum fluidization velocity occur because of a non-ideal temporal mixing of particles in the bed. With increasing fluidization, the bed approaches quickly the state of the so called ideal stirred tank, where no more major temperature differences appear. At fluidization numbers of 1.6–1.8, the temperature distribution throughout the bed was somewhat similar to the theory of the ideal stirred tank.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei meinem Betreuer Andreas Werner, für sein Vertrauen in meine Arbeitsweise und die anregenden, fachlichen Gespräche, für welche er sich immer versucht hat Zeit zu nehmen, bedanken.

Mein Dank gilt auch Felix Birkelbach, der mir vor allem in der Schlussphase dieser Arbeit, durch seine klare Denkweise und fachliche Kompetenz, geholfen hat.

Bedanken möchte ich mich auch beim gesamten Team der Werkstatt des IET, welche mir durch ihre offene und zuvorkommende Art, ein angenehmes Arbeitsklima geboten haben.

Ich danke auch meinen Freunden und meiner Partnerin, welche mir immer zur Seite stehen.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern, ohne deren bedingungslose, finanzielle, aber vor allem auch mentale Unterstützung in schwierigen Zeiten, dieses Studium nicht machbar gewesen wäre.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Ziel der vorliegenden Arbeit	4
3	Einführung der Porosität	6
4	Eigenschaften des Festbetts	7
4.1	<i>Wärmeleitfähigkeit des Festbetts nach dem Modell von Zehner/Bauer/Schlünder</i>	<i>7</i>
4.2	<i>Temperaturprofil und Wärmeübergang in ein Festbett ausgehend von einer Heizfläche</i>	<i>10</i>
5	Eigenschaften der Wirbelschicht.....	13
5.1	<i>Prinzip der Wirbelschicht.....</i>	<i>13</i>
5.2	<i>Fluidmechanische Grundlagen.....</i>	<i>14</i>
5.2.1	<i>Druckverlust.....</i>	<i>14</i>
5.2.2	<i>Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit.....</i>	<i>17</i>
5.3	<i>Wärmeübergang von Heizflächen auf Gas-Feststoff- Wirbelschichten</i>	<i>20</i>
5.4	<i>Einteilung der Feststoffpartikel nach Geldart</i>	<i>24</i>
5.4.1	<i>Geldart A Partikel</i>	<i>24</i>
5.4.2	<i>Geldart B Partikel</i>	<i>25</i>
5.4.3	<i>Geldart Diagramm</i>	<i>25</i>
5.5	<i>Blasen in Gas-Feststoff-Wirbelschichten</i>	<i>27</i>
5.5.1	<i>Allgemeine Beschreibung.....</i>	<i>27</i>
5.5.2	<i>Blasengröße</i>	<i>30</i>
5.5.3	<i>Blasenaufstiegsgeschwindigkeit.....</i>	<i>31</i>
5.6	<i>Dispersion in blasenbildenden Wirbelschichten.....</i>	<i>33</i>
5.6.1	<i>Horizontaler Dispersionskoeffizient</i>	<i>33</i>
5.6.2	<i>Vertikaler Dispersionskoeffizient.....</i>	<i>35</i>
6	Der Versuchsstand.....	37
6.1	<i>Aufbau des Versuchsstands</i>	<i>37</i>
6.2	<i>Verwendete Einbauten und Messgeräte</i>	<i>40</i>
7	Vorversuche	42
7.1	<i>Siebanalyse.....</i>	<i>42</i>
7.1.1	<i>Zweck und Ablauf der Siebanalyse</i>	<i>42</i>
7.1.2	<i>Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes</i>	<i>43</i>
7.1.3	<i>Ergebnisse der Siebanalyse des gröbereren Sandes</i>	<i>44</i>
7.2	<i>Experimentelle Ermittlung des Lockerungspunktes.....</i>	<i>46</i>
7.2.1	<i>Ablauf</i>	<i>46</i>
7.2.2	<i>Auswertung.....</i>	<i>46</i>
8	Hauptversuche	48
8.1	<i>Experimentelle Bestimmung des Temperaturverlaufs und der Wärmeleitfähigkeit des Festbetts.....</i>	<i>48</i>
8.1.1	<i>Aufbau und Ablauf des Versuchs.....</i>	<i>48</i>
8.1.2	<i>Messergebnis und Interpretation.....</i>	<i>48</i>
8.2	<i>Experimentelle Untersuchung der Temperaturverteilung in der Wirbelschicht</i>	<i>50</i>
8.2.1	<i>Anmerkungen aufgrund einer nicht gleichmäßig ausgebildeten Wirbelschicht.....</i>	<i>51</i>
8.2.2	<i>Ablauf des Versuchs</i>	<i>52</i>

8.2.3	Auswertung und Interpretation	52
9	Überschlägige Berechnungen zum Wärmeverlust.....	66
9.1	<i>Wärmeverlust und Wärmeübergangskoeffizient an der Außenwand des Zylinders</i>	<i>66</i>
9.2	<i>Wärmeverlust durch die Fluidisierungsluft.....</i>	<i>68</i>
10	Allgemeine Anmerkungen zum Versuchsstand und Vorschläge zu dessen Optimierung.....	70
11	Schlussfolgerung.....	72

Nomenklatur

Lateinische Zeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
A, A_{Bett}	Querschnittsfläche des Betts	m^2
A_O	Heizfläche	m^2
$A_{Zyl.}$	Für die Berechnung des Wärmestroms benötigte Außenfläche des Zylinders	m^2
Ar	Archimedes-Zahl	-
B	Verformungsparameter	-
C_K	Konstante	-
c_{Bett}	spezifische Wärmekapazität des Festbetts/der Schüttung	J/kgK
$c_{p,g}$	spezifische Wärmekapazität des Gases	J/kgK
D	Außendurchmesser des Zylinders	m
D_{sh}	horizontaler Dispersionskoeffizient der Feststoffpartikel in der Wirbelschicht	cm^2/s
\bar{D}_{sh}	Arithmetisches Mittel unterschiedlicher horizontaler Dispersionskoeffizienten in der Wirbelschicht	cm^2/s
$D_{sh,i}$	Horizontaler Dispersionskoeffizient in der i-ten Ebene der Wirbelschicht	cm^2/s
D_{sv}	Vertikaler Dispersionskoeffizient der Feststoffpartikel in der Wirbelschicht	cm^2/s
\bar{D}_{sv}	Arithmetisches Mittel unterschiedlicher vertikaler Dispersionskoeffizienten in der Wirbelschicht	cm^2/s
$D_{sv,i}$	Vertikaler Dispersionskoeffizient in der i-ten Ebene der Wirbelschicht	cm^2/s
d_B	Blasendurchmesser	cm
d_{Bett}	Durchmesser des Betts/ Innendurchmesser des Zylinders	cm
d_{Bm}	Maximaler theoretischer Blasendurchmesser in einem sehr tiefen Bett	cm
d_{B0}	Anfänglicher Blasendurchmesser unmittelbar über dem Anströmboden	cm
d_P	gemittelter Partikeldurchmesser	μm
d_{Pi}	Maschenweite des i-ten Analysesiebs	μm
d_{32}	Sauterdurchmesser	μm
F_A	Auftriebskraft	N
F_p	Druckkraft welche auf das Bett wirkt	N
FZ	Fluidisierungszahl u/u_{mf}	-
G_F	Gewichtskraft des Fluids	N
G_S	Gewichtskraft der Feststoffpartikel	N
g	Erdbeschleunigung	m/s^2

H	Betthöhe	mm
ΔH	Schichthöhe	m
k_{Bett}	auf λ_F bezogene Wärmeleitfähigkeit des Festbetts/der Schüttung	-
k_C	auf λ_F bezogene Wärmeleitfähigkeit der Einheitszelle	-
k_P	auf λ_F bezogene Wärmeleitfähigkeit der Feststoffpartikel	-
l	modifizierte freie Weglänge der Gasmoleküle	nm
M	Masse der Feststoffpartikel	kg
\tilde{M}	Molmasse des Gases	kg/kmol
m	Anzahl der unterschiedlichen Tiefenebenen	-
Nu_F	Fluid Nusselt-Zahl	-
Nu_P	Partikel Nusselt-Zahl	-
Nu_{Platte}	Nusselt-Zahl für freie Konvektion der vertikalen Platte mit dem maximalen Wärmeübergangskoeffizienten	-
$Nu_{WP(max)}$	zwischen Wand (Heizfläche) und Partikel gebildete Nusselt-Zahl	-
n	Anzahl der unterschiedlichen Höhenebenen	-
Pr	Prandtl-Zahl	-
p	Druck	N/m ²
Δp	Druckverlust, welcher durch die Wirbelschicht herbeigeführt wird	N/m ²
Δp_L	Druckverlust am Lockerungspunkt	N/m ²
$\Delta p_{Schicht}$	Druckverlust entlang der Schichthöhe	N/m ²
$\dot{Q}_{(O-B)}$	Wärmestrom von der Heizfläche auf das Bett	W
$\dot{Q}_{L,Verl}$	Abgeführter Wärmestrom über die Fluidisierungsluft	W
$\dot{Q}_{W,Verl}$	Abgeführter Wärmestrom über die Außenwand des Zylinders	W
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m ²
Ra	Rayleigh-Zahl	-
\tilde{R}	universelle Gaskonstante	J/molK
T	absolute Temperatur	K
$\overline{\Delta T}_h$	Arithmetisches Mittel der horizontalen Temperaturdifferenz	K
$\Delta T_{h,i,max}$	Maximale horizontale Temperaturdifferenz in der i-ten Tiefenebene	K
$\overline{\Delta T}_v$	Arithmetisches Mittel der vertikalen Temperaturdifferenz	K
$\Delta T_{v,j,max}$	Maximale vertikale Temperaturdifferenz in der j-ten Tiefenebene	K
t	Aufheizdauer	s
\tilde{t}	gemessene Celciustemperatur mittels des Thermoelements zur Berechnung der Grenzabweichung	°C
t_{krit}	kritische Aufheizdauer	s
u	Leerrohrgeschwindigkeit des Fluids	cm/s
u_B	absolute Blasenauftiegs geschwindigkeit	cm/s

u_{Br}	Blasenaufstiegsgeschwindigkeit relativ zur Suspensionsphase	cm/s
u_F	Fluidgeschwindigkeit in den Zwischenräumen der Suspensionsphase	cm/s
u_f	Sinkgeschwindigkeit der Feststoffpartikel	cm/s
u_{mf}	Lockerungsgeschwindigkeit	cm/s
u_{opt}	Fluidisierungsgeschwindigkeit bei α_{max}	cm/s
\dot{V}	Volumenstrom	m ³ /s
V_B	Volumen des Festbetts bzw. der Wirbelschicht	m ³
\dot{V}_{mf}	Volumenstrom bei Minimalfluidisation	m ³ /s
V_n	Normvolumenstrom bei Standarttemperatur $T_n = 273.15K$ und Standarddruck $p_n = 101325Pa$	m ³ /h, l/min
V_P	Volumen der Feststoffpartikel	m ³
x_i	Massenanteil der i-ten Partikelfraktion	-
z	Laufkoordinate in Abb. 5 Betrachtete Höhe der Wirbelschicht	cm

Griechische Zeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
α	Gesamtwärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
α_{Bett}	Wärmeübergangskoeffizient innerhalb des Festbetts/der Schüttung	W/m ² K
α_F	fluidkonvektiver Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
α_{max}	Maximaler Wärmeübergangskoeffizient von einer Heizfläche auf eine Wirbelschicht	W/m ² K
α_P	partikelkonvektiver Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
α_V	Verhältnis des effektiven Durchmessers des Nachlaufs der Blase zum Durchmesser der Blase	-
α_W	Wärmeübergangskoeffizient von der Außenwand des Zylinders an die Umgebung	W/m ² K
α_{WB}	Wärmeübergangskoeffizient von der Heizfläche auf das Festbett/die Schüttung	W/m ² K
β	Isobarer Wärmeausdehnungskoeffizient	1/K
γ	Akkommodationskoeffizient	-
δ_{Bett}	Diffusionskoeffizient des Festbetts/der Schüttung	m ² /s
δ_P	Diffusionskoeffizient der Feststoffpartikel	m ² /s
η	dynamische Viskosität des Fluids	Pa s
θ_{Bett}	mittlere kalorische Temperatur des Festbetts/der Schüttung	°C
θ_0	Temperatur in unmittelbarer Wandnähe	°C
θ_W	Temperatur der Heizwand (Heizstab) Temperatur der Außenwand des Zylinders	°C
θ_∞	Temperatur der Umgebung in hinreichender Entfernung zur Zylinderaußenwand	°C

θ_2	Maximale Austrittstemperatur der Fluidisierungsluft	°C
κ	Temperaturleitfähigkeit (thermische Diffusität)	m ² /s
Λ	effektive freie Weglänge der Gasmoleküle	nm
λ	Wärmeleitfähigkeit der Luft	W/mK
λ_{Bett}	Wärmeleitfähigkeit des Festbetts/der Schüttung	W/mK
λ_C	Wärmeleitfähigkeit der Einheitszelle	W/mK
λ_F	Wärmeleitfähigkeit des Fluids	W/mK
λ_P	Wärmeleitfähigkeit der Feststoffpartikel	W/mK
ρ_B	Dichte des Festbetts bzw. der Wirbelschicht	kg/m ³
ρ_{Bett}	Dichte des Festbetts/der Schüttung	kg/m ³
ρ_P	Dichte der Feststoffpartikel	kg/m ³
ν	kinematische Viskosität des Fluids/ der Luft	m ² /s
φ	Formfaktor	-
ϕ	Faktor in Gl. (5.35)	-
ψ	Porosität	-
ψ_{mf}	Porosität bei Minimalfluidisation, am Lockerungspunkt	-
ψ_∞	Porosität der unendlich ausgedehnten regellosen Schüttung	-
Λ	effektive freie Weglänge der Gasmoleküle	nm

1 Einleitung

Energieeffizienzziele der europäischen Union und die Bedeutung der Industrie bei ihrer Umsetzung

In unserer globalisierten Welt, mit ihrem durchschnittlichen, jährlichen, Wirtschaftswachstum von 3,4 %, sowie einer heutigen Weltbevölkerung von 7,4 Milliarden, welche bis 2040 schätzungsweise die 9 Milliarden Grenze überschreiten wird [1], ist die Bereitstellung einer modernen, effizienten und vor allem nachhaltigen und umweltschonenden Energieversorgung eines der zentralsten Ziele, um zukünftige Generationen mit Energie zu versorgen und unseren Planeten zu schützen. Um dem Gedanken einer zukunftsorientierten Energiepolitik einen rechtlichen Rahmen zu liefern, hat die Europäische Kommission 2009 in ihrem Klima- und Energiepaket 2020 als Hauptziele vorgegeben, die Treibhausgasemissionen der 28 Mitgliedstaaten innerhalb der Europäischen Union (EU) im Vergleich zu 1990 um 20 % zu verringern. Gleichzeitig sollen 20 % des Gesamtenergieverbrauchs der EU, durch erneuerbare Energiequellen gedeckt werden, sowie die Energieeffizienz um 20 % steigen. Darüber hinaus soll die Versorgungssicherheit durch eine vielfältigere Energieproduktion gefördert werden, die Abhängigkeit von Märkten für fossile Brennstoffe sinken und Arbeitsplätze im Bereich der erneuerbaren Energien entstehen [2].

Aufbauend auf dem Klima- und Energiepaket 2020, haben die EU Staats- und Regierungschefs 2014, den Rahmen für ein Klima- und Energiepaket 2030 angenommen, welches in seinen Hauptzielen das Bestreben nach kontinuierlichem Fortschritt aufzeigt. Es sollen bis 2030 Senkungen der Treibhausgasemissionen im Vergleich zu 1990 um mindestens 40 % stattfinden, der Anteil an erneuerbaren Energiequellen am Gesamtenergiebedarf auf mindestens 27 % steigen, sowie eine Energieeffizienzsteigerung von mindestens 27 % erreicht werden. Um diesen Effizienzsteigerungszielen gerecht zu werden, müssen von den EU Mitgliedstaaten umfangreiche Maßnahmen ergriffen werden, um Energieeinsparpotentiale nutzbar zu machen und somit den Energieverbrauch zu senken [3].

Die aktuell zur Verfügung stehenden Daten des Bruttoinlandsverbrauchs an Energie der EU, beliefen sich für das Jahr 2015 auf 68139 Petajoule (PJ), dies entspricht 1627 Mio. Tonnen Rohöleinheiten (t RÖE). Davon waren 8836 PJ (211 Mio. t RÖE) aus erneuerbaren Energiequellen, was einem Anteil von 13,0 % am Gesamtverbrauch entspricht. Der Endenergieverbrauch des gleichen Jahres belief sich auf 45383 PJ (1084 Mio. t RÖE), wobei die Industrie mit 11502 PJ (275 Mio. t RÖE) einen Anteil von rund 25,4 % daran hatte [4]. Die Industrie trägt also einen großen Teil zum Energieverbrauch der EU bei, sodass Energieeinsparpotentiale hier jedenfalls ergriffen werden müssen, um den genannten Energieeffizienzplänen gerecht zu werden.

Nutzung von industrieller Abwärme zur Effizienzsteigerung

Industrielle Abwärme, welche etwa in der Wertschöpfungskette der Prozessindustrie anfällt, ist ein essentieller Faktor um Energie effizienter zu nutzen. Laut BCS Incorporated [5], ergaben unterschiedliche Studien, dass Abwärme welche durch heiße Stoffströme wie Abgase, Flüssigkeiten oder Prozessprodukte, sowie auch durch Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung über Außenwände entsteht, 10 bis 50 % der in der Industrie eingesetzten Energie ausmacht. Um diese industrielle Abwärme zu speichern und wieder nutzbar zu machen, haben Mirò et al. [6] versucht verlässliche Daten über das Potential an industrieller Abwärme in unterschiedlichen Regionen zu gewinnen und darzustellen (Abb. 1 und Abb. 2). Dabei kamen sie auf ähnliche Ergebnisse wie in [5].

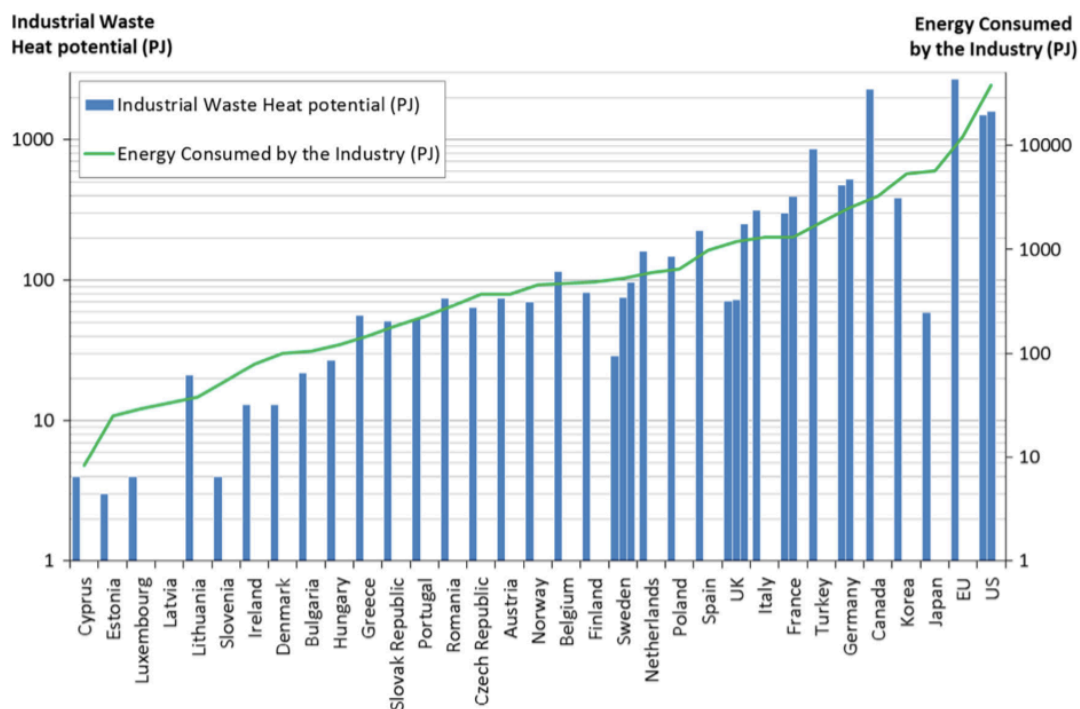


Abb. 1: Globales industrielles Abwärmepotential (in PJ) und globaler industrieller Energieverbrauch (in PJ). In einigen Fällen wurde mehr als ein Potential gefunden und angeführt [6]

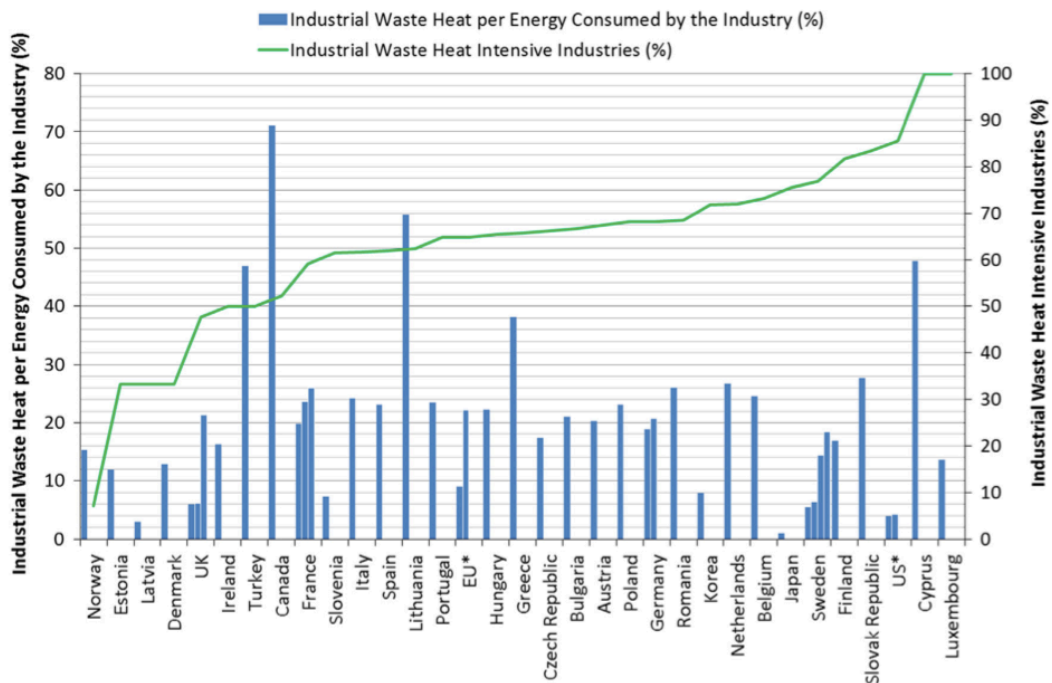


Abb. 2: Globale industrielle Abwärme im Verhältnis zum globalen industriellen Energieverbrauch in % und Prozentsatz an abwärmeintensiver Industrie [6]

Demzufolge gewinnen Thermische Energiespeicher – auch Wärmespeicher genannt – immer mehr an Bedeutung, um Teile dieser ansonsten verloren gegangene Energie zu speichern und zu gegebenem Zeitpunkt wieder nutzbar zu machen. Die gespeicherte Abwärme kann anschließend, je nach Bedarf, sehr flexibel eingesetzt werden. Sei es zum Vorheizen von Verbrennungsluft und anderen Prozessströmen, sowie zur Produktion von elektrischem Strom, zur Raumluftheizung oder auch zur Kühlung in Kombination mit Absorptionskältemaschinen. Dabei kann man die so genutzte Abwärme als eine emissionslose Energiequelle betrachten, welche Primärenergieträger und somit auch fossile Brennstoffe einspart und damit den Ausstoß von Treibhausgasen reduziert. Unabhängig vom Einsatzgebiet, tragen diese Möglichkeiten jedenfalls dazu bei, die Energieeffizienz zu steigern [5].

Arten der thermischen Energiespeicherung

Thermische Energiespeicher können allgemein in drei Gruppen eingeteilt werden. Dies sind zum einen die sensiblen Wärmespeicher, bei denen Wärme über die spezifische Wärmekapazität der eingesetzten Speichermaterialien gespeichert wird. Bei den Lade- und Entladeprozessen, also der Wärmespeicherung und nachfolgenden Wärmeabgabe, ändert sich der Aggregatzustand der eingesetzten Materialien dabei nicht. Es erfolgt lediglich eine Temperatursteigerung, sowie eine Temperaturverminderung dieser. Bei den Latentwärmespeichern wird die Wärme als latente Wärme während eines Phasenübergangs gespeichert, die Temperatur der hierfür eingesetzten Speichermaterialien ändert sich dabei nicht. Vorzugsweise werden fest-flüssig Phasenübergänge angewendet. Es kommen jedoch auch fest-fest Phasenübergänge zum

Einsatz. Letztlich gibt es noch thermochemische Energiespeicher, welche durch reversible Sorptions- sowie Desorptionsvorgänge und / oder chemische Reaktionen Wärme speichern. Diese Form der Wärmespeicherung ist bis dato noch in der Entwicklungsphase und bedarf zum kommerziellen Einsatz weiterer Forschungsarbeit [7].

2 Ziel der vorliegenden Arbeit

Werden thermische Energiespeicher (TES) als sensible Wärmespeicher eingesetzt, so werden an die, die Wärme speichernden Materialien, gewisse thermophysikalische Anforderungen gestellt. Einerseits werden eine hohe Dichte, wie auch hohe spezifische Wärmekapazitäten, durch welche wiederum hohe Wärmespeicherdichten erreicht werden können, gefordert. Andererseits sollen die eingesetzten Materialien eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzen, sodass die Wärmespeicherung wie auch die nachgeschaltete Wärmeabgabe schnell verlaufen. Zusätzlich soll das Material günstig, umweltschonend und beständig sein.

In der Industrie werden dafür gerne Festbettregeneratoren eingesetzt, bei denen als Wärmespeichermaterialien unter anderem Sand, Steine oder Kies zum Einsatz kommen. Diese befinden sich dann als feste Schüttung in Form eines sogenannten Festbetts in einem Tank. Das Wärmeträgerfluid strömt hierbei direkt durch den Tank, sodass sich durch den unmittelbaren Kontakt zwischen Wärmeträgerfluid und Wärmespeichermaterial eine große Wärmeübertragungsfläche ergibt.

Falls jedoch ein solcher direkter Kontakt nicht möglich ist, so muss das Arbeitsfluid in Rohren, welche als Wärmetauscherfläche dienen, durch den Tank geführt werden. Das Laden und Entladen des Speichers ist dabei jedoch durch geringe Wärmeübertragungsraten unvorteilhaft [7].

Durch den Einsatz von Wirbelschichtregeneratoren kann die Wärmeübertragungsrate jedoch in solchen Fällen erhöht werden [7]. Wird das Wärmeträgermaterial nämlich durch einen Anströmboden, beispielsweise mittels Luft, begast und befindet sich die Anströmgeschwindigkeit des Fluids oberhalb einer fürs Bett definierten, minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit, so steigt nach Messungen von Wunder [8] der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Heizflächen und Bett, im Vergleich zum Festbett, signifikant an.

Dieser Anstieg beruht im Wesentlichen auf zwei unterschiedlichen Wärmetransportmechanismen. Einerseits durch einen partikelkonvektiven Energietransport, bei dem aufgewärmte Festkörperteilchen in der Wirbelschicht an

andere Plätze gelangen und dabei ihre Wärme mitnehmen. Andererseits ergibt sich ein konvektiver Wärmetransport aufgrund der, das Bett durchströmenden, Luft [9]. Es darf jedoch nicht vergessen werden, dass durch den eingesetzten Luftmassenstrom, welcher zur Fluidisierung dient, auch Energie „verloren“ geht bzw. aufgewendet werden muss. Einerseits thermische Energie, durch die sich auf ihrem Weg durchs Bett aufheizende Luft, welche den Behälter nach oben hin wieder verlässt, andererseits braucht es Energie, um die Luft in den geforderten Druck- und Massenstromverhältnissen bereit zu stellen. Es ist leicht nachzuvollziehen, dass diese Energieverluste mit steigendem Luftmassenstrom anwachsen.

So wäre es, bezogen auf die Verluste durch die Fluidisierungsluft, vorteilhaft, einen Wirbelschichtregenerator bei niedrigen Fluidisierungsmassenströmen im Bereich des minimalen Fluidisierungszustandes zu betreiben. Um definierte Zustände innerhalb der Wirbelschicht zu gewährleisten und somit die Wärmespeicherung besser quantifizieren zu können, will man in der Praxis jedoch auch eine homogene Temperaturverteilung ohne wesentliche Temperaturunterschiede im Bett realisieren. Eine Kombination dieser beiden Sachverhalte gilt es zu erreichen.

Ziel dieser Arbeit ist es, diese Unterschiede im Wärmetransport eines Festbetts und einer Wirbelschicht bei unterschiedlichen Fluidisierungszuständen experimentell zu ermitteln. Dazu werden Versuche an einer zylindrischen Wirbelschicht, mit einem mittig eingebauten Heizstab durchgeführt. Das eingesetzte Wärmespeichermaterial ist dabei Quarzsand. Aufgrund der intensiven Feststoffbewegung in Wirbelschichten, wird in der Literatur gefolgert, dass sich innerhalb der Wirbelschicht eine homogene Temperaturverteilung ohne wesentliche Temperaturunterschiede im Sinne des idealen Rührkessels ausbildet. Temperaturgradienten treten laut Martin [9], nur in einer thermischen Grenzschicht in der Größenordnung des Partikeldurchmessers auf. Es ist jedoch zu erwarten, dass sich bei kleineren Fluidisierungszuständen, nahe dem Lockerungspunkt, aufgrund von zeitlicher, nicht vollkommener Durchmischung, stationäre Temperaturprofile ergeben.

Diese stationären Temperaturprofile sollen bei unterschiedlichen Fluidisierungszuständen, in Bezug auf sich ändernde mittlere Partikeldurchmesser, sowie Betthöhen, ermittelt werden. Anschließend wird versucht einen in der Literatur zur Verfügung stehenden Ansatz zur Berechnung eines Dispersionskoeffizienten, zur Beschreibung der Bewegung der Feststoffpartikel innerhalb der Wirbelschicht, mit den experimentell ermittelten stationären Temperaturprofilen zu vergleichen. Darauf aufbauend soll in der Folge auf einen Zusammenhang zwischen der sich stationär einstellenden Temperaturdifferenz und dem für den Wirbelschichtzustand repräsentativen Dispersionskoeffizienten, bis hin zum Zustand des idealen Rührkessels, geschlossen werden.

3 Einführung der Porosität

Um den Hohlraumvolumenanteil eines, aus einer Schüttung bestehenden, Festbetts oder einer Wirbelschicht zu beschreiben, wird der Begriff der Porosität eingeführt. Dabei steht der Index B gleichbedeutend für das Festbett wie auch für die Wirbelschicht. Die Porosität ist somit wie in [10] definiert als:

$$\psi = 1 - \frac{V_P}{V_B} = 1 - \frac{M}{\rho_P \cdot V_B} \quad (3.1)$$

Die Dichte des Betts kann zusätzlich nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$\rho_B = \frac{M}{V_B} \quad (3.2)$$

Aus der Gl. (3.1) und Gl. (3.2) ergibt sich somit für die Porosität des Betts:

$$\psi = 1 - \frac{\rho_B}{\rho_P} \quad (3.3)$$

Für ein unendlich ausgedehntes regelloses Festbett aus gleich großen kugelförmigen Partikeln, liegt die Porosität in einem Bereich von $0.36 \leq \psi_\infty \leq 0.42$. Dabei liegen gerüttelte und somit etwas verdichtete Schüttungen im Bereich von $\psi_\infty = 0.36 - 0.38$ und lockere nicht gerüttelte Schüttungen üblicherweise im Bereich von $\psi_\infty = 0.40 - 0.42$ [11].

Tab. 1: ermittelte Werte der Festbettporosität für die unterschiedlichen Partikelgrößen

d_P [μm]	ρ_S [kg/m^3]	ρ_{Bett} [kg/m^3]	ψ [-]
91	2650	1263	0.523
186	2650	1356	0.488

Aus Tab. 1 erkennt man die von der Theorie abweichenden Werte für die Porosität. In der Literatur [11] werden diese erhöhten Wert durch abstoßende interpartikuläre Kräfte bei feinen Pulvern erklärt. Wirbelschichten haben dagegen höhere Werte der Porosität, welche von den unterschiedlichen Werten für die Lockerungsporosität der jeweiligen eingesetzten Feststoffpartikel, bis zu Werten laut Stieß [12] von $\psi \approx 0.9$ ohne dass es zum Austrag von Feststoffpartikeln kommt, reichen können.

4 Eigenschaften des Festbetts

4.1 Wärmeleitfähigkeit des Festbetts nach dem Modell von Zehner/Bauer/Schlünder

Aufgrund der Porosität ergeben sich innerhalb des Betts unterschiedliche Wärmetransportmechanismen. Wärme wird unter anderem durch Wärmeleitung, zwischen sich berührenden Partikeln, oder sich nicht berührenden Partikeln und dem dazwischenliegenden stationären Fluid ausgetauscht. Um nun in der Praxis die Wärmeleitfähigkeit des Betts in guter Näherung zu experimentell ermittelten Wärmeleitfähigkeiten vorauszusagen, haben sich im Laufe der Zeit unterschiedliche Modelle etabliert [11]. Betrachtet man das für unsere praktischen Bedürfnisse ausreichende und von Tsotsas in Abschn. D6.3 des VDI Wärmeatlasses [11] vorgestellte Grundmodell von Zehner/Bauer/Schlünder, so ist die Wärmeleitfähigkeit des Betts λ_{Bett} , von drei primären Einflussparametern abhängig. Dies ist zum einen die Wärmeleitfähigkeit der eingesetzten Partikel λ_P , in unserem Fall die Wärmeleitfähigkeit des eingesetzten Sandes, die Wärmeleitfähigkeit λ_F des die Hohlräume füllenden Fluids, in unserem Fall die Luft, sowie die Porosität ψ des Betts.

$$\lambda_{Bett} = \lambda_{Bett}(\lambda_P, \lambda_F, \psi)$$

Das Modell von Zehner/Bauer/Schlünder basiert darauf, dass die Wärmeleitfähigkeit des Betts, durch die Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit einer Einheitszelle mit parallelen Wärmestromlinien, angenähert wird. Die so ermittelte Wärmeleitfähigkeit kann dann für das ganze Bett als repräsentativ angesehen werden. Dabei gilt die Näherung nur für den Grenzfall $\lambda_P = \lambda_F$ exakt. Die in Abb. 3 dargestellte Einheitszelle besteht aus einem zylindrischen Kern, welcher von einer fluidgefüllten zylindrischen Schale umgeben ist, sowie zwei dem Kern gegenüberliegenden Partikelhälften.

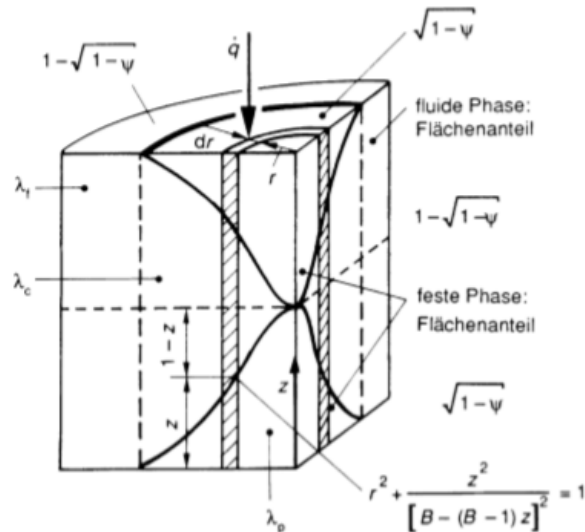


Abb. 3: Einheitszelle des Modells von Zehner/Bauer/Schlünder [11]

Das so eingeführte Modell muss dabei unterschiedliche physikalische Grenzfälle erfüllen, damit es die realen Vorgänge so gut wie möglich beschreibt:

1. $\psi = 0 \Rightarrow \lambda_{Bett} = \lambda_P$
2. $\psi = 1 \Rightarrow \lambda_{Bett} = \lambda_F$
3. $\lambda_P = \lambda_F \Rightarrow \lambda_{Bett} = \lambda_P = \lambda_F$
4. $\lambda_F \rightarrow \infty \Rightarrow \lambda_{Bett} \rightarrow \infty$
5. $\lambda_P \rightarrow \infty \Rightarrow \lambda_{Bett} \rightarrow \infty$
6. $\lambda_F \rightarrow 0 \Rightarrow \lambda_{Bett} \rightarrow 0$
7. $\lambda_P \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{\lambda_{Bett}}{\lambda_F} = \frac{\delta_{Bett}}{\delta}$

Nach Abb. 3 kann die Wärmeleitfähigkeit des Betts dann wie folgt berechnet werden:

$$\lambda_{Bett} = k_{Bett} \lambda_F \quad (4.1)$$

Für k_{Bett} gilt weiter:

$$k_{Bett} = 1 - \sqrt{1 - \psi} + \sqrt{1 - \psi} k_C \quad (4.2)$$

$$k_C = \frac{2}{N} \left(\frac{B}{N^2} \frac{k_P - 1}{k_P} \ln \frac{k_P}{B} - \frac{B + 1}{2} - \frac{B - 1}{N} \right) \quad (4.3)$$

$$N = 1 - \frac{B}{k_P} \quad (4.4)$$

$$k_C = \frac{\lambda_C}{\lambda_F} \quad (4.5)$$

Zur Berechnung des Verformungsparameters B, welcher die genaue Kontur der durch die Einheitszelle eingeführten Modellpartikel beschreibt, wird für kugelförmige Schüttungen, also auch hinreichend zutreffend für den hier verwendeten Quarzsand, die Porosität der Einheitszelle mit der Schüttungsporosität gleichgesetzt. Es gilt dann näherungsweise:

$$B = 1.25 \left(\frac{1 - \psi}{\psi} \right)^{\frac{10}{9}} \quad (4.6)$$

Der in Abb. 4 zu erkennende, relativ lineare Verlauf der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit des Betts, wurde mittels der Gl. (4.1)–(4.6) für den in dieser Arbeit eingesetzten Quarzsand berechnet. Dabei wurden die temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeiten λ_F aus der Stoffdatentabelle für trockene Luft bei $p = 1$ bar des VDI Wärmeatlasses [11] und λ_P aus einer Bestimmungsgleichung von Kiyohashi et al. [13] für einen Zylinder aus hochreinem Quarzglas gewonnen.

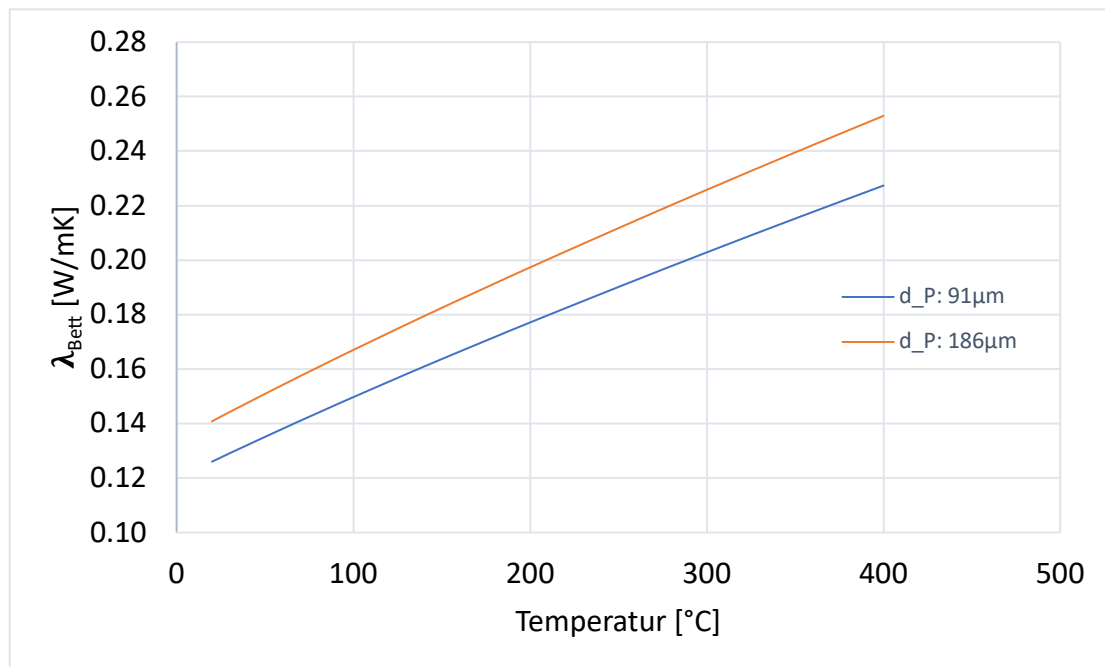


Abb. 4: theoretische temperaturabhängige Festbett-Wärmeleitfähigkeit der unterschiedlichen Partikelgrößen

Mithilfe der nun bekannten Wärmeleitfähigkeit des Betts, kann man in weiterer Folge die Wärmeleitung durchs Bett, wie die Wärmeleitung durch einen homogenen Körper betrachten. Diese Herangehensweise hat sich laut Tsotsas [11] in der Praxis bewährt und

kann für alle stationären, sowie für die meisten instationären Wärmeübertragungsprobleme genutzt werden.

4.2 Temperaturprofil und Wärmeübergang in ein Festbett ausgehend von einer Heizfläche

Der in Folge angeführte Ansatz zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten orientiert sich an dem von Tsotsas in Abschn. M6 des VDI Wärmetlasses [11] vorgestellten Verfahren. Das Temperaturprofil welches sich allgemein beim Wärmeübergang von einer Heizfläche auf ein Festbett ohne Wärmesenken, also speziell auch in unserem Fall des Festbetts aus trockenem Quarzsand, einstellt, ist in Abb. 5 schematisch dargestellt.

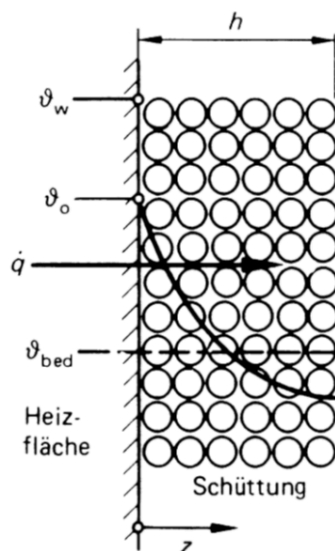


Abb. 5: Temperaturprofil in ein Festbett ausgehend von einer Heizfläche [11]

Ausgehend von der Temperatur θ_w der Heizfläche, ergibt sich fast sprunghaft eine niedrigere wandnahe Temperatur θ_0 . Ausgehend von θ_0 stellt sich ein abfallendes gekrümmtes Temperaturprofil ins Innere des Festbetts ein. Zu diesem gekrümmten Profil existiert die mittlere kalorische Temperatur θ_{Bett} des Betts. Damit man die Fourier'sche Wärmeleitungstheorie:

$$\dot{q} = -\lambda_{Bett} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4.7)$$

anwenden kann, geht man von einem Bett ohne Wärmesenken, meistens Feuchtigkeit betreffend, aus. Das Bett wird wiederum als homogener Körper angesehen und neben der

bereits eingeführten effektiven Wärmeleitfähigkeit λ_{Bett} , werden weitere effektive Eigenschaften, die spezifische Wärmekapazität c_{Bett} , sowie die Dichte ρ_{Bett} , definiert. Ausgehend von diesen Annahmen kann man für den Wärmeübergang von der Wand auf das Bett, einen Wärmeübergangskoeffizienten α_{WB} , sowie für den Wärmedurchgang innerhalb des Betts, einen Wärmeeindringkoeffizient α_{Bett} definieren. Es gilt:

$$\alpha_{WB} = \frac{\dot{q}}{(\theta_W - \theta_0)} \quad (4.8)$$

$$\alpha_{Bett} = \frac{\dot{q}}{(\theta_0 - \theta_{Bett})} \quad (4.9)$$

Daraus ergibt sich ein Gesamtwärmeübergangskoeffizient

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{(\theta_W - \theta_{Bett})} \quad (4.10)$$

in der Form

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_{WB}} + \frac{1}{\alpha_{Bett}} \quad (4.11)$$

Dabei hängt der Wärmeübergangskoeffizient α_{WB} für die Wärmeübertragung von der Heizfläche aufs Bett nach Schlünder [14] nur von physikalischen Größen, sowie der relativen Flächenbedeckung und der äquivalenten Oberflächenrauigkeit, jedoch nicht von der Aufheizdauer des Betts ab. α_{WB} kann wie in Abschn. M6 4.1 des VDI Wärmeatlasses [11] ausgeführt, berechnet werden und liegt für den in dieser Arbeit verwendeten Quarzsand in der Größenordnung von $\alpha_{WB} = 2500 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Der zeitlich gemittelte Wärmeeindringkoeffizient α_{Bett} lässt sich unter der Annahme einer konstanten wandnahen Betttemperatur θ_0 wie folgt berechnen:

$$\alpha_{Bett} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{(\rho \lambda c)_{Bett}}}{\sqrt{t}} \quad (4.12)$$

Aus der Beziehung $\alpha_{WB} = \alpha_{Bett}$ kann zusätzlich eine kritische Aufheizdauer t_{krit} bestimmt werden:

$$t_{krit} = \frac{4}{\pi} \frac{(\rho \lambda c)_{Bett}}{\alpha_{WB}^2} \quad (4.13)$$

Dabei gilt:

$$t \ll t_{krit} \rightarrow \alpha \approx \alpha_{WB} \quad (4.14)$$

$$t \gg t_{krit} \rightarrow \alpha \approx \alpha_{Bett} \quad (4.15)$$

Dies bedeutet, dass sich abhängig von der Aufheizdauer in Bezug auf t_{krit} , der bestimmende Wärmeübergangskoeffizient α für den Wärmetransport von der Heizfläche ins Bett, α_{WB} bzw. α_{Bett} annähert. Die kritische Aufheizdauer t_{krit} hängt dabei unter anderem vom Druck und dem Partikeldurchmesser ab und liegt bei dem in dieser Arbeit eingesetzten Quarzsand unter Normaldruck im Millisekunden-Bereich. Der Wärmeübergangskoeffizient α fällt also annähernd ab Beginn des Aufheizens wie aus Abb. 6 ersichtlich mit der zweiten Wurzel der Zeit laut Gl. (4.12) ab. Geht man von einer konstanten Heizflächentemperatur aus, so ergibt sich aus Gl. (4.11) und Gl. (4.10), dass mit zunehmender Zeit, die Wärmeübertragung an das Bett immer weiter abnimmt. Daraus lässt sich schließen, dass für diese Konstellation eines Festbetts mit integrierter Heizfläche, der Wärmetransport von der Heizfläche ins Bett nicht optimal ist.

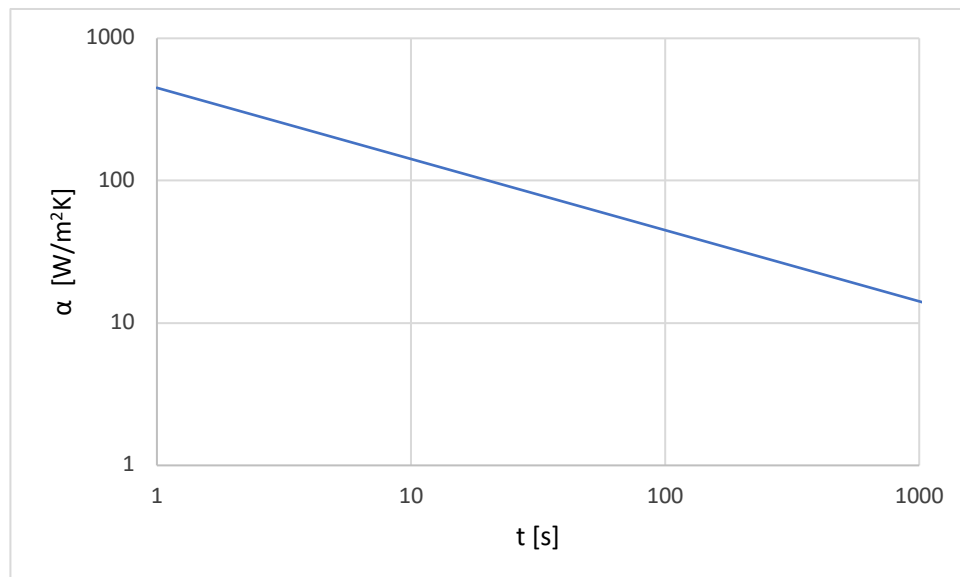


Abb. 6: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten α

5 Eigenschaften der Wirbelschicht

5.1 Prinzip der Wirbelschicht

Bei einer Wirbelschicht wird ein Festbett über einen nur das Fluid (Gas oder Flüssigkeit) durchlässigen Anströmboden entgegen der Erdbeschleunigung derart durchströmt, dass die Feststoffpartikel durch das Fluid aufgelockert und getragen werden und die Partikel als Ganzes ein flüssigkeitsähnliches Verhalten zeigen. Dabei existiert eine fürs Bett definierte und auf den leeren Behälter bezogene Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit (oder Lockerungsgeschwindigkeit) u_{mf} , ab derer die Widerstandskraft des Fluids gerade das Gewicht der Partikel trägt und man von einer Wirbelschicht spricht. Die Partikel befinden sich dann in keinem ständigen Kontakt mehr untereinander und können sich relativ zueinander bewegen. Unterhalb dieser Leerrohrgeschwindigkeit u_{mf} , spricht man weiterhin von einem Festbett welches durchströmt wird (Abb. 7a). Am Umschlagpunkt von einem Festbett zu einer Wirbelschicht, welcher auch Minimalfluidisation, Wirbelpunkt oder Lockerungspunkt genannt wird, hat das Bett eine gewisse Porosität, nämlich die Porosität bei Minimalfluidisation ψ_{mf} (auch Lockerungsporosität). Der Volumenstrom des Fluids entspricht hier dem Volumenstrom bei Minimalfluidisation $\dot{V} = \dot{V}_{mf}$ [11].

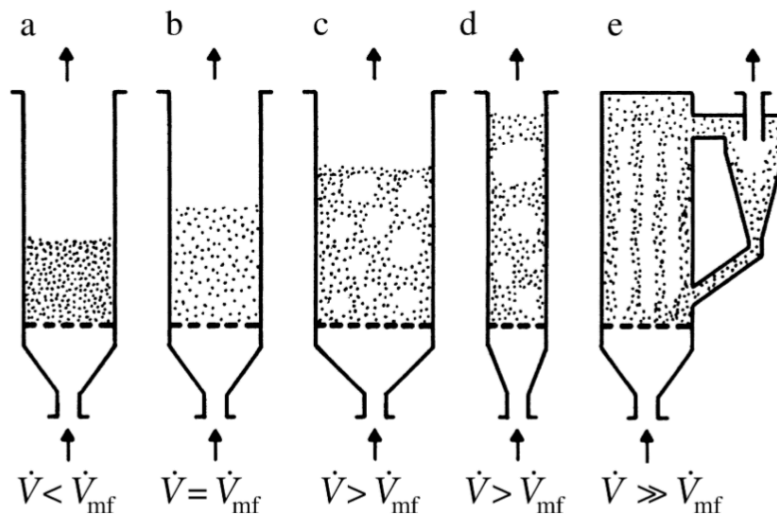


Abb. 7: Unterschiedliche Erscheinungsformen von Wirbelschichten [11]

Werden Wirbelschichten mittels einer Flüssigkeit fluidisiert, so entsteht eine homogene Wirbelschicht ab der Minimalfluidisation (Abb. 7b). Bei den in dieser Arbeit interessierenden Gas-Feststoff-Wirbelschichten, bilden sich ab oder nahe der Minimalfluidisation, blasenbildende Wirbelschichten (Abb. 7c, d) aus. Gasgefüllte, praktisch feststofffreie, Blasen steigen entlang des Betts hoch und wachsen aufgrund von Koaleszenz an. Bei engen und hohen Behältern kann es vorkommen, dass Blasen auf den

Querschnitt des Behälters anwachsen (Abb. 7d) und sich eine stoßende Wirbelschicht ausbildet. Ab einem gewissen Volumenstrom, oberhalb der Minimalfluidisation, kann es zum Austrag von Feststoffpartikeln kommen (Abb. 7e). Man spricht bei diesen Wirbelschichten, bei denen der Feststoff mittels eines Zyklons rückgeführt wird, von zirkulierenden Wirbelschichten [11].

5.2 Fluidmechanische Grundlagen

5.2.1 Druckverlust

Der folgende Ansatz betreffend den Druckverlust, orientiert sich an dem von Wirth in Abschnitt L3.2 des VDI Wärmeatlasses [11] vorgestellten Verfahren.

Aufgrund der Tatsache, dass das Fluid die Schicht entgegen der Erdschwere durchströmt und dabei die sich darin befindlichen Feststoffpartikel ab dem Lockerungspunkt in Schwebe hält, muss es einen Druckverlust $\Delta p_{Schicht}$ entlang der Schichthöhe ΔH geben. Es gilt, wie auch in Abb. 8 ersichtlich, dass die entlang ΔH und auf die Querschnittsfläche A der Schicht bezogene Druckkraft F_p , die vom Fluid auf das Bett ausgeübt wird, im Gleichgewicht ist, mit der Gewichtskraft der Feststoffpartikel G_S sowie der Gewichtskraft des Fluids G_F . In der Theorie wird davon ausgegangen, dass sich die Feststoffpartikel nicht bewegen und die Wandreibung vernachlässigt werden kann.

Es ergibt sich dann für die Druckkraft:

$$F_p = \Delta p_{Schicht} \cdot A = G_S + G_F \quad (5.1)$$

Mit

$$G_S = (1 - \psi) \rho_P g A \Delta H \quad (5.2)$$

$$G_F = \psi \rho_F g A \Delta H \quad (5.3)$$

Nach Einsetzen von Gl. (5.2) und Gl. (5.3) in Gl. (5.1) erhält man somit für den Druckverlust $\Delta p_{Schicht}$:

$$\Delta p_{Schicht} = (\rho_P - \rho_F)(1 - \psi)g \Delta H + \rho_F g \Delta H \quad (5.4)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite steht dabei für den Druckabfall des sich entgegen der Erdbeschleunigung hebenden Fluids. Der erste Term auf der rechten Seite stellt den Druckverlust Δp , welcher durch die Wirbelschicht herbeigeführt wird, dar.

$$\Delta p = (\rho_P - \rho_F)(1 - \psi)g \Delta H \quad (5.5)$$

Darin enthalten ist auch der Auftrieb,

$$F_A = \rho_F(1 - \psi) g A \Delta H \quad (5.6)$$

welcher auf die Feststoffpartikel aufgrund des sie umströmenden Fluids wirkt und einen mindernden Effekt auf Δp hat.

Gl. (5.5) lässt sich somit auch schreiben als:

$$\Delta p = \frac{G_S - F_A}{A} = const. \quad (5.7)$$

Der Druckverlust Δp ist aufgrund des angesprochenen Gleichgewichts ab dem Lockerungspunkt konstant [11].

Bei realen Wirbelschichten steigt Δp mit steigendem Fluidvolumenstrom aufgrund zunehmender Bewegung der Feststoffpartikel, sowie den Einflüssen der Wandreibung welche Energie verbrauchen, leicht an [12].

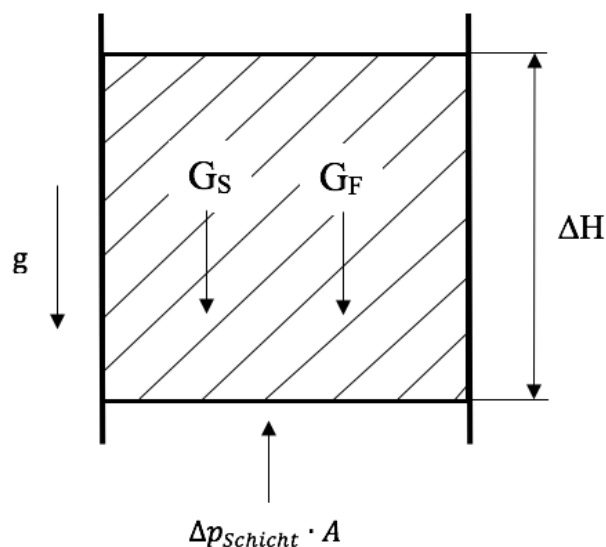


Abb. 8: Kräftegleichgewicht in der Wirbelschicht

5.2.1.1 Druckverlustdiagramm

Geht man von einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht mit nicht zu kleinen oder kohäsiven Partikeln aus, so stellt sich in Abhängigkeit der Leerrohrgeschwindigkeit das in Abb. 9 dargestellte, ideale Druckverlustdiagramm ein. Bei ausreichend feinkörnigen Feststoffpartikeln, werden diese unterhalb von u_{mf} laminar umströmt und es stellt sich ein linearer Zusammenhang $\Delta p \sim u$ ein. Wird der Volumenstrom weiter erhöht, so steigt der Druckverlust zunächst über Δp_L an, bevor er dann wieder abflacht und sich ein konstanter Druckverlust einstellt.

Dieser Anstieg über den Druckverlust am Lockerungspunkt lässt sich dadurch erklären, dass die Partikel aus ihrer Anfangsverfestigung aufgrund des Eigengewichts, gelöst werden müssen. Wird der Lockerungspunkt überschritten, so wird diese Anfangsverfestigung durch die eintretende Fluidisierung aufgebrochen und der Druckverlust fällt auf einen, für die jeweilige Wirbelschicht spezifischen, konstanten Druckverlust ab. Mit steigender Fluidisierung bleibt Δp solange konstant, bis die Leerrohrgeschwindigkeit die Sinkgeschwindigkeit u_f der Feststoffpartikel überschreitet und es zur Förderung, also zum Austrag des Feststoffs, kommt. Die Porosität ψ geht in diesem Fall gegen eins und der Druckverlust nähert sich dem des Leerrohrs an.

Wird der Volumenstrom ausgehend vom Zustand der Wirbelschicht abgesenkt, so entsteht ein am Lockerungspunkt ($\psi = \psi_L = \psi_{mf}$) geringerer Druckverlust als der vorher beschriebene. Aufgrund der Tatsache, dass die Feststoffpartikel in realen Wirbelschichten nicht monodispers, sondern vielmehr in einer gewissen Größenverteilung im Bett vorliegen, kommt es dazu, dass größere Partikel bereits in einem nicht mehr fluidisierten Zustand vorliegen, wohingegen kleinere Partikelfractionen noch fluidisiert werden. Dadurch kommt es zu einem unscharfen Übergang zwischen dem Druckverlust des Festbetts und jenem der ausgeprägten Wirbelschicht.

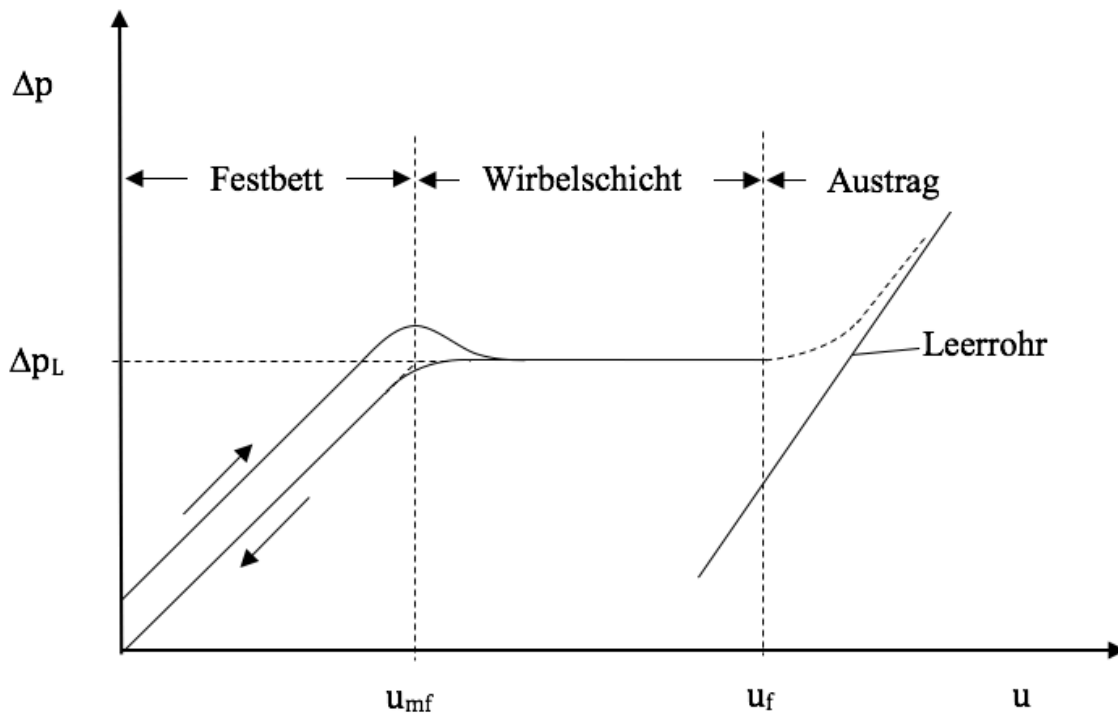


Abb. 9: idealisiertes Druckverlustdiagramm einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht

Bei der experimentellen Bestimmung des Lockerungspunktes, wird der Druckverlust ausgehend vom Zustand der Wirbelschicht, durch sukzessives Verringern der Fluidgeschwindigkeit aufgetragen. Um dem unscharfen Übergang vom Festbett zur Wirbelschicht Rechnung zu tragen, wird der Lockerungspunkt anschließend durch den Schnittpunkt der verlängerten Ausgleichsgeraden des Festbettdruckverlustes mit der Ausgleichsgeraden des konstanten Wirbelschichtdruckverlustes ermittelt [15].

5.2.2 Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit

Die theoretische Herangehensweise zur Berechnung der Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit u_{mf} (in weiterer Folge nur Lockerungsgeschwindigkeit genannt), basiert auf der Grundlage, dass sich der Lockerungspunkt am Umschlagpunkt vom Festbett zur Wirbelschicht befindet und somit die Gleichungen welche die Durchströmung eines Festbetts beschreiben, ebenso gelten, wie jene für die Durchströmung einer Wirbelschicht. Somit können die sich aus den beiden Berechnungsverfahren ergebenden Druckverluste, am Lockerungspunkt gleichgesetzt werden [15].

Für die Durchströmung eines Festbetts liefert beispielweise die Ergun-Gleichung [16] für den Druckverlust ganz allgemein:

$$\frac{\Delta p}{\Delta H} = 150 \frac{(1 - \psi)^2}{\psi^3} \cdot \frac{\eta u}{d_{32}^2} + 1.75 \frac{1 - \psi}{\psi^3} \frac{\rho_F u^2}{d_{32}} \quad (5.8)$$

Dieser Druckverlust muss am Lockerungspunkt gleich dem Druckverlust, welcher durch Gl. (5.5) gegeben ist sein. Daraus lässt sich die Lockerungsgeschwindigkeit u_{mf} wie folgt berechnen [11]:

$$u_{mf} = 42.8(1 - \psi_{mf}) \frac{v}{d_{32}} \cdot \left(\sqrt{1 + 3.11 \cdot 10^{-4} \frac{\psi_{mf}^3}{(1 - \psi_{mf})^2} \frac{\Delta \rho g d_{32}^3}{\rho_F v^2}} - 1 \right) \quad (5.9)$$

Da die Lockerungsporosität ψ_{mf} nicht vorausberechnet werden kann, muss sie aus experimentellen Daten wie in Tab. 2 abgeschätzt werden. Da Partikel in der Realität von einer idealen Kugelform abweichen, muss zur Berechnung von u_{mf} , zusätzlich ein charakteristischer Partikeldurchmesser, der Sauterdurchmesser d_{32} bekannt sein. Er ist definiert als der Durchmesser der Kugel mit dem gleichen Volumen zu Oberflächenverhältnis wie das betrachtete Partikel und kann beispielweise aus einer gemessenen Partikelgrößenverteilung berechnet werden. Alternativ kann man d_{32} jedoch auch für Partikel welche nicht zu sehr von der Kugelform abweichen, näherungsweise durch folgende Beziehung aus [10] berechnen:

$$d_{32} \approx \varphi \cdot d_P \quad (5.10)$$

Der Formfaktor ist dabei wie in [11] definiert als:

$$\varphi = \frac{\text{Oberfläche der Kugel gleichen Volumens}}{\text{Partikeloberfläche}} \quad (5.11)$$

Aufgrund dessen, dass die Ergun-Gleichung den Einfluss der Schichtporosität nicht ausreichend berücksichtigt, sollten die hiermit berechneten Werte für die Lockerungsgeschwindigkeit nur als Anhaltswerte dienen [11].

Tab. 2: Experimentell gefundene Werte der Lockerungsporosität ψ_{mf} entnommen aus [11]

Partikel	Formfaktor φ	Mittlere Partikelgröße in μm						
		20	50	70	100	200	300	400
Scharkantiger Sand	0.67	-	0.60	0.59	0.58	0.54	0.50	0.49
Abgerundeter Sand	0.86	-	0.56	0.52	0.48	0.44	0.42	-
Sandmischung (runde Partikel)	-	-	-	0.42	0.42	0.41	-	-
Kohle- und Glaspulver	-	0.72	0.67	0.64	0.62	0.57	0.56	-
Anthrazit	0.63	-	0.62	0.61	0.60	0.56	0.53	0.51
Aktivkohle	-	0.74	0.72	0.71	0.69	-	-	-
Fischer- Tropsch-Katalysator	0.58	-	-	-	0.58	0.56	0.55	-
Karborundum	-	-	0.61	0.59	0.56	0.48	-	-

Die Berechnung von u_{mf} nach Wen und Yu [17] kommt ohne die Lockerungsporosität aus, hat sich laut [10] gut in der Praxis bewährt und ist hier wie folgt definiert:

$$u_{mf} = \frac{v}{d_{32}} \left(\sqrt{33.7^2 + 0.0408 Ar} - 33.7 \right) \quad (5.12)$$

Mit der Archimedes-Zahl der Feststoffpartikel:

$$Ar = \frac{(\rho_P - \rho_F) g d_{32}^3}{\rho_F v^2} \quad (5.13)$$

Einen weiteren Ansatz zur Berechnung von u_{mf} stellen Abrahamsen und Geldart [18] auf der Grundlage von Baeyens [19] vor:

$$u_{mf} = \frac{0.0009(\rho_P - \rho_F)^{0.934} g^{0.934} d_P^{1.8}}{\eta^{0.87} \rho_F^{0.066}} \quad (5.14)$$

Vorteilhaft bei diesem Ansatz ist, dass hierfür weder der Sauterdurchmesser d_{32} noch die Lockerungsporosität ψ_{mf} benötigt werden.

In Tab. 3 sind die berechneten Werte der Lockerungsgeschwindigkeit für die in dieser Arbeit verwendeten mittleren Partikeldurchmesser nach den unterschiedlichen Autoren aufgeführt. Man erkennt die stark voneinander abweichenden Ergebnisse für u_{mf} , sodass leicht darauf geschlossen werden kann, dass es in der Praxis vorteilhaft ist u_{mf} experimentell zu bestimmen.

Tab. 3: Berechnete Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit auf der Grundlage unterschiedlicher Autoren

Autor	u_{mf} [cm/s]	
	$d_p = 91 \mu\text{m}$	$d_p = 186 \mu\text{m}$
Ergun [16]	1.68	5.29
Wen und Yu [17]	0.32	1.34
Baeyens [19]	0.84	3.03

5.3 Wärmeübergang von Heizflächen auf Gas-Feststoff-Wirbelschichten

Der folgende Ansatz zur Berechnung des Wärmeübergangs orientiert sich an dem vorgestellten Verfahren von Martin in Abschnitt M5 des VDI Wärmeatlasses [11]. Der Wärmeaustausch zwischen einer Heizfläche (in unserem Fall der Heizstab) und einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht wird, wie bereits beim Wärmeübergang in ein Festbett, allgemein durch einen Wärmeübergangskoeffizienten α definiert:

$$\alpha \equiv \frac{\dot{Q}_{(O-B)}}{A_O(\theta_O - \theta_B)} \quad (5.15)$$

Hierin ist $\dot{Q}_{(O-B)}$ der übertragene Wärmestrom von der Oberfläche A_O des Heizstabs an die Wirbelschicht und $(\theta_O - \theta_B)$ die Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche des Heizstabs und der als homogen angesehenen Temperatur der Wirbelschicht in hinreichender Entfernung zur Heizfläche.

In einer Wirbelschicht kann man den Wärmetransport von einer Heizfläche auf die Wirbelschicht, allgemein in drei unterschiedliche und näherungsweise voneinander unabhängige Wärmetransportmechanismen aufteilen. Einerseits entsteht ein partikelkonvektiver Wärmetransport aufgrund von Feststoffteilchen welche sich an der Heizfläche, primär durch Wärmeleitung des Gaswickels in der Umgebung der Kontaktfläche, erwärmen und anschließend aufgrund der ständigen Durchmischung ins Innere der Wirbelschicht gelangen. Dabei nehmen sie ihre Energie mit und geben sie an andere Partikel sowie das Fluid ab [9]. Dieser Wärmetransport ist laut Martin [9] der für eine Wirbelschicht charakteristische und für Partikel kleiner 1 mm der dominierende Wärmetransportmechanismus. Der partikelkonvektive Energietransport ist laut [11] auch der Grund für den sehr starken Anstieg des Wärmeübertragungskoeffizienten ab der Lockerungsgeschwindigkeit, den man in Abb. 10 aus Experimenten von Wunder [8] für Glaskugeln mit einem Durchmesser von 400 μm bei unterschiedlichen Luft-Volumenströmen erkennen kann. Mit steigender Fluidisierungsgeschwindigkeit steigt

demnach auch α sukzessive an, bis dieser bei einer bestimmten Fluidisierungsgeschwindigkeit u_{opt} seinen Maximalwert α_{max} erreicht, um dann mit weiter steigender Fluidisierung wieder abzunehmen.

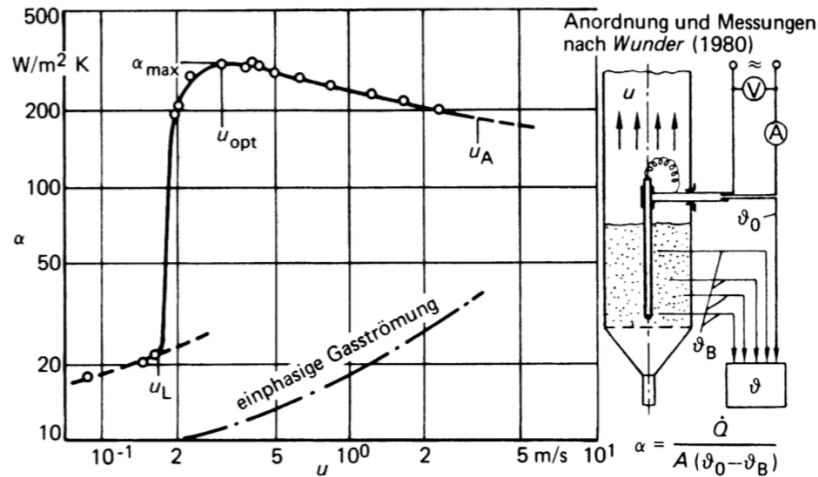


Abb. 10: Wärmeübergangskoeffizient von einer Heizfläche an eine Wirbelschicht in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit [8]

Zusätzlich entsteht aufgrund des das Bett durchströmenden, mit den Feststoffpartikeln sowie der Heizfläche in Kontakt tretenden und für die Ausbildung der Wirbelschicht verantwortlichen Fluids, ein fluidkonvektiver Wärmeaustausch, welcher ab einem Partikeldurchmesser von 1–3 mm in die gleiche Größenordnung wie der partikelkonvektive Energietransport kommt und für weiter steigende Korngrößen dann zum dominierenden Anteil wird [9]. Letztlich trägt die Strahlung noch einen Teil zum Wärmetransport bei, da dieser Anteil jedoch für Temperaturen unterhalb von 500 °C vernachlässigt werden kann [20], wird er in weiterer Folge nicht gesondert betrachtet. Ausgehend von den zwei in dieser Arbeit ausschlaggebenden Wärmetransportmechanismen, kann man den bereits definierten Wärmeübergangskoeffizienten α in folgender Form schreiben:

$$\alpha = \alpha_p + \alpha_f \quad (5.16)$$

Hierin ist α_p der partikelkonvektive - und α_f der fluidkonvektive Anteil am Gesamtwärmeübergangskoeffizienten α . Beide können jeweils aus der Nusselt-Zahl ermittelt werden.

$$Nu_p = \frac{\alpha_p d_p}{\lambda_f} \quad , \quad Nu_f = \frac{\alpha_f d_p}{\lambda_f} \quad (5.17)$$

Für Nu_p gilt weiter:

$$Nu_p = (1 - \psi) Z(1 - e^{-N}) \quad (5.18)$$

Mit:

$$Z = \frac{1}{6} \frac{(\rho c)_P}{\lambda_F} \sqrt{\frac{g d_p^3 (\psi - \psi_{mf})}{5(1 - \psi_{mf})(1 - \psi)}} \quad (5.19)$$

$$N = \frac{Nu_{WP(max)}}{C_K Z} \quad (5.20)$$

$$Nu_{WP(max)} = 4 \left[\left(1 + \frac{2l}{d_p}\right) \ln \left(1 + \frac{d_p}{2l}\right) - 1 \right] \quad (5.21)$$

$$l = 2\Lambda \left(\frac{2}{\gamma} - 1 \right) \quad (5.22)$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\pi \tilde{R} T}{\tilde{M}}} \frac{\lambda_F}{p \left(2c_{pF} - \frac{\tilde{R}}{\tilde{M}} \right)} \quad (5.23)$$

$$\lg \left(\frac{1}{\gamma} - 1 \right) = 0.6 - \frac{1000K}{T} + 1 \quad (5.24)$$

$$C_K = 2.6$$

Die Konstante C_K wurde in der Literatur aus dem Vergleich mit experimentellen Daten ermittelt. Die Nusselt-Zahl $Nu_{WP(max)}$ wird nach Schlünder [21] mit dem maximalen Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Wand und Schüttung gebildet und beschreibt den limitierenden Transportwiderstand der Wärmeleitung im Gaszwickel zwischen einer ebenen Wand und einem kugelförmigen Partikel bei kurzzeitigem Kontakt. Sie hängt nur vom Verhältnis $d_p/2l$, also dem Partikelradius zur modifizierten freien Weglänge der Gasmoleküle ab. In Gl. (5.22) für die Berechnung der modifizierten freien Weglänge bedeutet Λ die effektive freie Weglänge und γ den Akkomodationsfaktor.

Schließlich kann der fluidkonvektive Anteil nach Baskakov et al. [22] wie folgt berechnet werden:

$$Nu_F = 0.009 Pr^{1/3} Ar^{1/2} \quad (5.25)$$

Mit

$$Pr = \frac{\eta_F c_{pF}}{\lambda_F} \quad (5.26)$$

In Abb. 11 ist der nach Gl. (5.16)–(5.26) berechnete Wärmeübergangskoeffizient α dargestellt. Berechnet wurden beide Kurven jeweils für den gesamten Existenzbereich der Wirbelschicht $u_{mf} < u < u_f$ der unterschiedlichen Partikelgrößen.

Hiermit lässt sich der allgemeine Vorteil der Wirbelschicht gegenüber dem nicht durchströmten Festbett, in Bezug auf den Wärmeübergang von Heizflächen aufs Bett, leicht erkennen. Der sehr starke Anstieg ab dem Moment der Fluidisierung, sowie die Unabhängigkeit von α hinsichtlich der Aufheizdauer, sind starke Faktoren welche, wenn auch nur auf die hier betrachtete Güte des Wärmeübergangs bezogen, für eine Wärmespeicherung in Kombination mit Wirbelschichten sprechen.

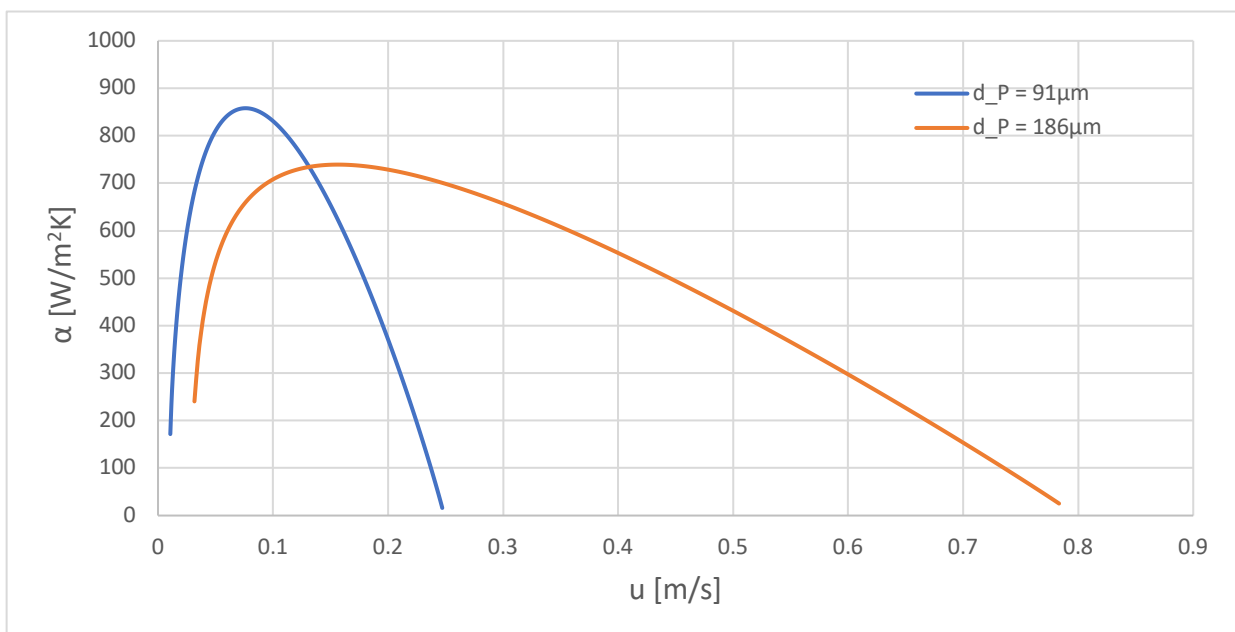


Abb. 11: theoretischer Wärmeübergangskoeffizient von einer Heizfläche auf die Wirbelschicht

5.4 Einteilung der Feststoffpartikel nach Geldart

Das Verhalten von Feststoffpartikeln in gasfluidisierten Wirbelschichten, lässt sich nach Geldart [23] in vier unterschiedliche Gruppen (A, B, C, D) einteilen. Zu welcher Gruppe die Feststoffpartikeln gehören, hängt von der Dichtedifferenz zwischen den Feststoffpartikeln und dem Fluid ($\rho_P - \rho_F$), sowie vom Partikeldurchmesser d_P ab. In dieser Arbeit sind vor allem Gruppe A und B von Interesse und deren Eigenschaften werden in weiterer Folge genauer erläutert. Zusammenfassend für die Gruppen C und D kann man sagen:

- **C:** Partikel dieser Gruppe sind kohäsiv und dadurch schwer zu fluidisieren. Das Bett hebt sich in engen Zylindern wie ein Pfropfen oder es bilden sich Kanäle durchs gesamte Bett von unten nach oben aus. Es herrscht im Allgemeinen eine schlechte Durchmischung.
- **D:** Partikel dieser Gruppe sind groß und /oder haben sehr hohe Partikeldichten. Es entsteht eine blasenbildende Wirbelschicht und Blasen steigen langsamer als das Zwischenraumgas. Führt man das Gas durch eine zentrale Bohrung zu, so kann es zu sogenannten Strahlschichten kommen

5.4.1 Geldart A Partikel

Partikel dieser Gruppe haben geringe Partikeldurchmesser und/oder geringe Partikeldichten von weniger als rund 1400 kg/m^3 . Sie zeichnen sich dadurch aus, dass sich das Bett ab dem Lockerungspunkt ausdehnt und sich dadurch hebt, bevor sich ab einer gewissen Fluidisierungsgeschwindigkeit Blasen bilden. Wird der Fluidstrom plötzlich unterbrochen, so kollabiert das Bett nicht abrupt, sondern eher langsam mit Geschwindigkeiten von $0.3\text{-}0.6 \text{ cm/s}$. Alle Blasen steigen schneller auf als das Gas der Suspensionsphase und kleine Blasen, mit Durchmessern von weniger als 4 cm , scheinen unabhängig von ihrer Größe mit $30\text{-}40 \text{ cm/s}$ im Bett aufzusteigen. Der durchschnittliche Blasendurchmesser scheint durch eine breite Verteilung an Partikelgrößen und/oder sehr feinen Partikeln begrenzt zu sein. Es scheint einen maximalen Blasendurchmesser zu geben und der Austausch zwischen dem Gas der Suspensionsphase und dem der Blase ist hoch.[23]

5.4.2 Geldart B Partikel

Zur Gruppe B gehören die meisten Partikel in einer Größenordnung von $40 \mu\text{m} < d_p < 500 \mu\text{m}$ und einer Partikeldichte von $4000 \text{ kg/m}^3 > \rho_p > 1400 \text{ kg/m}^3$. Sand stellt das typische Material dieser Gruppe dar. Anders als bei Gruppe A Partikeln, bildet sich hier ab oder sehr nahe der Lockerungsgeschwindigkeit eine blasenbildende Wirbelschicht aus. Die Bettausdehnung ist gering und das Bett kollabiert sehr schnell, wenn der Fluidstrom unterbrochen wird. Diese blasenbildende Wirbelschicht ist dadurch gekennzeichnet, dass fluidgefüllte, feststofffreie Blasen, entlang der Betthöhe aufsteigen und aufgrund von Koaleszenz wachsen, wobei es dem Anschein nach keine maximale Blasengröße zu geben scheint. An der Oberfläche platzen die Blasen schließlich. Die Geschwindigkeit der meisten Blasen ist dabei höher als die Fluidgeschwindigkeit in der Suspensionsphase und steigt linear mit der Betthöhe und dem Verhältnis $(u - u_{mf})$ an. In Abwesenheit von Blasen tritt wenig bis gar keine Feststoffpartikelbewegung oder Durchmischung auf und ein Austausch zwischen dem Gas in der Blase und dem Feststoff ist fast nicht vorhanden. [23]

5.4.3 Geldart Diagramm

Die einzelnen Gruppierungen sind jedoch nicht scharf voneinander getrennt. Daher ergeben sich innerhalb gewisser Übergangsbereiche Eigenschaften welche für die eine oder andere Gruppe kennzeichnend sind. Im sogenannten Geldart-Diagramm in Abb. 12 sind die unterschiedlichen Gruppen in Bezug auf die Partikelgröße und -dichte aufgetragen. Die Grenzlinien zu den Übergangsbereichen wurden von Molerus [24], sowie von Kunii und Levenspiel [25] erarbeitet. Vor allem die unterschiedlichen Erkenntnisse zu den Trennbereichen von den Gruppen A und B, der angeführten Autoren, lässt erkennen, dass es schwierig ist feste Grenzen zwischen den einzelnen Gruppierungen auszumachen.

Für die Grenze zwischen Gruppe A und B geben Kunii und Levenspiel [25] eine Bestimmungsgleichung für den mittleren Partikeldurchmesser d_p an:

$$d_{p,Grenze} = \frac{101 \cdot 10^6 (\rho_F / (\rho_S - \rho_F))^{0.425}}{\sqrt[3]{\frac{\rho_F (\rho_S - \rho_F) \cdot g}{\eta^2}}} \quad (5.27)$$

Daraus ergibt sich für den von uns eingesetzten Quarzsand eine minimale mittlere Partikelgröße von $d_{p,Grenze} = 84.2 \mu\text{m}$, welche von den eingesetzten Partikelgrößen erfüllt wird.

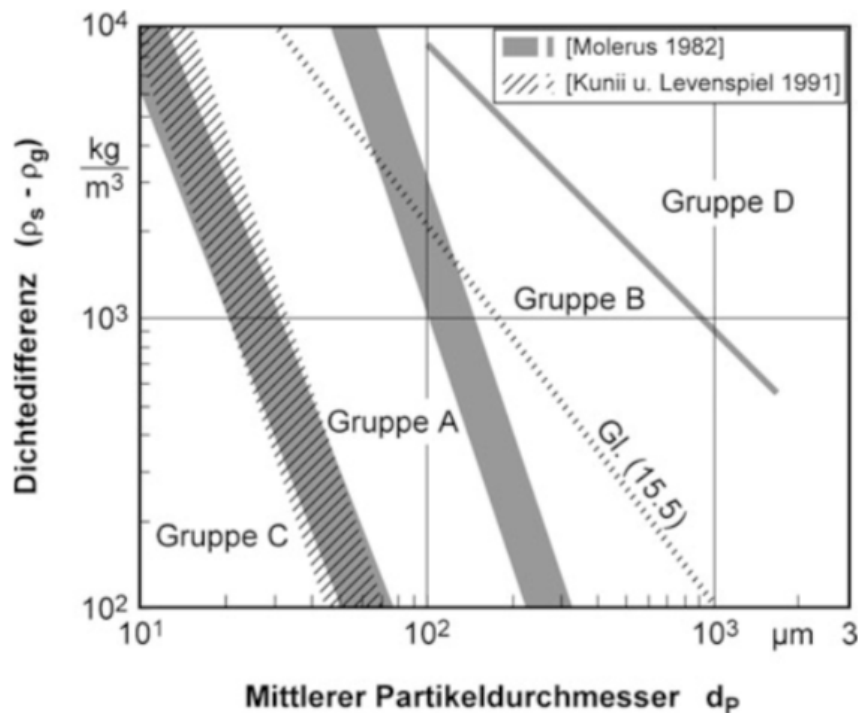


Abb. 12: Abgrenzungen der Schüttguttypen im Geldart-Diagramm [23], entnommen aus [15], Grenzlinien nach Molerus [24] sowie Kunii und Levenspiel [25]

Es hat sich jedoch gezeigt, dass der hier eingesetzte Quarzsand mit $d_p = 91 \mu\text{m}$, obwohl nach Gl. (5.27) zur Gruppe B gehörend, Eigenschaften beider Gruppen A und B zeigte. Dies waren einerseits eine stärkere Ausdehnung des Betts bis zum Lockerungspunkt und ab dem Lockerungspunkt, die Ausbildung von Blasen. Das Bett kollabierte beim Unterbrechen des Fluidstroms nicht abrupt, sondern langsamer als die Partikel mit $d_p = 186 \mu\text{m}$, bei welchen auch keine Ausdehnung des Betts vor der Blasenbildung zu erkennen war. Dieses Verhalten bestätigt das bereits angesprochene Aufkommen von Übergangsbereichen zwischen den einzelnen Gruppierungen, sodass man, wie auch schon von Kunii und Levenspiel [25] angewendet, die Partikel mit $d_p = 91 \mu\text{m}$ als Gruppe AB Partikel bezeichnen könnte. In weiterer Folge werden für diese AB Partikel die Berechnungsmethoden für Gruppe A Partikel angewendet. Die Partikel mit $d_p = 186 \mu\text{m}$ hingegen sind reine Gruppe B Partikel, alleine schon aufgrund ihrer Größe und da bei ihnen ausschließlich B Verhalten aufgezeigt werden konnte.

5.5 Blasen in Gas-Feststoff-Wirbelschichten

5.5.1 Allgemeine Beschreibung

Da der partikelkonvektive Wärmetransport laut Martin [9] der für eine Wirbelschicht charakteristische und für Partikel kleiner 1 mm der dominierende Wärmetransportmechanismus von Einbauten auf Wirbelschichten darstellt, wird in weiterer Folge auf die Bedeutung der Gasblasen (im weiteren Verlauf nur als Blasen bezeichnet) bei der Partikelbewegung und der damit verbundenen Art der Wärmeübertragung eingegangen.

Trotz der schwierigen optischen Erfassung der lokalen Struktur innerhalb einer Wirbelschicht, kann man laut Kraume [15] durch die Beobachtung einzelner Blasen nahe dem Lockerungspunkt, den wesentlichen Einfluss dieser auf die Partikelbewegung erklären. In Abb.13 ist dafür der Druckverlauf im Nahbereich einer einzelnen aufsteigenden Blase dargestellt. In der oberen Hälfte besitzt die aufsteigende Blase Kugelform. Während ihres Aufstiegs verdrängt sie die Feststoffpartikel, welche sich oberhalb von ihr befinden, sodass Partikel oberhalb der Blase ständig erneuert werden. Am unteren Ende der Blase entsteht ein Nachlauf in dem Partikel mit nach oben geschleppt und durchmischt werden. Diesen Effekt kann man auch in Abb.14 gut erkennen, in dem die schematische Darstellung von Fotografien zu fortlaufenden Zeitpunkten abgebildet ist.

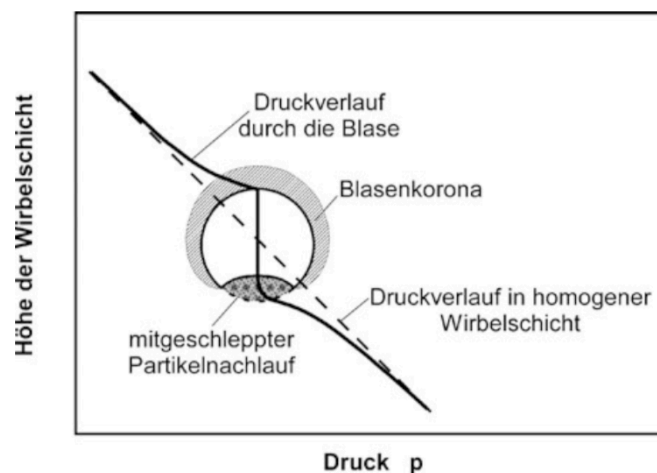


Abb. 13: Druckverlauf nahe einer einzelnen aufsteigenden Blase [15]

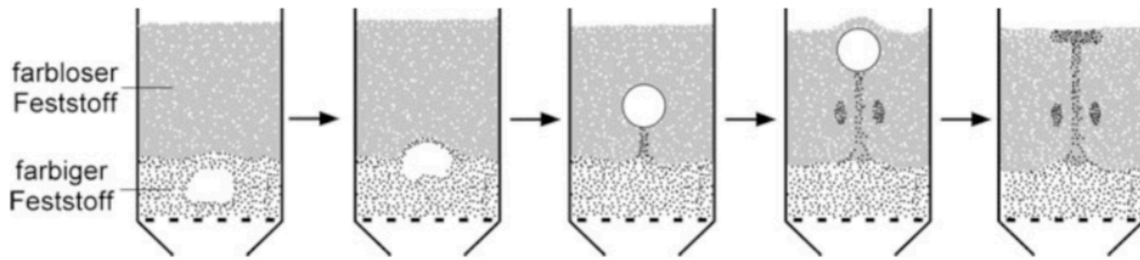


Abb.14: Schematische Darstellung des Mittreißens von Feststoffpartikeln durch eine aufsteigende Blase (entnommen aus [15])

Aufgrund des unterschiedlichen Druckverlaufs innerhalb der Blase, in Bezug auf den strichlierten Druckverlauf in der ungestörten Suspensionsphase in Abb. 13, kommt es am unteren Ende der Blase zu einem Unterdruck. Bedingt durch diesen strömt Gas von unten in die Blase hinein, fördert dabei neue Feststoffpartikel in den Nachlauf und bedingt die hügelartige Abflachung am unteren Ende der Blase. Der Nachlauf kann sich jedoch nicht beliebig mit Partikeln füllen, daher verlassen auch immer wieder Partikel nach einer bestimmten Lauflänge den Nachlauf. Dieser fortlaufende Partikeltransportmechanismus entlang der Steigrichtung der Blase führt dazu, dass die vertikale (axiale) Partikeldurchmischung um ein bis zwei Zehnerpotenzen größer als die horizontale (radiale) ist.

Aufgrund des höheren Drucks am oberen Ende der Blase in Bezug zur Suspensionsphase, strömt hier Gas in die Suspensionsphase. Da sich bei Geldart B Partikeln und auch angenommen für die hier definierten Geldart AB Partikel, die Blase allgemein mit einer höheren Geschwindigkeit wie das Suspensionsgas nach oben bewegt [23], strömt das ausgetretene Gas relativ zur aufsteigenden Blase nach unten und tritt am unteren Ende wieder in diese hinein. Dadurch bildet sich ein Bereich um die Blase aus, welchen man *Korona* nennt und in Abb. 15 dargestellt ist. Diese bewirkt aufgrund der zirkulierenden Bewegung des Fluids einen erheblichen Bypass Effekt, da kaum Gasaustausch stattfindet.

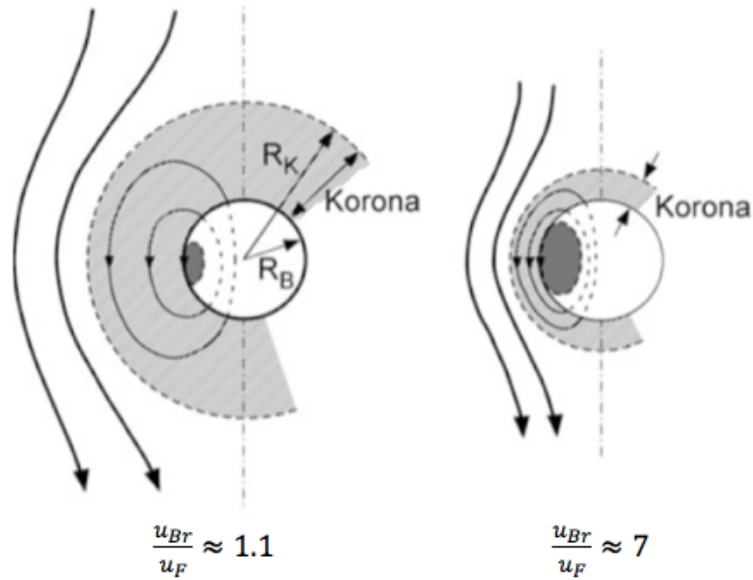


Abb. 15: Fluidstromlinien im Nahbereich einer aufsteigenden Blase. Aufgrund der Symmetrie wird nur die linke Seite dargestellt. (entnommen aus [15])

Mit steigender Blasengeschwindigkeit relativ zur Suspensionsphase u_{Br} , wird dieser Bereich, welcher das Eindringen des Fluids in die Suspensionsphase beschreibt, immer kleiner. Das Geschwindigkeitsfeld um die Blase hängt dabei nur von dem Verhältnis von u_{Br} zur Fluidgeschwindigkeit $u_F = u/\psi$ des in den Zwischenräumen der Suspensionsphase aufsteigenden Fluids ab. Infolge des Unterdrucks am unteren Ende der Blase, reißen schnellere und größere Blasen, kleinere, langsamere Blasen nach dem Überholen mit und koaleszieren somit entlang ihres Weges nach oben zu immer größeren Blasen.[15]

Die Vorteile der Gruppe B/AB Partikel in Bezug auf den Einsatz in Wirbelschichtregeneratoren liegen auf der Hand. Durch die schnelle Blasenbildung ab oder sehr nahe an der Lockerungsgeschwindigkeit, wird die Energie zur Bereitstellung des Fluidisierungsmassenstroms so klein wie möglich gehalten. Darüber hinaus sind Blasen die treibende Kraft um eine gute Durchmischung zu gewährleisten und somit den direkt davon abhängigen partikelkonvektiven Wärmeübergangskoeffizienten von Heizflächen aufs Bett zu maximieren.

5.5.2 Blasengröße

Geldart A

Karimipour und Pugsley [26] haben in einer rezenten Studie eine Vielzahl von Berechnungsmethoden für den Blasendurchmesser d_B , unterschiedlicher Autoren, mit ebenfalls in der Literatur zu findenden experimentellen Ergebnissen für d_B verglichen. Die besten Ergebnisse zur Berechnung des theoretisch auftretenden Blasendurchmessers d_B in beliebiger Höhe z des Betts für Geldart A Partikel, in Kombination mit porösen Anströmböden, lieferten dabei Cai et al. [27]. Hier für die Berechnung in Zentimereinheiten wie in [26] umgeformt:

$$d_B = 0.138z^{0.8}(u - u_{mf})^{0.42} \exp \left(-2.5 \cdot 10^{-5}(u - u_{mf})^2 - 10^{-3}(u - u_{mf}) \right) \quad (5.28)$$

Obwohl Cai et al. [27] die Gültigkeit dieser Formel vor allem für Geldart B Partikel angeben, scheint sie auch für Geldart A Partikel nach den Ergebnissen von Karimipour und Pugsley [26] in guter Übereinstimmung anwendbar zu sein.

Geldart B

Für Geldart B Partikel beziehen sich Kunii und Levenspiel [25] für die Berechnung des Blasendurchmessers d_B in beliebiger Höhe z auf die von Mori und Wen [28] für Geldart B und D Partikel vorgeschlagene Beziehung:

$$\frac{d_{Bm} - d_B}{d_{Bm} - d_{B0}} = e^{-\frac{0.3z}{d_{Bett}}} \quad (5.29)$$

Diese wird auch von Karimipour und Pugsley [26] für Geldart B als beste Variante in Kombination mit porösen Anströmböden dargestellt. d_{B0} ist dabei der anfängliche Blasendurchmesser in der Nähe des Anströmbodens. Des Weiteren kann man nach [25] für einen porösen Anströmboden, folgende Formel zur Berechnung dessen angeben:

$$d_{B0} = \frac{2.78}{g}(u - u_{mf})^2 \quad [\text{cm}] \quad (5.30)$$

In einem sehr tiefen Bett ergibt sich für die maximale Blasengröße d_{Bm} :

$$d_{Bm} = 0.65 \left[\frac{\pi}{4} d_{Bett}^2 (u - u_{mf}) \right]^{0.4} \quad (5.31)$$

Der Bereich für den dieser Zusammenhang erschlossen wurde ist dabei:

$$\begin{aligned} d_{Bett} &\leq 130 \text{ cm} & 0.5 &\leq u_{mf} \leq 20 \text{ cm/s} \\ 60 &\leq d_p \leq 450 \text{ }\mu\text{m} & u_0 - u_{mf} &\leq 48 \text{ cm/s} \end{aligned}$$

5.5.3 Blasenauftiegs geschwindigkeit

Da sich eine blasenbildende Wirbelschicht in vielerlei Hinsichten wie eine blasenbildende Flüssigkeit von geringer Viskosität verhält und die Blasenauftiegs geschwindigkeit von den gleichen Faktoren in beiden Systemen abhängt und beschrieben wird, werden für beide Systeme in der Literatur ähnliche Aussagen getroffen [25].

Darauf aufbauend haben unter anderem Davidson et al. [29] eine empirische Formel für die Berechnung der Blasenauftiegs geschwindigkeit, relativ zur Suspensionsphase u_{Br} einer einzelnen aufsteigenden Blase, in folgender Form angegeben:

$$u_{Br} = 0.711\sqrt{gd_B} \quad [\text{cm}], \quad \frac{d_B}{d_{Bett}} < 0.125 \quad (5.32)$$

Darin ist d_B der Durchmesser der Sphäre mit dem gleichen Volumen wie die sphärische, jedoch nach unten abgeflachten, Blase, bei welcher Wandeffekte nicht vorkommen.

Durch Wandeffekte wird die Blase in ihrer Geschwindigkeit gebremst, sodass Kunii und Levenspiel [25] für $d_B/d_{Bett} > 0.125$ eine erweiterte Form von Gl. (5.32) nach Wallis [30] angeben:

$$u_{Br} = (0.711\sqrt{gd_B})1.2\exp\left(-1.49\frac{d_B}{d_{Bett}}\right) \quad [\text{cm}], \quad 0.125 < \frac{d_B}{d_{Bett}} < 0.6 \quad (5.33)$$

Für $d_B/d_{Bett} > 0.6$ sollte die Wirbelschicht dann laut [25] nicht mehr als blasenbildende, sondern wie aus Abb. (7,d) ersichtlich, als stoßende Wirbelschicht betrachtet werden.

In der Literatur haben sich neben der Berechnung von u_{Br} sowie d_B , auch für die Bestimmung der absoluten Blasenauftiegs geschwindigkeit u_B über die letzten Jahre eine Vielzahl von empirischen Berechnungsmethoden unterschiedlichster Autoren angehäuft. Daher werden in der Folge die zwei Berechnungsverfahren angewendet, die im Vergleich mit experimentellen Untersuchungen von Karimipour und Pugsley [26], die besten Ergebnisse für Geldart A beziehungsweise Geldart B Partikel erbracht haben.

Geldart A

Für Geldart A Partikel ergibt sich somit die von Werther [31] in Kombination mit porösen Anströmböden erarbeitete Gleichung:

$$u_B = \phi \sqrt{g d_B} \quad (5.34)$$

Mit

$$\phi = \begin{cases} 1 & d_{Bett} \leq 10 \\ 0.396 d_{Bett}^{0.4} & 10 < d_{Bett} < 100 \\ 2.5 & d_{Bett} \geq 100 \end{cases} \quad (5.35)$$

Geldart B

Die laut Puncochar et al. [32] am häufigsten in der Literatur zu findende empirische Formel zur Bestimmung der Blasenauftiegs geschwindigkeit u_B in blasenbildenden Wirbelschichten, ist die auf die Zweiphasentheorie aufbauende Gleichung von Davidson und Harrison [33] welche folgende Form hat:

$$u_B = u - u_{mf} + u_{Br} \quad (5.36)$$

Die Zweiphasentheorie geht im Allgemeinen davon aus, dass oberhalb von u_{mf} das Überschussgas in Form von Blasen, wie in einer Flüssigkeit von geringer Viskosität, durch das Bett nach oben wandert. Die Suspensionsphase, also der Anteil des Betts welcher keine Blasen beinhaltet, behält dabei eine Porosität nahe der Porosität am Lockerungspunkt ψ_{mf} .

Experimentelle Untersuchungen verschiedener Autoren mit unterschiedlichen Geldart A und B Partikelgrößen haben ergeben, dass bei Fluidgeschwindigkeiten von $u \gg u_{mf}$ die Blasenauftiegs geschwindigkeit u_B signifikant höher ist als von Gl. (5.32) und Gl. (5.36) vorausgesagt. Jedoch ergab sich, dass für beliebige Partikelgrößen der Geldart B Gruppe und bei Fluidisierungsgeschwindigkeiten u nahe u_{mf} , die experimentell gefundenen Werte der Blasenauftiegs geschwindigkeit u_B von Gl. (5.32) und Gl. (5.36) umgrenzt werden. Nach Karimipour und Pugsley [26] liefert Gl. (5.36) die besten Ergebnisse für Geldart B sowie sehr gute Ergebnisse für Geldart A Partikel.

5.6 Dispersion in blasenbildenden Wirbelschichten

Wie in Abschnitt 5.3 genauer beschrieben, ist der partikelkonvektive Wärmeübergangskoeffizient α_p zwischen Heizflächen und Wirbelschicht, der laut Martin [9] dominierende Wärmeübergangs- und Wärmeverteilungsmechanismus für Partikel bis 1 mm. Vergleicht man den in Abb. 11 dargestellten und aus Gl. (5.16)–(5.26) berechneten gesamten Wärmeübergangskoeffizienten α , mit dem berechneten fluidkonvektiven Wärmeübergangskoeffizient α_F für die unterschiedlichen Partikelgrößen, so ergibt sich für $d_p = 91 \mu\text{m}$, $\alpha_F = 15 \text{ W/m}^2\text{K}$ und für $d_p = 186 \mu\text{m}$, $\alpha_F = 22 \text{ W/m}^2\text{K}$. Der fluidkonvektive Wärmeübergangskoeffizient ist also im Vergleich zum partikelkonvektiven Wärmeübergangskoeffizienten vernachlässigbar. Um die Durchmischung in horizontaler sowie in vertikaler Richtung mathematisch beschreiben zu können, wird der Begriff der Dispersion in Form eines horizontalen Dispersionskoeffizienten D_{sh} , sowie eines vertikalen Dispersionskoeffizienten D_{sv} , wie in Kunii und Levenspiel [25] dargestellt eingeführt.

5.6.1 Horizontaler Dispersionskoeffizient

In Abb. 16 ist der Mechanismus für die horizontale Bewegung der Feststoffpartikel in einem Bett aus feinen Partikeln und schnell steigenden Blasen, also Blasen welche schneller steigen als das Gas der Suspensionsphase, dargestellt.

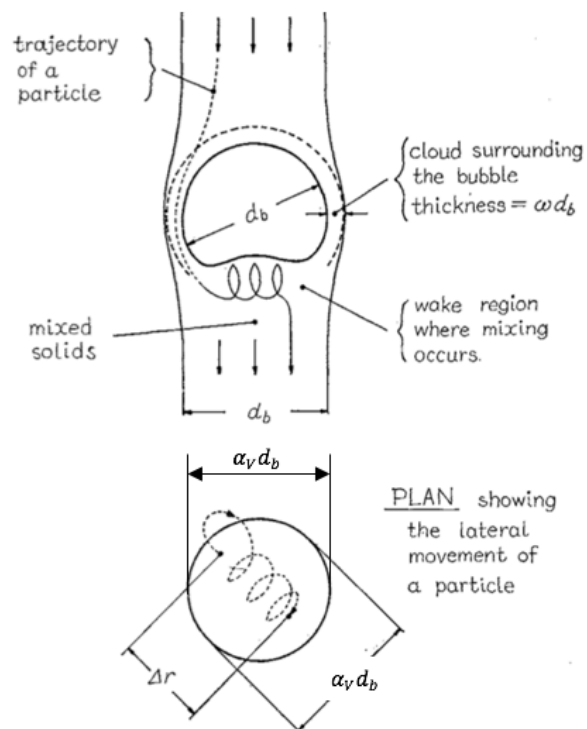


Abb. 16: Horizontale Bewegung von Feststoffpartikeln nach [34] und nach [25] modifiziert

Wie bereits in Abschn. 5.5.1 beschrieben, drückt eine aufsteigende Blase bei ihrem Weg durchs Bett die Partikel der Suspensionsphase zur Seite. Partikel welche sich nahe an der Blase befinden gelangen in die Korona (engl. cloud) und werden anschließend in die Nachlaufwelle der Blase befördert, deren Durchmesser etwa α_V mal dem Blasendurchmesser entspricht. In der Nachlaufwelle mischen sich die Partikel dann gleichförmig und verlassen die Nachlaufwelle wieder an zufälligen Positionen. Dieses zufällige Wiederaustreten fördert die laterale Durchmischung. Partikel welche weiter von der Blase entfernt liegen werden zwar zur Seite bewegt, erreichen nach dem Vorbeiziehen der Blase jedoch wieder ähnliche Positionen wie davor.

Zur Beschreibung dieses Mechanismus wird der horizontale Dispersionskoeffizient D_{sh} nach der von Einstein begründeten Brown'schen Bewegung (engl. random walk equation) entwickelt:

$$D_{sh} = \frac{(\text{Anteil der Feststoffpartikel welche sich vermischen})(\text{mittlere quadratische Verschiebung})}{4(\text{betrachtetes Zeitintervall})}$$

$$= \frac{1}{4} (\text{Anteil der Bett - Partikel welche in den Nachlauf pro Zeiteinheit eintreten}) \overline{\Delta r^2} \quad (5.37)$$

$$\overline{\Delta r^2} = \frac{(\alpha_V d_B)^2}{4} \quad (5.38)$$

$\alpha_V d_B$ ist dabei der effektive Durchmesser des Nachlaufs und hängt von dem Blasendurchmesser, der Dicke der Korona sowie der Blasendichte im Bett ab.

Aus Gl. (5.37) ergibt sich nach mathematischer Umformung, eine für langsame und schnelle Blasen gültige Beziehung für D_{sh} :

$$D_{sh} = \frac{3}{16} \frac{\delta}{1 - \delta} \alpha_V^2 d_B u_{Br} \left(\sqrt[3]{\left(\frac{u_{Br} + 2u_F}{u_{Br} - u_F} \right) - 1} \right) \quad (5.39)$$

Für Geldart A und AB Feststoffpartikel haben Kunii und Levenspiel mit $\alpha_V = 1$ die besten Resultate erlangt und daher wird auch für den hier eingesetzten Quarzsand in folge dieser Wert für α_V benutzt.

5.6.2 Vertikaler Dispersionskoeffizient

Für die vertikale Dispersion wird ein Diffusionsmodell herangezogen, welches folgender Differentialgleichung genügt:

$$\frac{\partial C_s}{\partial t} = D_{sv} \frac{\partial^2 C_s}{\partial z^2} \quad (5.40)$$

Hierin ist C_s die Konzentration an markierten Partikeln an der Position z , zur Zeit t und D_{sv} der über den Querschnitt des Betts gemittelte vertikale Dispersionskoeffizient.

Mit wachsendem Verständnis der hydrodynamischen Vorgänge in Wirbelschichten, wurden Anstrengungen vollzogen das Dispersionsmodell in Beziehung zu einem mechanistischeren Modell zu setzen, um fundamentalere Aussage für große Wirbelschichten zu erlangen. So kamen Kunii et. al [35] zu einem Modell welches in Abb. 17 dargestellt ist. Die relativ zur aufsteigenden Blase herabkommenden Feststoffpartikel der Suspensionsphase, gelangen zum Teil in die Korona und werden von dort in den Nachlauf gezogen, wo sie mit bereits im Nachlauf vorhandenen Partikeln gemischt werden. Im Nachlauf werden die Partikel dann nach oben befördert und einige Partikel gelangen auch wieder aus dem Nachlauf, in die relativ zur Blase herabfließende Suspensionsphase. Im Nachlauf wird dann ein Feststoffpartikel-Mischungs-Koeffizient (engl. solids interchange coefficient) K_S definiert als:

$$K_S = \frac{\text{(Partikelvolumen welches aus der Suspensionsphase in den Nachlauf gelangt)}}{\text{(Blasenvolumen)(Zeit)}}$$

$$\cong \frac{3(1 - \psi_{mf}) u_{mf}}{(1 - \delta)\psi_{mf} d_B} \quad [s^{-1}] \quad (5.41)$$

Ausgehend von dieser Definition für K_S , wird der vertikale Dispersionskoeffizient D_{sv} wie folgt eingeführt:

$$D_{sv} \cong \frac{f_w^2 \psi_{mf} \delta d_B u_B^2}{3u_{mf}} \quad (5.42)$$

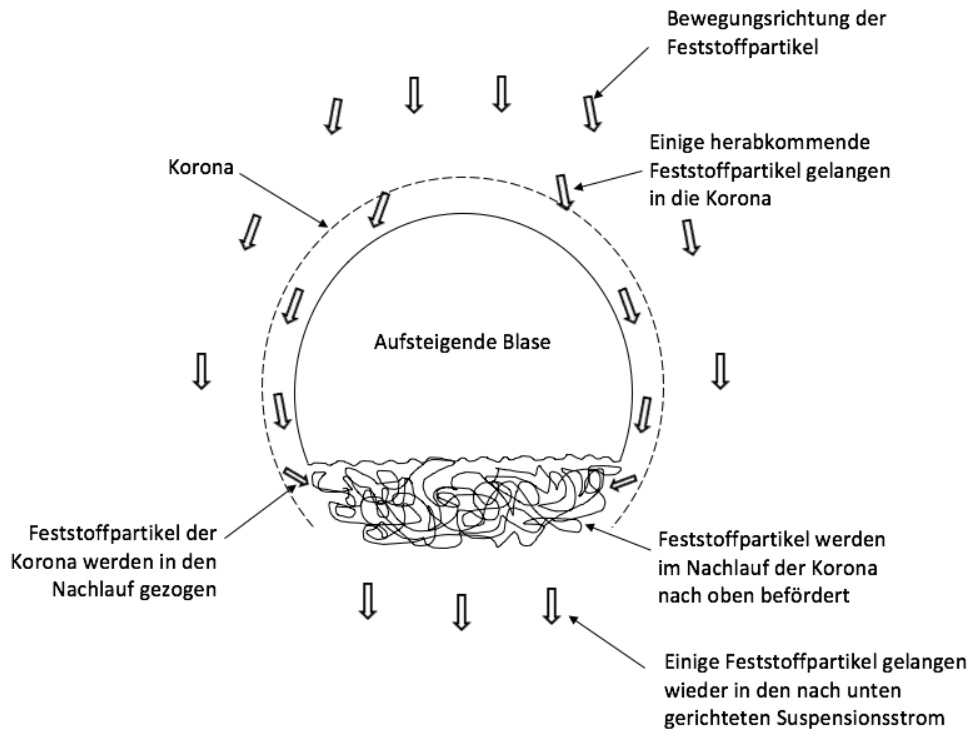


Abb. 17: Modell des Mechanismus der Durchmischung von Feststoffpartikeln zwischen den relativ zur Blase hinabkommenden Partikeln der Suspensionssphase und den aufsteigenden Partikeln der Nachlaufwelle (wie in [25])

Diese Gleichungen für D_{sh} sowie D_{sv} wurden für Wirbelschichten ohne Einbauten, also ohne, dass die Blasen bei ihrem Weg nach oben gestört werden, erarbeitet. Kunii und Levenspiel [25] merken an, dass vertikale sowie horizontale Einbauten den Wert von D_{sh} sowie D_{sv} signifikant verringern. Man muss also davon ausgehen, dass bei dem hier eingesetzten Versuchsaufbau, der Heizstab sowie die Temperaturfühler den eigentlichen Wert von D_{sh} und D_{sv} im Vergleich zu dem mit Gl. (5.39) sowie Gl. (5.42) berechneten Wert verringern. Da dieser Effekt der Einbauten jedoch nicht nachgeprüft werden kann, wird er in Folge nicht weiter betrachtet und der theoretisch berechnete Wert der Dispersionskoeffizienten zur Auswertung herangezogen. Des Weiteren weisen Kunii und Levenspiel [25] darauf hin, dass Gl. (5.39) die horizontale Vermischung der Feststoffpartikel an der Oberfläche des Betts, aufgrund platzender Blasen, nicht berücksichtigt.

6 Der Versuchsstand

6.1 Aufbau des Versuchsstands

In Abb. 18 (links) ist das CAD Modell des Versuchsstands dargestellt. Abb. 18 (rechts) zeigt den ausgeführten Versuchsstand am Institut für Energietechnik und Thermodynamik (IET) der TU Wien. Der Wirbelschichtreaktor besteht aus einem Plexiglaszylinder mit einem Außendurchmesser von 200 mm (Abb. 20) und einer Wandstärke von 5 mm, woraus sich ein Bettdurchmesser von $d_{Bett} = 190$ mm ergibt. Durch das Plexiglas lässt sich der Wirbelschichtzustand in Bezug auf die Blasenbildung und Partikeldurchmischung besser beobachten.

Der Zylinder ist aus zwei wesentlichen Hauptteilen aufgebaut, welche durch den aus einer Sinterplatte bestehenden und nur für die Luft durchlässigen Anströmboden voneinander getrennt sind. Der untere Teil, die sogenannte Windbox, dient als Luftverteilerkammer. Windbox und oberer Teil des Zylinders sind über einen Flansch mit integrierter Gummidichtung fest miteinander verbunden. Am unteren Ende der Windbox befindet sich ein Deckel, welcher ebenfalls mit einer Gummidichtung abgedichtet ist.

Luft strömt zuerst durch einen digitalen Volumenstrommesser und gelangt anschließend über gleichmäßig über den Umfang verteilte Bohrungen in die Windbox und von dort durch den Anströmboden in den oberen Teil des Zylinders. Nachdem die Luft das Bett aus Quarzsand passiert hat, wird sie durch dafür vorgesehene Bohrungen an der oberen Verschlussplatte (Abb. 20), wieder an die Umgebung abgeführt.

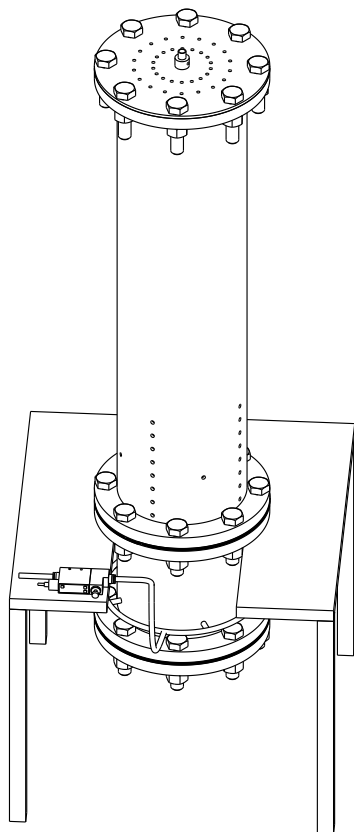


Abb. 18: links: CAD Modell des Versuchsstands rechts: Ausgeführter Versuchsstand am Institut für Energietechnik und Thermodynamik (IET) der TU Wien

Zur Temperaturmessung des Betts sind am oberen Teil des Zylinders in 8 um 25 mm in vertikaler Richtung voneinander versetzten horizontalen Ebenen, jeweils 4 Thermoelemente Typ K gleichmäßig über den Umfang angeordnet (Abb. 18, Abb. 19 und Abb. 20 links). Diese 32 Thermoelemente sind mittels Klemmverschraubungen, ausgehend von der Innenwand des Zylinders und pro Ebene in vier radialen Positionen (10 mm, 30 mm, 50 mm, 70 mm), eingebaut.

Da die Temperaturfühler über ihre Einbautiefe eine direkte Auswirkung auf die im Bett aufsteigenden Blasen, und somit im allgemeinen auf das Verhalten der Wirbelschicht, haben, wurde versucht die Einbauposition so über die Ebenen und Einbautiefen zu verteilen, dass die Wirbelschicht möglichst gleichmäßig durch die Temperaturfühler gestört wird. Ausgehend von der obersten Ebene, wurden die vier Temperaturfühler, angefangen mit einer Einbautiefe von 10 mm, entgegen dem Uhrzeigersinn nach und nach bis zur Einbautiefe 70 mm in dieser Ebene eingesetzt. Für die darunter liegende Ebene, wurde dann der erste Temperaturfühler (10 mm Einbautiefe) um 90° versetzt zur darüber liegenden Ebene eingebaut und die drei verbleibenden Temperaturfühler wieder nach und nach bis zur Einbautiefe von 70 mm, in dieser Ebene eingesetzt. Dieser Prozess wurde bis zur untersten Ebene so fortgeführt. In Abb. 19 wird dieses Einbauprinzip am fertigen Versuchsstand ersichtlich.

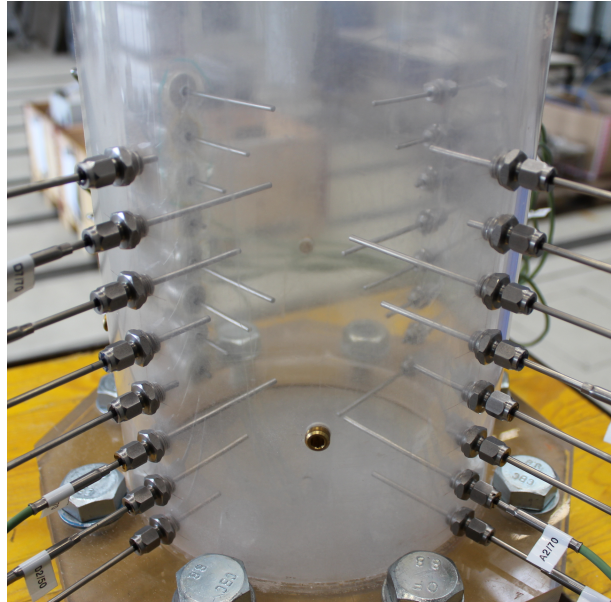


Abb. 19: Einbaulage der Temperaturfühler im Plexiglaszylinder

Zusätzlich wurden in der vierten Ebene von unten, vier weitere Bohrungen zum Anschluss von Temperaturfühlern jeweils um 90° versetzt realisiert. Diese dienen dazu in der ausgewählten Ebene den Temperaturgradienten, welcher sich im Festbett einstellt, in radialer Richtung durch die höhere Anzahl an Messpunkten (15 mm, 25 mm, 35 mm, 45 mm, 55 mm, 65 mm, 75 mm, 85 mm), genauer auflösen zu können.

In Abb. 20 rechts erkennt man den mittig eingebauten Heizstab mit einem Durchmesser von 12.5 mm und einer Höhe von 200 mm. Geführt und in seiner Position gehalten wird der Heizstab durch ein Führungsrohr, welches fest mit dem Heizstab verbunden und in der oberen Abdeckplatte mittig über eine Wurmschraube fixiert ist. Um auch Versuche bei halber Betthöhe durchführen zu können, wurde zu einem späteren Zeitpunkt zusätzlich ein Heizstab mit halber Länge (100 mm) bei gleichem Durchmesser in den Versuchsstand eingebaut. Um die Heizstabtemperatur einstellen und überwachen zu können, wurde ein weiteres Thermoelement an der Außenwand des Heizstabs angelegt und fixiert.

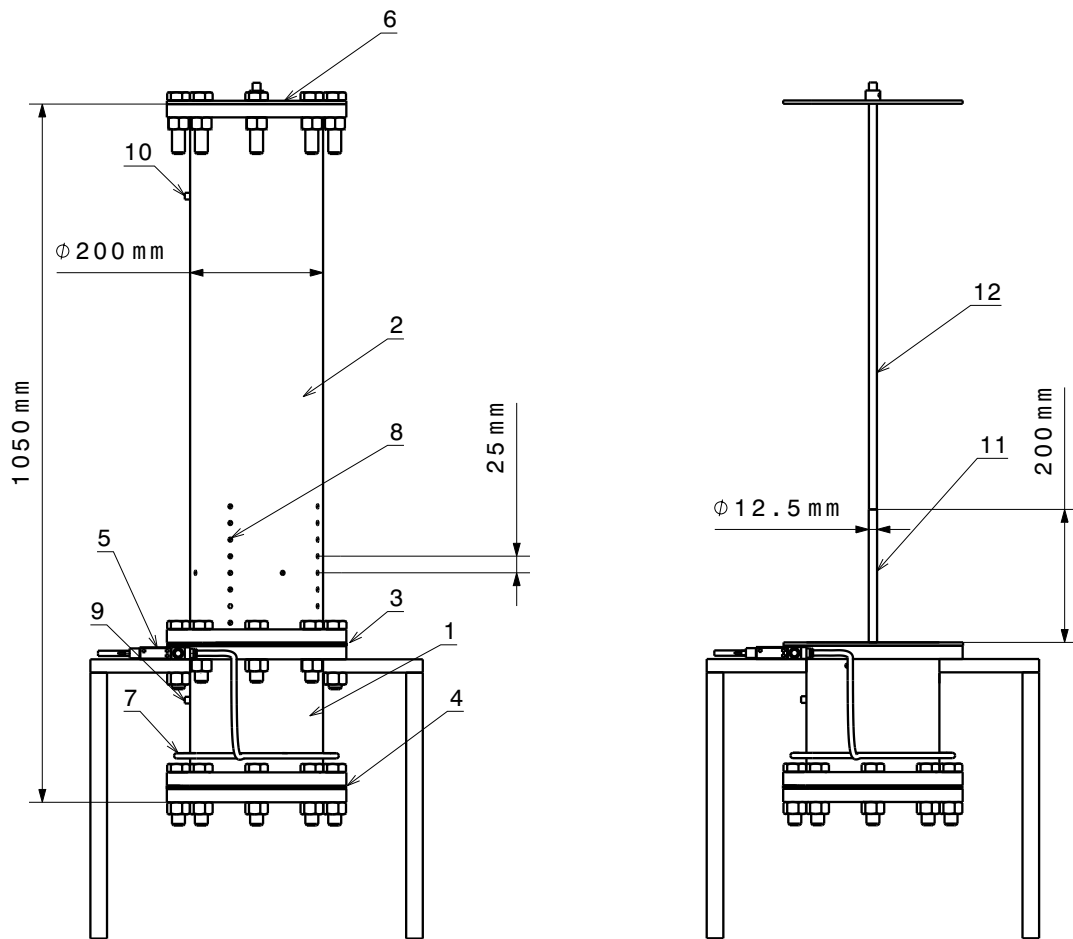


Abb. 20: Vorderansicht des Versuchsstands: 1 Windbox, 2 Quarzsandgefüllter Zylinderteil, 3 Anströmboden und Dichtung, 4 Dichtung, 5 digitaler Volumenstrommesser mit eingebautem Luftstromregelventil, 6 Verschlussplatte mit Bohrungen zur Luftentweichung, sowie Fixierung des Führungsrohrs, 7 Druckluftleitung, 8 Bohrungen für Temperaturfühler, 9,10 Druckstutzen, 11 Heizstab, 12 Führungsrohr

6.2 Verwendete Einbauten und Messgeräte

In Abb.21 ist das Schema des Messaufbaus dargestellt. Mittels einer Speicher-Programmierbaren-Steuerung (SPS) von B&R, wird der Versuchsstand angefahren und die Messdaten aufgenommen, sowie abgespeichert. Über das am Heizstab angelegte Thermoelement Typ K, wird die Ist-Temperatur des Heizstabs laufend von der B&R ermittelt, mit dem eingestellten Soll-Temperaturwert verglichen und über einen Thyristor-Leistungsteller, die nötige Stell-Größe für den Heizstab ausgegeben. Für die experimentelle Bestimmung des Lockerungspunktes, wird ein Differenzdruckmesser des Typs *Honeywell 162PC* eingesetzt. Über den Druckstutzen welcher an der Windbox, also vor dem Anströmboden, angebracht ist und jenem über dem Bett, lässt sich somit der Druckverlust entlang des Betts für die Wirbelschicht ermitteln. Für die Versuche mit dem feineren Sand, wird der in Abb. 20 dargestellte, digitale Volumenstrommesser des Typs *SMC PFM750S-C8-A-W*, in Kombination mit einem Durchflussregler angewendet. Somit

lässt sich der Volumenstrom der Luft in einem Bereich von $V_n = 1 - 50 \text{ l/min}$ präzise einstellen. Für die Versuche mit dem größeren Sand hingegen, wird ein Schwebekörper-Durchflussmesser eingesetzt, mit welchem Volumenströme bis $V_n = 8 \text{ m}^3/\text{h}$ gemessen werden können.

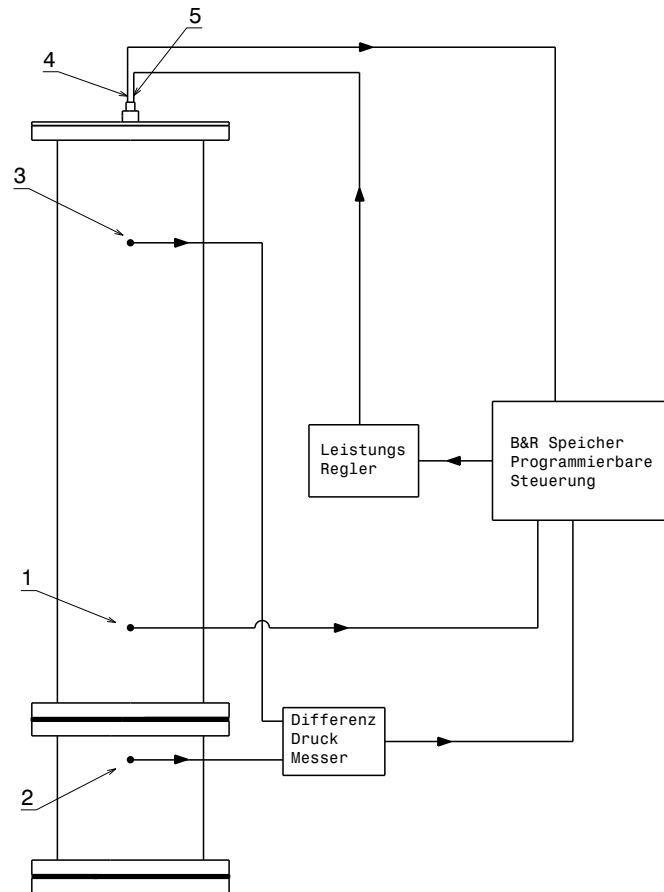


Abb. 21: 1 Temperaturfühler des Betts, 2 Druckstutzen Windbox, 3 Druckstutzen oberhalb der Wirbelschicht, 4 Heizstab-Temperaturfühlerleitung, 5 Spannungsversorgung des Heizstabs

7 Vorversuche

7.1 Siebanalyse

7.1.1 Zweck und Ablauf der Siebanalyse

Da der eingesetzte Quarzsand nicht monodispers ist, sondern eine Partikelgrößenverteilung besitzt, wurde zur Ermittlung einer mittleren für das Bett repräsentativen Partikelgröße d_p , eine Siebanalyse der beiden eingesetzten Quarzsande durchgeführt.

Bei dem automatisierten Siebvorgang fällt der auf das Sieb mit der größten Maschenweite aufgebene Quarzsand, durch die im Sieb vorhandenen rechteckigen Löcher mit definierter Weite durch, bis die Maschenweite zu gering für ein weiteres Durchfallen wird. Der Quarzsand wird somit aufgrund seiner Partikelgrößenverteilung, in unterschiedliche Massenanteilfraktionen in den einzelnen Analysesieben aufgeteilt. Die dabei eingesetzten Maschenweiten d_{pi} der Analysesiebe, der prozentuale Durchgang, sowie der Massenanteil x_i , des in den Sieben zurückgebliebenen Sandes, sind in Tab. 4 und Tab. 5 dargestellt.

Um aus den einzelnen Massenanteilfraktionen x_i , einen mittleren Durchmesser d_p der Feststoffpartikel zu erhalten, wird eine harmonische Mittelung der Form:

$$d_p = \frac{1}{\sum \frac{x_i}{d_{pi}}} \quad (7.1)$$

eingeführt. Bei dieser Mittelung werden kleine Partikeldurchmesser stärker berücksichtigt als große, wodurch der größere Einfluss kleinerer Partikel auf die Fluidisierung wiedergegeben wird [10]. Die Ergebnisse der Siebanalyse für den mittleren Partikeldurchmesser, des hier eingesetzten feinen sowie gröberen Sandes, sind in Abb. 22–25 dargestellt.

7.1.2 Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes

Tab. 4: Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes

Maschenweite d_{pi} [μm]	Anteil Rest x_i [-]	Durchgang [%]
150	0	100
125-150	0.01070	98.93
112-125	0.00480	98.45
100-112	0.47034	51.42
90-100	0.12524	38.89
80-90	0.15445	23.45
71-80	0.20556	2.89
63-71	0.01550	1.34
50-63	0.01060	0.28
0-50	0.00280	0

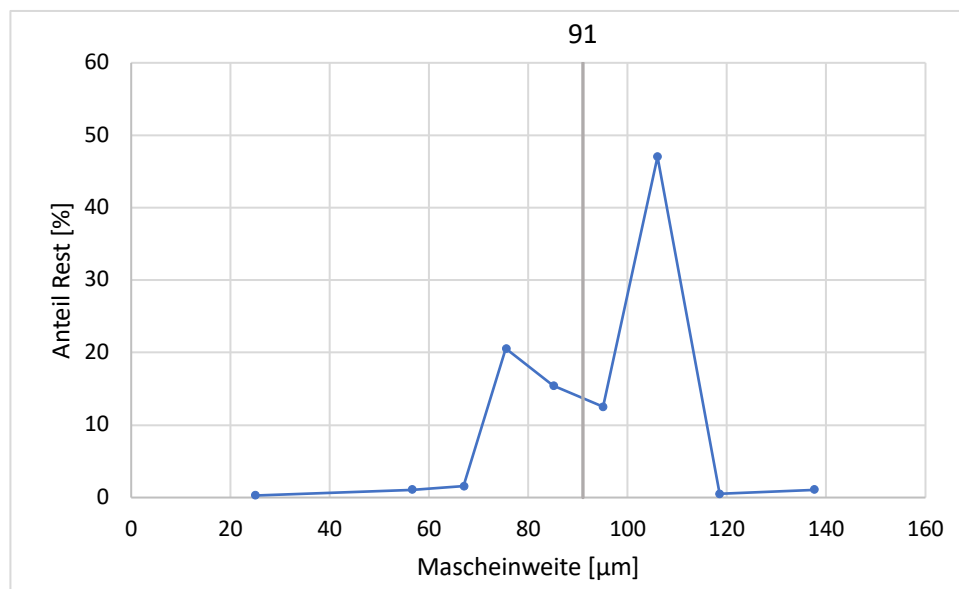


Abb. 22: Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes in Bezug auf den prozentualen Restanteil

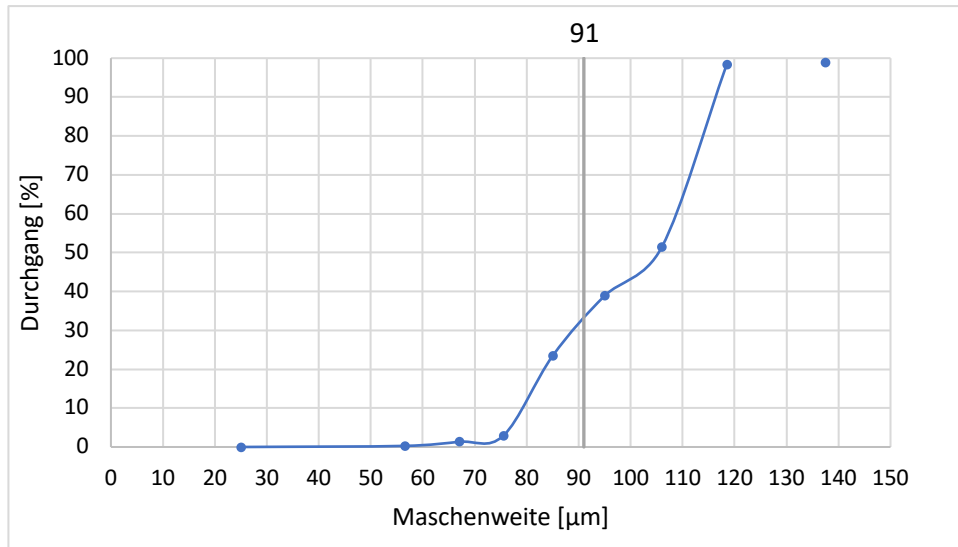


Abb. 23: Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes in Bezug auf den prozentualen Durchgang

Für den feineren Sand ergibt sich also hier unter Anwendung von Gl. (7.1) ein mittlerer, für das Bett repräsentativer, Partikeldurchmesser von $d_p = 91 \mu\text{m}$.

7.1.3 Ergebnisse der Siebanalyse des gröberen Sandes

Tab. 5: Ergebnisse der Siebanalyse des gröberen Sandes

Maschenweite d_{p_i} [μm]	Anteil Rest x_i [-]	Durchgang [%]
500	0	100
400-500	0.00589	99.41
315-400	0.04013	95.40
250-315	0.10412	84.99
224-250	0.12099	72.89
200-224	0.20805	52.08
180-200	0.17071	35.01
112-180	0.33673	1.34
80-112	0.01038	0.30
0-80	0.00299	0

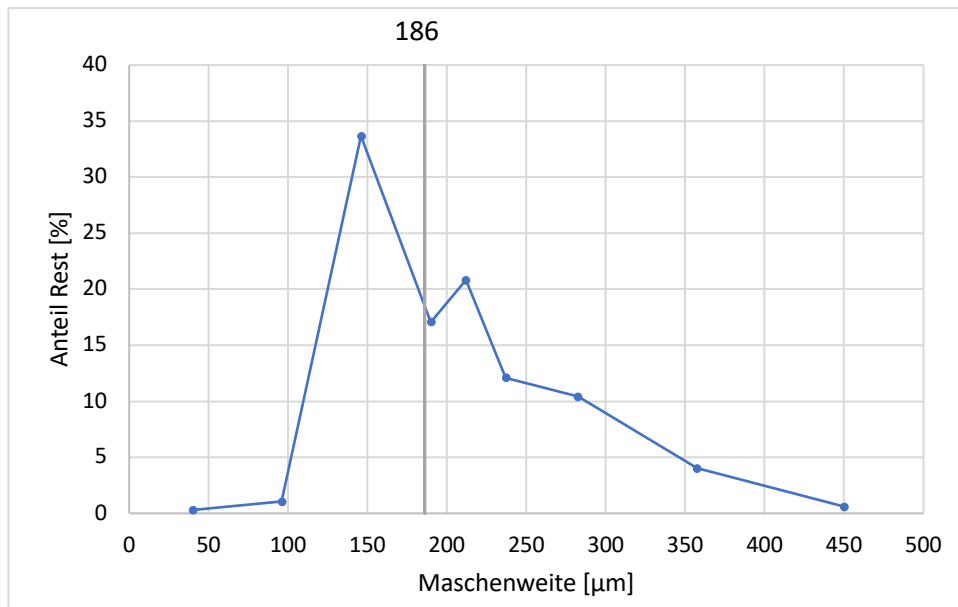


Abb. 24: Ergebnisse der Siebanalyse des gröberen Sandes in Bezug auf den prozentualen Restanteil

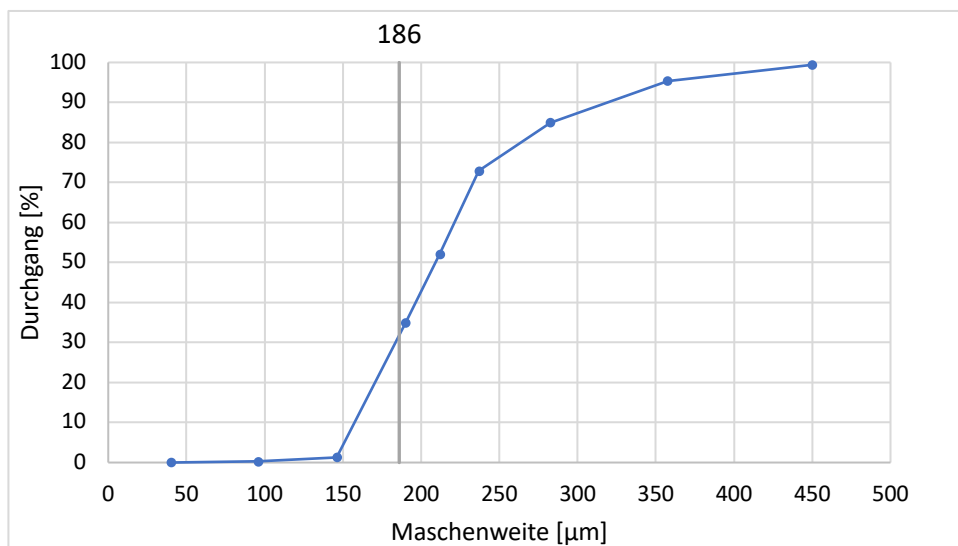


Abb. 25: Ergebnisse der Siebanalyse des gröberen Sandes in Bezug auf den prozentualen Durchgang

Für den gröberen Sand ergibt sich also hier unter Anwendung von Gl. (7.1) ein mittlerer, für das Bett repräsentativer, Partikeldurchmesser von $d_p = 186 \mu m$.

7.2 Experimentelle Ermittlung des Lockerungspunktes

7.2.1 Ablauf

Da die Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit, durch die in der Literatur vorhandenen Berechnungsverfahren, nur zur Abschätzung der tatsächlichen Lockerungsgeschwindigkeit dienen können und sich die somit berechneten Werte, wie dies aus Tab.3 ersichtlich wird, grob voneinander unterscheiden, wurde der Lockerungspunkt im Zuge dieser Arbeit experimentell ermittelt.

Dafür wurde zuerst am leeren Versuchsstand der Druckverlust Δp , mittels der am Zylinder angebrachten Druckmessstutzen und dem Differenzdruckmesser, über den zur Anströmung genutzten Sinterboden bei unterschiedlichen Fluidgeschwindigkeiten u aufgetragen. Danach wurde der Plexiglaszylinder bis zu der für den Versuch vorgesehenen Betthöhe von 216 mm mit dem Quarzsand befüllt, zur Fluidisierung gebracht und ausgehend von hohen Fluidgeschwindigkeiten und sukzessivem verringern dieser, der Druckverlust über den Sinterboden und das Bett aufgetragen. Um lediglich den Druckverlust über das Bett zu erhalten, wurde anschließend der Druckverlust des Sinterbodens, von dem kombinierten Druckverlust aus Sinterboden und Bett abgezogen.

7.2.2 Auswertung

Der sich für die Partikelgrößen $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $d_p = 186 \mu\text{m}$ jeweils einstellende und fürs Bett repräsentative Verlauf des Druckverlustes über die Fluidgeschwindigkeit, ist in Abb. 26 bzw. Abb. 27 dargestellt.

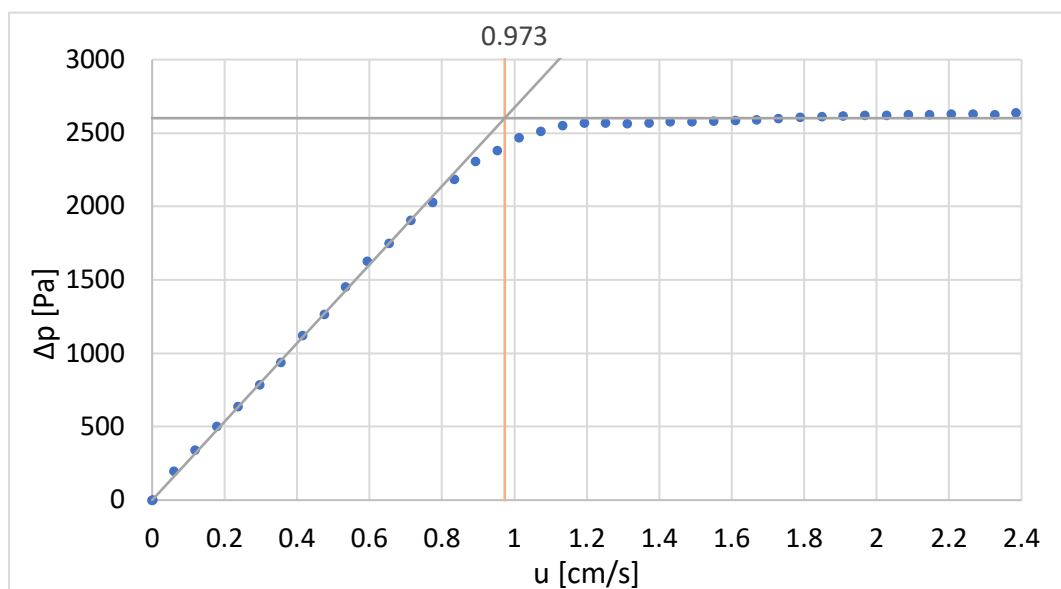


Abb. 26: experimentell ermittelter Verlauf des Druckverlustes über die Fluidgeschwindigkeit, sowie Darstellung der Lockerungsgeschwindigkeit für $d_p = 91 \mu\text{m}$

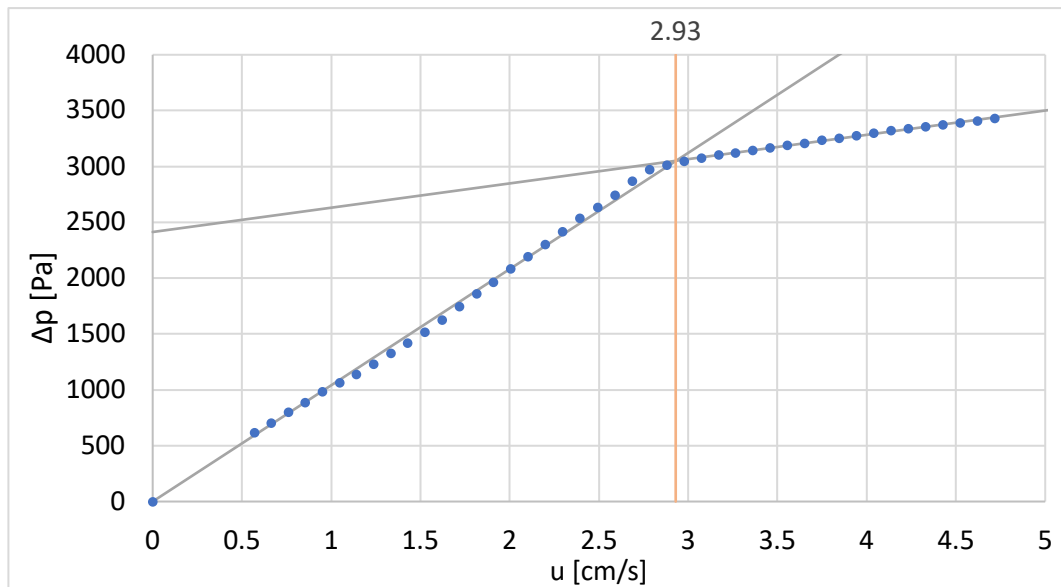


Abb. 27: experimentell ermittelter Verlauf des Druckverlustes über die Fluidgeschwindigkeit, sowie Darstellung der Lockerungsgeschwindigkeit für $d_p = 186 \mu\text{m}$

Die Lockerungsgeschwindigkeit u_{mf} ergibt sich dann, wie bereits früher beschrieben, aus dem Schnittpunkt der Geraden des ausgeprägten Festbetts, mit der Geraden der ausgeprägten Wirbelschicht.

Vergleicht man die experimentell gefundenen Werte für u_{mf} mit den in Tab. 3 aufgelisteten, theoretisch berechneten, so zeigt sich die Güte der einzelnen Vorhersagen für den Lockerungspunkt, welche in Tab. 6 dargestellt ist.

Tab. 6: Vergleich der experimentell ermittelten minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit mit der theoretisch vorausgerechneten der unterschiedlichen Autoren

Autor	$d_p = 91 \mu\text{m}$ $u_{mf} = 0.97 \text{ cm/s}$		$d_p = 186 \mu\text{m}$ $u_{mf} = 2.93 \text{ cm/s}$	
	$u_{mf} [\text{cm/s}]$	Relativer Fehler	$u_{mf} [\text{cm/s}]$	Relativer Fehler
Ergun [16]	1.68	73%	5.29	80%
Wen und Yu [17]	0.32	67%	1.34	54%
Baeyens [19]	0.84	13%	3.03	3%

Man erkennt dass die Ergun Gleichung [16] den Wert von u_{mf} in beiden Fällen grob überschätzt. Wen und Yu [17] hingegen unterschätzen u_{mf} für beide Partikelgrößen, liegen jedoch etwas näher am experimentell ermittelten Wert als Ergun. Baeyens [19] liefert die mit Abstand beste Annäherung von u_{mf} . Dies ist auch dahingehend bemerkenswert, da weder der Sauterdurchmesser d_{32} noch die Lockerungsporosität ψ_{mf} zur Berechnung nötig sind. Dennoch findet man in der einschlägigen Literatur vor allem die Berechnungsvorschriften nach Ergun und Wen und Yu.

8 Hauptversuche

8.1 Experimentelle Bestimmung des Temperaturverlaufs und der Wärmeleitfähigkeit des Festbetts

8.1.1 Aufbau und Ablauf des Versuchs

Um die in Abschn. 4.1 und 4.2 gemachten theoretischen Aussagen zur Wärmeleitfähigkeit eines Festbetts, sowie dem Temperaturverlauf in einem Festbett bei konstanter Heizflächentemperatur, zu überprüfen, wurde der Versuchsstand entsprechend aufgebaut. Bei einer Schütthöhe von 216 mm wurden, wie bereits in Abschn. 6.1 erläutert, in der vierten Ebene von unten, also in mittlerer Höhe der Schüttung, acht Temperaturfühler in einer Tiefe von (85, 75, 65, 55, 45, 35, 25, 15) Millimetern ausgehend von der Innenwand des Zylinders und gleichmäßig am Umfang verteilt im Festbett angebracht. Anschließend wurde der mittig eingebaute Heizstab auf eine konstante Temperatur von $\vartheta_W = 150\text{ °C}$ eingestellt und abgewartet bis sich ein stationäres Temperaturprofil innerhalb des Betts gezeigt hatte.

In der Ebene ergibt sich allgemein ein dreidimensionales Temperaturprofil. Die am Umfang in unterschiedlichen Tiefen gemessenen Temperaturen können jedoch aufgrund der Rotationssymmetrie und in Abhängigkeit der Entfernung zum Heizstab, zweidimensional aufgetragen werden und geben somit ein Temperaturprofil wieder, welches mit Abb. 5 aus Abschn. 4.2 verglichen werden kann. Die Ergebnisse für die beiden untersuchten Partikelgrößen werden in der Folge dargestellt.

8.1.2 Messergebnis und Interpretation

In Abb. 28 und Abb. 29 erkennt man das stationäre Temperaturprofil, welches sich beim Aufheizvorgang mit der konstanten Heizflächentemperatur ϑ_W für die beiden Partikelgrößen eingestellt hat und in guter Übereinstimmung mit Abb. 5 ist. Die beiden Temperaturprofile lassen sich durch die ebenfalls angegebenen logarithmischen Ansätze sehr gut annähern.

Ausgehend von ϑ_W stellt sich in einem Abstand von 3.75 mm zur Heizstabfläche (zu beachten ist, dass das Diagramm den Abstand von der Heizstabmitte angibt) eine erheblich geringere Temperatur von 113 °C für $d_p = 91\text{ }\mu\text{m}$ bzw. 116 °C für $d_p = 186\text{ }\mu\text{m}$ ein, was einem Temperatursprung von $\Delta T = 37\text{ K}$ bzw. $\Delta T = 34\text{ K}$ entspricht. Mit größer werdendem Abstand zum Heizstab, nimmt die Temperatur des Betts dann weiter sukzessive ab und erreicht ihren kleinsten gemessenen Wert von 32 °C für $d_p = 91\text{ }\mu\text{m}$ bzw. 33 °C für $d_p = 186\text{ }\mu\text{m}$ in einer Entfernung von 73.75 mm zur Heizfläche, beziehungsweise 15 mm zur Innenwand des Zylinders. Es ist beachtlich, dass auf einer

Lauf­länge von 70 mm der beiden am weitesten voneinander entfernten Temperaturfühler ein Temperaturabfall von $\Delta T = 81$ K bzw. $\Delta T = 83$ K auftritt. Der Temperaturgradient der beiden Korngrößen im Festbett ist also nahezu identisch. Zusätzlich spiegelt dieser die bereits in Abschn. 4 erläuterten, schlechten Eigenschaften eines Festbetts in Bezug auf den Wärmeübergang von Heizflächen aufs Bett, sowie die Wärmeleitung innerhalb des Betts, wieder.

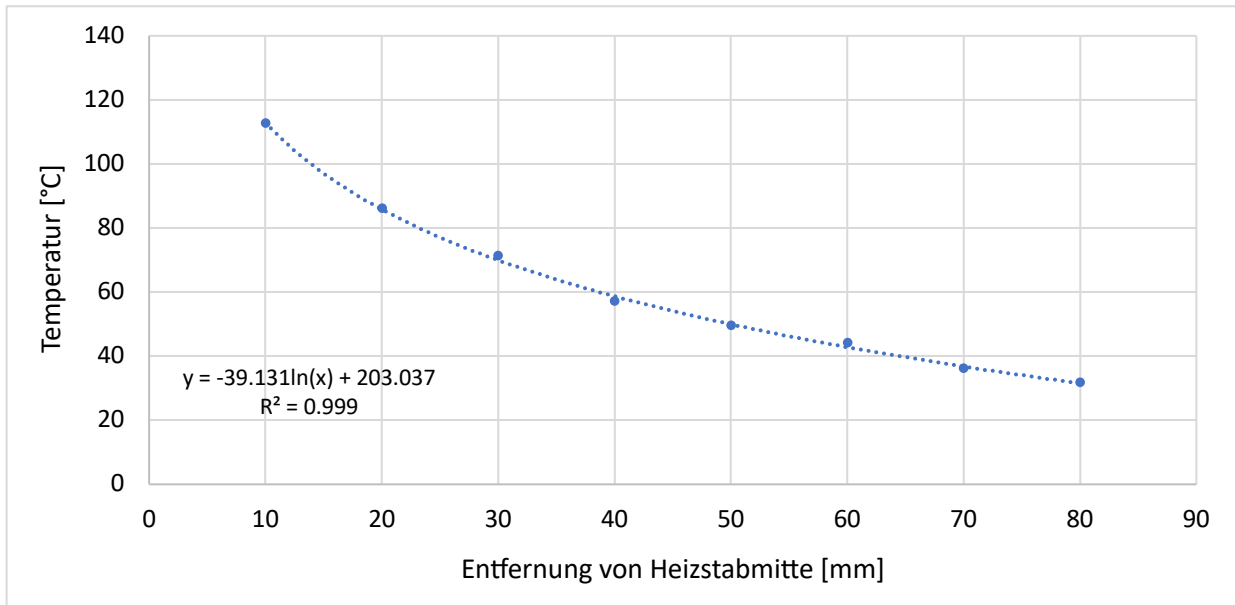


Abb. 28: Temperaturverlauf im Festbett für $d_p = 91 \mu\text{m}$ ausgehend von einer konstanten Heizflächentemperatur von 150°C

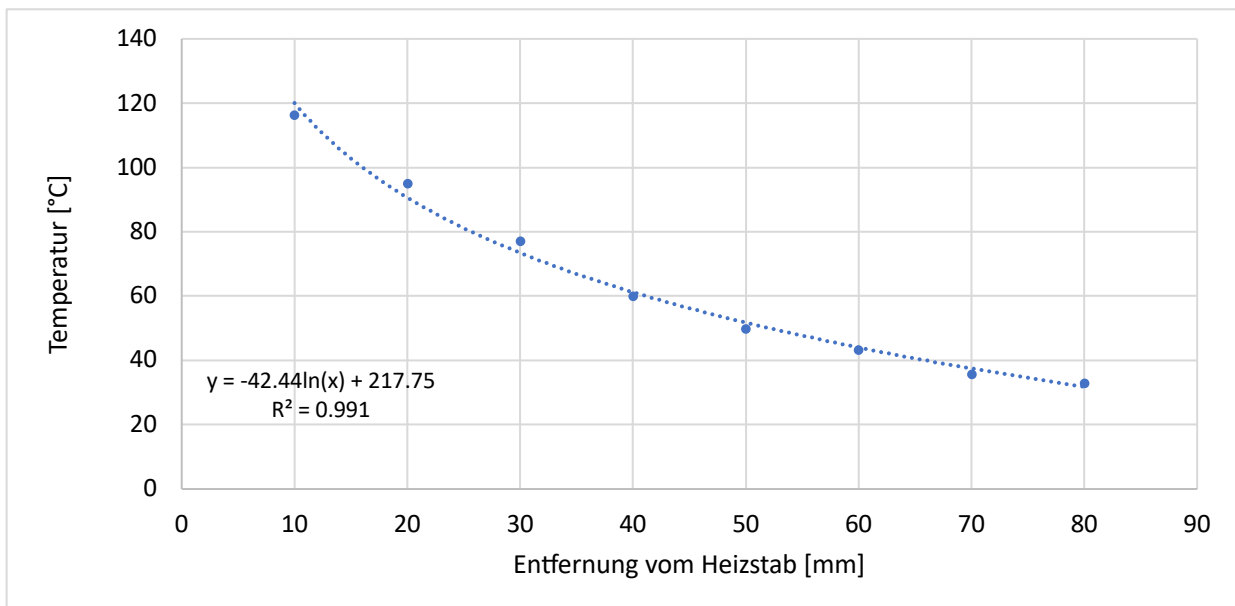


Abb. 29: Temperaturverlauf im Festbett für $d_p = 186 \mu\text{m}$ ausgehend von einer konstanten Heizflächentemperatur von 150°C

In Kombination mit dem in Abschn. 4.2 erläuterten, stark abfallenden Verlauf des zeitlichen Wärmeübergangskoeffizienten α , lässt sich leicht nachvollziehen, warum es in der Praxis nicht von Vorteil wäre, einen Festbettregenerator welcher nicht direkt vom Wärmeträgerfluid durchströmt werden kann, mit Heizflächen auszustatten und auf diese Art Wärme speichern zu wollen.

Auf Basis des zur Annäherung des sich einstellenden Temperaturprofils angesetzten logarithmischen Ansatzes, wurde des Weiteren die für die beiden Korngrößen repräsentative Wärmeleitfähigkeit des Festbetts ermittelt.

$$d_p = 91 \mu\text{m} \quad \rightarrow \quad \lambda_{\text{Bett}} = 0.325 \text{ W/mK}$$

$$d_p = 186 \mu\text{m} \quad \rightarrow \quad \lambda_{\text{Bett}} = 0.564 \text{ W/mK}$$

Vergleicht man diese Werte mit den theoretisch berechneten Werten für λ_{Bett} aus Abb. 4, so erkennt man, dass der theoretische Wert die Wärmeleitfähigkeit des Betts unterschätzt. Möglicherweise könnten mit dem erweiterten Ansatz von Zehner/Bauer/Schlünder, welcher ebenfalls von Tsotsas im VDI Wärmeatlas [11] vorgestellt wird und neben den primären auch die sekundären Einflussparameter für λ_{Bett} mit einbezieht, bessere Ergebnisse erzielt werden. Jedoch ist dieser Ansatz aufwendiger und bedarf zusätzlicher Informationen bezüglich der Feststoffpartikel und des Fluids.

8.2 Experimentelle Untersuchung der Temperaturverteilung in der Wirbelschicht

Wie bereits früher erwähnt, geht man in der Literatur allgemein davon aus, dass in einer Wirbelschicht, aufgrund der intensiven Feststoffbewegung, eine homogene Temperaturverteilung im Sinne eines idealen Rührkessels vorliegt. Laut Martin [9] treten Temperaturgradienten nur in einer thermischen Grenzschicht in der Größenordnung des Partikeldurchmessers auf. Nahe dem minimalen Fluidisierungszustand, ist jedoch eine zeitliche, nicht vollkommene Durchmischung, des Bett-Materials zu erwarten, sodass sich hier sehr wohl stationäre Temperaturprofile im Bett ausbilden könnten. In der Folge soll diese These mit dem hier zur Verfügung stehenden Quarzsand bei unterschiedlichen Fluidisierungszuständen überprüft werden.

8.2.1 Anmerkungen aufgrund einer nicht gleichmäßig ausgebildeten Wirbelschicht

Es musste während des Versuchsablaufs festgestellt werden, dass die Wirbelschicht für alle eingesetzten Partikelgrößen ($d_p = 91 \mu\text{m}$, $d_p = 186 \mu\text{m}$), sowie für alle betrachteten Betthöhen ($H = 216 \text{ mm}$, $H = 108 \text{ mm}$), bei geringen Fluidisierungszahlen von ($FZ = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6$), augenscheinlich nicht gleichmäßig über den Querschnitt ausgebildet war. Es konnte beobachtet werden, dass ausgehend vom Lockerungspunkt, bei einer sukzessiven Erhöhung der FZ in diesem Bereich und dadurch vermehrter Blasenbildung, Blasen an bevorzugten Stellen des Betts aufzusteigen schienen, wohingegen an anderen Stellen überhaupt keine Blasenbildung zu erkennen war. Somit ließ sich, über den Querschnitt betrachtet, eine asymmetrische Verteilung der Blasenbildung erkennen.

Auch an der Oberfläche platzten Blasen asymmetrisch über den Querschnitt, sodass man teilweise nur auf der Hälfte und bei größeren FZ auf $2/3$ der Querschnittsfläche ein Platzen der Blasen erkennen konnte.

Zusätzlich wurde dieser Effekt in der Auswertung der einzelnen Temperaturfühler, durch sehr große Temperaturdifferenzen im Vergleich mit anderen, nach der Theorie ähnlich gut fluidisierten, Bereichen nachgewiesen. Da sich dieses Phänomen durch direktes Bewerten des zu erkennenden Fluidisierungszustandes am Plexiglaszylinder, in Kombination mit der Auswertung der Temperaturfühler, lediglich auf einen bestimmten Bereich des Betts auszuwirken schien, wurde im Zuge der Auswertung die betroffene vertikale Temperaturfühlerreihe, mit insgesamt acht Temperaturfühlern, aus der Auswertung herausgenommen.

Da sich dieser Effekt zwar mit einer Erhöhung von FZ aufzulösen schien, man jedoch nicht sicher sein konnte bis zu welchen Fluidisierungszuständen dieser auftritt und um die Auswertung der gemessenen Temperaturen konsistent zu halten, wurden die Messdaten dieser acht Temperaturfühler, für alle Fluidisierungszustände bei der folgenden Auswertung herausgenommen. Lediglich bei der späteren Gegenüberstellung der visuellen Auswertung für die Temperaturverteilung im Festbett und in der Wirbelschicht mit $FZ = 2$, wurde angenommen, dass für diesen, doch stark fluidisierten Fall, der negative Effekt nicht mehr auftritt oder wenigstens vernachlässigbar wird. Somit konnte diese visuelle Darstellung überhaupt erst ermöglicht werden.

8.2.2 Ablauf des Versuchs

Zur Messung der sich stationär einstellenden Temperaturprofile innerhalb der Wirbelschicht, wurden vier unterschiedliche, aber in der Durchführung gleiche, Versuchsreihen aufgenommen. Dies waren Versuche mit dem Sand der mittleren Korngröße $d_p = 91 \mu\text{m}$ sowie $d_p = 186 \mu\text{m}$ und einer Betthöhe von jeweils $H = 216 \text{ mm}$ beziehungsweise $H = 108 \text{ mm}$. Um definierte Fluidisierungszustände der Wirbelschicht für die verschiedenen Versuchsreihen anfahren und vergleichen zu können, wurde die Fluidisierungszahl, welche wie folgt definiert ist, eingeführt:

$$FZ = \frac{u}{u_{mf}} \quad (8.1)$$

Mithilfe der im Vorhinein durchgeführten Versuche zur Bestimmung der Lockerungspunkte, wurde zuerst eine Fluidisierungszahl von $FZ = 1$, für den jeweils vorliegenden Fall, über die angeschlossene Druckluft in Verbindung mit dem Volumenstrommesser und dem Drosselventil eingestellt. Anschließend wurde der mittig eingebaute Heizstab auf eine konstante Temperatur von 100°C erhitzt und der Verlauf der Temperaturerhöhung des Betts, über die Thermoelemente, solange sekundlich aufgezeichnet, bis diese einen sich nicht mehr merklich ändernden stationären Zustand erreicht hatten. Anschließend wurde die FZ jeweils um 0.2 erhöht und erneut das Erreichen eines stationären Zustandes, bei gleichzeitiger Aufzeichnung abgewartet. Dieser Vorgang wurde bis zu einer Fluidisierungszahl von $FZ = 2$ wiederholt.

8.2.3 Auswertung und Interpretation

Wie bereits in Abschn. 5.6 auf Basis von Abschn. 5.3 argumentiert, wird die Übertragung der Wärme von der Heizstabfläche auf das Bett, sowie die Verteilung der Wärme innerhalb des Betts, hier lediglich auf die Partikelkonvektion zurückgeführt. Die sich am Heizstab erwärmenden Feststoffteilchen gelangen also durch die unterschiedlichen, in einer blasenbildenden Wirbelschicht auftretenden, Bewegungsmechanismen an verschiedene Stellen des Betts, führen ihre Wärme mit und verteilen sie dadurch, wie auch durch Wärmeleitung an andere Partikel, im Bett.

Um diese Bewegung der Feststoffpartikel bei den unterschiedlichen Fluidisierungszuständen mit der Temperaturverteilung innerhalb der Wirbelschicht, welche hier in Form einer Temperaturdifferenz veranschaulicht wird, in Verbindung zu bringen, wurde in Abschn. 5.6 der Begriff der Dispersion in horizontaler wie in vertikaler Richtung eingeführt.

Für die folgende Auswertung wurde jeweils pro Fluidisierungszahl, ein für das gesamte Bett, repräsentativer, mittlerer, horizontaler Dispersionskoeffizient \bar{D}_{sh} , sowie vertikaler Dispersionskoeffizient \bar{D}_{sv} , berechnet und mit der sich für die einzelnen stationären Zustände ergebenden mittleren, horizontalen Temperaturdifferenz $\bar{\Delta T}_h$, sowie vertikalen Temperaturdifferenz $\bar{\Delta T}_v$, ins Verhältnis gesetzt. Für die Berechnung von \bar{D}_{sh} , wurde für jede der n Temperaturfühlerebenen i ($n = 8$ für $H = 216$ mm und $n = 4$ für $H = 108$ mm) ein $D_{sh,i}$ nach Abschn. 5.6.1 berechnet und daraus das arithmetische Mittel für alle n Ebenen gebildet:

$$\bar{D}_{sh} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n D_{sh,i} \quad (8.2)$$

Für $\bar{\Delta T}_h$ wurde in jeder der n Ebenen, die sich maximal einstellende Temperaturdifferenz in horizontaler Richtung $\Delta T_{h,i,max}$ ermittelt und das arithmetische Mittel aus allen n Ebenen gebildet:

$$\bar{\Delta T}_h = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta T_{h,i,max} \quad (8.3)$$

Durch diese Herangehensweise kann eine sich möglicherweise, aufgrund von Wärmeverlusten über die Außenwand des Plexiglaszylinders, einstellende Temperaturdifferenz in Richtung der Wand, für jede der einzelnen betrachteten Ebenen aufgelöst und zusammengefasst werden.

Die Berechnung von \bar{D}_{sv} wurde analog zur Berechnung von \bar{D}_{sh} durchgeführt:

$$\bar{D}_{sv} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n D_{sv,i} \quad (8.4)$$

Zur Bestimmung von $\bar{\Delta T}_v$, wurde in jeder der m radialen Tiefen j ($m = 4$) die sich maximal einstellende vertikale Temperaturdifferenz $\Delta T_{v,j,max}$ über alle Ebenen n ermittelt und das arithmetische Mittel über m gebildet:

$$\bar{\Delta T}_v = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \Delta T_{v,j,max} \quad (8.5)$$

Durch diese Herangehensweise der Betrachtung der vertikalen Temperaturdifferenz pro radialer Tiefe im Bett, wird versucht den Effekt des sich möglicherweise, aufgrund von Wärmeverlusten über die Außenwand, einstellenden Temperaturgradienten in

horizontalen Richtung, welcher theoretisch unabhängig von der Höhe z im Bett sein müsste, aus der Betrachtung für $\Delta T_{v,j,max}$ und in weiterer Folge aus der Betrachtung von $\overline{\Delta T}_v$ zu eliminieren. Ziel ist es somit eine bessere Aussage in Bezug auf $\overline{\Delta T}_v$ zu ermöglichen.

Um neben den mittleren Werten der Temperaturdifferenz für die einzelnen Fluidisierungszustände auch eine Aussage über die Verteilung der einzelnen maximalen Temperaturdifferenzen um dieses arithmetische Mittel zu treffen, wurde zusätzlich ein Streuungsmaß in Form der Standardabweichung eingeführt.

Da die systematischen Messfehler bei der Temperaturmessung, mittels der eingesetzten Thermolemente, in Kombination mit der zur Auswertung herangezogenen SPS von B&R, im Vorfeld durch eine Kalibrierung derer in einem Wasserbad (Eiswasser bei 0 °C und siedendem Wasser bei 100 °C) so gut wie möglich beglichen wurden, wurde als Fehlerbalken für die einzelnen, in den Diagrammen dargestellten Punkte, lediglich der maximale zufällige Messfehler für Thermolemente des Typs K der Klasse 1, wie er in der DIN EN 60584-1 [36] aufgeführt ist hinterlegt:

$$\text{Grenzabweichung} = 1.5 \text{ °C oder } |0.0004 \cdot \tilde{t}| \quad (8.6)$$

In den folgenden Abb. (30–37) sind die Verläufe für die vier unterschiedlichen Messreihen ($d_p = 91 \mu\text{m}$: $H = 216 \text{ mm}$, $H = 108 \text{ mm}$ sowie $d_p = 186 \mu\text{m}$: $H = 216 \text{ mm}$, $H = 108 \text{ mm}$) der Temperaturdifferenzen ($\overline{\Delta T}_h$ bzw. $\overline{\Delta T}_v$) über die Dispersionskoeffizienten (\overline{D}_{sh} bzw. \overline{D}_{sv}) jeweils blau dargestellt. Die grauen einhüllenden Verläufe, stellen das Streuungsmaß um die Mittelwerte der Temperaturdifferenz dar. Die Messunsicherheit wird über die Fehlerbalken mit $\pm 1.5 \text{ K}$ angegeben. Die einzelnen Punkte stehen für die einzelnen FZ (1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0). Da nach der Theorie für die Berechnung der Dispersionskoeffizienten auf Basis der Blasentheorie bei $FZ = 1$, sich aufgrund des Umstands $u = u_{mf}$, kein Dispersionskoeffizient berechnen lässt, wurde hier in den Abb. (30–37) $\overline{D}_{sh} = \overline{D}_{sv} = 0$ gesetzt.

Es sei nochmal darauf hingewiesen, dass die Interpretierungsversuche, welche für die folgenden Messergebnisse zum Tragen kommen, nur einen Versuch darstellen, die sehr komplexen Vorgänge innerhalb einer Wirbelschicht, bezogen auf die Temperaturverteilung im Verhältnis zu den angeführten Dispersionskoeffizienten, zu beschreiben. Dies schließt auch die Interpretation der später dargestellten Diagramme mit ein. Keinesfalls soll es den Anschein erwecken, dass dies die einzigen Effekte sind, welche das Temperaturverhalten der Wirbelschicht in den einzelnen Fluidisierungszuständen beeinflussen.

8.2.3.1 Temperaturverteilung und Dispersionskoeffizient für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$

Vergleicht man Abb. 30 und Abb. 31 in Bezug auf die Temperaturdifferenzen, so erkennt man leicht, dass die Werte der vertikalen Richtung für alle Fluidisierungszustände kleiner sind, als jene der horizontalen. Dies könnte zum einen dadurch erklärt werden, dass, wie bereits früher erwähnt, die vertikale Durchmischung aufgrund der aufsteigenden Blasen zeitlich schneller als die horizontale ist. Auch in den höheren Werten von \bar{D}_{sv} im Vergleich zu \bar{D}_{sh} ist dies zu erkennen. Zum anderen, hat sich aufgrund der Art des Versuchsaufbaus, ein konstanter Wärmeverlust horizontal und in Richtung der Wand des Plexiglaszylinders ergeben, da in der Mitte des Betts stetig Wärme zugeführt und zum Teil über die Außenwand wieder abgeführt wurde. Auch das Streuungsmaß um die mittlere, maximale Temperaturdifferenz, ist allgemein für die vertikale Richtung geringer als für die horizontale, was auf eine bessere Durchmischung und trotz Temperaturdifferenz, allgemein homogenere Temperaturverteilung in vertikaler Richtung schließen lässt.

Allgemein für beide Richtungen, erkennt man jedoch den zu erwartenden Trend der abfallenden Temperaturdifferenz mit steigenden Dispersionskoeffizienten, sowie die zum Teil stark abfallenden Streuungswerte ausgehend vom Lockerungspunkt bei $FZ = 1$ bei größer werdender Fluidisierung.

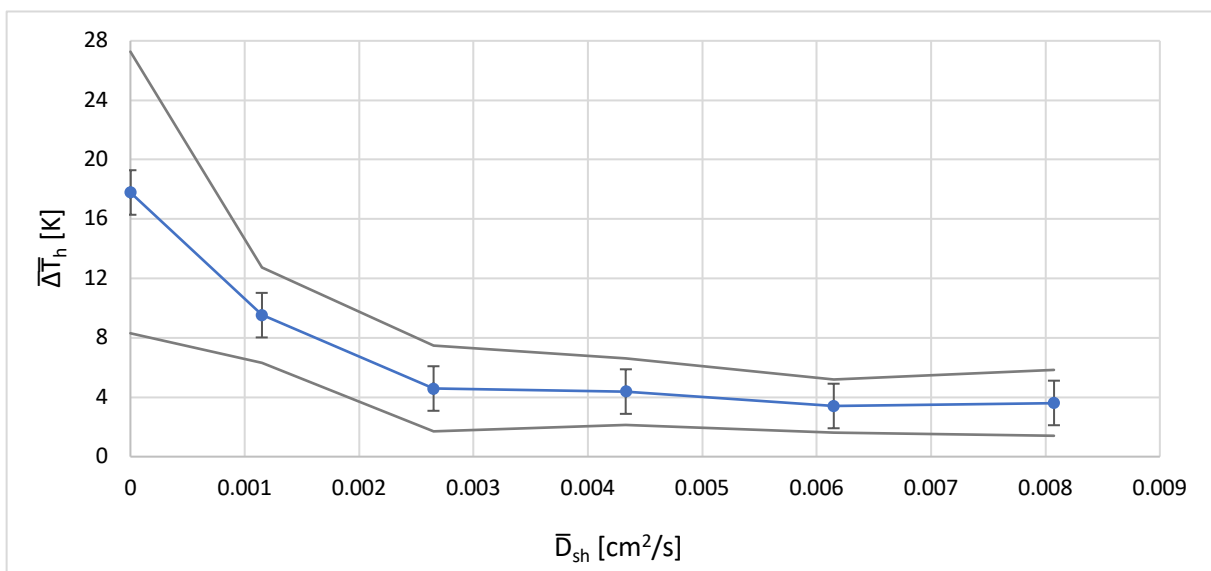


Abb. 30: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216 \text{ mm}$ und $d_p = 91 \mu\text{m}$

Betrachtet man Abb. 30, so fällt ausgehend vom Zustand der Minimalfluidisation, also am Lockerungspunkt, der Wert für die Temperaturdifferenz von $\Delta \bar{T}_h = 18 \text{ K}$ und großer Streuung bei $\bar{D}_{sh} = 0 \text{ cm}^2/\text{s}$ bereits auf $\Delta \bar{T}_h = 9 \text{ K}$ bei $FZ = 1.2$ und $\bar{D}_{sh} = 1.15 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ ab und erreicht ab $\bar{D}_{sh} = 2.65 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ und $FZ = 1.4$ bereits ein

allgemeines Minimum von $\overline{\Delta T}_h \cong 4$ K. Weiteres Erhöhen der Fluidisierung hat hier lediglich noch einen kleinen Effekt auf die Streuung aber keinen merklichen Effekt mehr auf die Temperaturdifferenz gezeigt.

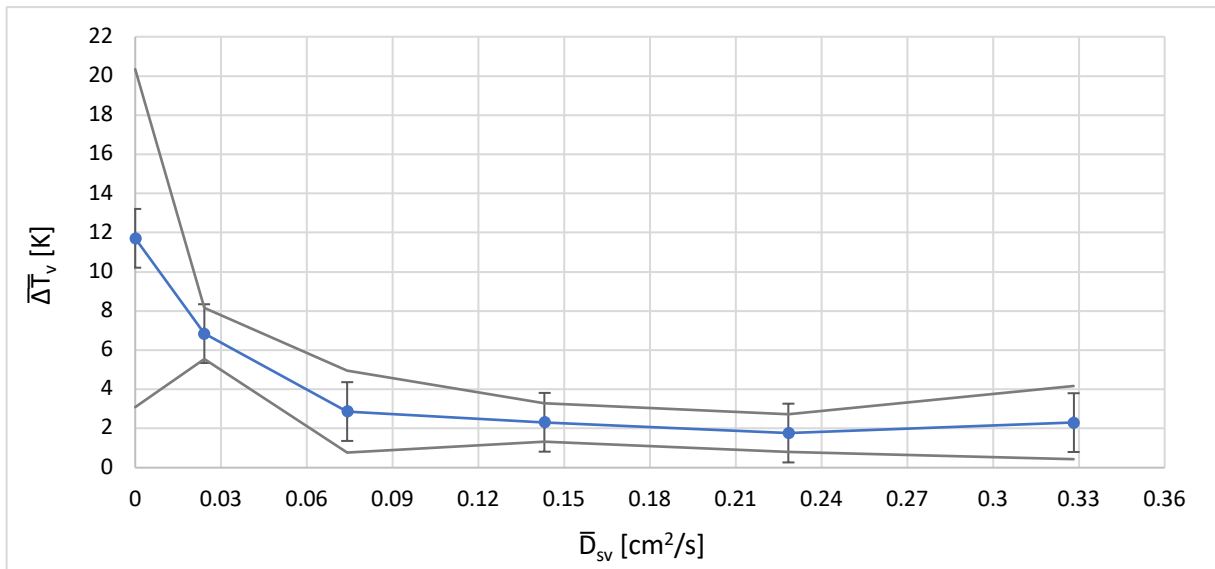


Abb. 31: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216$ mm und $d_p = 91$ μ m

Auch in Abb. 31 fällt die Temperaturdifferenz nach dem anfänglich höchsten Wert von $\overline{\Delta T}_v = 12$ K und großer Streuung bei $FZ = 1$ mit Erhöhung der Fluidisierung, schnell bis $\overline{\Delta T}_v \cong 3$ K bei $FZ = 1.4$ und $\overline{D}_{sv} = 0.074$ cm²/s ab. Auch die stark abfallenden Werte des Streuungsmaßes, lassen auf eine allgemein homogenere Temperaturverteilung schließen. Eine weitere Erhöhung der Fluidisierung brachte hier keine großen Veränderungen mehr.

Abschließend kann man sagen, dass hier für das Bett mit $d_p = 91$ μ m und $H = 216$ mm ab $FZ = 1.4 - 1.6$ durch eine weitere Erhöhung der Fluidisierung, keine wesentlichen Verbesserungen der Temperaturverteilung, im Sinne einer geringeren allgemeinen Temperaurdifferenz innerhalb des Betts, in der vertikalen oder in der horizontalen Richtung erreicht werden konnte.

8.2.3.2 Temperaturverteilung und Dispersionskoeffizient für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 108\text{mm}$

Abb. 32 für das Bett mit $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$ zeigt einen ähnlichen Verlauf wie Abb. 30 für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$. Ausgehend von einer großen Temperaturdifferenz $\overline{\Delta T}_h \cong 16 \text{ K}$ mit ausgeprägter Streuung am Lockerungspunkt, fällt $\overline{\Delta T}_h$ stetig bis zu $FZ = 1.6$ mit $\overline{D}_{sh} = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ und $\overline{\Delta T}_h \cong 2 \text{ K}$ ab. Auch das Streuungsmaß verringert sich bis zu diesem Zustand stetig. Ab diesem Punkt hat dann eine weitere Erhöhung der Fluidisierung keinen sichtlichen Effekt mehr auf die Temperaturdifferenz.

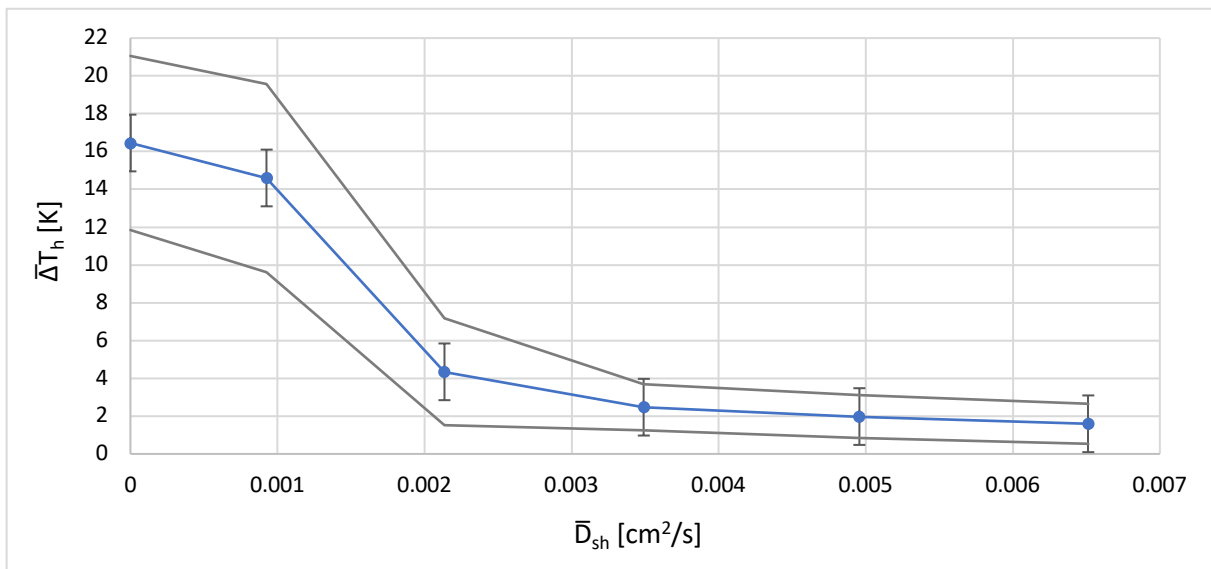


Abb. 32: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108 \text{ mm}$ und $d_p = 91 \mu\text{m}$

In Abb. 33 erkennt man einen Sprung von $\overline{\Delta T}_v$ beim Übergang von $FZ = 1$ auf $FZ = 1.2$. Dieser Sprung könnte dadurch erklärt werden, dass bei den Versuchen zu beobachten war, dass bei der Erhöhung der Fluidisierung ausgehend vom Lockerungspunkt, sich mehr und mehr Blasen im Bett gebildet haben, die Wirbelschicht jedoch noch nicht wirklich homogen durchmischt wurde. Dort wo keine Blasen aufgestiegen sind, war auch keine Durchmischung zu erkennen. Durch den jedoch mit der Fluidisierung steigenden Wärmeübergangskoeffizienten α , vom Heizstab auf die Wirbelschicht, aufgrund des höheren partikelkonvektiven Wärmeübergangs, wurden allgemein höhere Temperaturen an den einzelnen Temperaturfühlern gemessen. Diese höheren Temperaturen in Kombination mit einer nicht gleichmäßig verteilten zeitlichen Durchmischung, könnten zu den Temperaturspitzen an einzelnen Messstellen geführt haben, welche sich dann wiederum in der Betrachtung von $\overline{\Delta T}_v$ niederschlugen.

Danach fällt jedoch auch hier die Temperaturdifferenz aufgrund einer besseren zeitlichen Durchmischung stark ab und erreicht ab $FZ = 1.6$ und $\overline{D}_{sv} = 0.07 \text{ cm}^2/\text{s}$ ein allgemeines

Minimum, bei dem man unter Beachtung der Messunsicherheit, von einem Zustand ähnlich dem des idealen Rührkessels ausgehen kann.

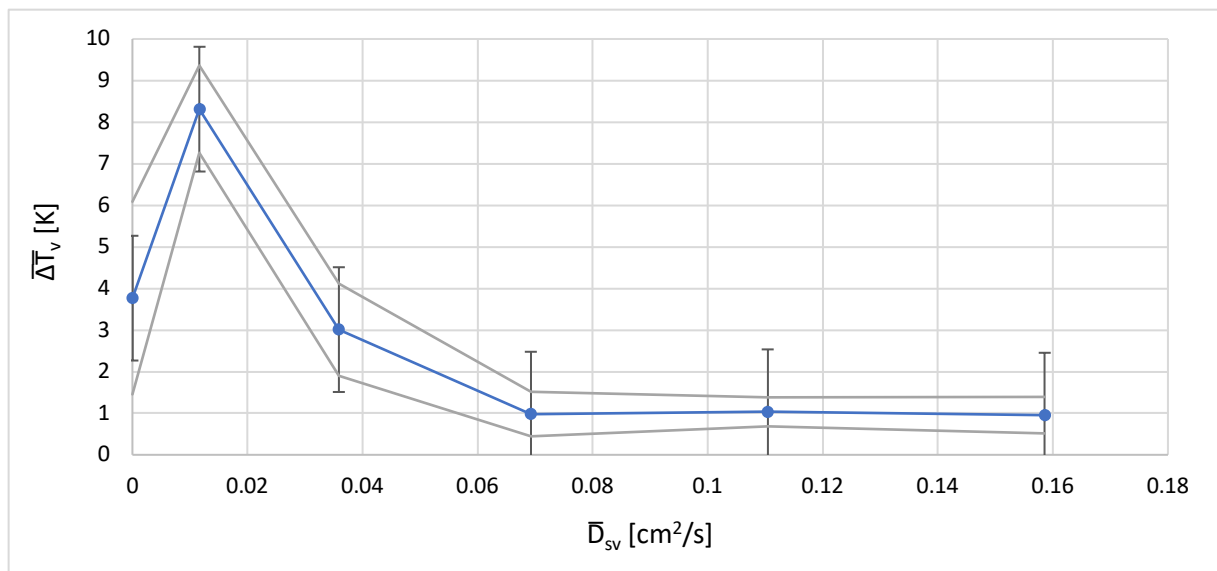


Abb. 33: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108$ mm und $d_p = 91$ μm

Abschließend für $d_p = 91$ μm und $H = 108$ mm kann man sagen, dass ab $FZ = 1.6$ mit $\bar{D}_{sv} = 0.07$ cm^2/s das Bett in vertikaler Richtung kein messbares $\Delta\bar{T}_v$ mehr aufzeigt und auch in horizontaler Richtung, mit Berücksichtigung der Grenzabweichung, ab $FZ = 1.6$ und $\bar{D}_{sh} = 0.0035$ cm^2/s fast der Zustand des idealen Rührkessels erreicht wurde.

8.2.3.3 Temperaturverteilung und Dispersionskoeffizient für $d_p = 186$ μm und $H = 216$ mm

Vergleicht man Abb. 34 und Abb. 35 für $d_p = 186$ μm und $H = 216$ mm miteinander, so fällt auf, dass der Unterschied zwischen vertikaler und horizontaler Richtung, betreffend die Temperaturdifferenzen, hier nicht so ausgeprägt ist als das für $d_p = 91$ μm und $H = 216$ mm der Fall war. Trotzdem lässt sich auch hier ein Unterschied erkennen. Für beide Richtungen fällt die Temperaturdifferenz ab dem Lockerungspunkt hin zu $FZ = 1.2$ relativ stark ab, um dann bis $FZ = 1.8$ mit fast konstantem geringen Gefälle über die einzelnen Fluidisierungszustände abzunehmen.

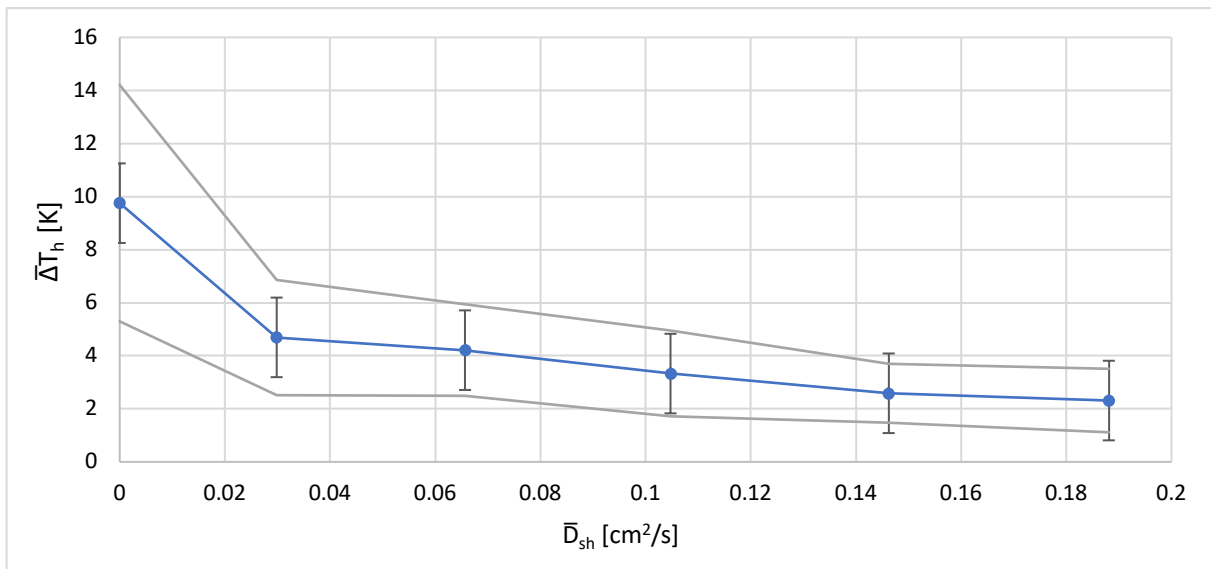


Abb. 34: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216\text{mm}$ und $d_p = 186\mu\text{m}$

Zwischen $FZ = 1.8$ und $FZ = 2.0$ bleiben $\bar{\Delta T}_v$ und $\bar{\Delta T}_h$ dann quasi unverändert. Die Streuung ist hier für die vertikale Richtung ab $FZ = 1.6$ deutlich geringer als für die horizontale, was auf eine homogenere Temperaturverteilung in vertikaler Richtung schließen lässt. In Abb. 34 ist das Streuungsmaß für den Zustand am Lockerungspunkt am höchsten, fällt dann hin zu $FZ = 1.2$ deutlich ab, um dann ähnlich wie $\bar{\Delta T}_h$ nur noch leicht zu sinken. In Abb. 35 hingegen, ist das Streuungsmaß bei $FZ = 1.2$ am größten um dann relativ schnell auf ein nicht mehr interpretierbares Maß abzufallen.

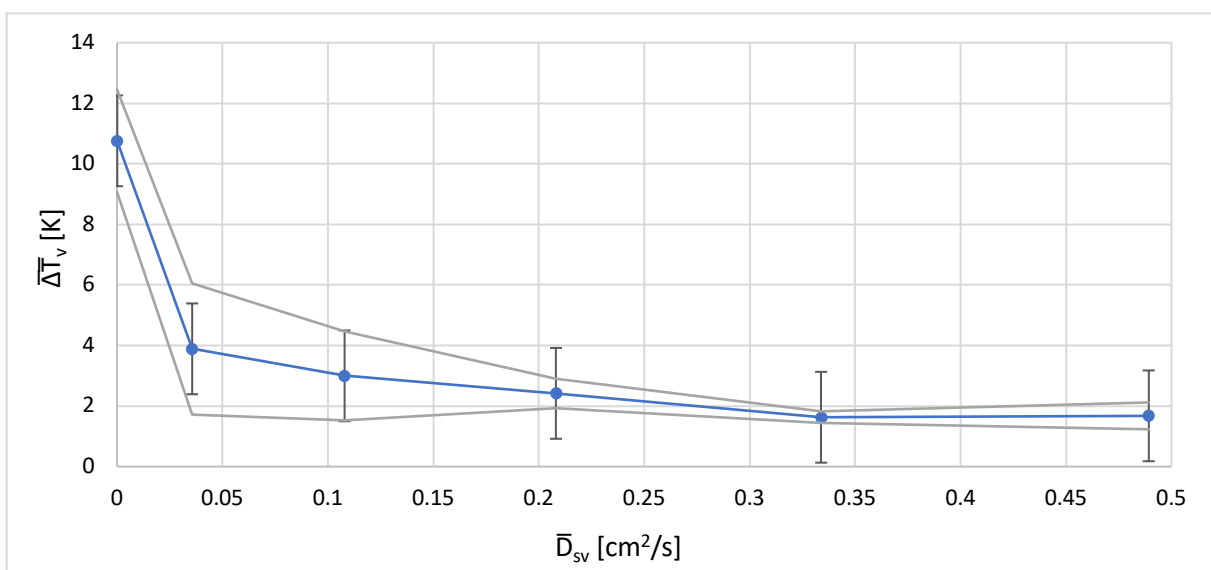


Abb. 35: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216\text{ mm}$ und $d_p = 186\mu\text{m}$

Allgemein kann man für beide Richtungen ab $FZ = 1.8$ davon ausgehen, dass die Temperatur im Bett relativ homogen verteilt ist und durch eine weitere Erhöhung der Fluidisierung keine wesentliche Verbesserung mehr erreicht wird.

8.2.3.4 Temperaturverteilung und Dispersionskoeffizient für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$

In Abb. 36 fällt die Temperaturdifferenz ausgehend von $\overline{\Delta T}_h \cong 11 \text{ K}$ für den Lockerungspunkt bei welchem eine starke Streuung der Mittelwerte zu erkennen ist relativ schnell bis auf einen Wert von $\overline{\Delta T}_h \cong 3 \text{ K}$ für $FZ = 1.4$ mit $\overline{D}_{sh} \cong 0.055 \text{ cm}^2/\text{s}$ ab, um ab dann nur noch leicht mit steigender Fluidisierung abzunehmen. Auch das Streuungsmaß fällt ausgehend vom Lockerungspunkt bis zu $FZ = 1.2$ stark ab, um dann nur noch eine leichte Änderung über die folgenden Fluidisierungszustände zu zeigen.

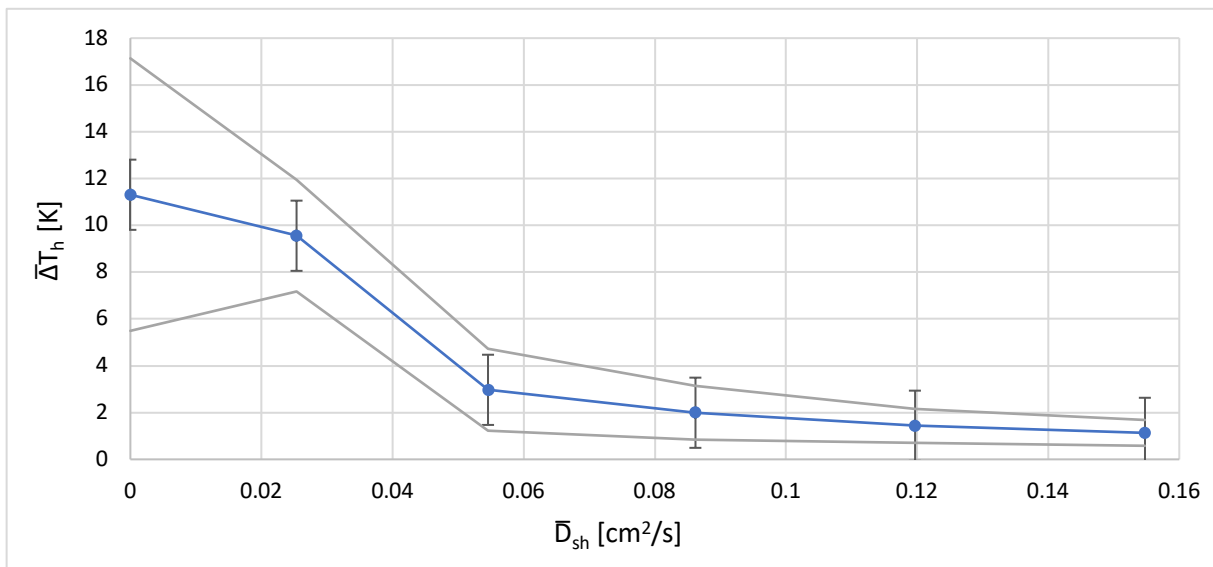


Abb. 36: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108 \text{ mm}$ und $d_p = 186 \mu\text{m}$

Für Abb. 37 lässt sich wiederum ein Anstieg von $\overline{\Delta T}_v$ ausgehend vom Lockerungspunkt hin zu $FZ = 1.2$ erkennen. Das Streuungsmaß ist hier für die beiden Fluidisierungszustände groß. Hier könnte man wieder ähnlich wie schon bei Abb. 33 argumentieren. Ausgehend von $FZ = 1.2$ fällt dann wie auch schon bei Abb. 33 zu beobachten $\overline{\Delta T}_v$ schnell auf einen Wert von $\overline{\Delta T}_v \cong 2 \text{ K}$ bei $\overline{D}_{sv} \cong 0.05 \text{ cm}^2/\text{s}$ ab. Das anfängliche, erhebliche Streuungsmaß baut sich sehr schnell ab, sodass schon bei $FZ = 1.4$ keine merkliche Streuung mehr vorhanden ist.

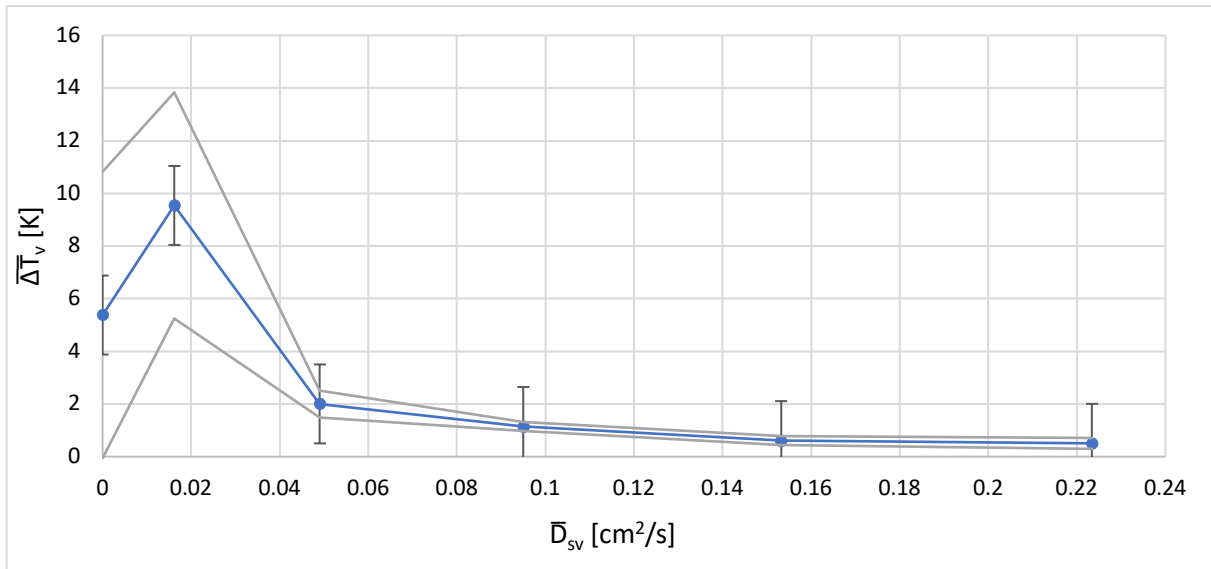


Abb. 37: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108$ mm und $d_p = 186$ μ m

Zusammenfassend für beide Richtungen kann man sagen, dass ab $FZ = 1.6$ eine relativ homogene Temperaturverteilung angenommen werden kann.

8.2.3.5 Gegenüberstellung der Temperaturverteilung im Festbett und in der Wirbelschicht

Aufgrund des symmetrisch aufgebauten Versuchsstands in Form eines Zylinders, welcher einen mittig eingebauten Heizstab besitzt, können die Messdaten der einzelnen Temperaturmessstellen, in Bezug zu ihren Messtiefen, in eine Ebene gelegt werden. In Abb. 38–45 ist diese Ebene mit der dazugehörigen farblichen Darstellung der Temperaturverteilung, jeweils fürs Festbett und für die Wirbelschicht mit $FZ = 2$, für die einzelnen Versuchsreihen dargestellt. Die x-Achse zeigt den Abstand von der Bettmitte und die y-Achse gibt die Höhe des Betts ausgehend vom Anströmboden an. Dabei wurde die Heizstabtemperatur wieder auf 100 °C eingestellt und abgewartet bis sich ein stationärer Zustand der gemessenen Temperaturen zeigte.

Vergleicht man allgemein die Temperaturverteilung jeweils fürs Festbett und für die Wirbelschicht, so erkennt man leicht den zu erwarteten Trend. Im Festbett ist die Temperatur für alle Versuchsreihen sehr inhomogen verteilt. Ausgehend vom Heizstab stellt sich ein ähnlicher Verlauf wie auch schon in Abschn. 8.1.2 in den Abb. 28 und Abb. 29 gezeigt ein. Die Temperatur sinkt schnell von hohen Werten nahe des Heizstabs, in Richtung der Außenwand des Zylinders ab. Auch nach oben zur Oberfläche des Betts hin erkennt man einen Temperaturabfall aufgrund von Wärmeverlusten an die Umgebung.

Betrachtet man allgemein die Diagramme für die Wirbelschicht, so stellt sich auch hier der zu erwartende Temperaturverlauf ein. Die Temperaturverteilung im Bett ist jeweils relativ homogen verteilt, ohne dass man große Temperaturunterschiede erkennen könnte, welche nicht innerhalb der bereits angesprochenen zufälligen Messunsicherheit in Form der Grenzabweichung liegen würden. Bemerkenswert ist auch, dass in vertikaler Richtung aufgrund der mit der Umgebungstemperatur eintretenden Luft, kein Temperaturgradient im unteren Bereich zu erkennen ist. Dies zeigt nochmal wie gut die zeitliche vertikale Durchmischung im Bett ist.

Lediglich am Rand zur Außenwand hin erkennt man einen Temperaturabfall, welcher auf die konstanten Wärmeverluste über die Wand und an die Umgebung zurückzuführen ist. Bei einer isolierten Außenwand ist davon auszugehen, dass bei der dargestellten Fluidisierungszahl der Zustand des idealen Rührkessels mit gleichmäßiger Temperaturverteilung im gesamten Bett angenommen werden könnte.

Betrachtet man die einzelnen Diagramme genauer, so fällt auf, dass das Bett in Abb. 39 höhere Temperaturen erreicht als das Bett in Abb. 43. Beide unterscheiden sich nur hinsichtlich der Partikelgröße und der damit zusammenhängenden Lockerungsgeschwindigkeit u_{mf} . Jedoch beträgt der Volumenstrom durch das Bett bei $FZ = 2$ und $d_p = 91 \mu\text{m}$ knapp $2 \text{ m}^3/\text{h}$, wohingegen durch das Bett mit $d_p = 186 \mu\text{m}$ ein Volumenstrom von knapp $6 \text{ m}^3/\text{h}$ strömt. Der Temperaturunterschied könnte also hier dadurch erklärt werden, dass beim Bett mit $d_p = 186 \mu\text{m}$, dreimal soviel Luft in der gleichen Zeit durchströmt wie für $d_p = 91 \mu\text{m}$. Der fluidkonvektive Wärmeübergang, in Form eines Wärmeverlustes, müsste hier also dementsprechend größer sein.

Auch der Temperaturunterschied bei den Wirbelschichten mit gleicher Partikelgröße aber unterschiedlicher Betthöhe könnte zum Teil auf die Verluste über die Luft zurückgeführt werden. Betrachtet man beispielsweise Abb. 39 und Abb. 41 für $d_p = 91 \mu\text{m}$, so fällt auf, dass das Bett mit $H = 216 \text{ mm}$, höhere Temperaturen erreicht als das Bett mit $H = 108 \text{ mm}$. Bei beiden strömt jedoch der gleiche Volumenstrom von knapp $2 \text{ m}^3/\text{h}$ hindurch.

Nimmt man nun an, dass die Luft sich entlang ihres Weges durch das Bett durch Fluidkonvektion an den Feststoffpartikeln stetig aufheizt, bis sie die Wirbelschicht wieder an der Oberfläche verlässt. Dann würde es bei einer homogenen Temperaturverteilung im Bett einen Unterschied machen, wie lange der Weg der Luft durchs Bett ist. Denn während die Luft sich aufheizt, wird der Temperaturunterschied zwischen Luft und Partikel immer geringer und der Wärmeübergang würde somit ebenfalls sinken. Die Luft würde dem Bett also in den höheren Lagen immer weniger Wärme entziehen. Durch die sehr gute Partikeldurchmischung aufgrund der Blasen, ist dieser Effekt dann entlang der Höhe nicht mehr zu erkennen. Beim Bett mit halber Höhe hingegen, bleibt ein allgemein höherer Temperaturunterschied zwischen Luft und Partikeln bestehen, sodass sich das

Bett stationär auf geringere Temperaturen einstellt. Gleiches kann man auch zwischen Abb. 43 und Abb. 45 für $d_p = 186 \mu\text{m}$ erkennen.

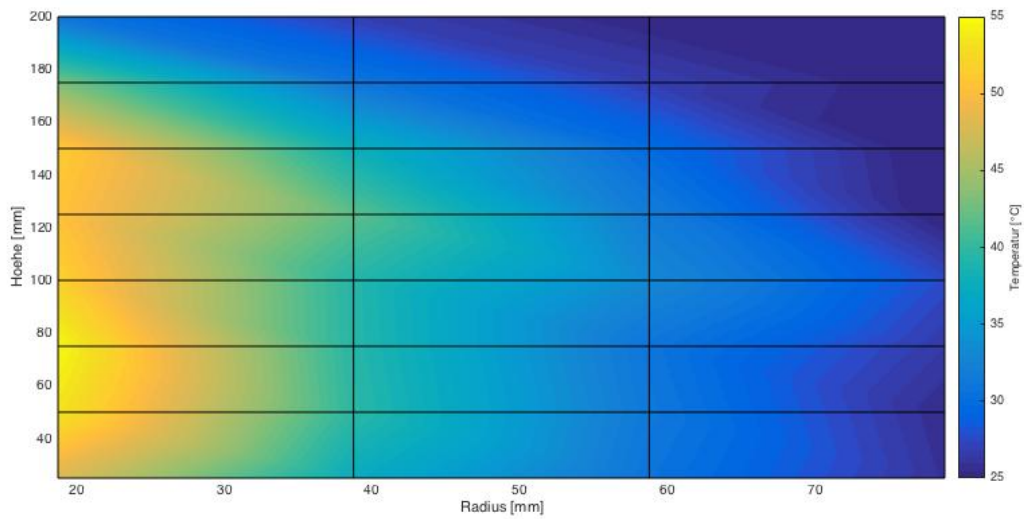


Abb. 38: Festbett für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$

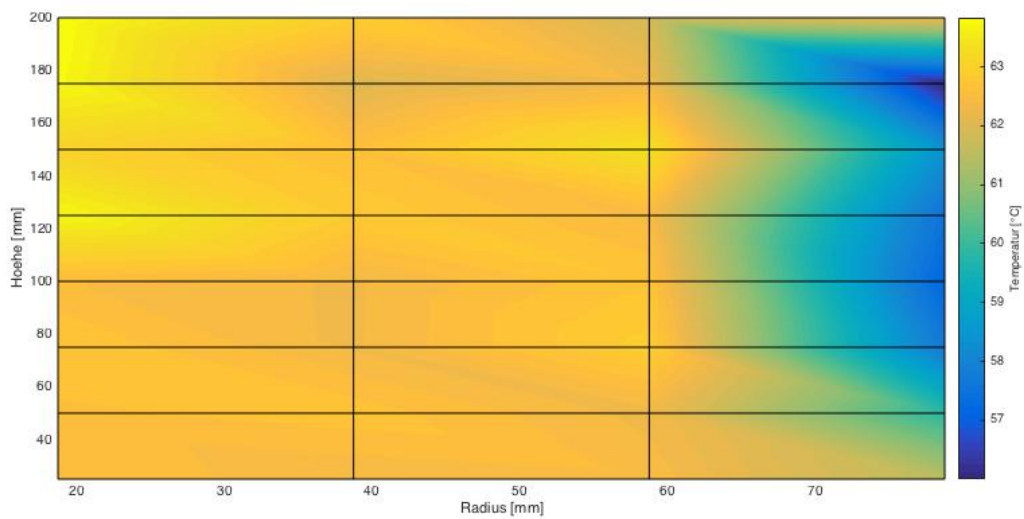


Abb. 39: Wirbelschicht FZ = 2.0 für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$

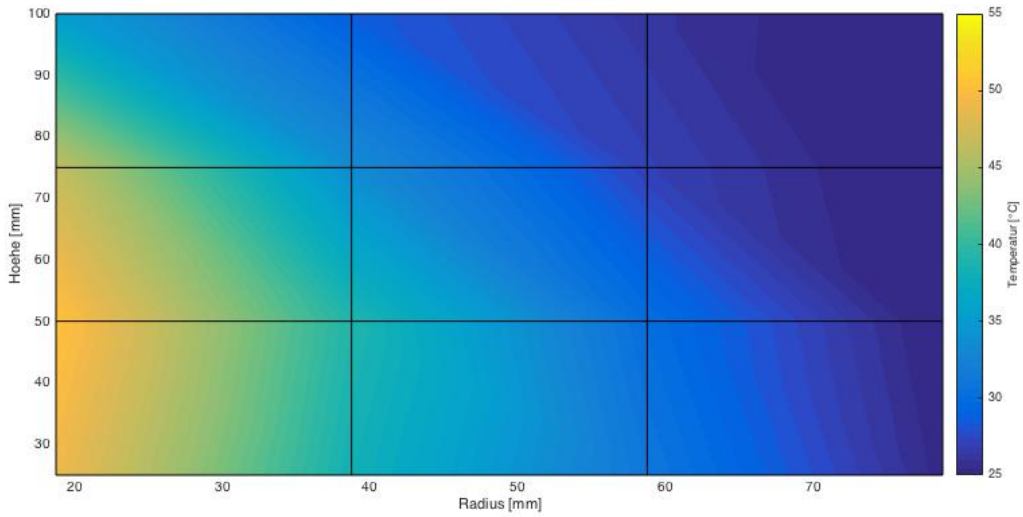


Abb. 40: Festbett für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$

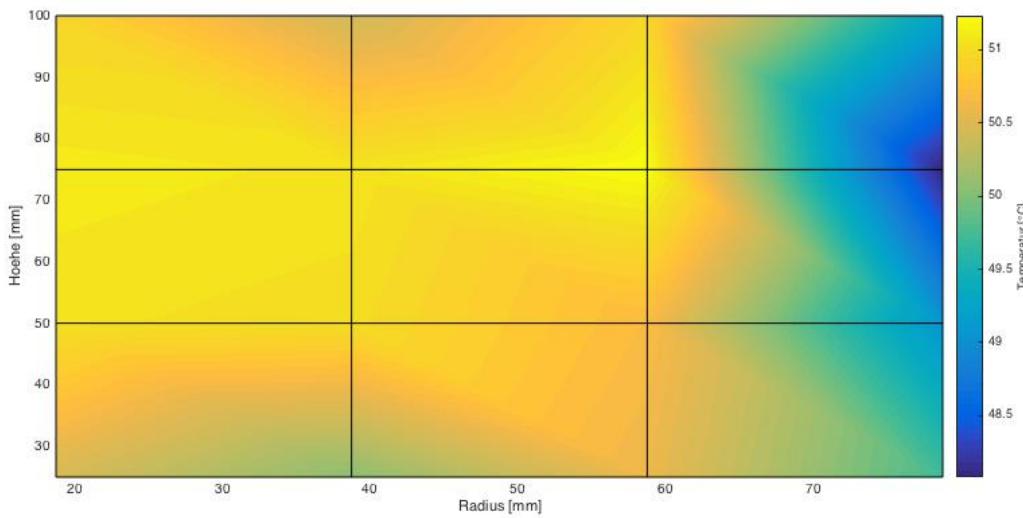


Abb. 41: Wirbelschicht $FZ = 2.0$ für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$

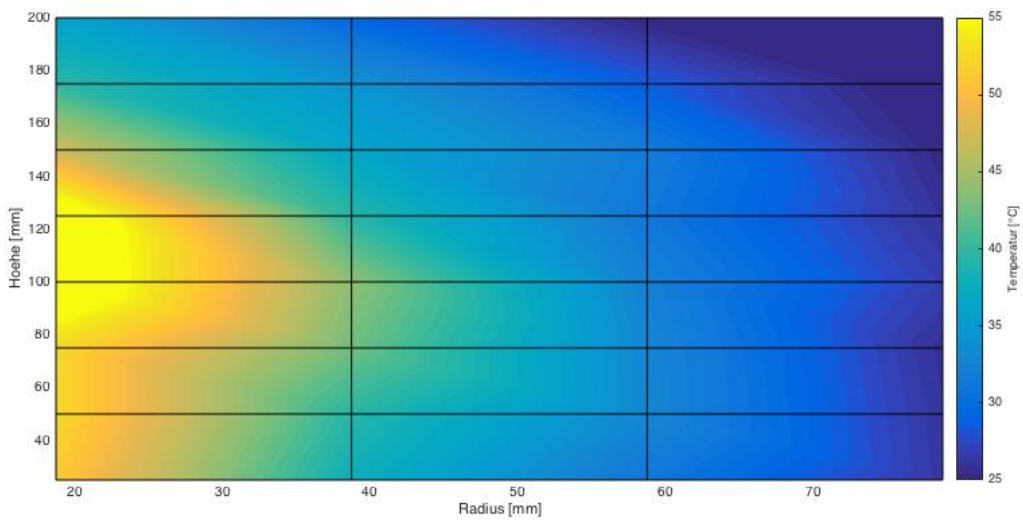


Abb. 42: Festbett für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$

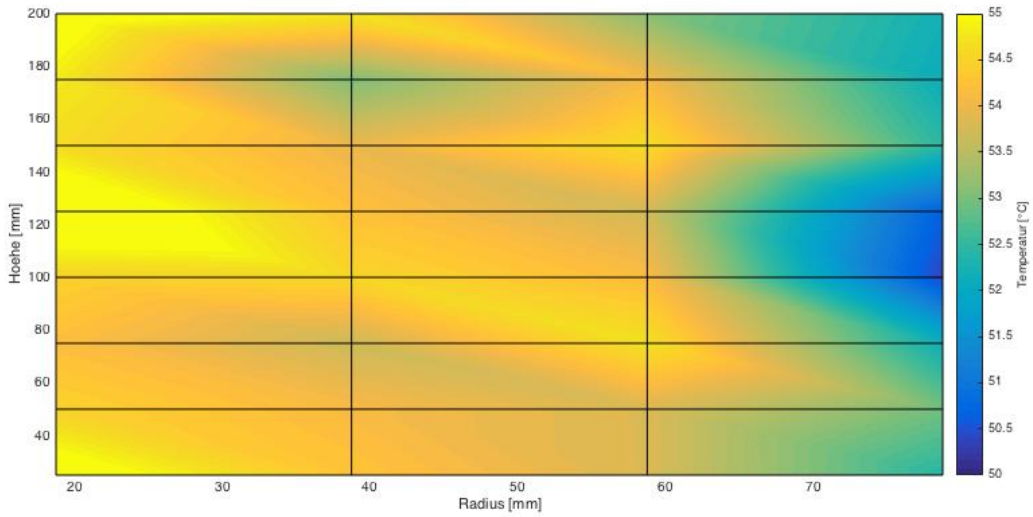


Abb. 43: Wirbelschicht FZ = 2.0 für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$

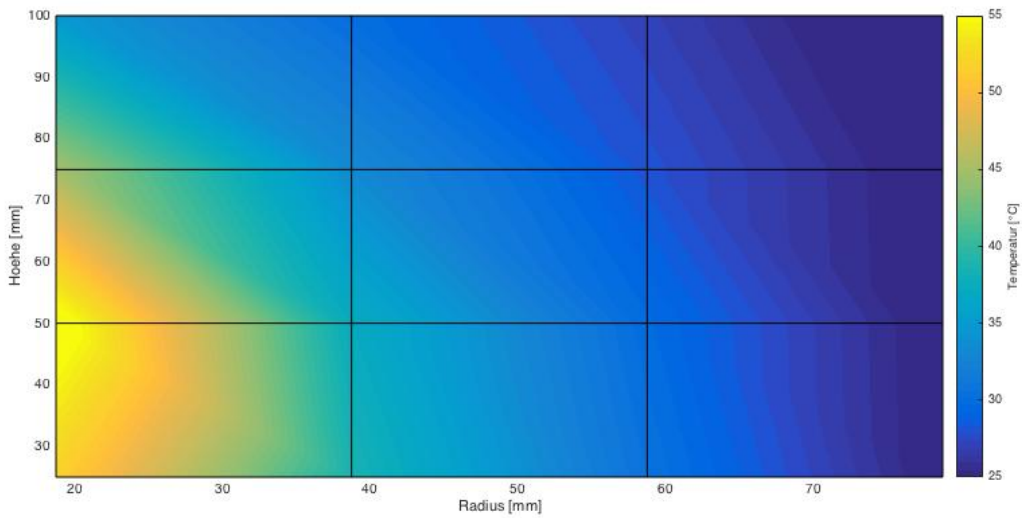


Abb. 44: Festbett für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$

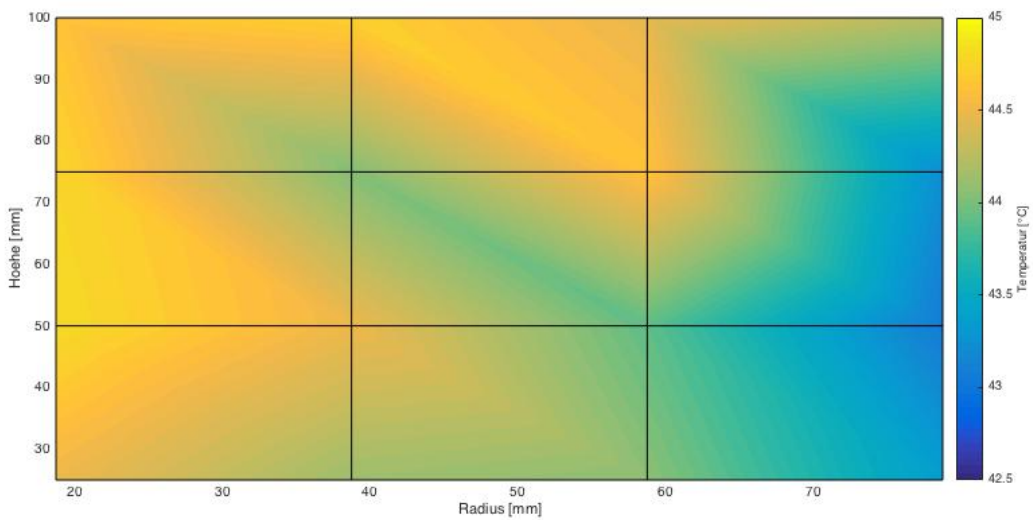


Abb. 45: Wirbelschicht FZ = 2.0 für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$

9 Überschlägige Berechnungen zum Wärmeverlust

Um sich ein allgemeines Bild darüber zu machen, wie hoch die einzelnen Wärmeverluste durch die sich entlang ihres Weges durchs Bett aufheizende Luft und die Verluste über die Außenwand des Plexiglaszylinders, im ungünstigsten Fall wären, wurde eine überschlägige Berechnung zur Bestimmung dieser angesetzt.

9.1 Wärmeverlust und Wärmeübergangskoeffizient an der Außenwand des Zylinders

Da die Außenwandtemperatur des Zylinders im Zuge der Versuche nicht ermittelt wurde, wurde für die folgende Berechnung der ungünstigste Fall, im Sinne eines maximal möglichen Wärmeverlustes über die Außenwand, angenommen. Dies wäre dann der Fall, wenn die Außenwand des Zylinders die gleiche Temperatur hätte, wie die gemittelte gemessene Temperatur der Temperaturfühler welche am nächsten an der Wand montiert sind. Dies wären in unserem Fall die Temperaturfühler welche die Temperatur in einer Tiefe von 10mm, ausgehend von der Innenwand des Zylinders messen.

Da es sich hierbei um einen Wärmeübergang bei freier Konvektion handelt, wurde zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten α_W und des Wärmestroms $\dot{Q}_{W,Verl}$ an der Außenwand, wie von André Thess im Abschnitt F1 des VDI Wärmeatlasses [11] beschrieben, vorgegangen.

Wie bereits für die Wärmeübertragung von Heizflächen auf Gas-Feststoff-Wirbelschichten beschrieben, kann auch hier folgende Beziehung für den Wärmestrom an der Grenzfläche von Zylinderwand und Umgebung angesetzt werden:

$$\dot{Q}_{W,Verl} \equiv \alpha_W A_{Zyl.} (\theta_W - \theta_\infty) \equiv \alpha_W A_{Zyl.} \Delta\theta \quad (9.1)$$

Zur Berechnung von α_W kann die bei freier Konvektion geltende Relation

$$Nu(Ra, Pr) \quad (9.2)$$

angewendet werden.

Die Nusselt-Zahl Nu , die Rayleigh-Zahl Ra und die Prandtl-Zahl Pr sind hier wie folgt definiert:

$$Nu = \frac{\alpha_w H}{\lambda} \quad (9.3)$$

$$Ra \equiv \frac{\beta g \Delta \theta H^3}{\nu \kappa} \quad (9.4)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (9.5)$$

Des Weiteren gilt für die freie Konvektion an vertikalen Zylindern, eine Erweiterung der Beziehung für die freie Konvektion an einer vertikalen Platte wie folgt:

$$Nu = Nu_{platte} + 0.435 \frac{H}{D} \quad (9.6)$$

Mit:

$$Nu_{platte} = \{0.825 + 0.387 [Ra \cdot f_1(Pr)]^{1/6}\}^2 \quad (9.7)$$

Der Einfluss der Prandtl-Zahl wird durch die Funktion $f_1(Pr)$ für den gesamten Bereich von $0.001 < Pr < \infty$ berücksichtigt:

$$f_1(Pr) = \left[1 + \left(\frac{0.492}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{-16/9} \quad (9.8)$$

Für die Berechnung von α_w und $\dot{Q}_{w,verl}$ wurde eine konstante Umgebungstemperatur von $\theta_\infty = 20 \text{ °C}$ angenommen. In Tab. 7 und Tab. 8 sind die Ergebnisse jeweils für $d_p = 91 \text{ }\mu\text{m}$ und $d_p = 186 \text{ }\mu\text{m}$ und für die unterschiedlichen Betthöhen aufgelistet.

Tab. 7: Wärmeverluststrom und Wärmeübergangskoeffizient bei unterschiedlichen Außenwandtemperaturen des Zylinders für $d_p = 91 \mu\text{m}$

$d_p = 91 \mu\text{m}$						
$H = 216 \text{ mm}$				$H = 108 \text{ mm}$		
FZ	$\theta_w [^\circ\text{C}]$	$\dot{Q}_{w,verl} [\text{W}]$	$\alpha_w [\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$	$\theta_w [^\circ\text{C}]$	$\dot{Q}_{w,verl} [\text{W}]$	$\alpha_w [\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$
1.0	24.6	2.0	3.1	20.7	1.1	0.1
1.2	38.6	11.8	4.7	44.1	4.6	2.8
1.4	52.3	23.6	5.4	48.2	5.7	3.0
1.6	57.3	29.1	5.7	48.7	5.9	3.0
1.8	60.3	32.1	5.8	52.5	6.6	3.0
2.0	58.5	30.3	5.8	49	5.9	3.0

Tab. 8: Wärmeverluststrom und Wärmeübergangskoeffizient bei unterschiedlichen Außenwandtemperaturen des Zylinders für $d_p = 186 \mu\text{m}$

$d_p = 186 \mu\text{m}$						
$H = 216 \text{ mm}$				$H = 108 \text{ mm}$		
FZ	$\theta_w [^\circ\text{C}]$	$\dot{Q}_{w,verl} [\text{W}]$	$\alpha_w [\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$	$\theta_w [^\circ\text{C}]$	$\dot{Q}_{w,verl} [\text{W}]$	$\alpha_w [\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$
1.0	26.8	3.3	3.6	20	-	-
1.2	48.1	20.6	5.4	31.2	1.7	2.2
1.4	50.1	22.5	5.5	46.5	5.3	2.9
1.6	51.5	22.8	5.3	45.5	5.0	2.9
1.8	52.6	23.8	5.4	44	4.5	2.8
2.0	52.1	23.4	5.3	43.2	4.4	2.8

9.2 Wärmeverlust durch die Fluidisierungsluft

Auch die Abströmtemperatur der für die Fluidisierung genutzten Luft beim Austreten aus dem Bett, wurde im Zuge der Versuche nicht ermittelt. Dementsprechend wird auch hier eine Annahme getroffen, welche von dem ungünstigsten Fall, in Sinne eines Wärmeverlustes über die Fluidisierungsluft, ausgeht. Für diesen Fall wird angenommen, dass die Luft, unabhängig von der Betthöhe, der Partikelgröße und dem Fluidisierungszustand, beim Austreten aus dem Bett, die mittlere Betttemperatur besitzt.

Zur Bestimmung des Wärmeverluststroms $\dot{Q}_{L,verl}$ über die Fluidisierungsluft, wird in der Folge in Bezug zum ersten Hauptsatz der Thermodynamik eine einfache, nur die relevanten Größen betreffende, Energiebilanz um das in Abb. 46 dargestellte Kontrollvolumen angesetzt und die Luft als ideales Gas angenommen.

Somit ergibt sich:

$$c_p T_1 \dot{m}_1 + \dot{Q}_{12} - c_p T_2 \dot{m}_2 = 0 \quad (9.9)$$

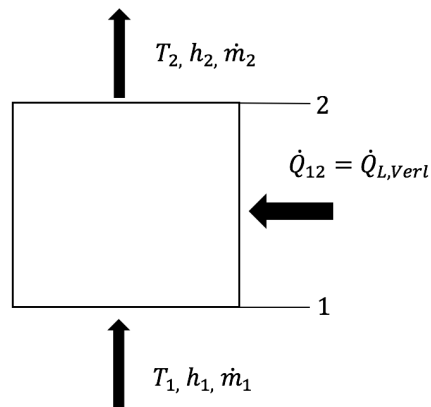


Abb. 46: Kontrollvolumen zur Berechnung des Wärmeverlustes über die Fluidisierungsluft

Mit $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ für den konstanten Massenstrom der Luft bei einem gegebenen Fluidisierungszustand, T_1 der Eintrittstemperatur der Luft welche mit $T_1 = T_\infty = 293.15$ K angenommen wird, T_2 der Austrittstemperatur der Luft und $\dot{Q}_{12} = \dot{Q}_{L,Verl}$ ergibt sich somit aus Gl. (9.9):

$$\dot{Q}_{L,Verl} = c_p \dot{m} (T_2 - T_\infty) \quad (9.10)$$

In Tab.9 und Tab. 10 sind die Ergebnisse jeweils für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $d_p = 186 \mu\text{m}$ und für die unterschiedlichen Betthöhen aufgelistet.

Tab. 9: Wärmeverlust über die Fluidisierungsluft für $d_p = 91 \mu\text{m}$

FZ	$d_p = 91 \mu\text{m}$			
	$H = 216 \text{ mm}$		$H = 108 \text{ mm}$	
	θ_2 [°C]	$\dot{Q}_{L,Verl}$ [W]	θ_2 [°C]	$\dot{Q}_{L,Verl}$ [W]
1.0	33.8	4.5	28.9	2.9
1.2	44.8	9.7	52.2	12.5
1.4	56.3	16.5	51.1	14.1
1.6	61.1	21.3	50.8	16
1.8	63.3	25.3	54.2	20
2.0	61.6	27.0	50.3	19.7

Tab. 10: Wärmeverlust über die Fluidisierungsluft für $d_p = 186 \mu\text{m}$

FZ	$d_p = 186 \mu\text{m}$			
	$H = 216 \text{ mm}$		$H = 108 \text{ mm}$	
	$T_2 \text{ [K]}$	$\dot{Q}_{L,\text{Verl}} \text{ [W]}$	$T_2 \text{ [K]}$	$\dot{Q}_{L,\text{Verl}} \text{ [W]}$
1.0	30.9	10.7	24.8	4.7
1.2	55.2	41.3	35	17.6
1.4	53.3	45.6	48.8	39.4
1.6	53.8	52.9	47	42.2
1.8	54.5	60.7	45.1	44.2
2.0	53.8	66.1	44.1	47.1

10 Allgemeine Anmerkungen zum Versuchsstand und Vorschläge zu dessen Optimierung

- Wie bereits in Abschn. 8.2.1 näher erläutert, war vor allem die ungleichmäßig verteilte Wirbelschicht in den unteren Fluidisierungszuständen, eines der Hauptprobleme bei der Auswertung der Temperaturverteilung. Dieser Effekt könnte aufgrund eines zu geringen Druckverlustes und / oder einem ungleichmäßigen Druckverlust über den Querschnitt des Sinterbodens entstanden sein. Dadurch könnte sich womöglich ein über den Querschnitt des Sinterbodens ungleichmäßiges Geschwindigkeits- und Druckprofil der Luft ausgebildet haben, sodass das Bett von Beginn an ungleichmäßig angeströmt wurde. Aufgrund dieses Umstands, war in den angesprochenen Bereichen die Durchmischung des Betts, im Vergleich zum großen Rest des Betts, nicht optimal und es wurden hier erheblichen Temperaturgradienten gemessen. Dadurch entstanden natürliche Probleme bei der Unterscheidung von Temperaturdifferenzen, die womöglich durch die noch nicht vollständige, zeitliche Durchmischung, aufgetreten sind und jenen, die sich durch die schlechte Ausbildung der Wirbelschicht in genau diesen Bereichen bemerkbar machten. Dementsprechend war es auch nicht möglich, für alle FZ eine visuelle Interpretation der Temperaturverteilung, wie in Abschn. 8.2.3.5 ausgeführt, zu vollziehen. Aufgrund der teils schlechten Durchmischung und der Position der Temperaturfühler im Bett, war eine Rotationssymmetrie nicht mehr gegeben und die schlecht durchmischten Bereiche haben sich als farblich dunklere, schräge Schlieren im Diagramm gezeigt.

Auch bei höheren Fluidisierungszahlen hat man an der Oberfläche beobachten können, dass die Wirbelschicht nicht gleichmäßig ausgebildet war. Dieser Umstand macht es schwierig – in Bezug auf die Temperaturverteilung von Wirbelschichten nahe dem Lockerungspunkt – ausgehend vom Versuchsmodell, auf größere Wirbelschichten zu schließen, bei denen dieser Effekt nicht auftritt.

Für zukünftige Versuchsreihen könnte es von Vorteil sein, einen Anströmboden mit einem deutlich höheren Druckverlust einzusetzen, um zu gewährleisten, dass eine gleichmäßigere Verteilung des Luftstroms unmittelbar über dem Anströmboden erreicht wird.

- Da die eingesetzten Thermolemente Typ K eine große Grenzabweichung von mindestens 1.5 °C auf die tatsächliche zu messende Temperatur besitzen, wäre es für zukünftige Messungen besser, Temperaturfühler zu wählen, welche eine genauere Auflösung und damit bessere Interpretation der Messungen erlauben. Platin-Widerstandsthermometer der Klasse AA haben beispielsweise lediglich eine Grenzabweichung von $\pm(0.1 + 0.0017 \cdot |t|)$ °C [37].
- Die Befestigung und gleichzeitige axiale Führung des Heizstabes sollte für weitere Versuche anders gelöst werden, da hier ein zu großes Moment auf den nicht dafür ausgelegten Kabelanschluss einwirkt. Bei den hiesigen Versuchen musste der Heizstab aufgrund eines Abbrechens dieses Anschlusses mehrmals getauscht werden.
- Da der Zylinder nur bei vorab positioniertem Heizstab mit Sand befüllt werden kann, sollte eine Möglichkeit gesucht werden, den Zylinder über eine Klappe oder dergleichen befüllen zu können, um diesen Arbeitsschritt, für welchen zwei Personen benötigt wurden, zu vereinfachen.
- Bei der Auswahl des Quarzsandes, sollte darauf geachtet werden, dass dieser in einer engen Partikelgrößenverteilung vorliegt. Ist dies nicht der Fall, so kommt es bei der Fluidisierung zu einer Entmischung des Betts. Große Partikel setzen sich im unteren Teil des Zylinders ab, wohingegen kleine Partikel an den oberen Teil des Betts gelangen. Dies kann in Abhängigkeit der gewählten mittleren Partikelgröße (hier bei $d_p = 186 \mu\text{m}$ beobachtet) dazu führen, dass sich bei kleinen Fluidisierungszahlen im unteren Teil des Betts anstatt von Blasen, Luftkanäle bilden, die dazu führen, dass das Bett in diesem Bereich schlecht fluidisiert und überhaupt nicht durchmischt wird. In weiter oben liegenden Bereichen ist dann, aufgrund der kleineren Partikel, wiederum eine blasenbildende Wirbelschicht zu erkennen. Auch die experimentelle Bestimmung des Lockerungspunktes wird durch eine weite Partikelgrößenverteilung erschwert.
- Um negative Wandeinflüsse auf Blasen zu reduzieren, sowie den Anteil an ungestörtem Bettvolumen im Verhältnis zu, die Wirbelschicht störenden, Temperaturfühlervolumina zu erhöhen, könnte des Weiteren ein Zylinder mit größerem Durchmesser eingesetzt werden.
- Zusätzliches Isolieren der Außenwand des Zylinders, würde Aussagen bezüglich der horizontalen Temperaturverteilung nahe des Lockerungspunktes erleichtern.

11 Schlussfolgerung

Es konnte durch die Versuche gezeigt werden, dass die in der Literatur getroffene Annahme des idealen Rührkessels, in Bezug auf das Ausbleiben von wesentlichen Temperaturunterschieden innerhalb einer Wirbelschicht aufgrund idealer Durchmischung [9], für Wirbelschichten nahe dem Lockerungspunkt nicht gilt. Vielmehr ergibt sich ab dem Lockerungspunkt und mit steigender Fluidisierung eine stetige Annäherung hin zum idealen Rührkessel. Für alle Versuchsreihen stellte sich hier ab Fluidisierungszahlen zwischen $FZ = 1.6 - 1.8$, ein dem idealen Rührkessel ähnlicher Zustand der Temperaturverteilung innerhalb des Betts ein. Temperaturunterschiede ergaben sich hier im Wesentlichen nur noch aufgrund eines Wärmeverlustes über die Außenwand des Zylinders, sowie innerhalb der als zufälligen Messunsicherheit zu betrachtenden Grenzabweichung der eingesetzten Temperaturfühler.

Obwohl bei allen Versuchsreihen mit steigenden Dispersionskoeffizienten, wie zu erwarten, die Temperaturunterschiede im Bett abklagen, konnte man diesen Trend zwischen den Versuchsreihen untereinander nicht erkennen. Vergleicht man nämlich bei ausgeprägteren Fluidisierungszuständen jeweils die Ergebnisse bei gleicher Partikelgröße aber unterschiedlicher Betthöhe, so fällt auf, dass die allgemeinen Temperaturdifferenzen bei $H = 108$ mm bei gleichen FZ geringer sind als jene bei $H = 216$ mm. Dies steht jedoch den geringeren Dispersionskoeffizienten bei $H = 108$ mm im Vergleich zu denen bei $H = 216$ mm entgegen. Bei einem direkten Zusammenhang der Dispersionskoeffizienten mit der Temperaturdifferenz, müssten die Temperaturunterschiede bei $H = 108$ mm jedoch größer sein als bei $H = 216$ mm.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Globales industrielles Abwärmepotential (in PJ) und globaler industrieller Energieverbrauch (in PJ). In einigen Fällen wurde mehr als ein Potential gefunden und angeführt [6].....	2
Abb. 2: Globale industrielle Abwärme im Verhältnis zum globalen industriellen Energieverbrauch in % und Prozentssatz an abwärmeintensiver Industrie [6]	3
Abb. 3: Einheitszelle des Modells von Zehner/Bauer/Schlünder [11]	8
Abb. 4: theoretische temperaturabhängige Festbett-Wärmeleitfähigkeit der unterschiedlichen Partikelgrößen	9
Abb. 5: Temperaturprofil in ein Festbett ausgehend von einer Heizfläche [11].....	10
Abb. 6: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten α	12
Abb. 7: Unterschiedliche Erscheinungsformen von Wirbelschichten [11].....	13
Abb. 8: Kräftegleichgewicht in der Wirbelschicht.....	15
Abb. 9: idealisiertes Druckverlustdiagramm einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht	17
Abb. 10: Wärmeübergangskoeffizient von einer Heizfläche an eine Wirbelschicht in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit [8]	21
Abb. 11: theoretischer Wärmeübergangskoeffizient von einer Heizfläche auf die Wirbelschicht.....	23
Abb. 12: Abgrenzungen der Schüttguttypen im Geldart-Diagramm [23], entnommen aus [15], Grenzlinien nach Molerus [24] sowie Kunii und Levenspiel [25].....	26
Abb. 13: Druckverlauf nahe einer einzelnen aufsteigenden Blase [15].....	27
Abb. 14: Schematische Darstellung des Mittreißens von Feststoffpartikeln durch eine aufsteigende Blase (entnommen aus [15]).....	28
Abb. 15: Fluidstromlinien im Nahbereich einer aufsteigenden Blase. Aufgrund der Symmetrie wird nur die linke Seite dargestellt. (entnommen aus [15])	29
Abb. 16: Horizontale Bewegung von Feststoffpartikeln nach [34] und nach [25] modifiziert.....	33
Abb. 17: Modell des Mechanismus der Durchmischung von Feststoffpartikeln zwischen den relativ zur Blase hinabkommenden Partikeln der Suspensionssphase und den aufsteigenden Partikeln der Nachlaufwelle (wie in [25])	36

Abb. 18: links: CAD Modell des Versuchsstands rechts: Ausgeführter Versuchsstand am Institut für Energietechnik und Thermodynamik (IET) der TU Wien.....	38
Abb. 19: Einbaulage der Temperaturfühler im Plexiglaszylinder	39
Abb. 20: Vorderansicht des Versuchsstands: 1 Windbox, 2 Quarzsandgefüllter Zylinderteil, 3 Anströmboden und Dichtung, 4 Dichtung, 5 digitaler Volumenstrommesser mit eingebautem Luftstromregelventil, 6 Verschlussplatte mit Bohrungen zur Luftentweichung, sowie Fixierung des Führungsrohrs, 7 Druckluftleitung, 8 Bohrungen für Temperaturfühler, 9,10 Druckstutzen, 11 Heizstab, 12 Führungsrohr.....	40
Abb. 21: 1 Temperaturfühler des Betts, 2 Druckstutzen Windbox, 3 Druckstutzen oberhalb der Wirbelschicht, 4 Heizstab-Temperaturfühlerleitung, 5 Spannungsversorgung des Heizstabs.....	41
Abb. 22: Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes in Bezug auf den prozentualen Restanteil	43
Abb. 23: Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes in Bezug auf den prozentualen Durchgang.....	44
Abb. 24: Ergebnisse der Siebanalyse des gröberen Sandes in Bezug auf den prozentualen Restanteil	45
Abb. 25: Ergebnisse der Siebanalyse des gröberen Sandes in Bezug auf den prozentualen Durchgang.....	45
Abb. 26: experimentell ermittelter Verlauf des Druckverlustes über die Fluidgeschwindigkeit, sowie Darstellung der Lockerungsgeschwindigkeit für $d_p = 91 \mu\text{m}$	46
Abb. 27: experimentell ermittelter Verlauf des Druckverlustes über die Fluidgeschwindigkeit, sowie Darstellung der Lockerungsgeschwindigkeit für $d_p = 186 \mu\text{m}$	47
Abb. 28: Temperaturverlauf im Festbett für $dP = 91 \mu\text{m}$ ausgehend von einer konstanten Heizflächentemperatur von $150 \text{ }^\circ\text{C}$	49
Abb. 29: Temperaturverlauf im Festbett für $dP = 186 \mu\text{m}$ ausgehend von einer konstanten Heizflächentemperatur von $150 \text{ }^\circ\text{C}$	49
Abb. 30: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216 \text{ mm}$ und $d_p = 91 \mu\text{m}$	55
Abb. 31: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216 \text{ mm}$ und $d_p = 91 \mu\text{m}$	56

Abb. 32: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108 \text{ mm}$ und $d_p = 91 \mu\text{m}$	57
Abb. 33: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108 \text{ mm}$ und $d_p = 91 \mu\text{m}$	58
Abb. 34: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216 \text{ mm}$ und $d_p = 186 \mu\text{m}$	59
Abb. 35: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 216 \text{ mm}$ und $d_p = 186 \mu\text{m}$	59
Abb. 36: Mittlere horizontale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten horizontalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108 \text{ mm}$ und $d_p = 186 \mu\text{m}$	60
Abb. 37: Mittlere vertikale Temperaturdifferenz mit Angabe des Streuungsmaßes sowie der Grenzabweichung im Verhältnis zum berechneten vertikalen Dispersionskoeffizienten für das Bett mit $H = 108 \text{ mm}$ und $d_p = 186 \mu\text{m}$	61
Abb. 38: Festbett für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$	63
Abb. 39: Wirbelschicht $FZ = 2.0$ für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$	63
Abb. 40: Festbett für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$	64
Abb. 41: Wirbelschicht $FZ = 2.0$ für $d_p = 91 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$	64
Abb. 42: Festbett für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$	64
Abb. 43: Wirbelschicht $FZ = 2.0$ für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 216 \text{ mm}$	65
Abb. 44: Festbett für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$	65
Abb. 45: Wirbelschicht $FZ = 2.0$ für $d_p = 186 \mu\text{m}$ und $H = 108 \text{ mm}$	65
Abb. 46: Kontrollvolumen zur Berechnung des Wärmeverlustes über die Fluidisierungsluft.....	69

Tabellenverzeichnis

Tab. 1: ermittelte Werte der Festbettporosität für die unterschiedlichen Partikelgrößen	6
Tab. 2: Experimentell gefundene Werte der Lockerungporosität ψ_{mf} entnommen aus [11].....	19
Tab. 3: Berechnete Minimalfluidisierungsgeschwindigkeit auf der Grundlage unterschiedlicher Autoren.....	20
Tab. 4: Ergebnisse der Siebanalyse des feineren Sandes.....	43
Tab. 5: Ergebnisse der Siebanalyse des gröberen Sandes.....	44
Tab. 6: Vergleich der experimentell ermittelten minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit mit der theoretisch vorausgerechneten der unterschiedlichen Autoren.....	47
Tab. 7: Wärmeverluststrom und Wärmeübergangskoeffizient bei unterschiedlichen Außenwandtemperaturen des Zylinders für $d_p = 91 \mu\text{m}$	68
Tab. 8: Wärmeverluststrom und Wärmeübergangskoeffizient bei unterschiedlichen Außenwandtemperaturen des Zylinders für $d_p = 186 \mu\text{m}$	68
Tab. 9: Wärmeverlust über die Fluidisierungsluft für $d_p = 91 \mu\text{m}$	69
Tab. 10: Wärmeverlust über die Fluidisierungsluft für $d_p = 186 \mu\text{m}$	70

Literaturverzeichnis

- [1] International Energy Agency, „World Energy Outlook 2017“, 14-Nov-2017. [Online]. Verfügbar unter: <http://www.iea.org/weo2017/>. [Zugegriffen: 23-Dez-2017].
- [2] Das Europäische Parlament und der Rat der europäischen Union, *Richtlinie 2009/28/EG des europäischen Parlaments und des Rates zur Förderung der Nutzung von Energie aus erneuerbaren Quellen*. 2009.
- [3] Europäischer Rat, *Tagung des Europäischen Rates – Schlussfolgerungen (EUCO 169/14)*. 2014.
- [4] eurostat, „Simplified energy balances - annual data“. [Online]. Verfügbar unter: http://appsso.eurostat.ec.europa.eu/nui/show.do?dataset=nrg_100a&lang=en. [Zugegriffen: 24-Dez-2017].
- [5] BCS, Incorporated, „Waste Heat Recovery: Technology and Opportunities in U.S. Industry“, März 2008.
- [6] L. Miró, S. Brückner, und L. F. Cabeza, „Mapping and discussing Industrial Waste Heat (IWH) potentials for different countries“, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, Bd. 51, S. 847–855, Nov. 2015.
- [7] G. Alva, Y. Lin, und G. Fang, „An overview of thermal energy storage systems“, *Energy*, Bd. 144, S. 341–378, Feb. 2018.
- [8] R. Wunder, „Wärmeübergang an vertikalen Wärmetauscherflächen in Gaswirbelschichten“, TU München, 1980.
- [9] H. Martin, „Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements, part I“, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.*, Bd. 18, Nr. 3, S. 157–169, März 1984.
- [10] H. Hofbauer, „Unterlagen zur Vorlesung Wirbelschichttechnik“. Wien : Techn. Univ. Wien, Inst. f. Verfahrenst., Brennstofft. u. Umwelttechnik, 2018.
- [11] *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg : Imprint: Springer Vieweg, 2013.
- [12] M. Stieß, *Mechanische Verfahrenstechnik : 2*. Berlin [u.a.] : Springer, 1997.
- [13] H. Kiyohashi, S. Sasaki, und H. Masuda, „Effective thermal conductivity of silica sand as a filling for crevices around radioactive-waste canisters“, *High Temp. - High Press.*, Nr. 35/36, S. 179–192, 2004 2003.
- [14] E. U. Schlünder, „Heat transfer to packed and stirred beds from the surface of immersed bodies“, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.*, Bd. 18, Nr. 1, S. 31–53, Jan. 1984.

- [15] M. Kraume, *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik: Grundlagen und apparative Umsetzungen*, 2. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.
- [16] S. Ergun, „Fluid flow through packed columns“, *Chem. Eng. Prog.*, Bd. 48, Nr. 2, S. 89–94, Feb. 1952.
- [17] Wen C. Y. und Yu Y. H., „A generalized method for predicting the minimum fluidization velocity“, *AIChE J.*, Bd. 12, Nr. 3, S. 610–612, Mai 1966.
- [18] A. R. Abrahamsen und D. Geldart, „Behaviour of gas-fluidized beds of fine powders part I. Homogeneous expansion“, *Powder Technol.*, Bd. 26, Nr. 1, S. 35–46, Mai 1980.
- [19] J. Baeyens, Dissertation, University of Bradford, 1973.
- [20] A. Yew Looi, Q.-M. Mao, und M. Rhodes, „Experimental study of pressurized gas-fluidized bed heat transfer“, *Int. J. Heat Mass Transf.*, Bd. 45, Nr. 2, S. 255–265, Jan. 2002.
- [21] E. U. Schlünder, „Wärmeübergang an bewegte Kugelschüttungen bei kurzfristigem Kontakt“, *Chem. Ing. Tech.*, Bd. 43, Nr. 11, S. 651–654, Juni 1971.
- [22] A. P. Baskakov u. a., „Heat transfer to objects immersed in fluidized beds“, *Powder Technol.*, Bd. 8, Nr. 5–6, S. 273–282, Nov. 1973.
- [23] D. Geldart, „Types of gas fluidization“, *Powder Technol.*, Bd. 7, Nr. 5, S. 285–292, Mai 1973.
- [24] O. Molerus, „Interpretation of Geldart’s type A, B, C and D powders by taking into account interparticle cohesion forces“, *Powder Technol.*, Bd. 33, Nr. 1, S. 81–87, Sep. 1982.
- [25] D. Kunii und O. Levenspiel, *Fluidization engineering*. Boston: Butterworth-Heinemann, 1991.
- [26] S. Karimipour und T. Pugsley, „A critical evaluation of literature correlations for predicting bubble size and velocity in gas–solid fluidized beds“, *Powder Technol.*, Bd. 205, Nr. 1–3, S. 1–14, Jan. 2011.
- [27] P. Cai, M. Schiavetti, G. De Michele, G. C. Grazzini, und M. Miccio, „Quantitative estimation of bubble size in PFBC“, *Powder Technol.*, Bd. 80, Nr. 2, S. 99–109, Aug. 1994.
- [28] S. Mori und C. Y. Wen, „Estimation of bubble diameter in gaseous fluidized beds“, *AIChE J.*, Bd. 21, Nr. 1, S. 109–115, Jan. 1975.
- [29] J. F. Davidson, R. C. Paul, M. J. S. Smith, und H. A. Duxbury, „The rise of bubbles in a fluidized bed.“, *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.*, Bd. 37, 1959.
- [30] G. B. Wallis, *One-dimensional two-phase flow*. New York, NY: McGraw-Hill, 1969.
- [31] J. Werther, *Ger. Chem. Eng.*, Bd. 1, Nr. 166, 1978.

- [32] M. Puncochar, M. C. Ruzicka, und M. Simcik, „Bubble swarm rise velocity in fluidized beds“, *Chem. Eng. Sci.*, Bd. 152, S. 84–94, Okt. 2016.
- [33] J. F. Davidson und D. Harrison, *Fluidised Particles*. New York: Cambridge University Press, 1963.
- [34] D. Kunii und O. Levenspiel, „Lateral dispersion of solid in fluidized beds“, *J. Chem. Eng. Jpn.*, Bd. 2, Nr. 1, S. 122–124, 1969.
- [35] D. Kunii, K. Yoshida, und O. Levenspiel, *Inst. Chem. Eng. Symp. Ser.*, Nr. 30, 79, 1968.
- [36] „Thermoelemente - Teil1: Thermospannungen und Grenzabweichungen (IEC 60584-1:2013); Deutsche Fassung EN 60584-1:2013“. 2014.
- [37] „Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatursensoren (IEC 60751:2008); Deutsche Fassung EN 60751:2008“. 2008.