

Anwendung von CFD Simulationen dichter Partikelströmungen bei der Konstruktion eines thermischen Energiespeichers

Dominik Radler

15. Jänner 2013

Abstract

Due to the increasing amount of energy produced by fluctuating, renewable sources, i.e. wind and solar power, providing electricity at all times has become a challenge for network operators. One key piece of the puzzle to sustain service security will be the development of high capacity energy storage to provide these fluctuating with more flexibility. Such an energy technology was presented in recent publications [8] [5]. The sandTES system, as it is described in several publications, contains a fluidized bed heat exchanger to store waste heat as sensible heat in sand.

In this thesis the system of a sandTES prototype and the expected problems occurring will be simulated with Barracuda, a CFD software package, that is designed especially for particle flows. The computational calculation of such flows is a challenge, which has yet to be mastered in different kinds of flow regimes. While the algorithms for simulating problems of one-phase fluid dynamics have matured over the last decades, the calculation of momentum exchange between particles in a fluid flow is still problematic. The reason is, that the interaction strongly depends on the particles form and surface. These two factor have either to be involved directly to the algorithm or to be modelled by a correlation.

The algorithm of Barracuda uses a model to calculate the interaction between the particles based on the fluid volume fraction in the cell. This approach eliminates the dependency of the momentum calculation on speed and form of the particles by reducing them to a continuous phase while calculating the interaction. Part of the thesis will be the evaluation of the algorithm with experiments made within sandTES project and furthermore the support in designing a sandTES pilot plant.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	2
1. Barracuda	5
1.1. Das mathematische Modell	6
1.1.1. Kontinuierliche Phase	6
1.1.2. Partikelphase	7
1.1.3. Impulsübertragung zwischen kontinuierlicher und Partikelphase	8
1.1.4. Impulsübertragung zwischen den Partikeln	9
1.2. Das numerische Gitter	9
1.2.1. Einleitung	9
1.2.2. Generierung	10
1.3. Die numerische Berechnung	11
1.3.1. Interpolation zwischen Partikel- und kontinuierlicher Phase	11
1.3.2. Partikelposition \mathbf{x}_P	11
1.3.3. Feststoffvolumensanteil θ_P und Partikelspannung τ_P	12
1.3.4. Druckkorrektur	13
1.3.5. Dichtekorrektur	14
1.3.6. Geschwindigkeit des Fluids \mathbf{u}_f	14
1.3.7. Geschwindigkeit des Partikels \mathbf{u}_P	14
1.3.8. Partikelposition \mathbf{x}_P	15
1.4. Bewertung und Analyse	15
1.4.1. Gegensatz von Stabilität und Qualität der Berechnung bei der Wahl der Zellgröße	15
1.4.2. Modell zur Berechnung der Partikelkollisionen	16
2. sandTES	18
2.1. Einleitung	18
2.2. Grundzüge der Wirbelschichttechnik	20
2.2.1. Fluidisierungszustände	22
2.2.2. Partikelklassifizierung	23
2.3. Aufbau und Komponenten eines sandTES Systems	24
2.3.1. Wirbelschicht	25
2.3.2. Verteilerboden	26
2.3.3. Rohrbündel	27
2.3.4. Bunker	27
2.3.5. Einbauten	28

3. Simulationen	29
3.1. Minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit	29
3.1.1. Einleitung	29
3.1.2. Berechnung mittels empirischer Gleichung	30
3.1.3. Ermittlung mittels Experimenten	31
3.1.4. Simulation der minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit	31
3.2. Rohranordnung	40
3.2.1. Einleitung	40
3.2.2. Modell	41
3.2.3. Anfangs- und Randbedingungen	43
3.2.4. Datenaufzeichnung und Datenauswertung	44
3.2.5. Analyse	44
3.3. Pilotanlage	50
3.3.1. Einleitung	50
3.3.2. Aufbau der Pilotanlage	50
3.3.3. Szenarien	52
3.3.4. Simulationsmodell	52
3.3.5. Anfangsbedingungen	55
3.3.6. Randbedingungen	55
3.3.7. Datenaufzeichnung und Datenauswertung	56
3.3.8. Analyse	57
A. Modelle der Simulationen	67
A.1. Minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit	68
A.2. Fluchtende Rohranordnung	69
A.3. Versetzte Rohranordnung	70
A.4. Pilotanlage	71
Glossar	72

1. Barracuda

Durch den Fortschritt der Computertechnologie wurde es in den vergangenen Jahrzehnten möglich neben den bereits etablierten Finite Elemente Methoden auch kompliziertere Probleme, wie etwa Strömungsberechnungen, zu betrachten. Mit Hilfe kommerzieller Software lassen sich Gas- bzw. Flüssigkeitsströmungen sowohl im laminaren als auch im turbulenten Bereich numerisch lösen. Diese Softwarepakete betrachten allerdings hauptsächlich einphasige Strömungen. Die Betrachtung von Mehrphasenströmungen bedarf zusätzlicher Information über die Interaktion zwischen den Phasen. Für die numerische Lösung von Mehrphasenströmungen, insbesondere von Partikelströmungen, werden überwiegend zwei Herangehensweisen angewendet.

Das erste Modell beschreibt sowohl die Strömung, als auch die Partikel, als kontinuierliche Phase (Euler-Euler Modell). Diese Methode kann zwar bereits einige grundlegende Probleme, wie etwa den Verlauf der Volumenanteile in einer Strömung betrachten, weist aber bei der Berechnung der Parameter der Partikel bei verschiedenen Korngrößen einen hohen Rechenaufwand auf, da sämtliche Gleichungen für alle Korngrößen gelöst werden müssen.

Das zweite Modell beschreibt nur die Strömung als kontinuierliche Phase, die Partikel allerdings als diskrete Punkte auf einer Trajektorie (Euler-Lagrange Modell). Dabei unterscheidet man wiederum zwei Zugänge. Ist der Massenanteil der Partikel gering, so kann auch ihr Einfluss auf den Impuls der kontinuierlichen Phase als gering betrachtet werden. Infolgedessen wird die Trajektorie der Partikel erst nach Berechnung der Fluidströmung berechnet. Man erhält dann etwa sogenannte Streichlinien, also Trajektorien masseloser Partikel, die zu unterschiedlichen Zeiten an dem selben Punkt in die Strömung eintreten.[3]

Steigt der Massenanteil der Partikel, so muss auch der Impulsaustausch zwischen Partikel und Fluid berücksichtigt werden. Dieser kann (wie im Fall von Barracuda) auf Modellen basieren, die mit Hilfe experimenteller Daten ermittelt werden. Wird jedes Partikel an einer bestimmten Anfangsposition, mit einem bestimmten Anfangsimpuls und mit einer bestimmten Form und Dichte initialisiert, so kann sein Impuls mit Hilfe physikalischer Gesetze (Impulserhaltung) berechnet werden. Man spricht hier von Diskrete Elemente Methode, kurz DEM. Dieser Zugang ist rechnerisch sehr aufwendig, da diese Impulsbilanz für jedes Partikel berechnet werden muss, und somit in der Teilchenanzahl stark begrenzt.

Das multiphase particle-in-cell (MP-PIC) Modell, das in Barracuda zur Verwendung kommt, sieht vor, dass die Partikel sowohl als Kontinuum, als auch als diskrete Punkte berechnet werden. Dabei wird vor allem der schwierig zu berechnete Druckgradient der Partikel zuerst am Gitter berechnet und anschließend auf die diskreten Partikel interpoliert. So können Partikeleigenschaften sowohl im numerischen Gitter, also als kontinuier-

liche Phase, als auch bezüglich diskreter Punkte berechnet werden, je nachdem, welche Methode numerisch günstiger ist. [10] Das in Barracuda verwendete Modell entspricht dem MP-PIC Modell, der genaue Algorithmus ist veröffentlicht. Die für diese Arbeit einzig verfügbare Quelle stellen die Publikationen von D.M. Snider dar. [10] [11]

Im Folgenden soll der in diesen Publikationen vorgestellte Lösungsansatz näher beschrieben werden.

1.1. Das mathematische Modell

1.1.1. Kontinuierliche Phase

Für die kontinuierliche Phase (Eulersche Phase) werden die Kontinuitätsgleichung bzw. die Impulserhaltung gelöst.

Die Kontinuitätsgleichung lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \theta_f \rho_f dV + \oint_A \theta_f \rho_f \mathbf{u}_f \mathbf{n} dA = 0 \quad (1.1)$$

Die Impulsbilanz lautet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_f \theta_f \mathbf{u}_f dV + \oint_A \rho_f \theta_f u_f \mathbf{u}_f \mathbf{n} dA = \\ \oint_A \theta_f \tau_f \mathbf{n} dA - \oint_A p \mathbf{n} dA + \int_V \rho_f \theta_f \mathbf{g} dV - \mathbf{F} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Dabei stellt $-\oint_A p \mathbf{n} dA$ die Oberflächenkräfte bei laminarer Strömung dar. $\int_V \rho_f \theta_f \mathbf{g} dV$ repräsentiert die Körperkräfte bzw. Volumenkräfte (in diesem Fall ausschließlich die Gewichtskraft), die auf das Kontrollvolumen wirken. Die Kraftübertragung von den diskreten Partikel auf das Fluid wird durch $-\mathbf{F}$ beschrieben. Der letzte Term der Gleichung $\oint_A \theta_f \tau_f \mathbf{n} dA$ beschreibt den Einfluss der Scherspannung τ [11]. Dieser kann folgenderweise angeschrieben werden:

$$\tau_{f,ij} = 2 R_{ij} - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_f}{\partial x_j} \quad (1.3)$$

wobei für die Deformationsrate R_{ij} gilt:

$$R_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.4)$$

Wie in den Gleichungen 1.1 und 1.2 ersichtlich ist, spielt der Volumenanteil θ eine gewichtige Rolle. Über diesen Parameter werden die Phasen unterschieden und ihre Bilanzen gewichtet. Dieser Parameter wird auch bei einigen weiteren Modellen zur Anwendung kommen.

1.1.2. Partikelphase

Zur Beschreibung der diskreten Partikel werden wie bei der kontinuierlichen (Eulerschen) Phase sowohl die Kontinuitätsgleichung, als auch die Impulserhaltung gelöst. Da allerdings die Identitäten für jedes einzelne Partikel nicht genau berechnet werden können, werden diese mit Hilfe einer Wahrscheinlichkeitsverteilung $\phi = \phi(\mathbf{x}, \mathbf{u}_P, m_P, t)$ bestimmt. Sie beschreibt die stochastisch definierte Anzahl aller Partikel n_P pro Einheitsvolumen mit der Geschwindigkeit u_P , der Masse m_P am Ort \mathbf{x} zum Zeitpunkt t . [14]

Also beschreibt die Gleichung:

$$n_P = \iint \phi dm_P d\mathbf{u}_P \quad (1.5)$$

die Anzahl der Partikel n_P mit der Masse $[m_P; m_P + dm_P]$ und der Geschwindigkeit $[u_P; u_P + du_P]$ zum Zeitpunkt t am Ort \mathbf{x} .

Daraus folgt für den Volumenanteil des Feststoffes

$$\theta_P = \iiint \phi \Omega_P d\Omega_P d\rho_P d\mathbf{u}_P \quad (1.6)$$

Die zeitliche Änderung von ϕ , unter der Vereinfachung, dass die Partikelmasse konstant ist, lautet

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla_x(\phi \mathbf{u}_P) + \nabla_u(\phi \mathbf{A}) + \frac{\partial}{\partial m_P} \phi \dot{m}_P = 0 \quad (1.7)$$

Dabei ist \mathbf{A} die Beschleunigung eines diskreten Partikels und wird beschrieben durch

$$\mathbf{A} = D_P(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_P) - \frac{1}{\rho_P} \nabla p + \mathbf{g} - \frac{1}{\theta_P \rho_P} \nabla \tau_P \quad (1.8)$$

Die rechten Terme der Gleichung von links nach rechts beschreiben die Beschleunigung durch den Strömungswiderstand, den Druckgradienten, die Erdbeschleunigung und die Beschleunigung durch die Druck- und Scherkräfte zwischen den Partikeln.

Multipliziert man Gleichung (1.7) mit der Dichte der Partikel ρ_P und dem Partikelvolumen Ω_P (dies entspricht der Partikelmasse m_P), und integriert über Partikeldichte, -volumen und die Geschwindigkeitskoordinaten, so erhält man für die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \theta_P \rho_P}{\partial t} + \nabla_x(\theta_P \rho_P \bar{\mathbf{u}}_P) = \iint \phi \dot{m}_P d\mathbf{u}_P dm_P \quad (1.9)$$

mit

$$\theta_P \rho_P = \iint \phi m_P dm_P du_P \quad (1.10)$$

und

$$\bar{\mathbf{u}}_P = \frac{\iint \phi m_P \mathbf{u}_P d\mathbf{u}_P dm_P}{\iint \phi m_P d\mathbf{u}_P dm_P} \quad (1.11)$$

Der rechte Term in Gleichung (1.9) berücksichtigt Quellen bzw. Senken für die Masse der Partikel, wie sie etwa bei chemischen Reaktionen auftreten würden. Findet kein chemischer Umsatz der Masse der Partikel statt, so ist dieser Term gleich null.

Multipliziert man Gleichung (1.7) mit $\rho_P \Omega_P \mathbf{u}_P$ und integriert analog zu Gleichung (1.9), so erhält man

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\bar{\rho}_P \bar{\mathbf{u}}_P)}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho}_P \bar{\mathbf{u}}_P \bar{\mathbf{u}}_P) + \nabla \left[\iint \phi m_P \mathbf{u}'_P \mathbf{u}'_P dm_P d\mathbf{u}_P \right] = \\ & \iint \phi m_P D_P(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_P) dm_P d\mathbf{u}_P - \theta_P \nabla p + \bar{\rho}_P \mathbf{g} - \nabla \tau_P + \iint \phi m_P \mathbf{u}_P \dot{m}_P d\mathbf{u}_P dm_P \end{aligned} \quad (1.12)$$

mit

$$\mathbf{u}_P = \bar{\mathbf{u}}_P + \mathbf{u}' \quad (1.13)$$

und

$$\bar{\rho}_P = \iint \phi m_P d\mathbf{u}_P dm_P \quad (1.14)$$

Gleichung (1.13) teilt die Partikelgeschwindigkeit \mathbf{u}_P in eine durchschnittliche Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}_P$ und eine fluktuierende Abweichung \mathbf{u}' .

Gleichung (1.12) zeigt große Ähnlichkeit mit der Impulsbilanz eines Kontinuums. Die Terme, die zusätzlich in die Gleichung eingehen, beschreiben die Impulsänderung im Zuge von Kollisionen beziehungsweise die Massenänderung aufgrund von Reaktionen (analog zur rechten Seite der Gleichung (1.9)).

Der Impulsänderung durch Kollisionen wird im MP-PIC Schema durch Implementierung der Partikelspannung nach [6] Rechnung getragen. Sie approximiert den rechten Term der linken Seite und $-\nabla \tau_P$ auf der rechten Seite der Gleichung.

Geht man davon aus, dass keine Massenänderung stattfindet, so ist der rechte Term auf der rechten Seite der Gleichung gleich null.

1.1.3. Impulsübertragung zwischen kontinuierlicher und Partikelphase

Die Impulsübertragung zwischen der kontinuierlichen und der diskreten Phase (vgl. Gleichung (1.2)) lautet

$$\mathbf{F} = \iiint \phi \Omega_P \rho_P [D_P(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_P) - \frac{1}{\rho_P} \nabla p] d\Omega_P d\rho_P d\mathbf{u}_P \quad (1.15)$$

Der erste Term der rechten Seite der Gleichung, $(D_P(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_P))$, beschreibt die Kraftübertragung durch die Widerstandskraft des Partikels in der Strömung, der zweite Term $(-\frac{1}{\rho_P} \nabla p)$ berücksichtigt einen etwaigen Druckgradienten in der Strömung.

Der Widerstandsbeiwert D_P des Partikels wird dabei mit Hilfe von Modellen beschrieben. Es gibt für die unterschiedlichen Materialien und Strömungszustände sehr viele verschiedene Ansätze, einer der am weitesten verbreitete ist jener von Wen und Yu, beschrieben in [15]. Dieser Ansatz wird auch bei den Simulationen verwendet.

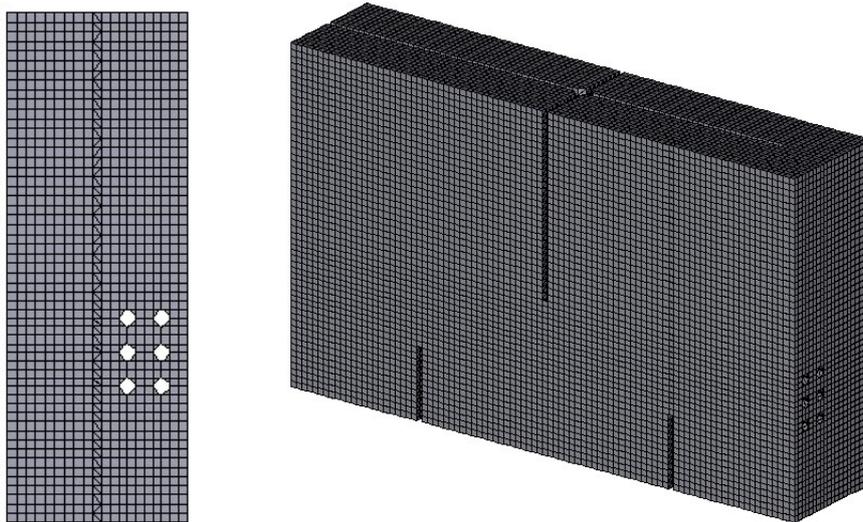


Abbildung 1.1.: Typisches, gleichmäßig verteiltes Gitter

1.1.4. Impulsübertragung zwischen den Partikeln

Die Impulsübertragung zwischen zwei Partikeln bei einer Kollision kann durch Kenntnis der Geschwindigkeit der beiden auftreffenden Partikeln und unter Berücksichtigung ihrer Form und Masse exakt beschrieben werden. Da diese Methode numerisch sehr aufwendig zu lösen ist, wird eine Approximation verwendet, die ausschließlich vom Volumensanteil der Partikel in der Zelle abhängt. Dabei wird die Partikelspannung, also jene Spannung die auf ein Partikel durch die anderen, in einer Zelle befindlichen, Partikel ausgeübt werden, durch die Gleichung

$$\tau_P = \frac{P_P \theta_P^\beta}{\theta_{max} - \theta_P} \quad (1.16)$$

angenähert, wobei P_P eine Konstante mit dem Wert 10 Pa und θ_{max} den maximal erreichbaren Volumensanteil der Partikel darstellen. β ist eine Konstante, die einen Wert im Bereich $2 \leq \beta \leq 5$ besitzt.[6] [1]

1.2. Das numerische Gitter

1.2.1. Einleitung

Barracuda verwendet ein einfaches, strukturiertes Gittermodell. (Siehe Abbildung 1.1)

Es werden zur Lösung dreidimensionaler Probleme drei Sätze an geraden Ebenen definiert. Dabei kann der Abstand der Ebenen zueinander gleichmäßig oder ungleichmäßig gewählt werden. Die Ebenen eines jeden Satzes sind parallel und schneiden jede Ebene der beiden anderen Sätze genau ein Mal. An jedem Gitterpunkt schneiden sich genau drei Ebenen, je eine pro Ebenensatz. Das so entstehende kartesische System bildet das numerische Gitter, dessen Gitterpunkte durch die drei sich schneidenden Gitterebenen genau beschrieben werden können.

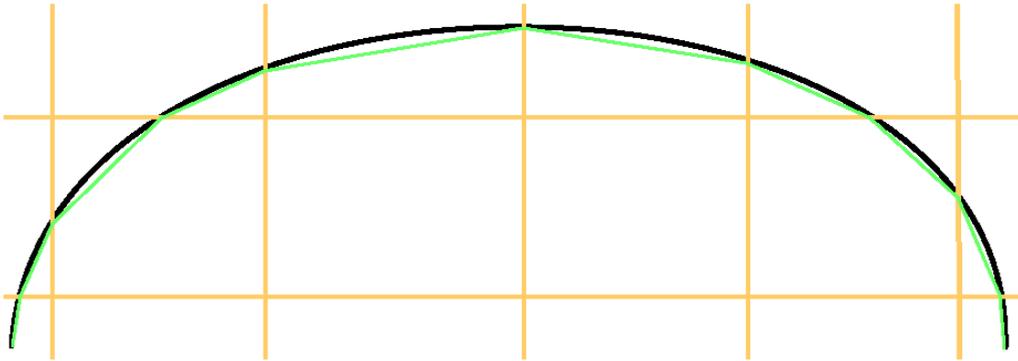


Abbildung 1.2.: Generierung eines Gitters mit Barracuda. Schwarz: Kante der .stl Datei, Rot: Gitterlinie, Grün: Verlauf des generierten Gitters

Ein blockstrukturiertes Gitter, welches verschiedene Gitterblöcke verbindet und so unterschiedliche Auflösungen zulässt, lässt sich nicht implementieren.

Des Weiteren ist es für die Berechnung der Partikeleigenschaften und damit der gesamten Strömung vorteilhaft, das Gitter so grob als möglich zu gestalten, ohne dabei wesentliche konstruktive Elemente der zu untersuchenden Anlage auszusparen. Es muss darauf geachtet werden, dass das Verhältnis zwischen dem durchschnittlichen Partikeldurchmesser und der Gittergröße hinreichend klein ist. So wird verhindert, dass der bei der Initialisierung der Berechnung eingestellte maximale Volumensanteil des Feststoffs θ_P im Laufe der Simulation durch ein zu großes Partikel im Gitter überschritten wird. In diesem Fall ist die Beschränktheit der numerischen Lösung nicht mehr gegeben und das Programm beendet die Berechnung.

1.2.2. Generierung

Zur Erzeugung des Rechenraums benötigt das Programm ein CAD-Modell der Anlage im .stl Format. Dieses Format beinhaltet die geometrische Information des CAD-Modells als Dreiecksfacetten, die durch ihre Eckpunkte und eine Flächennormale definiert sind. Außerdem müssen die Gitterebenen definiert sein.

Das numerische Modell wird nun durch Überschneidung des .stl-Files mit den Gitterebenen gebildet. Jeder Schnittpunkt der Gitterlinien mit der .stl Datei wird nach einem gewichtenden Algorithmus mit dem nächsten verbunden. (Siehe Abbildung 1.2) Es entstehen so Volumina, die bis zu 24 unterschiedliche Seitenflächen besitzen können.

1.3. Die numerische Berechnung

In der folgenden Ausführung soll ein Zeitschritt in der Reihenfolge seiner Berechnung dargestellt werden. Der Index n verweist dabei auf den bereits berechneten, „alten“ Zeitschritt, der Index $n + 1$ verweist auf den zu berechnenden, „neuen“ Zeitschritt. Sämtliche Werte des Zeitschritts n seien bekannt.

1.3.1. Interpolation zwischen Partikel- und kontinuierlicher Phase

Um die numerische Berechnung zu erleichtern und Partikel- bzw. kontinuierliche Phase intensiver miteinander zu vernetzen, überträgt Barracuda Eigenschaften der einen Phase auf die jeweils andere. Dieses sogenannte "mapping" wird nach dem MP-PIC Schema durchgeführt [11] [2]. Darunter ist zu verstehen, dass Eigenschaften der kontinuierlichen Phase an eine beliebige Stelle interpoliert wird. Diese Stelle kann zum Beispiel die Position eines Partikels sein.

Es werden Interpolationsoperatoren definiert. Barracuda verwendet hierfür lineare Operatoren folgender Form:

$$S_{\xi}^x = \frac{x_{i+1} - x_P}{x_{i+1} - x_i} \quad (1.17)$$

Dabei stellt x_{i+1} den Ortsvektor des Kerns der numerischen Zelle $i + 1$, x_i jenen der numerischen Zelle i und x_P jenen des Partikels P dar. Löst man Gleichung (1.17) für alle drei kartesischen Koordinaten des Vektors $\mathbf{x}_P = [x_P \ y_P \ z_P]^T$, so erhält man den dreidimensionalen Interpolationsoperator

$$S_{\xi}(\mathbf{x}_P) = S_{\xi}^x(x_P) S_{\xi}^y(y_P) S_{\xi}^z(z_P) \quad (1.18)$$

Mit Hilfe des Operators der Gleichung (1.18) kann man nun Eigenschaften der kontinuierlichen Phase auf eine beliebige Position \mathbf{x}_P interpolieren. So ergibt sich zum Beispiel die Geschwindigkeit des Fluids an der Stelle \mathbf{x}_P des Partikels P zu

$$\mathbf{u}_{f,\mathbf{x}} = \sum_{\xi=1}^8 \mathbf{u}_{f,\xi} S_{\xi}(\mathbf{x}_P) \quad (1.19)$$

1.3.2. Partikelposition \mathbf{x}_P

Als Start- und Endwert für die Darstellung eines Zeitschritts wird die Position \mathbf{x}_P des Partikels P gewählt. Dieser Wert besitzt in der Auswertung von Simulationen eine prominente Bedeutung, da die anderen Parameter der Partikel, wie etwa die Geschwindigkeit oder die Temperatur, über Farbverläufe angezeigt werden. Diese Farbverläufe werden auf die Partikelposition projiziert und so anschaulich dargestellt.

1.3.3. Feststoffvolumensanteil θ_P und Partikelspannung τ_P

Aus Gleichung (1.16) ist ersichtlich, dass die Partikelspannung τ_P eng mit dem Feststoffvolumensanteil θ_P verknüpft ist. Auch in der numerischen Berechnung werden diese beiden Werte simultan berechnet. Der Feststoffvolumensanteil $\theta_{P,\zeta}$ der Zelle ζ lässt sich durch Interpolieren der Partikelposition auf das Eulersche Gitter analog zu Gleichung (1.19) folgenderweise darstellen

$$\theta_{P,\zeta} = \frac{1}{V_\zeta} \sum_{P=1}^{N_P} \frac{m_P}{\rho_P} n_P S_\zeta(\mathbf{x}_P) \quad (1.20)$$

So ergibt sich die Änderung des Feststoffvolumensanteils innerhalb eines Zeitschritts zu

$$\theta_{P,\zeta}^{n+1} - \theta_{P,\zeta}^n = \frac{1}{V_\zeta} \sum_{P=1}^{N_P} \frac{m_P}{\rho_P} n_P [S_\zeta(\mathbf{x}_P^{n+1}) - S_\zeta(\mathbf{x}_P^n)] \quad (1.21)$$

Der Interpolationsoperator $S_\zeta(\mathbf{x}_P^{n+1})$ kann auch als Summe aus einem Schätzwert $\hat{\mathbf{x}}_P = \mathbf{x}_P^n + \mathbf{u}_P \Delta t$ und dessen Abweichung vom tatsächlichen Wert geschrieben werden:

$$S_\zeta(\mathbf{x}_P^{n+1}) = S_\zeta(\hat{\mathbf{x}}_P) + \frac{\partial S_\zeta}{\partial \mathbf{x}}(\mathbf{x}_P^{n+1} - \hat{\mathbf{x}}_P) \quad (1.22)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (1.22) und der über die Geschwindigkeit diskretisierten Form der Gleichung (1.8) in Gleichung (1.21) erhält man folgende numerische Gleichung für die Änderung des Feststoffvolumensanteils

$$\begin{aligned} \frac{\theta_{P,\zeta}^{n+1} - \theta_{P,\zeta}^n}{\Delta t} &= \frac{1}{V_\zeta} \sum_{P=1}^{N_P} n_P \frac{m_P}{\rho_P} \\ &\left[\frac{S_\zeta(\hat{\mathbf{x}}_P) - S_\zeta(\mathbf{x}_P^n)}{\Delta t} + \frac{\Delta t}{1 + \Delta t D_P} \frac{\partial S_\zeta}{\partial \mathbf{x}_P} \left(D_P(\mathbf{u}_{f,P}^n - \mathbf{u}_P^n) - \frac{1}{\rho_P} \nabla p_{f,P}^n + \mathbf{g} - \frac{1}{\theta_P \rho_P} \nabla \tau_P^{n+1} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.23)$$

Also ist der neue Feststoffvolumensanteil direkt von der neuen Partikelspannung τ_P^{n+1} abhängig. Wie in Abschnitt 1.1.4 beschrieben, stellt die Berechnung der Wechselwirkung zwischen den Partikeln für die numerischen Berechnung eine besondere Herausforderung dar.

Es kann im Laufe eines endlichen Zeitschrittes geschehen, dass eine Gitterzelle durch das Eindringen eines zusätzlichen Partikels bzw. einer Parcel sehr nahe an den maximal möglichen Volumensanteil des Feststoffs θ_{max} kommt. Infolge dessen steigt der Druck nach Gleichung (1.16) stark an und würde dadurch den Austrag aller Partikel aus der Zelle bewirken. Um diese Singularität für $\theta_P \rightarrow \theta_{max}$ zu verhindern, wird die Gleichung erweitert zu

$$\tau_P = \frac{P_S \theta_P^\beta}{max(\theta_{max} - \theta_P, \epsilon(1 - \theta_P))} \quad (1.24)$$

Der Koeffizient ϵ besitzt einen Wert der Größenordnung 10^{-7} . Bei dieser Approximation ist der Druck zwischen den Partikeln nur durch den Volumensanteil der Partikel θ_P in einem Kontrollvolumen beschrieben. Weder Geschwindigkeit noch Größe der Partikel gehen in die Berechnung ein.

Der Gradient der Partikelspannung wiederum lässt sich nach Gleichung (1.24) wie folgt numerisch anschreiben

$$\frac{\partial \tau}{\partial \mathbf{x}} = P_S \left(\frac{\beta \theta_P^{\beta-1}}{\theta_{max} - \theta_P} + \frac{\theta_P^\beta}{(\theta_{max} - \theta_P)^2} \right) \frac{\partial \theta_P}{\partial \mathbf{x}} \quad (1.25)$$

Während der Ausdruck in Klammern mit alten Werten für θ_P approximiert wird, werden für die Ortsableitung $\frac{\partial \theta_P}{\partial \mathbf{x}}$ neue Werte für den Feststoffvolumensanteil verwendet. Es ergeben sich daraus lineare Gleichungen, die in einer nicht näher beschriebenen Form gelöst werden.

1.3.4. Berechnung der Werte der kontinuierlichen Phase

Auf Basis der nun bekannten Feststoffvolumensanteile kann das Strömungsfeld des Fluids berechnet werden. Dazu wird teilweise die "partial-donor-cell" Methode angewandt, die in [11] erläutert wird.

1.3.5. Druckkorrektur

Die Druckkorrektur erfolgt im Wesentlichen nach dem SIMPLE Verfahren. Der tatsächliche Wert wird in einen Schätzwert und den Fehler (also die Abweichung zwischen tatsächlichem Wert und Schätzwert) aufgeteilt.

$$\varphi = \varphi^* + \varphi' \quad (1.26)$$

φ kann dabei eine beliebige Größe darstellen, wie etwa Druck, Dichte oder Geschwindigkeit.

Schreibt man die Massenbilanz für die fluide Phase an, so erhält man folgendes Integral (vgl. Gleichung (1.1))

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \theta_f \rho_f dV + \oint_A \theta_f \rho_f \mathbf{u}_f \mathbf{n} dA = 0$$

Aus der Reihenfolge der Berechnung ergibt sich, dass der neue Volumensanteil an Fluid θ_f^{n+1} bekannt ist, da $\theta_f = 1 - \theta_P$. Setzt man in diese Gleichung für Dichte und Geschwindigkeit Schätz- und Fehlerwert analog zu Gleichung (1.26) ein und löst die Multiplikation auf, erhält man

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \theta_f \rho_f' dV + \int_A \theta_f (\rho_f^* + \rho_f') (\mathbf{u}_f^* + \mathbf{u}_f') \mathbf{n} dA = 0 \quad (1.27)$$

Das Volumenintegral stellt dabei die zeitliche Massenänderung im Kontrollvolumen dar. Da kein Stoffumsatz berücksichtigt wird, erhält man für diesen Term als numerische Approximation

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \theta_f \rho'_f dV \approx \frac{\theta_{f\zeta}(\rho'_{f\zeta} - 0)}{\Delta t} V_\zeta \quad (1.28)$$

Der Index ζ verweist auf Werte im Zentrum der zu berechnenden Zelle.

Für den konvektiven, rechten Term der Kontinuitätsgleichung erhält man als Approximation

$$\int_A \theta_f (\rho_f^* + \rho') (\mathbf{u}_f^* + \mathbf{u}'_f) \mathbf{n} dA \approx A_e \theta_{fe}^n \left[\rho'_{fe} u'_{fe} + \rho_{fe}^n \frac{b_e}{a_e} (p'_\zeta - p'_E) \right] \quad (1.29)$$

Der Index E verweist auf die Nachbarzelle der Zelle ζ , e auf die Oberfläche zwischen diesen beiden Zellen. Die Koeffizienten a_e und b_e ergeben sich aus der numerischen Berechnung und lauten:

$$a_e = \left[\frac{(\rho_f V \theta_f)_e}{\Delta t} + \sum \frac{D_S S_e n_s m_S}{1 + D_S \Delta t} + C_e + D_e \right] \quad (1.30)$$

$$b_e = \left[-1 + \frac{1}{V_e} \sum_{n_P} \frac{1}{1 + D_S \Delta t} \frac{1}{\rho_P} S_e n_s m_S \right] \quad (1.31)$$

Setzt man die Gleichungen (1.28) und (1.29) in Gleichung (1.27) ein, erhält man ein lineares Gleichungssystem, dessen Koeffizientenmatrix mit einem Lösungsalgorithmus gelöst wird.

Die Korrektur der Geschwindigkeit während der Druckberechnung erfolgt nach der Gleichung

$$u'_e = \frac{b_e}{a_e} (p'_E - p'_\zeta) \quad (1.32)$$

1.3.6. Dichtekorrektur

Die Dichte wird durch Anwenden einer Zustandsgleichung, hier jener der idealen Gase, korrigiert.

$$\rho' = \frac{p'}{RT} \quad (1.33)$$

Dabei ist davon auszugehen, dass eine approximierende Form verwendet wird, die das Verhalten realer Gase besser abbildet.

1.3.7. Geschwindigkeit des Fluids \mathbf{u}_f

Mit der Berechnung des Drucks und der Dichte des neuen Zeitschritt, sind alle Größen bekannt, um die Geschwindigkeit nach Gleichung (1.2) zu berechnen.

1.3.8. Geschwindigkeit des Partikels \mathbf{u}_P

Die Geschwindigkeit des Partikels ergibt sich aus der diskretisierten Form von Gleichung (1.8).

$$\mathbf{u}_P^{n+1} = \frac{1}{1 + \Delta t D_P} \left(\mathbf{u}_P^n + \Delta t D_P \mathbf{u}_{f,P}^{n+1} - \frac{\Delta t}{\rho_P} \nabla p_P^{n+1} + \Delta t \mathbf{g} - \frac{\Delta t \nabla \tau_P}{\rho_P \theta_P} \right) \quad (1.34)$$

Dabei werden $\mathbf{u}_{f,P}^{n+1}$ und ∇p_P^{n+1} analog zu Gleichung (1.19) an die Partikelposition \mathbf{x}_P^n interpoliert.

1.3.9. Partikelposition \mathbf{x}_P

Mit der neuen Geschwindigkeit des Partikels \mathbf{u}_P^{n+1} wird folgende Gleichung gelöst, um die Partikelposition zu erhalten.

$$\mathbf{x}_P^{n+1} = \mathbf{x}_P^n + \Delta t \mathbf{u}_P^{n+1} \quad (1.35)$$

1.4. Bewertung und Analyse

In der folgenden Bewertung wird lediglich jene Pakete, die die Sandströmung berechnen bewertet. Es werden keine Einschätzungen über die Qualität des Chemiemodells sowie der thermischen Berechnung getroffen.

Der MP-PIC Ansatz, den Barracuda verwendet, ist ein Versuch, komplizierte Partikelströmungen mit Hilfe einfacher Modellen zu simulieren. Vor allem die Wechselwirkungen zwischen den Partikeln beziehungsweise zwischen Fluid und Partikel sind über direktes Lösen der Impulsbilanzen numerisch nur schwer zu lösen. Auch mit der großen Anzahl an Partikeln in großen, der Realität nahen, Systemen würde eine solche Vorgehensweise nicht ökonomisch durchführbar sein.

Barracuda versucht deswegen, diese beiden Hürden mit Modellen zu umgehen. Zum einen basiert die Diskretisierung der Partikel auf einer Wahrscheinlichkeitsfunktion, bildet also nicht die Partikeln einzeln ab. Zum anderen wird die Impulsübertragung der Partikel untereinander, also im wesentlichen die Partikelkollisionen, mit Hilfe eines in [6] vorgestellten Modells approximiert. Die Kombination dieser beiden Vereinfachungen bewirkt eine numerische Unschärfe, die im folgenden beschrieben wird.

1.4.1. Gegensatz von Stabilität und Qualität der Berechnung bei der Wahl der Zellgröße

Die numerische Berechnung weist eine numerische Schranke bei Erreichen des maximalen Feststoffvolumenanteils $\theta_{P,max}$ auf. Um die Konsistenz der Berechnung zu erhalten, darf dieser Wert in keiner Zelle überschritten werden. Wird nun von einem Problem mit fester Korngrößenverteilung des Feststoffs ausgegangen, so wird bei kleiner werdendem

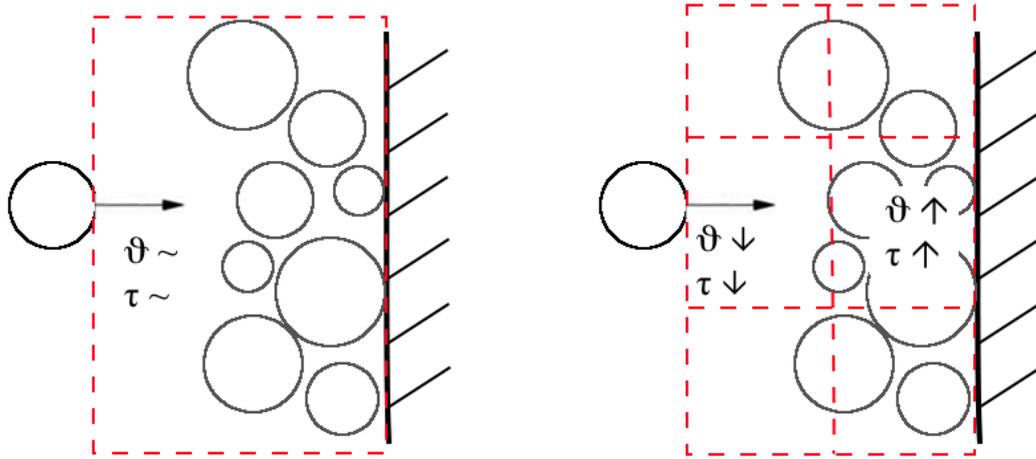


Abbildung 1.3.: Unterschiedliche Gitterfeinheit als Problem bei der Approximation der Partikelkollisionen

Zellvolumen das Verhältnis vom Volumen eines durchschnittlichen numerischen Partikels zum Volumen einer Zelle größer, das Eindringen eines Partikels erhöht also den Feststoffvolumenanteil in der Zelle stärker. Zur Vermeidung eines Abbruchs wird empfohlen, das Zellvolumen größer zu halten. Dies resultiert in einer Verringerung der Änderung des Feststoffvolumenanteil, wenn ein Partikel in das Volumen eindringt und infolgedessen einer erhöhten Stabilität der Berechnung.

Nach Gleichung (1.24) verringert sich im Zuge dessen auch die Partikelspannung innerhalb der Zelle. Diese wird nach Gleichung (1.6) für die gesamte Zelle gelöst. Wird das Gitter zu groß gewählt, ist ein „Verschwimmen“ der Grenzen von Feststoffschüttungen die Folge.

Abbildung 1.3 zeigt das Problem schematisch. Dabei ist ein Partikel abgebildet, das sich auf einen Bereich mit hohem Feststoffvolumenanteil zubewegt. Bei einem großen Kontrollvolumen (wie es die Überlegungen bezüglich der Beschränktheit durch θ_{max} nahelegen) wird θ_P über das gesamte Kontrollvolumen gemittelt. Dadurch ergeben sich Werte weit unterhalb des tatsächlichen Feststoffvolumenanteil. Infolgedessen ist auch die Partikelspannung τ_P kleiner und bildet die Partikelkollisionen nicht so genau ab.

Dieses Problem kann zur Folge haben, dass das Partikel zu wenig verzögert wird und eine Kollision mit der Wand ausgelöst wird, die in der Realität nicht stattfinden würde. Dadurch kann ein etwaiges Erosionsmodell Ungenauigkeiten aufweisen.

Ein weiteres Problem stellt etwa ein quer angeströmtes Rohr dar. Die vor allem bei einer laminaren Strömung auftretende Totzone hinter dem Rohr und die daraus resultierende Verzögerung der Partikel kann bei unzureichender Gitterfeinheit nicht dargestellt werden.

1.4.2. Modell zur Berechnung der Partikelkollisionen

Der wichtigste und gleichzeitig schwerwiegendste Unterschied zwischen einphasigen Fluidströmungen und Feststoffströmungen sind die bei letzterer auftretenden Impulsübertragungen zwischen den Feststoffpartikel.

Der Impuls, den ein Partikel auf ein anderes überträgt ist vor allem eine Funktion seiner Geschwindigkeit und seiner Masse. Außerdem ist der Winkel, in dem die beiden Partikel einander treffen wesentlich. Berücksichtigt man all diese Faktoren, so ergeben sich für jeden Partikelimpulsvektor drei numerisch sehr aufwändige Rechnungen.

Programme, die nach dem Modell diskreter Partikel arbeiten, lösen diese dreidimensionale Impulsgleichung. Es ist möglich, hier auch unterschiedliche Formen und Oberflächen der Partikel zu berücksichtigen. Allerdings sind diese Algorithmen aufgrund ihres immensen Rechenaufwandes auf wenige Partikel beschränkt.

Um eine Partikelströmung mit einer sehr großen Anzahl an Partikeln ökonomisch sinnvoll zu simulieren, ist es unausweichlich, die Impulsübertragung zwischen den Partikeln modellhaft zu berechnen. Das von Barracuda zu diesem Zweck verwendete Modell ist in Kapitel 1.1.4 beschrieben.

$$\tau_P = \frac{P_P \theta_P^\beta}{\theta_{max} - \theta_P}$$

Dieses Modell verwendet als einzige veränderliche Größe den Feststoffvolumenanteil in einer Zelle, um Aussagen auf den Impuls zwischen den Partikeln zu treffen. Die weiteren Terme θ_{max} , P_P und β sind im Laufe der Simulation konstant.

Es wird davon ausgegangen, dass dieses Modell den Impulsübertrag in allen Strömungsgebieten gleichermaßen gut darstellt, da es nicht möglich ist, die Parameter für unterschiedliche Strömungscharakteristiken anzupassen.

Aus einfachen Überlegungen muss jedoch davon ausgegangen werden, dass die Größe des übertragenen Impulses nicht nur von den Eigenschaften der Partikel, sondern auch von denen des Fluids sowie von der Strömungscharakteristik (Geschwindigkeit, etc.) abhängig ist.

Bei Fluiden mit hoher Dichte etwa ist naheliegend, dass die vor einem bewegten Partikel gestaute, genauso wie die hinter einem Partikel nachgeschleppte Masse den übertragenen Impuls wesentlich beeinflusst.

2. sandTES

2.1. Einleitung

Die Speicherung von Energie gewinnt mit dem steigenden Anteil erneuerbarer Energiequellen zunehmend an Bedeutung. Regenerative Energiequellen, wie etwa Solar- und Windenergie, neigen zu fluktuierenden Leistungsverläufen. Diese Leistungsschwankungen zu kompensieren, stellt die Energieversorgung vor neue Herausforderungen. Diese Herausforderung betrifft nicht nur die Bereitstellung von elektrischer Energie sondern auch die Versorgung mit Wärme.

Große Energiespeicher sind ein unersetzbares Werkzeug, um kurzfristig etwa die Netzstabilität auch bei starken Leistungssprüngen zu sichern. Sie sind zusätzlich notwendig, um fluktuierenden Energiequellen auch mittel- bis langfristig jene Flexibilität in der Energiebereitstellung zu verleihen, die diese für einen konkurrenzfähigen Betrieb benötigen. Die Speicherung elektrischer Energie im großen Maßstab beschränkt sich aktuell im wesentlichen auf die Speicherung als *potentielle Energie*, z.B. in Pumpspeicher, als *innere Energie*, also thermische Energie, oder durch *Variation des Drucks*, z.B. Druckluftspeicherung.

Die Speicherung thermischer Energie erfolgt entweder durch Erhöhung der Temperatur (Speicherung sensibler Wärme) oder durch Phasenwechsel eines Wärmespeichermediums bei konstanter Temperatur (Speicherung latenter Wärme). Demzufolge verfügt jeder thermische Speicher über einen Wärmeübertrager, wobei Wärmeübertragung und Speicherung örtlich getrennt sein können. Die Wahl des Wärmespeichermediums ist dabei meist der bestimmende Kostenfaktor.

Das sandTES System stellt einen solchen sensiblen, thermischen Energiespeicher dar. Es handelt sich dabei um einen aktiven, regenerativen thermischen Speicher, bei dem sowohl das Wärmeträger-, als auch das Wärmespeichermedium bewegt wird. Bei sandTES wird als Wärmespeichermedium Quarzsand eingesetzt, der mit Hilfe einer Wirbelschicht transportiert werden soll (Siehe Abbildung 2.1). Diese Wirbelschicht stellt den in obigen Absatz beschriebenen Wärmeübertrager dar, die Speicherung erfolgt in Silos. Ein sandTES System benötigt zusätzlich fördertechnische Anlagen, um den Sand aus der Wirbelschicht in die Bunker zu transportieren, und ein Gebläse, das die Fluidisierungsluft bereitstellt. Quarzsand ist günstig und sehr einfach in der Handhabung, außerdem ist es im Gegensatz zu anderen Speichermedien inert. Die Speicherung selbst ist effizient, da der Wärmeleitkoeffizient durch eine Sandschüttung sehr niedrig ist und die Verluste damit gering sind.

Zur Einspeicherung von Energie wird Sand aus dem kalten Silo in die Wirbelschicht eingebracht und während dem Transport erwärmt. Der heiße Sand wird am anderen

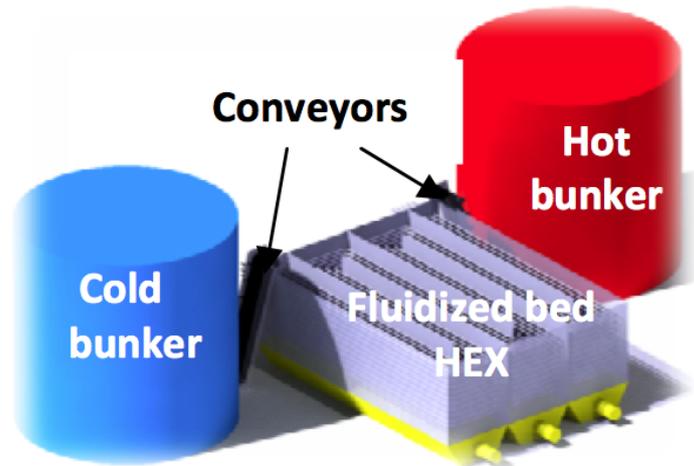


Abbildung 2.1.: Konzept eines sandTES Speichers. [5]

Ende durch die Fördertechnik in den heißen Bunker gebracht. Das Wärmeträgermedium, das die Wärme auf den Sand überträgt, fließt entgegen der Sandströmung. Bei der Ausspeicherung von Energie drehen sich die Strömungsrichtungen entsprechend um.

Das Wärmeträgermedium kann frei gewählt werden, was ein hohes Maß an Flexibilität bewirkt. Durch diese Flexibilität ist es möglich, sandTES Systeme in sehr unterschiedlichen Anwendungsgebieten einzusetzen. So kann etwa Luft aus einem ACAES System, aber auch Thermoöl aus einem solar-thermischen Kraftwerk als Wärmeträger verwendet werden. Je nach Wärmeträger ergibt sich allerdings eine unterschiedliche Konstruktion der Rohrbündel, was auf die unterschiedlichen Wärmekapazitäten bzw. auf die Anforderungen an die Strömung des Wärmeträgermediums zurückzuführen ist.

Die Adiabate Druckluftspeicherung (Adiabatic Compressed Air Energy Storage - ACAES) ist eine Technologie, die die thermische Speicherung und die Speicherung durch Variation des Drucks verbindet. Sie weist sowohl die notwendigen Größenordnungen als auch einen guten Wirkungsgrad auf. Der Unterschied zur reinen Druckluftspeicherung (CAES) liegt in der Speicherung der Wärme, die durch die Komprimierung der Luft entsteht. Durch einen geeigneten thermischen Speicher kann Verlust dieser Wärme verhindert werden, indem sie beim Einspeichern auf das Speichermedium übertragen wird. Das Speichermedium selbst kann dann unter geringen thermischen Verlusten gelagert werden und die so konservierte Wärme beim Ausspeichern wieder an die komprimierte Luft abgegeben werden. Diese Form der Wärmespeicherung kann bei einem ACAES System Vorteile bieten [5].

Auch bei der Wandlung von elektrischem Strom in solar-thermischen Kraftwerken kann ein thermischer Energiespeicher die Flexibilität der Energieeinspeisung wesentlich erhöhen. Hier kommt zusätzlich zu tragen, dass die Wärme noch vor der Wandlung in elektrische Energie gespeichert werden kann und so durch das Einsparen eines Wandlungsprozesses ein höherer Gesamtwirkungsgrad des Prozesses möglich wird.

Thermische Energiespeicherung kann in kleinerem Maßstab auch in energieintensiven,

industriellen Prozessen eingesetzt werden, um ungenützte, im Prozess auftretende Abwärme durch kurzfristige Speicherung zu einem späteren Zeitpunkt wieder verfügbar zu machen. So wird bereits in metallurgischen Prozessen ein ähnliches System wie sandTES eingesetzt [12].

2.2. Grundzüge der Wirbelschichttechnik

Wird eine Feststoffschüttung entgegen der Erdbeschleunigung von einem Fluid durchströmt, so stellt sich ab einem charakteristischen Volumenstrom ein Phänomen ein, das als Wirbelschicht bezeichnet wird. Dieser Volumenstrom verursacht jene Gasgeschwindigkeit am Partikel, die die Partikel in die Schwebelage hebt. So entsteht eine Suspension aus Fluid und Partikel. Bezieht man diesen Volumenstrom auf den Querschnitt der Wirbelschicht, so erhält man die sogenannte Minimumfluidisierungs- oder Lockerungsgeschwindigkeit u_L . Sie markiert den Übergang vom Festbett zur Wirbelschicht. Charakteristisch ist dabei der Verlauf des Druckverlustes innerhalb der Schüttung. Vor Erreichen der Lockerungsgeschwindigkeit, also bei Durchströmen eines Festbettes, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Druck und Leerrohrgeschwindigkeit.

Ab der Lockerungsgeschwindigkeit hebt die Fluidisierung das Bett. Durch den dadurch vergrößerten Strömungsquerschnitt des Fluids, verringert sich die Geschwindigkeit am Partikel. Die Expansion des Bettes bei größer werdendem Volumenstrom gleicht damit die Geschwindigkeitsunterschiede des Fluids aus und es stellt sich ein stabiles Gleichgewicht zwischen Gewichtskraft des Partikels, der Luftwiderstandskraft und der Auftriebskraft ein. Der Druckverlauf nach der Lockerungsgeschwindigkeit ist in erster Näherung konstant.

Wird die Schüttung stärker fluidisiert, kann die Expansion des Bettes den größer werdenden Volumenstrom nicht mehr "dämpfen" und es werden erste Partikel ausgetragen. Man bezeichnet diesen Volumenstrom, wieder bezogen auf den Querschnitt der Wirbelschicht, als Austragungsgeschwindigkeit. Dieser Punkt ist schwer zu bestimmen, da er sehr stark von der Korngrößenverteilung der Schüttung abhängt.

Als Wirbelschicht bezeichnet man nun sämtliche Fluidisierungszustände, bei denen die Leerrohrgeschwindigkeit zwischen der Lockerungs- und der Schwebegeschwindigkeit liegt.

Um Wirbelschichtzustände besser einteilen zu können, wird das Geschwindigkeitsverhältnis u/u_L von Leerrohrgeschwindigkeit und Lockerungsgeschwindigkeit der Schüttung definiert.

Bei realen Schüttungen, deren Partikel sich in Masse und Form unterscheiden, ist die Lockerungsgeschwindigkeit nicht exakt zu bestimmen, da hier der Druckverlust nur langsam abflacht. Um dennoch einen eindeutigen Übergang zu erhalten, wird die Lockerungsgeschwindigkeit als Schnittpunkt des linearen Abschnittes des Druckverlustes im Festbett und des konstanten Abschnittes in der Wirbelschicht definiert. Bei gewissen Schüttungen kann auch eine Hysterese am Übergang zwischen Festbett und Wirbelschicht aufgrund von großen Haftkräften zwischen den Partikeln auftreten (Siehe Abbildung 2.2). Dies ist etwa bei Schüttungen geringer Korngrößen zu beobachten, da hier

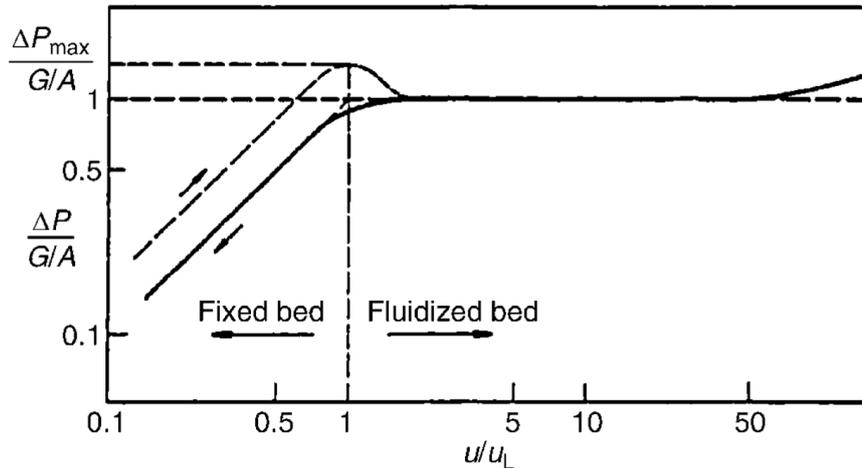


Abbildung 2.2.: Verhältnis des Druckverlusts ΔP zum hydrostatischen Druck der Sandssäule G/A über das Geschwindigkeitsverhältnis u/u_L , aus [13]

die Haftkräfte zwischen den Partikeln aufgrund der im Vergleich zum Volumen großen Oberfläche größeres Gewicht haben.

Eine Wirbelschichtanlage besteht immer aus zumindest folgenden Elementen:

Wirbelschichtbehälter Der Wirbelschichtbehälter bildet das Containment der Wirbelschicht. Er grenzt die Wirbelschicht nach außen ab.

Feststoffschüttung Der zu wirbelnde Feststoff befindet sich innerhalb des Wirbelschichtbehälters. Es ist dabei darauf zu achten, ob und wie einfach eine Schüttung fluidisierbar ist (Siehe dazu die Einteilung nach Geldart in Kapitel 2.2.2).

Verteilerboden Der Verteilerboden oder Düsenboden sorgt durch einen gewollten Druckverlust dafür, dass das Fluid gleichmäßig über die Wirbelschicht verteilt wird. Die korrekte Konstruktion des Verteilerbodens ist für die Stabilität der Wirbelschicht elementar, da bei zu geringem Druckverlust die unvermeidlichen Druckschwankungen in der Wirbelschicht zu ungleichmäßiger Durchströmung führen können.

Zuleitung der Fluidisierungsluft Der Verteilerboden wird mit der Fluidisierungsluft beaufschlagt. Dabei ist darauf zu achten, dass durch Unterschiede in der Zuleitung keine Druckunterschiede über den Verteilerboden auftreten und so die gleichmäßige Verteilung der Fluidisierungsluft über die Wirbelschicht verhindert wird.

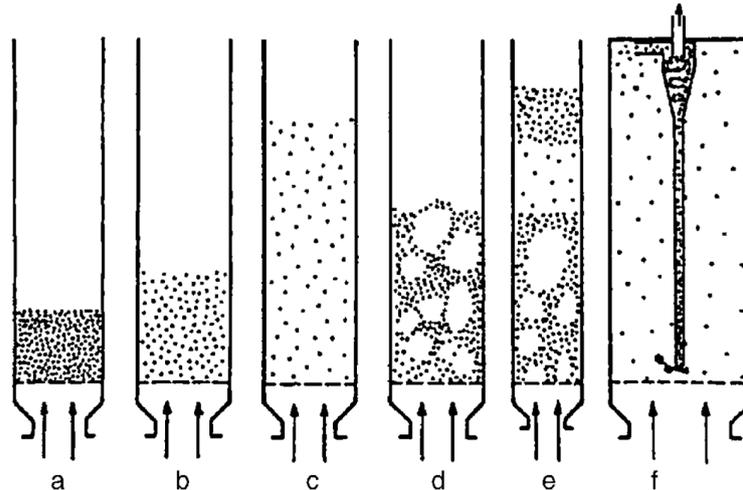


Abbildung 2.3.: Fluidisierungszustände einer Wirbelschicht, aus [13]

2.2.1. Fluidisierungszustände

Eine Wirbelschicht kann verschiedene Fluidisierungszustände annehmen. Abhängig vom Geschwindigkeitsverhältnis lassen sich diese unterschiedliche Phasen bestimmen.

Festbett Das Festbett, abgebildet in Abbildung 2.3.a, ist jener Fluidisierungszustand, der sich einstellt, bevor die Leerrohrgeschwindigkeit die Lockerungsgeschwindigkeit erreicht. Charakteristisch ist dabei, dass die Partikel ihre Position nicht ändern.

Wirbelschicht Bei Erreichen des Lockerungspunktes ist ein Expandieren des Bettes zu beobachten (Abbildung 2.3.b bzw. 2.3.c). Die Höhe ist dabei abhängig vom durchströmenden Fluid und der Schüttung. Die Partikel sind am Lockerungspunkt homogen über das Bett verteilt.

Erhöht man die Leerrohrgeschwindigkeit, stellt sich eine sogenannte blasenbildende Wirbelschicht ein (Abbildung 2.3.d bzw. 2.3.e). Das Bettmaterial wird dabei nicht ausgetragen, doch aufgrund der großen Teilchenbewegung verbinden sich die Leerräume der Schüttung zu Blasen. Die Partikel sind im fluidisierten Zustand sehr beweglich und reihen sich bei großen Gasgeschwindigkeiten in den Windschatten anderer Partikel. Dadurch agglomerieren sich die Partikel und erzeugen Leerräume.

Bei weiterem Erhöhen der Leerrohrgeschwindigkeit nähert man sich zunehmend der Austragungsgeschwindigkeit an. Dies hat zur Folge, dass zunächst vor allem kleinere Partikel bereits aus der Wirbelschicht ausgetragen werden (Siehe 2.3.f). Bei sogenannten zirkulierenden Wirbelschichten ist dem eigentlichen Wirbelschichtbehälter ein Zyklon zur Abscheidung der ausgetragenen Partikel nachgeschaltet. Diese werden im Anschluss der Wirbelschicht wieder zugeführt.

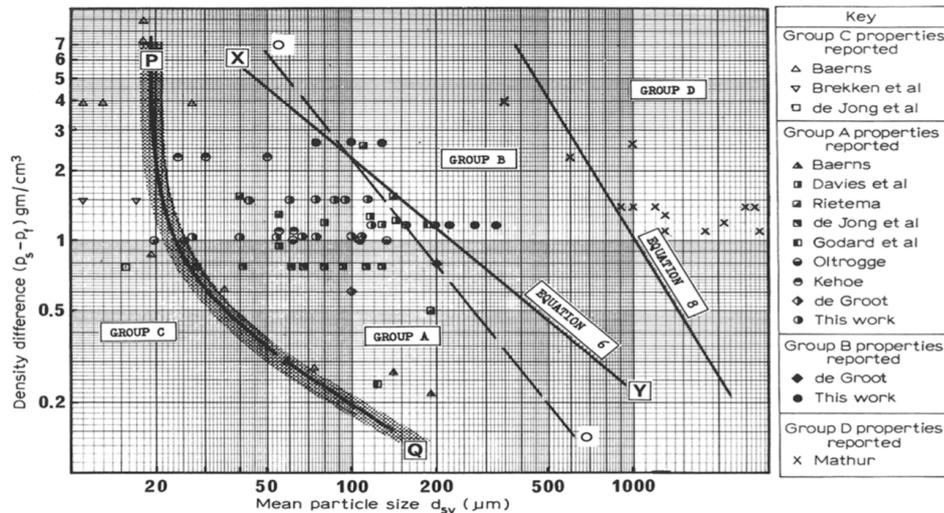


Abbildung 2.4.: Geldart Diagramm für Pulver, aus [4]

Pneumatischer Transport Bei deutlichem Überschreiten der Schwebegeschwindigkeit werden alle Partikel aus der Wirbelschicht ausgetragen, man spricht nun von pneumatischem Transport.

2.2.2. Partikelklassifizierung

Ob eine Schüttung eine Wirbelschicht ausbilden kann, hängt vor allem von den Partikeln der Schüttung ab. Neben Form und Dichte ist dabei vor allem der Partikeldurchmesser relevant. Die häufigste Einteilung der Schüttungen hinsichtlich ihres Fluidisierungsverhaltens ist jene nach Geldart [4]. Hier werden vier Gruppen von Schüttgütern gebildet, die sich in Dichte und Partikeldurchmesser unterscheiden. Nicht berücksichtigt wird dabei allerdings die Form der Partikel. In Abbildung 2.4 ist das in der Wirbelschichttechnik sehr gebräuchliche Geldart Diagramm dargestellt.

In der nachfolgenden Erläuterung der Geldart Gruppen wird von einem Dichteunterschied von 2000 bis 3000 $\frac{kg}{m^3}$ ausgegangen, welcher für eine Feststoff-Gas Wirbelschicht üblich ist. Die Partikel der einzelnen Gruppen lassen sich wie folgt charakterisieren:

Gruppe A Die Partikel der Gruppe A weisen die besten Fluidisierungseigenschaften auf. Bei einer Feststoff-Gas Wirbelschicht werden Körner mit Durchmessern zwischen 20 und 100 μm dieser Gruppe zugeordnet. In diesem Größenbereich sorgen Haftkräfte zwischen den Partikeln dafür, dass das Bett am Fluidisierungspunkt homogen expandiert und erst bei etwas höheren Fluidisierungsgeschwindigkeiten Blasen ausbildet.

Gruppe B Partikel werden der Gruppe B zugeordnet, wenn ihre Durchmesser zwischen 100 und 500 μm liegen. Die Kräfte, die zwischen den Partikeln auftreten, sind aufgrund der größeren Durchmesser und damit größeren Masse vernachlässigbar klein, wodurch bereits am Fluidisierungspunkt Blasen gebildet werden.

Gruppe C Sind die Partikel der Schüttung kleiner als $20 \mu m$, spricht man von Partikeln der Gruppe C. Hier überwiegen die Zwischenkornkräfte, wodurch es zu verstärkter Agglomeration bei Fluidisierung kommt. Es ist dadurch sehr schwer, diese Partikel stabil zu fluidisieren, da sie stark zum sogenannten Slugging, der Ausbildung von Gaskanälen in der Wirbelschicht, neigen.

Gruppe D Zur Gruppe D zählen alle Partikel mit Durchmessern über $500 \mu m$. Beim Fluidisieren werden hier keine Blasen mehr ausgebildet, die Luft durchströmt die Schüttung im Zentrum und sorgt dadurch für eine vertikale Umwälzung der Partikel. Dies kann erwünscht sein und durch konstruktive Maßnahmen unterstützt werden. Man spricht dann von einer sogenannten Sprudelschicht.

2.3. Aufbau und Komponenten eines sandTES Systems

Beim sandTES System handelt es sich um einen thermischen Energiespeicher. Es gehört zur Gruppe der sensiblen Wärmespeicher. Dies bedeutet, dass Wärme sensibel, ohne Phasenwechsel und deshalb unter Änderung der Temperatur eines Mediums durch Änderung seiner inneren Energie gespeichert wird. Dieses Medium ist im Fall des sandTES Systems gewöhnlicher Quarzsand. Die Vorteile dieses Materials liegen vor allem in der großen Verfügbarkeit, dem geringen Preis und der unproblematischen Handhabung. Außerdem weist Quarzsand eine hohe spezifische Wärmekapazität auf, wodurch die zur Speicherung einer Energieeinheit notwendige Masse gering ist.

In den letzten Jahren wurden bereits zahlreiche sensible Wärmespeichertechnologien entwickelt, die in unterschiedlichen Größenordnungen ausgeführt werden können. Als Beispiel sei hier der Betonwärmespeicher genannt. Dabei werden in einem Betonblock bei der Fertigung Rohrschlangen eingelegt, durch die ein Wärmeträgermedium strömt, das den Betonblock entweder abkühlt oder aufheizt.

Im Vergleich zu dieser und anderen Speichertechnologien weist das sandTES System eine Besonderheit auf. Hier wird nicht nur ein Medium, sondern sowohl das Wärmespeicher-, als auch das Wärmeträgermedium bewegt. Man spricht von einer aktiven Speichertechnologie. Der dadurch meist größere Energieaufwand während des Speicherprozesses soll durch eine höhere Flexibilität, größere Ein- bzw. Ausspeicherleistungen und einen besseren exergetischen Wirkungsgrad gerechtfertigt werden.

Eine solche aktive Speichertechnologie kann in einen Speicher und einen Wärmeübertrager getrennt werden. Während der Speicher in der Regel sehr einfach ausführbar ist, muss beim Wärmeübertrager darauf geachtet werden, die Regeln der Wärmeübertragertechnik zu beachten. Darin wird im Allgemeinen zwischen Gleich- und Gegenstromwärmeübertrager unterschieden. Dabei sind die Flussrichtungen der beiden Medien wesentlich, zwischen denen der Wärmeübergang stattfindet. Während beim Gleichstrom beide Medien in die selbe Richtung strömen, fließen sie beim Gegenstrom in entgegengesetzte Richtungen. Aus thermischen Überlegungen weist der Gegenstromwärmetauscher

einen besseren Wirkungsgrad auf. Der Temperaturwirkungsgrad, also das Verhältnis von realer und ideeller Austrittstemperatur des erwärmten Mediums, wird dann maximal, wenn beide Medien den selben Wärmekapazitätsstrom aufweisen. Der Wärmekapazitätsstrom entspricht dem Produkt aus Massenstrom und spezifischer Wärmekapazität. Das sandTES System verfügt über einen solchen Gegenstromwärmetauscher. Die Strömungsrichtungen in der Wirbelschicht sind in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt.

Die Bewegung des Sandes beim sandTES System erfolgt durch eine Wirbelschicht. Auch hier weist das sandTES System eine Besonderheit auf. Während in der Wirbelschichttechnik der erzwungener Feststofftransport meist vertikal erfolgt (vgl. Zirkulierende Wirbelschicht in der Kraftwerkstechnik), wird der Sand beim sandTES System horizontal durch die Wirbelschicht bewegt. Die bei einem vertikalen Transport notwendigen großen Leerrohrgeschwindigkeiten des Fluidisierungsgases wären für eine ökonomisch sinnvolle Nutzung als Wärmespeicher zu groß. Demgegenüber kann bei einem horizontalen Transport des Sandes die Fluidisierungsgeschwindigkeit knapp über dem Minimalwert gehalten werden. Dadurch verringert sich der Energieaufwand deutlich.

Der horizontale Transport des Sandes wird durch ein Phänomen der Wirbelschichttechnik, wodurch die Suspension aus Sand und Fluidisierungsluft flüssigkeitsähnliche Eigenschaften aufweisen. Darunter ist zu verstehen, dass die Feststoffschüttung, sobald die Fluidisierungsgeschwindigkeit überschritten wird, als Kontinuum betrachtet, Fließeigenschaften einer zähen Flüssigkeit aufweist. Dadurch gleicht die Suspension Druckgradienten in horizontaler Richtung aus. Dieser Vergleich ist nicht physikalisch exakt zu verstehen, da sich im Vergleich zu einer Flüssigkeit kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Schubspannung und Schergeschwindigkeit einstellt. Dennoch ist er zum einfachen Verständnis der Strömungsvorgänge in einer sandTES Wirbelschicht gut anwendbar.

Durch die Vielzahl an Freiheitsgraden bei der Konstruktion des Rohrbündels und den Parametern der Sandströmung weist das sandTES System eine hohe Flexibilität in Bezug auf die Wahl des Wärmeträgermediums auf. Wird von der systeminhärenten Forderung nach gleichen Wärmekapazitätsströmen, also dem Produkt aus Massenstrom und spezifischer Wärmekapazität, ausgegangen, so kann dieser bei unterschiedlichen Wärmeträgermedien durch eine entsprechende Konstruktion des Rohrbündels Rechnung getragen werden. Bei der Annahme einer idealen Wärmedispersion des Sandes im Querschnitt der Wirbelschicht ergibt sich so die Bedingung, dass bei Wärmeträgern mit großer Wärmekapazität der Strömungsquerschnitt gering und umgekehrt bei solchen mit geringer Wärmekapazität groß sein muss.

2.3.1. Wirbelschicht

Die Wirbelschicht des sandTES Systems erfüllt, wie in den vorangegangenen Erläuterungen beschrieben, die Funktion eines Gegenstromwärmeübertragers. Um dieser Funktion Rechnung tragen zu können, muss der Wirbelschichtbehälter derart konstruiert sein, dass die Querschnittsflächen für die Sand- und die Wärmeträgerströmung in einem von den Wärmekapazitätsströmen bestimmten Verhältnis stehen. Der Gegenstrom auf Sandseite wird durch einen Höhenunterschied innerhalb der Sandschüttung erzeugt. Zur bildlichen Vorstellung wird sei erneut auf den Vergleich mit einer zähen Flüssigkeit verwiesen. In

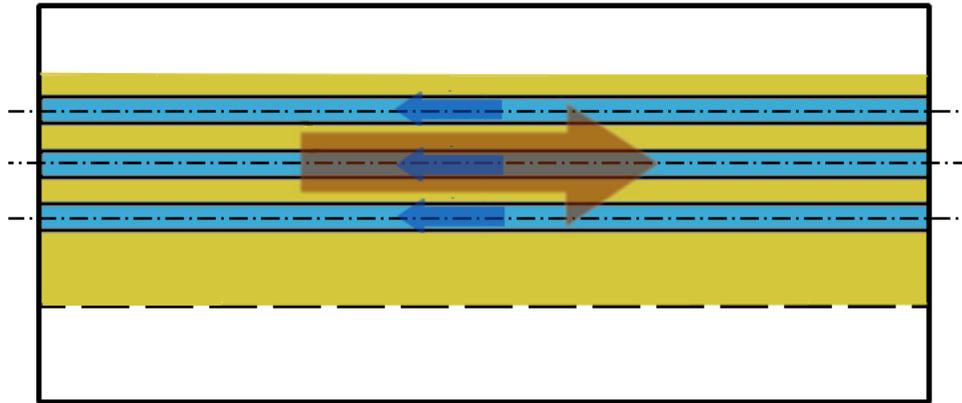


Abbildung 2.5.: Massenstromrichtungen in einer sandTES Wirbelschicht. Der Sand ist hier ocker, seine Flussrichtung symbolisiert der rote Pfeil. Das Wärmeträgermedium ist blau und seine Flussrichtung durch blaue Pfeile dargestellt. Die gestrichelte Linie unterhalb der Schüttung symbolisiert den Verteilerboden. Durch ihn strömt die Fluidisierungsluft vertikal durch die Wirbelschicht.

einem Behälter befindet sich eine zähe Flüssigkeit. Wenn nun lokal weitere Flüssigkeit eingebracht und an einer anderen Stelle abgezogen wird, stellt sich ein horizontaler Höhenunterschied ein.

Um die Fluidisierungsluft wieder abführen zu können, benötigt der Wirbelschichtbehälter am oberen Ende dafür vorgesehene Auslässe. Die Fluidisierungsluft ändert ihre Temperatur beim Durchströmen des Sandes durch den hohen Austausch zwischen Feststoff und Gas, der für eine Wirbelschicht charakteristisch ist. Um dadurch keine unnötig hohen Wärmeverluste zu verursachen, muss die Fluidisierungsluft vorgewärmt werden. Dies erfolgt durch einen Rekuperator, der die Wärme der austretenden Luft auf die eintretende Luft überträgt. Weiters muss der Wirbelschichtbehälter staubdicht ausgeführt werden, um zu verhindern, dass feiner Staub, der durch Abrasion der einzelnen Körner entsteht, in die Umgebung austreten kann.

Das Containment muss nach außen thermisch isoliert sein, um die Verluste durch Strahlung und Konvektion an den Außenwänden gering zu halten.

2.3.2. Verteilerboden

Für die horizontale Sandströmung ist der durch die lokal eingebrachte Sandmasse erzeugte Höhenunterschied wesentlich. Durch diesen Höhenunterschied wird durch unterschiedliche Sandhöhen ein horizontaler Druckgradient über dem Verteilerboden erzeugt. Dieser bewirkt die erwünschte horizontale Sandströmung.

Gleichzeitig verursacht dieser eine über seine Länge unterschiedliche Druckbelastung

des Verteilerbodens. An Stellen mit großen Sandhöhen ist der Druck größer als an solchen mit geringen Sandhöhen. Diese Ungleichverteilung kann dazu führen, dass die Fluidisierungsluft bevorzugt durch jene Gebiete strömt, die einen geringen Gegendruck aufweisen. Im schlimmsten Fall droht das Bett an den hohen Seiten der Wirbelschicht gar gänzlich zusammenzufallen. Erschwerend kommt hier hinzu, dass eine sandTES Wirbelschicht bei sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten betrieben wird.

Um dieses Zusammenfallen der Wirbelschicht zu verhindern und den Fluidisierungsmassenstrom gleichmäßig auf die Sandschüttung zu verteilen, ist im Zuge des sandTES Projekts eine Verteilerbodenkonstruktion entwickelt worden, die horizontale Druckunterschiede ausgleichen kann.

2.3.3. Rohrbündel

Das Rohrbündel und seine Konstruktion sind beim sandTES System in Hinblick auf das eingesetzte Wärmeträgermedium determinierend. Die Wahl des Strömungsquerschnittes eines Rohrbündels hängt eng mit den Stoff- und Strömungseigenschaften des Mediums zusammen, etwa der spezifischen Wärmekapazität und der maximal bzw. minimal zulässigen Strömungsgeschwindigkeit. Es ist schwer möglich, ein Rohrbündel für Wärmeträgermedien auszulegen, deren Eigenschaften stark unterschiedlich sind.

Ist das Wärmeträgermedium jedoch bekannt, ermöglicht eine passende Konstruktion des Rohrbündels eine sehr flexible Einstellung der für den Betrieb relevanten Parameter.

2.3.4. Bunker

Um die in der Wirbelschicht auf den Sand übertragene Wärme zu speichern, wird der Sand nach Austritt in Bunkern gelagert. Damit befindet sich an jedem Ende der Wirbelschicht ein Bunker, einer mit heißem und einer mit kaltem Sand. Soll Wärme im System gespeichert werden, wird der Sand aus dem kalten Bunker in die Wirbelschicht eingebracht. Gleichzeitig strömt heißes Wärmeträgermedium durch das Rohrbündel, jedoch im Gegenstrom (siehe Abbildung 2.5). Während der Sand die Wirbelschicht horizontal durchwandert, wärmt er sich auf und wird am anderen Ende als heißer Sand im heißen Bunker gelagert (Siehe dazu Abbildung 2.1). Soll Wärme vom System abgegeben werden, drehen sich die Strömungsrichtungen entsprechend um.

Dabei kommt dem System zugute, dass eine nicht fluidisierte Sandschüttung eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit aufweist. Wenn die Bunker zusätzlich noch nach außen thermisch isoliert sind, ist der Speicherverlust vernachlässigbar klein, vor allem, da die Dauer eines Zyklus bei den angestrebten Anwendungsbereichen vergleichsweise gering sein wird (z.B. maximal 8-10 Stunden bei einer Anwendung als Speicher in solar-thermischen Kraftwerken).

Die Bunker müssen konstruktiv so ausgelegt sein, dass der in die Wirbelschicht eingebrachte Sandmassenstrom eine möglichst konstante Korngrößenverteilung aufweist. Andernfalls könnten der Betrieb und die thermischen Eigenschaften der Wirbelschicht beeinträchtigt werden.

Um den Sand von der Wirbelschicht in die Bunker zu befördern, kann auf verschiedene, bereits bekannte Verfahren zur Förderung von Schüttgütern zurückgegriffen werden. Diese müssen gegenüber hohen Sandtemperaturen resistent sein. Weiters sollten sie staubdicht zu fertigen sein und einen möglichst geringen Eigenverbrauch aufweisen.

2.3.5. Einbauten

Um die Sandströmung beim Rohrbündel zu halten, und so die Wärmeübertragung zwischen Sand und Wärmeträgermedium zu maximieren, ist es notwendig, durch Einbauten den Sand im oberen Bereich der Wirbelschicht ein Hindernis entgegenzusetzen. Die ungehinderte Sandströmung neigt dazu, im oberen Bereich deutlich schneller zu fließen als im unteren Bereich. Es ist zu erwarten, dass solche Strömungsverhältnisse stark negative Auswirkungen auf die thermischen Eigenschaften des Systems haben, da sich zum einen im oberen Bereich der Wirbelschicht kein Rohrbündel befindet. Zum anderen ist es zwingend erforderlich, dass die Strömung eine Pfropfenströmung ausbildet, um an allen Stellen des Rohrbündels den gleichen Wärmeübergang durch gleiche Temperaturen zu ermöglichen. Ist die Temperaturverteilung im Querschnitt nicht homogen, so ist ein verringerter exergetischer Wirkungsgrad zu befürchten.

Diese Einbauten, die dies verhindern sollen, werden als *Baffles* bezeichnet. Sie stellen ein Hindernis für die Sandströmung im oberen Bereich dar und drängen so den Sand vom oberen Bereich gegen die Gasströmung nach unten.

Der Einfluss dieser Baffles auf die Sandschüttung ist ein zentraler Punkt in den Simulationen zu dieser Arbeit und wird an späterer Stelle (Kapitel 3.3.8) genauer untersucht.

Weitere Einbauten dienen dazu, die Gasströmung zu beeinflussen. Sie werden als *Winkelbleche* bezeichnet und sollen verhindern, dass die Gasströmung an der Wand am Rohrbündel vorbei nach oben steigt und damit die homogene Fluidisierung der Wirbelschicht verhindert ist. Diese Winkelbleche sind an jenen Stellen montiert, an denen das versetzte Rohrbündel eine geringere Rohranzahl in horizontaler Ebene aufweist, und sollen die so entstehende Lücke zwischen Wand und Rohrbündel schließen.

3. Simulationen

Es wird versucht, mit Simulationen, die mit Hilfe der CFD Software Barracuda durchgeführt worden sind, die Ergebnisse der Experimente darzustellen. Dies soll zum einen die von Barracuda gefundenen Lösungen validieren und zum anderen durch weiterführende Berechnungen Aufschlüsse für die weiteren Experimente bieten. Aus bestimmten Gründen kam es bei der Konstruktion der Versuchsanlage immer wieder zu unvorhersehbaren Verzögerungen, wodurch die Simulationen meist vor den Experimenten durchgeführt worden sind. Weil im Rahmen des sandTES Projekts als Forschungsprojekt das Hauptaugenmerk immer wieder verschoben worden ist und so konstruktive Rahmenbedingungen angepasst worden sind, stimmen die Parameter zwischen Versuch und Simulation nicht immer überein. Da die Unterschiede jedoch gering sind, werden die Ergebnisse qualitativ dennoch verglichen.

Des Weiteren ist während den Simulationen, die im Zuge dieser Diplomarbeit durchgeführt worden sind, Barracuda auf den Servern des Instituts von Version v10 auf Version v15.1 erneuert worden. Dadurch kann es zu unterschiedlichen graphischen Auswertungen der Ergebnisse kommen. Zudem kann auf die, in der neuen Version behobenen Fehler (Bugs) nicht weiter eingegangen werden, da eine neue Berechnung der Simulationen von Barracuda v10 mit Barracuda v15.1 aus zeitlichen Gründen nur teilweise durchgeführt worden ist.

3.1. Minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit

Das erste Anwendungsfeld von Barracuda Simulationen ergibt die Ermittlung der minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit des in den Experimenten verwendeten Sandes. Dies ist zudem eine gute Gelegenheit, die von Barracuda ermittelten Ergebnisse mit realen Versuchen zu vergleichen und so erste Eindrücke von der Tauglichkeit des Algorithmus zur Berechnung von dichten Partikelströmungen.

3.1.1. Einleitung

In Abschnitt 2.2 ist bereits beschrieben worden, dass die Fluidisierungsgeschwindigkeit ein Maß für den Fluidisierungszustand einer durchströmten Schüttung darstellen kann. Der Übergang zwischen Festbett und Wirbelschicht wird durch die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit oder Lockerungsgeschwindigkeit u_L charakterisiert. Sie hängt unter anderem von der Porosität am Lockerungspunkt und der Korngröße ab.

Charakteristisch für das Erreichen der Lockerungsgeschwindigkeit ist die Änderung des Verlaufs des Druckverlustes (Siehe Abbildung 2.2). Der Druckverlust durch ein Festbett

kann für kleine Werte der Reynoldszahl ($Re < 1$, laminare Strömung) nach der Carman-Kozeny Gleichung berechnet werden.

$$\frac{\Delta p}{H} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu u}{d_{sv}} \quad (3.1)$$

Aufgrund der geringen Durchmesser der Partikel und der geringen Fluidisierungsgeschwindigkeit ist bei einer sandTES Wirbelschicht davon auszugehen, dass dieser Bereich der Reynoldszahl beim Betrieb als Festbett nicht verlassen wird. Gleichung (3.1) zeigt, dass bei laminarer Durchströmung einer Feststoffschüttung der Druckverlust linear von der Fluidgeschwindigkeit abhängt. Diese Gleichung hat jedoch nur Gültigkeit, solange der Zustand des Festbettes nicht verlassen wird, die Fluidgeschwindigkeit also geringer als die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit ist (Siehe dazu Abbildung 2.2).

Der Druckverlust durch eine Wirbelschicht kann durch ein Kräftegleichgewicht ermittelt werden. Ist die durch die Strömung an den Partikel verursachte Widerstandskraft gleich der Gewichtskraft weniger der Auftriebskraft aller Partikel, geht das Festbett in die Wirbelschicht über. Für den Druckverlust gilt also folgender Zusammenhang

$$\Delta p = H \cdot g \cdot (\rho_P - \rho_f)(1 - \varepsilon) \quad (3.2)$$

Man sieht, dass der Druckverlust in der Wirbelschicht nunmehr von der Fluidisierungsgeschwindigkeit unabhängig ist.

Um die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit zu ermitteln, kann nun davon ausgegangen werden, dass diese erreicht wird, sobald der Druckverlust in Gleichung (3.1) gleich jenem aus Gleichung (3.2) ist. Also beschreibt der Schnittpunkt dieser beiden Geraden den Punkt $P(u_L, \Delta p)$ (Siehe Abbildung 2.2).

Reale Schüttungen, besonders solche mit geringen Korngrößen, neigen dazu, beim Übergang von Festbett zur Wirbelschicht eine Hysterese auszubilden (Siehe Kapitel 2.2). Um dennoch eine allgemein gültige Lockerungsgeschwindigkeit zu erhalten, wird diese per definitionem erst beim Zusammenfallen des Bettes gemessen.

3.1.2. Berechnung mittels empirischer Gleichung

Die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Gleichung (3.2) beschreibt den Druckverlust, den eine Wirbelschicht bei der Gasströmung verursacht exakt. Da jedoch die Porosität am Lockerungspunkt nur sehr schwer bestimmbar ist, kann jene Gleichung zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit nur selten verwendet werden.

Um auch ohne Versuche eine Aussage über die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit treffen zu können, ist in der Vergangenheit versucht worden, eine auf experimentellen Daten basierende, empirische Gleichung zu finden, die die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit beschreibt. Die folgende Gleichung liefert für $0,001 < Re < 4000$ gute Ergebnisse für verschiedene Korngrößen und Materialien.

$$u_L = \frac{\mu}{\rho g d_{sv}} \left[\sqrt[2]{33,7^2 + 0,0408 \cdot Ar} - 33,7 \right] \quad (3.3)$$

Dabei gilt für die Archimedeszahl Ar

$$Ar = \frac{\rho_g d_{sv}^3 (\rho_p - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (3.4)$$

Setzt man in die Gleichung Werte des Sandes, der in einem sandTES System verwendet wird, ein, so erhält man für die Archimedeszahl bzw. die Lockerungsgeschwindigkeit folgende Werte:

Archimedeszahl	Ar	68,1
Lockerungsgeschwindigkeit	u_L	0,7 cm/s

Die eingesetzten Werte sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

3.1.3. Ermittlung mittels Experimenten

Im Zuge der Arbeiten am sandTES Projekt ist die Lockerungsgeschwindigkeit des verwendeten Sandes auch experimentell ermittelt.

Die dazu verwendete Anlage besteht aus einem 1m hohen, zylindrischen Wirbelschichtbehälter aus Plexiglas, der bei einem absoluten Druck von 750 bis 850 mbar von unten fluidisiert wird. Der niedrige Druck wird deshalb gewählt, um die geringere Dichte aufgrund der höheren Temperaturen der Fluidisierungsluft in einer realen sandTES Anlage nachzustellen. Der Verteilerboden besteht aus einer Blechplatte mit Bohrungen von 0,6 mm Durchmesser. Nicht fluidisiert ist die Schüttung 25 cm hoch.

Die Druckmessung erfolgt knapp oberhalb des Verteilerbodens und deutlich über der Schüttung im Freeboard.

Die Ergebnisse der Experimente sind in Abbildung 3.1 ersichtlich. Die Vorgehensweise und der Versuchsaufbau ist in [7] genauer beschrieben.

3.1.4. Simulation der minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit

Modell

Physikalisches Modell Als Modell der Simulation wird ein Quader gewählt, da zum einen die Randeffekte für die Ermittlung der Fluidisierungsgeschwindigkeit vernachlässigbar sind und zum anderen, da diese Form der sandTES Wirbelschicht besser entspricht. Der zylindrische Wirbelschichtbehälter bei den experimentellen Versuchen ist aufgrund der hohen statischen Belastung durch den im Betrieb herrschenden Unterdruck gewählt worden.

Außerdem werden auch die anschließenden Versuche zur fluchtenden bzw. versetzten Anordnung der Rohrbündel in der Wirbelschicht mit einem Modell mit rechteckigem Querschnitt durchgeführt. Auch hier liegt der Grund in der Orientierung am sandTES-System.

Korngröße	d_{sv}	90	μm
dynamische Viskosität	μ_L	18,2	$\mu Pa \cdot s$
Dichte der Luft	ρ_g	1,19	kg/m^3
Dichte eines Partikels	ρ_P	2650	kg/m^3
Erdbeschleunigung	g	9,81	m/s^2

Tabelle 3.1.: Stoffwerte zur Berechnung der Lockerungsgeschwindigkeit u_L

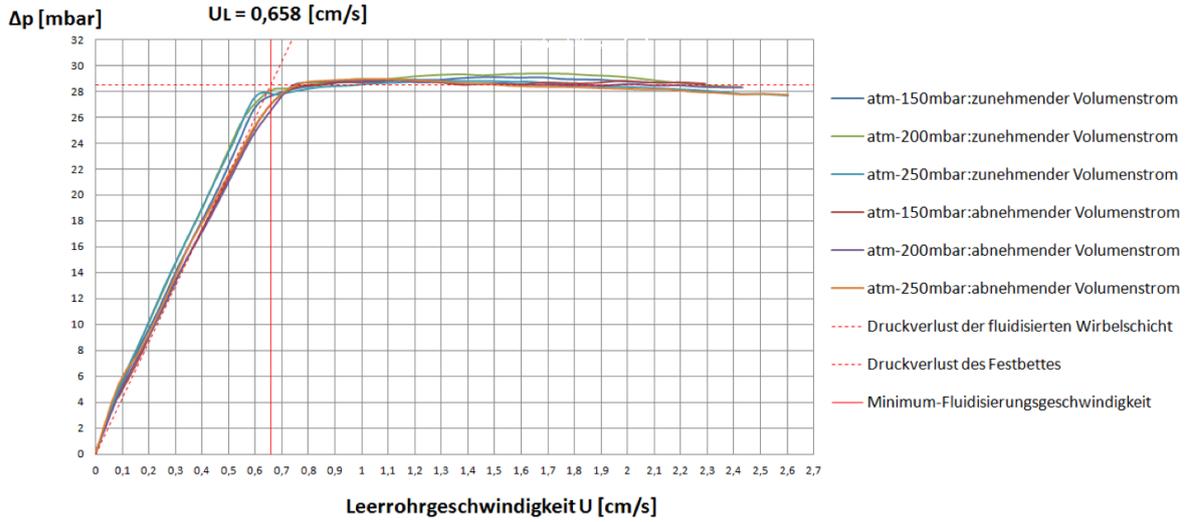


Abbildung 3.1.: Verlauf des Druckverlustes Δp bezogen auf die Fluidisierungsgeschwindigkeit u_L . Aus [7].

Der in den Simulationen zur minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit verwendete Quader hat eine quadratische Grundfläche mit einer Kantenlänge von $a = 180mm$ und eine Höhe von $h = 1000mm$ (Siehe A.1).

Es werden Partikel aus Quarzsand, SiO_2 , verwendet, die eine ähnliche Korngrößenverteilung aufweisen wie jene, die bei den Experimenten verwendet werden. Siehe dazu Abbildung 3.2.

Die Sphärizität der Partikel spielt in der Simulation keine Rolle, da als Drag Model jenes von Wen und Yu verwendet wird (Siehe Kapitel 1.1.3). Das Drag Model beschreibt den Widerstandskoeffizient D_P der Partikel gegen eine Strömung. Dieser Widerstandskoeffizient geht über Gleichung (1.15) in die Berechnung der Simulation ein.

In Barracuda wird dieses Modell angepasst. Neben der Reynoldszahl geht dabei auch der Fluidvolumenanteil ein. Für verschiedene Bereiche der Reynoldszahl gibt es verschiedene Korrelationen:

$$D_P = 0,375 \cdot C_D \frac{\rho_f |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_P|}{\rho_P r_P} \quad (3.5)$$

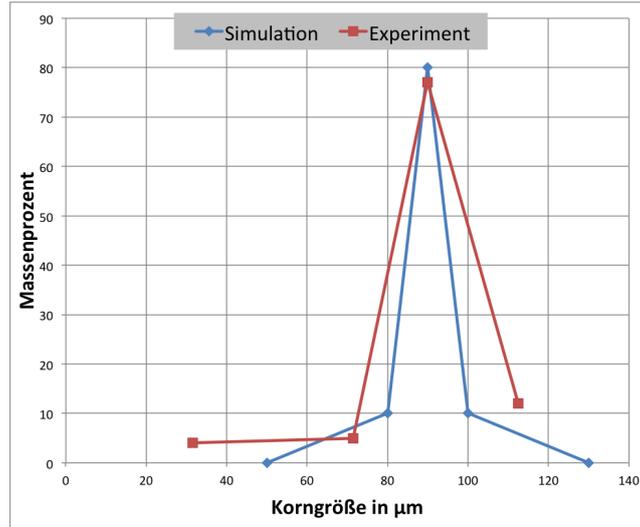


Abbildung 3.2.: Korngrößenverteilungen des verwendeten Sandes in Experiment und Simulation. Die Werte für den Sand, der bei den Experimenten verwendet wurde, stammen aus [7].

Dabei gilt für C_D :

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re} \cdot \theta_f^{-2,65} & Re < 0,5 \\ \frac{24}{Re} \theta_f^{-2,65} (1 + 0,15 \cdot Re^{0,687}) & 0,5 \leq Re \leq 1000 \\ 0,44 \cdot \theta_f^{-2,65} & Re > 1000 \end{cases} \quad (3.6)$$

mit

$$Re = \frac{2\rho_f r_P |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_P|}{\mu_f} \quad (3.7)$$

Die maximale Feststoffkonzentration des verwendeten Sandes ist $\theta_{P,max} = 0.58$.

Numerisches Modell Das Rechengbiet des numerischen Modells wird mit einem gleichmäßigen Gitter abgebildet, das folgende Spezifikationen aufweist:

Zellen in x-Richtung	12
Zellen in y-Richtung	12
Zellen in z-Richtung	67
Gesamtanzahl der realen Zellen	9648

Diese eher geringe Anzahl an Zellen ist möglich, da das Rechengbiet sehr einfach und klein ist. Das daraus resultierende numerische Gitter gewährt eine sehr robuste Simulation. Die entsprechenden Parameter (z.B. Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl CFL) weisen während der gesamten Simulation eher niedrige Werte auf. Da die Simulation allerdings in zufriedenstellender Zeit durchgeführt wird, wird auf ein Anpassen des Zeitschritts

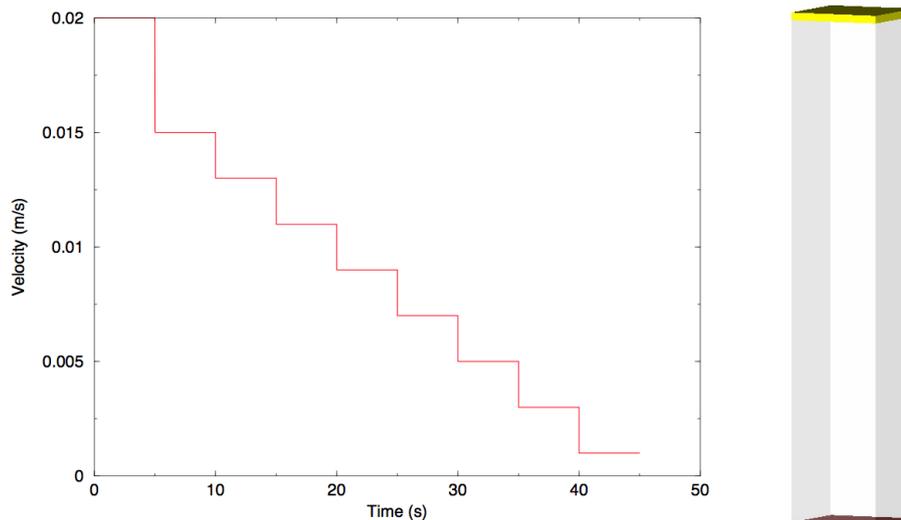


Abbildung 3.3.: *Links:* Verlauf der Flussrandbedingung FBC01. *Rechts:* Randbedingungen der Simulation. Gelb stellt die Druckrandbedingung, rot die Flussrandbedingung dar.

verzichtet. Der gewählte Zeitschritt beträgt $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, die Simulation war nach knapp 20 Minuten abgeschlossen.

Die Simulation wird isotherm bei 300 K durchgeführt.

Anfangs- und Randbedingungen der Simulation

Anfangsbedingungen Als Anfangsbedingungen werden zum einen die Partikelanfangsbedingung, zum anderen eine Fluidanfangsbedingung definiert.

Die *Partikelanfangsbedingung* wird so gesetzt, dass die anfängliche Schütthöhe $h_P = 550 \text{ mm}$ beträgt.

Der Sand wird dabei als dichte Packung initialisiert und in einem ersten Schritt gehoben. Dieses Hochfahren ist notwendig, um numerische Unschärfen, die durch eine Initialisierung des Systems bei geringeren Volumenanteilen entstehen können, zu verhindern. Es ist außerdem bedingt durch die Konsistenz mit den Experimenten, wo dieses Hochfahren allerdings den Zweck der Verminderung des Einflusses von Haftkräften zwischen den Partikeln auf die Ermittlung der minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit hat (Siehe 2.2).

Durch die *Fluidanfangsbedingung* wird das zum Zeitpunkt $t = 0$ im Modell befindliche Fluid definiert. Hier wird als Fluid Luft mit einem Druck von $p_0 = 1 \text{ bar}$ definiert.

Randbedingungen Als Randbedingungen werden eine Fluidrandbedingung am gesamten Boden des Modells und eine Druckrandbedingung an der gesamten Deckfläche definiert.

Die *Fluidrandbedingung* definiert die Einströmgeschwindigkeit des Fluids. Es wird zunächst mit hoher Geschwindigkeit das Bett gehoben. Diese Geschwindigkeit liegt deutlich

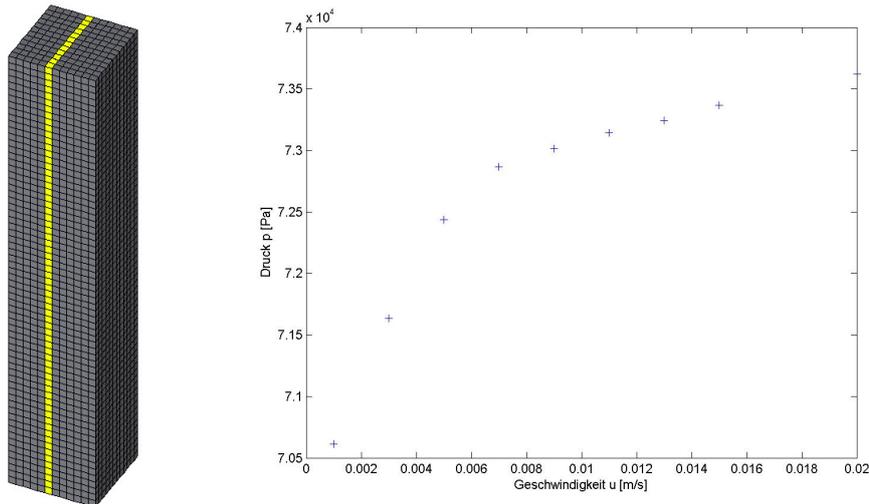


Abbildung 3.4.: *Links*: Aufzeichnungsebene (gelb), *Rechts*: Verlauf des Drucks in Abhängigkeit der Leerrohrgeschwindigkeit.

über der erwarteten minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit und dient dazu, ähnliche Bedingungen wie beim Experiment zu schaffen. Es ist nicht davon auszugehen, dass bei der Simulation eine Hysterese, wie sie in der Realität auftritt, zu beobachten ist, da keine Haftkräfte zwischen den Partikeln berücksichtigt werden. Dennoch wird aus Gründen der Konsistenz, aber auch, weil so numerische Fehler durch Stellen nahe $\theta_{P,max}$ vermieden werden können, so vorgegangen. Der Verlauf der Fluidgeschwindigkeit ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Die Stufen werden gewählt, da sich das System nach der Geschwindigkeitsabsenkung einschwingen muss, bevor ein konstanter Druck gemessen werden kann.

Die *Druckrandbedingung* wird in Anlehnung an die Experimente mit $p = 700\text{mbar}$ gewählt.

Datenaufzeichnung und Datenauswertung

Die zur Ermittlung der minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit notwendigen Daten werden zum einen durch den Verlauf der Flussrandbedingung erhalten. Zum anderen wird über die sogenannte 2D Plot Data Funktion der Druckverlauf über eine Ebene, die parallel zur yz-Ebene ist, aufgezeichnet. Die ermittelten Daten müssen anschließend weiter verarbeitet werden. Die 2D Ebene, auf der der Druckverlauf aufgezeichnet wird ist in Abbildung 3.4 ersichtlich.

Die ermittelten Daten werden anschließend mit MATLAB ausgewertet. Dabei werden in einem ersten Schritt die festgehaltenen Werte horizontal gemittelt. Der dadurch erhaltene Datensatz ist in Abbildung 3.5 am Beispiel des Drucks dargestellt. Dabei ist der Druck als Funktion der Zeit zu sehen.

Um das gewünschte Diagramm - der Druck als Funktion der Leerrohrgeschwindigkeit - zu erhalten, wird der Verlauf der Flussrandbedingung mit den mit den aufgearbeiteten

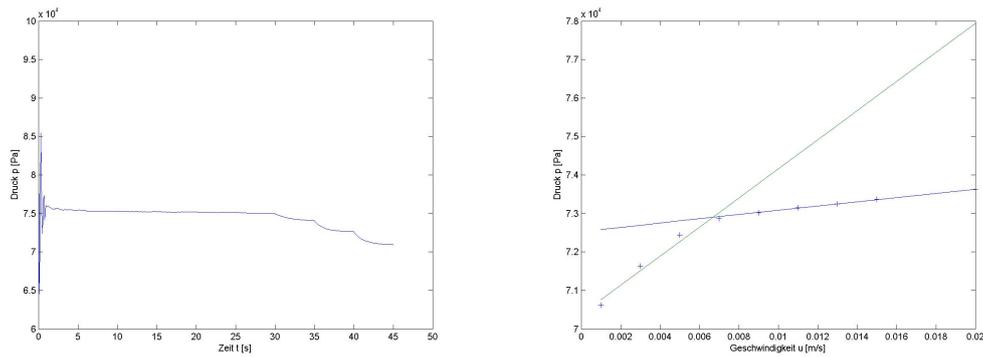


Abbildung 3.5.: *Links: $p(t)$, horizontal gemittelt, Rechts: $p(u)$*

Daten mit Hilfe eines weiteren MATLAB Codes verglichen. Dabei werden die letzten 20 Zeitschritte jeder Geschwindigkeit gemittelt und als konstanter Wert einer Geschwindigkeit zugeordnet. Im letzten Schritt werden zwei Regressionsgeraden - je eine für den Festbett- und Wirbelschichtbereich - gebildet und der Schnittpunkt ermittelt. (Siehe Abbildung 3.5) Die Lockerungsgeschwindigkeit beträgt dabei $0,67\text{cm/s}$. Sämtliche Daten werden bei einer Höhe von $0,275\text{m}$ über dem Verteilerboden ausgewertet. Diese Höhe ist gewählt worden, da zum einen die Druckschwankungen über dem Verteilerboden etwas gedämpft werden, das Drucksignal selbst jedoch noch groß genug ist.

Analyse

Lockerungsgeschwindigkeit Der Verlauf des Drucks über der Leerrohrgeschwindigkeit (Siehe Abbildung 3.4) deckt sich auf den ersten Blick gut mit den Erwartungen einer konstanten Steigung im Festbettbereich und eines konstanten Drucks im Wirbelschichtbereich.

Es ist dabei allerdings anzumerken, dass die Regressionsgerade (Siehe Abbildung 3.5) des Festbettbereiches den Nullpunkt nicht schneidet, sondern eine vertikale Verschiebung aufweist.

Grund dafür kann zum einen ein unzureichend gesetztes Bett sein. Dabei ist der Übergangszustand noch nicht verlassen. Die Wahl der Flussrandbedingung bzw. deren kleinster Leerrohrgeschwindigkeit ist dabei entscheidend. Mit $0,01\text{cm/s}$ liegt dieser Wert jedoch deutlich unter der durch Experiment und Berechnung ermittelten minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit.

Ein weiterer Grund können zu wenige Datenpunkte im Festbett sein. Jeder Datenpunkt benötigt in der Simulation 5s . Diese Zeit ist notwendig, um ein Einschwingen des Bettes zu gewährleisten. Ersichtlich ist dies in Abbildung 3.5, links. Die einzelnen Stufen können erst bei konstantem Druck als eingependelt betrachtet werden. In der vorliegenden Simulation sind vier Datenpunkte im Festbett aufgenommen worden. Dabei stellt sich vor allem im Übergangsbereich die Frage, welcher Datenpunkt zum Festbett und welcher zum Wirbelschichtbereich zu zählen ist. Dies kann großen Einfluss auf die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit haben. Werden zum Beispiel in der Simulation nur

die letzten drei Datenpunkte zum Festbett gerechnet, so ergibt sich nur eine minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit um $0,5\text{cm/s}$. Es ist überdies davon auszugehen, dass die Regressionsgerade durch die geringe Anzahl an Datenpunkten statistische Ungenauigkeiten aufweist.

Außerdem weist die Regressionsgerade der Wirbelschicht eine Steigung auf. Auch hier könnten zu wenige Datenpunkte dieses Problem verursachen.

Des weiteren könnte dieser Effekt durch Reibung der Strömung an den Körnern entstehen. Diese Reibung ist direkt proportional zur Strömungsgeschwindigkeit und wird demnach immer größer. Im Experiment ist dieser Effekt nicht zu beobachten, da er bei niedrigen Geschwindigkeiten sehr gering ist und durch die Fluktuationen des Drucks in der Wirbelschicht schwer nachzuvollziehen ist.

Die mit Hilfe der Regressionsgeraden ermittelte Lockerungsgeschwindigkeit liegt mit $0,67\text{cm/s}$ nur knapp über der durch Experimente ermittelten ($0,658\text{cm/s}$, Siehe Kapitel 3.1.3). Ebenso scheint die Berechnung mittels Gleichung gute Ergebnisse zu liefern (Siehe Tabelle 3.2).

	u_L
Gleichung	$0,7\text{cm/s}$
Experiment	$0,658\text{cm/s}$
Simulation	$0,67\text{cm/s}$

Tabelle 3.2.: Ergebnisse von Gleichung, Experiment und Simulation.

Es bleibt anzumerken, dass diese gute Übereinstimmung trotz der leicht unterschiedlichen Bedingungen in Simulation und Experiment zustande gekommen ist. Die Probleme bei der Ermittlung des Schnittpunktes der Geraden des Festbetts und der Wirbelschicht im Druckdiagramm wurden weiter oben bereits erörtert und können Grund dieser Ungenauigkeit sein.

Druckverlust über das Bett Mit den erfassten Daten lässt sich auch der Druckverlust über das Bett darstellen (Siehe Abbildung 3.6). Dieser lineare Verlauf deckt sich sehr gut mit den Literaturwerten und ist mit Gleichung (3.2) nachvollziehbar, da zu diesem Zeitpunkt noch der Zustand der Wirbelschicht vorherrscht. Es zeigt sich jedoch, dass bei allen Datenpunkten, sowohl im Wirbelschicht- als auch im Festbettbereich, qualitativ ähnliche Verläufe zu beobachten sind.

Analysiert man Gleichung (3.2), erhält man für eine beliebige Höhe h der Wirbelschicht folgende Gleichung für den Druck $p(h)$

$$p(h) = p_0 + \Delta p = p_0 + K \cdot (h_{Bett} - h) \quad (3.8)$$

Mit

$$K = g \cdot (\rho_P - \rho_g)(1 - \varepsilon) \quad (3.9)$$

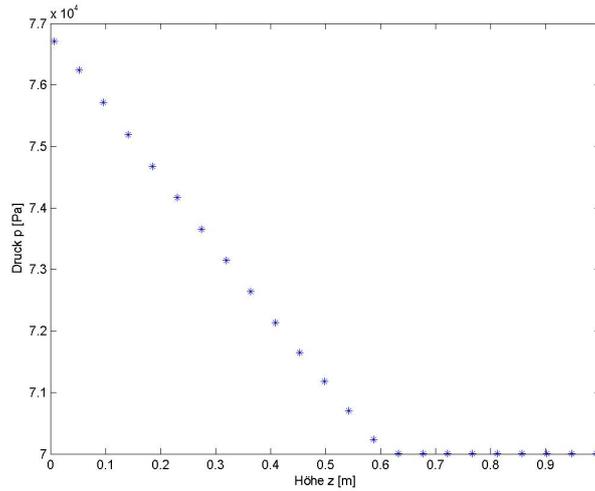


Abbildung 3.6.: Druckverlust über das Bett bei 20s bzw. einer Leerrohrgeschwindigkeit von $0,011m/s$.

Dabei ist p_0 jener Druck, der im Freeboard herrscht, in der Simulation $0,7bar$. h_{Bett} beschreibt die Höhe des fluidisierten Bettes. Die Unabhängige h beschreibt die Höhe des fluidisierten Bettes vom Verteilerboden ausgehend bis zum oberen Ende des Bettes.

Berechnet man nun die Steigung nach der Gleichung und vergleicht diese mit der Regressionsgeraden für die Datenpunkte der Simulation, so erhält man folgende Ergebnisse.

	Berechnung	Simulation
Steigung	$1,0395 \cdot 10^4 Pa/m$	$1,1066 \cdot 10^4 Pa/m$
Versetzung	$7 \cdot 10^4 Pa$	$7 \cdot 10^4 Pa$

Tabelle 3.3.: Vergleich des Druckverlustes nach Berechnung und Simulation.

Wie in Tabelle 3.3 zeigt, ist der Unterschied zwischen Simulation und Berechnung sehr gering. Der Druckverlust bei der Berechnung ist etwas niedriger. Ursache dessen kann der bei der Simulation ebenfalls berücksichtigte Reibungsdruckverlust sein. Dennoch stimmen die Ergebnisse sehr gut überein und scheinen durchaus qualitative Aussagen mit Hilfe des Simulationsprogramms zu erlauben.

In der Berechnung wird von einer Lockerungsporosität von $\varepsilon = 0,6$ ausgegangen. Dies ist auch jene Porosität, die das Bett in der Simulation zum betrachteten Zeitpunkt aufweist.

Lockerungsgeschwindigkeit über die Betthöhe Analysiert man die Lockerungsgeschwindigkeit zu einem bestimmten Zeitpunkt über der Höhe des Bettes, kommt man zum Schluss, dass zwar analog zu Gleichung (3.2) der Druck mit steigender Höhe abnimmt, aber das Bett dennoch bei einer charakteristischen Leerrohrgeschwindigkeit homogen fluidisiert wird (Siehe die Kurvenschar in Abbildung 3.7.).

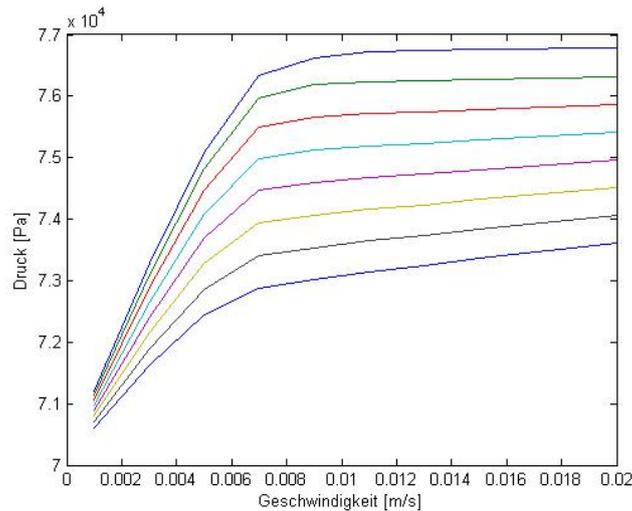


Abbildung 3.7.: Der Verlauf des Drucks in Abhängigkeit von der Leerrohrgeschwindigkeit und der Höhe. Dabei zeigt die oberste Linie jenen Druck, der über dem Verteilerboden herrscht, die unterste Linie jenen, der am oberen Ende des Bettes herrscht.

Des weiteren lässt sich in Abbildung 3.7 ablesen, dass die Steigung der Geraden im Festbettbereich mit zunehmender Höhe geringer wird. Dieser Effekt lässt sich mit der Carman-Kozeny Gleichung erklären (Siehe Gleichung (3.1)). Formt man diese auf den Druck um, so erhält man folgende Gleichung:

$$\Delta p = 150 \cdot H \frac{(1 - \varepsilon)^2 \mu u}{\varepsilon^3 d_{sv}} \quad (3.10)$$

Es gilt dabei $d_{sv} = const.$ Im Festbettbetrieb muss weiters gelten $\varepsilon = const.$ Da eine bestimmte, konstante Höhe betrachtet wird muss auch $H = const.$ gelten. Wie bereits erörtert kann man den Druck als Funktion der Leerrohrgeschwindigkeit betrachten, es muss also $p = p(u)$ gelten. Von der dynamischen Viskosität ist bekannt, dass diese eine Funktion des Drucks ist. Zudem ist diese indirekt proportional zum Druck, sinkt also mit steigendem Druck ($\mu \sim \frac{1}{p}$). Infolge dessen gilt dies für den gesamten Koeffizienten vor u .

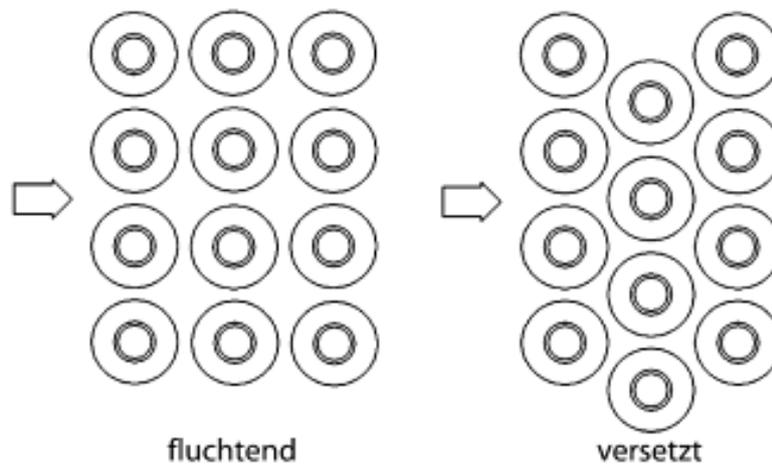


Abbildung 3.8.: Darstellung der beiden Rohranordnungen. *Links*: Fluchtende Anordnung, *Rechts*: Versetzte Anordnung. Aus [9]

3.2. Rohranordnung

3.2.1. Einleitung

Die Anordnung der Rohrbündel in der Wirbelschicht hat erhebliche Auswirkungen auf die Funktionsweise eines sandTES Systems. Dabei wird zwischen fluchtender und versetzter Anordnung unterschieden. Die beiden Geometrien sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

Die fluchtende Anordnung wird bei stark fluidisierten Wirbelschichten bevorzugt. Hier besonders wegen ihrer höheren Resistenz gegen Erosion und Abrasion. Sie kann aber auch in Anlagen zur Anwendung kommen, die keinen zu hohen Druckverlust produzieren sollen.

Im Vergleich dazu weisen versetzt angeordnete Rohrbündel einen höheren Austausch zwischen Feststoff und Rohr auf. Dies kommt daher, dass sich der Feststoff den Weg zwischen den Rohren bahnen muss und nicht in einer Steiglinie die Wirbelschicht durchqueren kann. Allerdings verursachen diese Rohrbündel einen teilweise höheren Druckverlust

Aufgrund der Anforderungen des sandTES Systems an das Rohrbündel wird davon ausgegangen, dass die versetzte Rohranordnung der fluchtenden vorzuziehen ist. Dies ist vor allem wegen des guten Wärmeaustausches zwischen Rohr und Feststoff zu erwarten. Überdies ist aber auch der Wärmeaustausch zwischen Gas und Rohr aufgrund des gekrümmten Stromfadens um die Rohre herum höher. Des Weiteren wird erwartet, den Sand durch den höheren vertikalen Widerstand eher in eine horizontale Strömung zwingen zu können. Erosion sollte aufgrund der geringen Fluidisierung keine große Rolle spielen.

Diese Überlegungen sollen mit Hilfe einer Simulation in Barracuda überprüft und bestätigt werden.

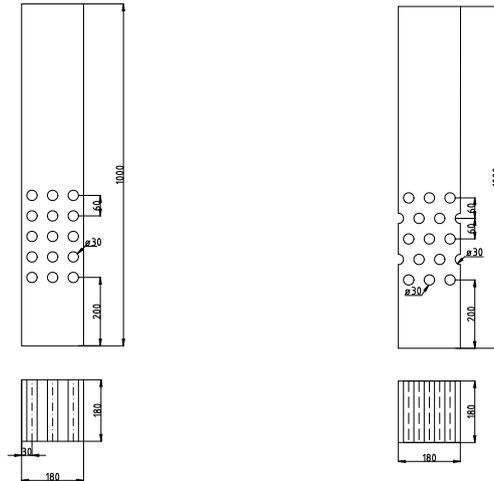


Abbildung 3.9.: Verwendete Modelle bei den Simulationen zu den Rohranordnungen.

3.2.2. Modell

Fluchtendes Rohrbündel

Physikalisches Modell Die für diese Simulationen verwendeten Modelle sind jenem, das zur Ermittlung der Fluidisierungsgeschwindigkeit eingesetzt worden ist, stark nachempfunden. So wurde der quaderförmige Grundkörper in seinen Abmessungen nicht verändert und zusätzlich lediglich die Rohrbündel hinzugefügt. Dies ermöglicht, die Ergebnisse vergleichen zu können.

Das Modell zur Analyse der fluchtenden Rohrbündel weist eine Querteilung von $t_Q = 30\text{mm}$ und eine Längsteilung von $t = 30\text{mm}$ auf. Es verfügt über drei Rohrreihen in Längsrichtung und fünf Rohrreihen in vertikaler Richtung. Die genauen Abmessungen sind in Abbildung 3.9 bzw. Anhang A.2 angegeben.

Numerisches Modell Zur Darstellung des Rechengebietes wird ein gleichmäßiges Gitter verwendet. Dabei wird darauf geachtet, dass die Gitterlinien die Rohrquerschnitte der .stl Datei an mindestens acht Punkten schneiden, um so die zylindrische Rohrform gut darstellen zu können. (Siehe 3.10)

Das Gitter weist folgende Spezifikationen auf:

Zellen in x-Richtung	20
Zellen in y-Richtung	20
Zellen in z-Richtung	63
Gesamtanzahl der realen Zellen	44800

Die Simulation wird bei konstant 300K durchgeführt.

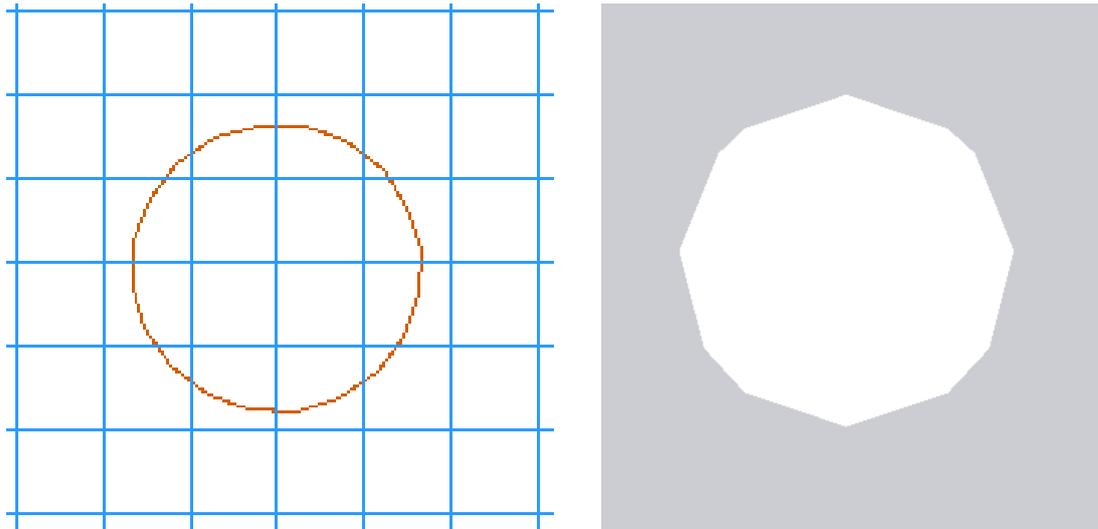


Abbildung 3.10.: Darstellung von runden Querschnitten in den Simulationen zu fluchtenden und versetzten Rohrbündeln. *Links*: Rot: .stl Datei, Blau: Gitterlinien. *Rechts*: Generiertes Modell.

Versetztes Rohrbündel

Physikalisches Modell Um die Ergebnisse der beiden Versuche vergleichen zu können, werden sowohl die Teilung als auch die Rohranzahl gleich gewählt. Aufgrund der versetzten Anordnung ist jede zweite Reihe der Rohre an der Wand abgeschnitten (Siehe Abbildung 3.9 bzw. Anhang A.3). Dennoch besitzt das versetzte Rohrbündel die gleiche Rohranzahl wie das fluchtende Pendant. Die Rohrhälften sind notwendig, um das Strömungsverhalten besser darstellen zu können und so die Simulation als einen Ausschnitt der Strömung besser darstellen zu können.

Numerisches Modell Gleich wie beim Modell zur fluchtenden Rohranordnung schneidet auch das Gitter des versetzten Rohrbündels den Rohrquerschnitt mindestens acht Mal. Es wird auch hier ein gleichmäßiges Gitter verwendet, das folgende Spezifikationen aufweist:

Zellen in x-Richtung	20
Zellen in y-Richtung	20
Zellen in z-Richtung	63
Gesamtanzahl der realen Zellen	44800

Die beiden Modelle von versetzter und fluchtender Rohranordnung weisen demnach die gleiche Gesamtanzahl an Zellen auf. Dies ermöglicht eine gute Vergleichbarkeit der Ergebnisse.

Auch die zweite Simulation wird bei einer konstanten Temperatur von 300K durchgeführt.

	Spezies-Nr.	Höhe [mm]	Zellen
Erste Schicht	001	0 – 227	0 – 26
Zweite Schicht	002	227 – 289	27 – 33
Dritte Schicht	003	289 – 350	34 – 40
Vierte Schicht	004	350 – 401	41 – 47
Fünfte Schicht	005	401 – 550	48 – 63

Tabelle 3.4.: Einteilung und Höhe der unterschiedlichen Spezies der Schüttung.

3.2.3. Anfangs- und Randbedingungen

Die Anfangs- und Randbedingungen werden bei beiden Simulationen gleich gewählt, um die Ergebnisse wiederum gut vergleichen zu können.

Anfangsbedingungen

Es wird sowohl eine Partikel- als auch eine Fluidanfangsbedingung definiert. Beide sind denen der Simulation zur minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit ähnlich.

Partikelanfangsbedingung Als Partikelanfangsbedingung wird eine Schüttung mit maximalem Feststoffanteil definiert. Es wird das gleiche Material wie bei der Simulation zur minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit verwendet. Auch die Korngrößenverteilung ist die selbe, um eine gute Vergleichbarkeit zu gewährleisten (Siehe 3.2).

Die Schüttung hat bei Initialisierung eine Höhe von 550mm. Damit überragt sie die letzte Rohrreihe um 70mm. Aufgrund der zu erwartenden Expansion des Bettes im Zuge der Fluidisierung wird davon ausgegangen, dass über dem letzten Rohr zu jedem Zeitpunkt der Simulation im Querschnitt gleicher Druck herrscht. Dies ist notwendig, um den Druckverlust des Rohrbündels ermitteln zu können. Bei Druckschwankungen im Bett über dem Rohr kann es zu Strähnen der Gasströmung kommen und das Ergebnis stark verfälscht werden.

Es werden fünf unterschiedliche Spezies verwendet, um so die Verteilung der Partikel während der Fluidisierung besser ersichtlich zu machen. Ist ein Partikel bei der Initialisierung einer Spezies zugeordnet, kann, sofern die erforderlichen Daten vom General Mesh Viewer protokolliert werden, im Verlauf der Simulation seine Position deutlicher dargestellt werden. Ziel ist es, die Vermischung der einzelnen Schichten nachvollziehen zu können. Die Höhe der einzelnen Schichten bei Initialisierung ist in Tabelle 3.4 dargestellt.

Fluidanfangsbedingung Bei Initialisierung der Simulation befindet sich im Rechengebiet Luft bei einem Druck von 700mbar und einer Temperatur von 300K.

Randbedingungen

Ähnlich wie bei der Simulation zur minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit wird auch bei diesen Simulationen sowohl eine Druck- als auch eine Flussrandbedingung definiert.

Druckrandbedingung Die Druckrandbedingung wird am oberen Ende des Rechengebietes definiert und bleibt während der gesamten Simulation auf konstant 700mbar.

Flussrandbedingung Die Flussrandbedingung wird am unteren Ende des Rechengebietes definiert und bildet somit den Verteilerboden. Es wird auf unterschiedliche Massenströme verzichtet, um die Rechenzeit gering zu halten.

Während der gesamten Simulation bleibt die Flussrandbedingung bei 0,02m/s, was in etwa dem Dreifachen der ermittelten minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit entspricht. Dies ist auch jener Fluidisierungsgrad, der in einem sandTES System angestrebt wird.

3.2.4. Datenaufzeichnung und Datenauswertung

Während der Simulation werden der Feststoffvolumenanteil, die Partikel- und Strömungsgeschwindigkeit, sowie der Druck aufgezeichnet. Zusätzlich werden die Spezies der Partikel mitgeschrieben. Dies ermöglicht, die Partikelbewegung im Verlauf der Simulation nachzuvollziehen und zu rekonstruieren.

Außerdem wird während der Simulation erneut mit Hilfe der 2D Plot Data Funktion entlang einer zweidimensionalen, vertikalen Ebene der Druck aufgezeichnet. Diese Daten werden verwendet, um den unterschiedlichen Druckverlust der beiden Rohrbündel zu analysieren.

Auf eine Auswertung mit zusätzlicher Software kann bei diesen Simulationen verzichtet werden, da die erhaltenen Daten bereits in der benötigten Form vorliegen.

3.2.5. Analyse

Partikeldurchmischung

Das Hauptaugenmerk bei der Analyse der Simulationen zu den Rohrbündeln liegt bei der Untersuchung der unterschiedlichen Durchmischung der Partikel in der Wirbelschicht. Dazu wird vor allem die Analyse der Speziesverteilung zu bestimmten Zeitpunkten verwendet.

In den Abbildungen 3.11 sind an bestimmten Zeitpunkten die Speziesverteilungen bei beiden Simulationen dargestellt.

Offensichtlich ist, dass in beiden Simulationen das Bett vergleichsweise lange benötigt, um sich endgültig zu heben. So ist der Anstieg der Betthöhe von Abbildung 3.11a bis 3.11d zu erklären. Bemerkenswert ist dies insofern, da mit einer Leerrohrgeschwindigkeit von 0,02m/s die Lockerungsgeschwindigkeit (0,0067m/s, siehe 3.2) deutlich überschritten wird.

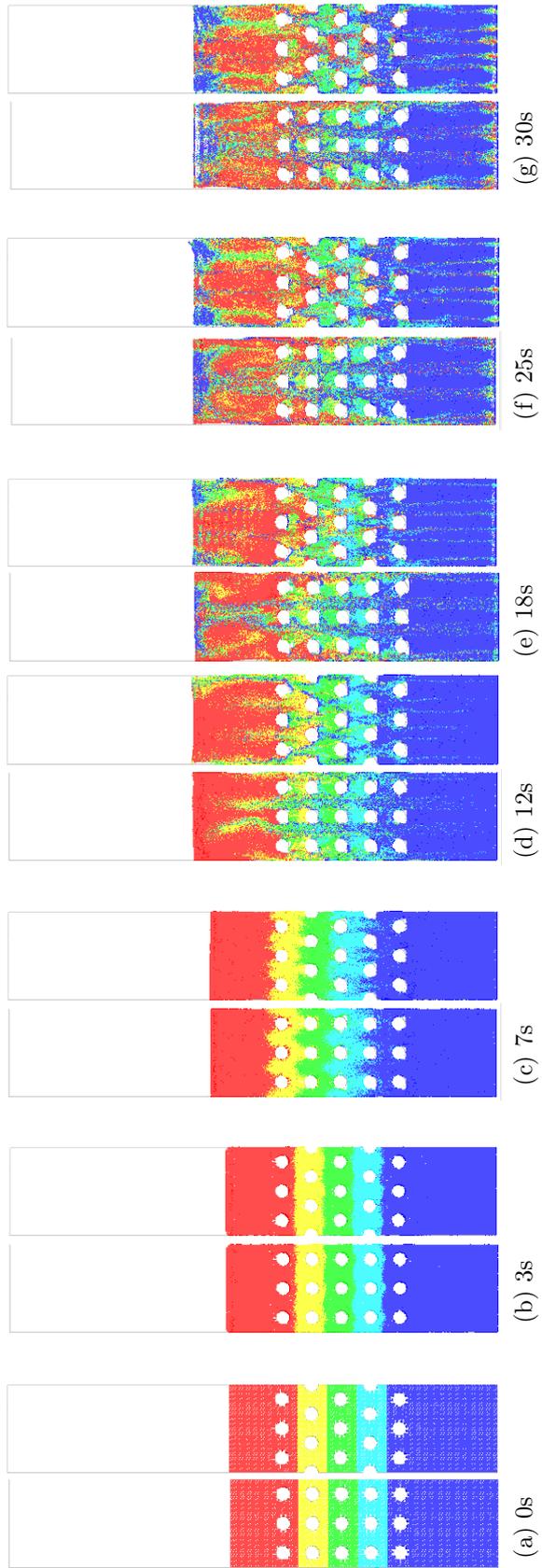


Abbildung 3.11.: Verlauf der Speziesverteilung beim fluchtenden bzw. versetzten Rohrbündel.

Betrachtet man Abbildung 3.11g ist erkennbar, dass die allgemeine Durchmischung der Spezies in beiden Fällen sehr ähnlich ist. Es kommt sowohl bei der fluchtenden als auch bei der versetzten Rohranordnung zu einer guten Durchmischung der Spezies ab dem Rohrbündel.

Bei genauerer Betrachtung, vor allem des Bereichs um die Rohre, ist festzustellen, dass bei dem Rohrbündel mit fluchtender Rohranordnung eine starke Strähnenbildung vorherrscht. Diese Strähnenbildung kann wie erwartet mit der versetzten Rohranordnung verhindert werden, da die Strömung einen gekrümmten Stromfaden aufweist, durch welchen auch die Partikel eine gekrümmte Trajektorie annehmen. Deutlich erkennbar ist dieser Effekt in den Abbildungen 3.11d und 3.11e. Die blaue Spezies wird beim Rohrbündel mit versetzten Rohren durch die erhöhte Teilchenbewegung homogener verteilt, als dies beim Rohrbündel mit fluchtender Rohranordnung der Fall ist.

Auffällig ist ebenso, dass sich gegen Ende der Simulation die blaue Spezies am oberen Ende des Bettes sammelt. Dieser Effekt ist allerdings sehr wahrscheinlich auf eine Anzeigeschwäche zurückzuführen. Dabei wird die Spezies 1 (blau) bevorzugt dargestellt, wenn sich Partikel von zwei oder mehrere Spezies an der selben Stelle überlagern. Jede der fünf Spezies weist die gleichen Materialeigenschaften und Korngrößenverteilungen auf, was einen selektiven Transport unter den Spezies durch die Strömung, wie er etwa beim Windsichten erzwungen wird, ausschließt. Nicht ausgeschlossen kann ein selektiver Transport aufgrund von Korngrößenunterschiede innerhalb der einzelnen Spezies. Dieses Phänomen wird an späterer Stelle genauer beleuchtet.

In Abbildung 3.11e (links) ist zu erkennen, dass am im oberen Bereich nach dem fluchtenden Rohrbündels ein Wirbel auftritt. In der Mitte der Wirbelschicht steigt der Sand auf und sinkt an den Seiten wieder ab. Dieser Wirbel wäre grundsätzlich für die Durchmischung des Sandes förderlich. Allerdings muss dann besonders bei einem sand-TEs System darauf geachtet werden, ob ein gleichmäßiger Wärmeeintrag in die Rohre gewährleistet ist.

Partikelentmischung

Im Laufe der Simulation ist zunehmend ersichtlich, dass sich die Partikel vor allem entlang der durch das Rohrbündel vorgegebenen Kanäle zwischen den Rohren bewegen. Bei Betrachtung der Partikelgrößen fällt auf, dass sich größere Partikel zunehmend nach unten bewegen und kleinere nach oben.

Diese Segregation kommt zustande, weil die Wirbelschicht sehr nahe an der minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit simuliert wird. Dadurch ist der Auftrieb der kleinen Partikel im Verhältnis zum Auftrieb großer Partikel größer als dies bei einer stärker fluidisierten Wirbelschichten der Fall wäre. Da zusätzlich das Bett fluidisiert ist, wird dieses Phänomen durch die größere Beweglichkeit der einzelnen Körnern positiv verstärkt.

Dargestellt ist das Phänomen der Segregation in den Abbildungen 3.12. Hier ist deutlich zu sehen, dass die großen, roten Partikel sich am Boden der Simulation sammeln, während die kleinen, blauen Partikel obenauf „schwimmen“.

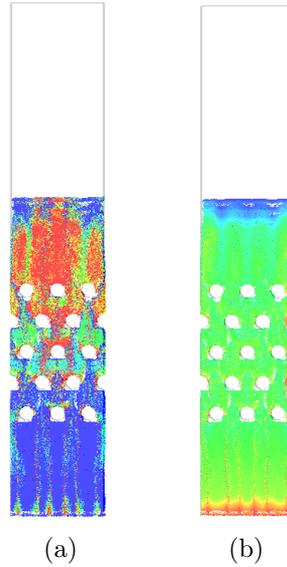


Abbildung 3.12.: (a): Speziesverteilung der Partikel nach 30 Sekunden. (b): Größenverteilung der Partikel nach 30 Sekunden. Große Partikel sind rot, kleine Partikel blau dargestellt.

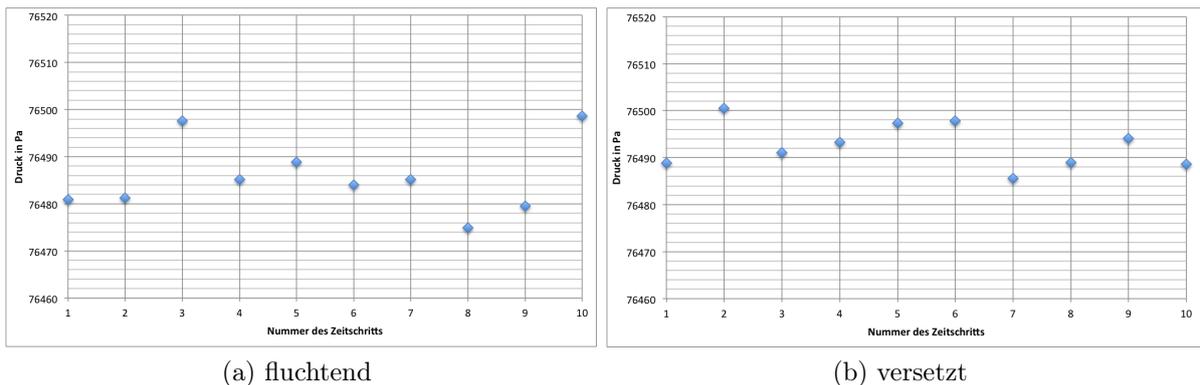


Abbildung 3.13.: Druck über dem Verteilerboden während der 28. Sekunde.

Druckverlust

Zur Ermittlung des Druckverlustes durch das Rohrbündel werden die Druckdifferenzen zwischen Verteilerboden und Druckrandbedingung gebildet und verglichen. Der durch die Ränder des Rechengebietes verursachte Druckverlust wird also nicht berücksichtigt. Es werden die Daten der 28. Sekunde der Simulation (insgesamt 10 Zeitschritte) gemittelt. Die aufgezeichneten Daten sind in Tabelle 3.5 ersichtlich.

Nun wird die Differenz der oben aufgelisteten Drücke mit dem Druck der Randbedingung gebildet. Es ergeben sich folgende statistische Parameter für den Druckverlust.

Nr.	Zeit [s]	Druck fluchtend [Pa]	Druck versetzt [Pa]
1	27,1	76480,905	76488,907
2	27,2	76481,223	76500,501
3	27,3	76497,63	76491,0235
4	27,4	76485,1785	76493,241
5	27,5	76488,8065	76497,3705
6	27,6	76484,066	76497,8415
7	27,7	76485,119	76485,6135
8	27,8	76474,931	76488,9825
9	27,9	76479,5235	76494,1105
10	28	76498,6295	76488,571

Tabelle 3.5.: Datenpunkte zur Ermittlung des Druckverlusts durch das Rohrbündel.

	fluchtend	versetzt
Mittelwert	6485,6012	6492,6162
Minimum	6474,931	6485,6135
Maximum	6498,6295	6500,501
Standardabweichung	7,2075	4,5782

Tabelle 3.6.: Statistische Auswertung der Werte für den Druckverlust. Alle Werte in Pa.

In Abbildung 3.13 sind die Datenpunkte der Tabelle grafisch dargestellt.

Die statistische Auswertung der Druckdaten zeigt, dass die Differenz der Druckverluste, die die unterschiedlichen Rohrbündel verursachen, vernachlässigt werden kann. Die Mittelwertdifferenz beträgt ca. 7 Pa, die Standardabweichung 7,2 bzw. 4,6 Pa. Es ist naheliegend, dass dies an der geringen Anzahl der Rohre liegt. Bei einer größeren Rohranzahl, wie sie bei sandTES Anlagen mit höheren Leistungen verwendet wird, kann dieser Effekt durchaus zu tragen kommen. Ein größerer Druckverlust bedingt höhere Gebläseleistungen zur Fluidisierung des Sandes, was als Eigenverbrauch negative Auswirkungen auf den Wirkungsgrad der Anlage hat.

Es werden in weiterer Folge keine Simulationen mit einer höheren Rohrzahl gemacht. Diese könnten ein klareres Ergebnis bezüglich des Druckverlustes zeigen, sind jedoch für die sandTES Pilotanlage unerheblich. Ebenso muss der Einfluss der Rohrteilung untersucht werden. Aufgrund des verringerten freien Querschnitts bei geringerer Teilung ist davon auszugehen, dass der Druckverlust dann steigt.

Aufliegender Sand

Bei genauerer Betrachtung der Simulationen fällt auf, dass im oberen Bereich der Wirbelschicht der Sand scheinbar auf den Zellen aufliegt. Dieser Effekt erfolgt durch eine geringe Zahl an numerischen Partikeln. Der vom Rechenprogramm ermittelte Feststoff-

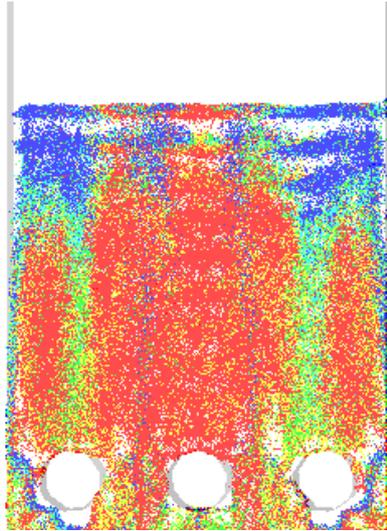


Abbildung 3.14.: Vergrößerung des oberen Bereiches der Wirbelschicht (Simulationszeit: 30s).

volumenanteil wird auf die Zellen übertragen. Dieser ist jedoch zu diesem Zeitpunkt entkoppelt von den Lagrangischen Partikeln. Die Partikelspannung (Siehe Kapitel 1.1.4 bzw. Gleichung (1.16)) wird also ab diesem Zeitpunkt ohne Berücksichtigung der Lagrangischen Daten berechnet. Das Resultat dessen ist der ersichtliche optische Fehler (Siehe 3.14). Auf die Konsistenz der Berechnung hat die Zahl der Partikel, sofern sie in angemessenem Rahmen bleibt, eher geringen Einfluss.

Die Anzahl der Partikeln hat allerdings großen Einfluss auf die Rechenzeit. Je mehr Partikel sich im Rechenggebiet befinden, desto größer wird der Aufwand bei der Berechnung ihrer Position und Geschwindigkeit.

3.3. Pilotanlage

3.3.1. Einleitung

Im Zuge des sandTES Projektes sind neben den mit Barracuda durchgeführten Simulationen auch Experimente mit verschiedenen Versuchsanlagen durchgeführt worden. So ist wie in Kapitel 3.1.4 beschrieben zum Beispiel eine Anlage entwickelt und errichtet worden, um die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit von Quarzsand mit verschiedenen Korngrößenverteilungen bestimmen zu können.

Weiters ist ein Kaltmodell einer sandTES Anlage entwickelt worden, die Aufschlüsse über die Sandströmung liefern soll. Hierzu sind parallel einige Barracuda Simulationen durchgeführt worden, die allerdings nicht Teil dieser Arbeit sind. Das Kaltmodell bildet einen Ausschnitt einer realen sandTES Anlage im Maßstab 1:2 ab. Dies ermöglicht Messwerte auf größere Anlagen zu projizieren.

Die daraus gewonnenen Erkenntnisse sind weiters bei der Konstruktion einer Pilotanlage berücksichtigt worden. Diese Pilotanlage stellt in den Abmessungen 1:1 eine Großanlage im niedrigen Leistungsbereich dar. In den folgenden Kapitel wird sowohl die Konstruktion als auch die von den Versuchen erwarteten Ergebnisse genauer beschrieben. Zur Unterstützung der Konstruktion werden auch Simulationen mit Barracuda herangezogen, um so Aussagen etwa zum Strömungsverhalten des Sandes treffen zu können.

3.3.2. Aufbau der Pilotanlage

Im folgenden soll der Aufbau der Pilotanlage und ihre konstruktiven Elemente beschrieben werden.

Äußere Abmessungen

Die äußeren Abmessungen der Pilotanlage sind gleich denen, die auch bei einer Großanlage angenommen werden. Die Anlage besteht aus einer u-förmigen Wirbelschicht, deren Schenkel 7,8m lang sind. Die gesamte Breite beträgt 0,4m.

Die Gangbreite wird mit 175mm festgelegt. Der Gang bezeichnet den Innenraum eines Schenkels der Wirbelschicht, in dem der Sand immer in eine Richtung transportiert wird.

Die Höhe der Wirbelschicht richtet sich teilweise nach den Ergebnissen der Simulationen in Bezug auf den zu erwartenden Höhenunterschied pro Ganglänge.

Rohrbündel

Das verwendete Rohrbündel besteht, wie die Ergebnisse der vorangegangenen Simulationen nahelegen (vgl. dazu Kapitel 3.2), aus zueinander versetzten Rohren. Der Außendurchmesser der Rohre beträgt 25mm.

Des Weiteren weist das Rohrbündel eine Querteilung von $t_Q = 50\text{mm}$ und eine Längsteilung von $t_L = 75\text{mm}$ auf. Diese in Anbetracht der geringen Strömungsgeschwindigkeit vergleichsweise große Teilung ist notwendig, um dem Sand genügend Platz zu bieten, zwischen dem Rohrbündel axial durch die Wirbelschicht zu strömen. Es hat sich in den

Simulationen und den Experimenten mit dem Kaltmodell, also einem Ausschnitt einer Großanlage, gezeigt, dass die bei den Berechnungen zu der Anordnung der Rohrbündel gewählten Teilungen zu eng sind, um den gewünschten Sandmassenstrom passieren zu lassen.

Baffles

Wie in Kapitel 2.3 bereits beschrieben worden ist, besitzt eine sandTES Anlage konstruktive Einbauten, die die Sandströmung lenken sollen. Diese Einbauten werden Baffles genannt und haben den Zweck, möglichst viel Sand zum Rohrbündel zu bringen.

Es ist dabei von wesentlicher Bedeutung für die Funktionsweise der Anlage, wie viele Baffles eingebaut werden und wie weit diese in die Wirbelschicht ragen. Jedes Baffle verursacht bei der Sandströmung einen Druckverlust, der durch einen Höhenunterschied vor und nach dem Baffle ausgeglichen werden muss. Demnach ist es für die Dimension der Anlage schlecht, wenn zu viele Baffles einen zu großen Höhenunterschied verursachen. Auf der anderen Seite ist bei zu wenigen Baffles die Gefahr groß, dass der eingebrachte Sand durch die "freie" Querschnittsfläche oberhalb und unterhalb des Rohrbündels die Wirbelschicht durchquert und somit nur geringen Kontakt mit dem Rohrbündel hat.

Um diesen Kontakt weiter zu erhöhen, kann es von Vorteil sein, die Baffles über die erste Rohrreihe hinaus in die Wirbelschicht ragen zu lassen. Diese Baffles stellen für die Sandströmung allerdings einen größeren Widerstand dar und erhöhen somit den Druckverlust und in weiterer Folge den Höhenunterschied pro Baffle.

Somit ist eine gute ingenieurtechnische Abschätzung der notwendigen Bafflekonstruktion einer der wichtigsten Punkte bei der Konstruktion einer sandTES Anlage. Um diese Abschätzung für die Pilotanlage vornehmen zu können, wird stark auf die Ergebnisse der Barracuda Simulationen gesetzt.

Auslass

Der Auslass wird in der Simulation als Kante ausgeführt, über die der Sand in die dafür vorgesehene Druckrandbedingung fällt. Diese Konstruktion ist ähnlich einem Überlaufwehr bei einer Staustufe eines Flusses. In der Pilotanlage wird dafür eine Zelleradschleuse verwendet werden.

Leistungsbereich der Pilotanlage

Die sandTES Pilotanlage, die am Institut für Energietechnik und Thermodynamik der Technischen Universität Wien entworfen wird, wird eine thermische Leistung von 150kW aufweisen. Diese Leistung wird sowohl ein- als auch ausspeicherbar sein. Dementsprechend müssen sowohl Heizung als auch Kühlung so ausgeführt werden, dass diese Wärmeströme aufgenommen werden können.

Außerdem wird von einem maximalen Sandmassenstrom von 10kg/s ausgegangen und dementsprechend die Fördertechnik und Bunker dimensioniert. Diese beiden Eckdaten sollen durch Simulationen mit Barracuda validiert werden, wobei die thermische Betrachtung in dieser Arbeit nicht beschrieben wird.

3.3.3. Szenarien

Die Punkte, die mit Hilfe der Pilotanlage untersucht werden sollen, umschließen nicht nur die Sandströmung, sondern sollen auch Rückschlüsse über die thermischen Eigenschaften der Anlage erlauben.

Zentraler Punkt dabei ist die Ermittlung der *maximal transportierbaren Sandmasse pro Zeit*. Diese Größe limitiert die maximal mögliche Einspeicherleistung des Systems und stellt damit einen Schlüsselparameter dar.

Ein zweiter, wichtiger Aspekt, der im Zuge von Barracuda Simulationen untersucht werden soll, ist der *Druckverlust eines Baffles* und der daraus resultierende Höhenunterschied der Wirbelschicht. Wie bereits beschrieben, ist die Bafflekonstruktion ein sehr wesentliches Thema bei der Konstruktion der Anlage.

Weiters soll die *Charakteristik der Sandströmung* untersucht werden. Es ist erwünscht, dass der Sand sich horizontal in einer gleichmäßigen Pfropfenströmung bewegt. So kann gewährleistet werden, dass auch das Temperaturprofil im Querschnitt gleichmäßig ist.

Es ist davon auszugehen, dass die Sandströmung durch Randeinflüsse stark beeinträchtigt wird. Während davon ausgegangen wird, dass die seitlichen Einflüsse eher geringe Auswirkungen auf die Performance haben, wird erwartet, dass der *Auslassbereich* einen großen Widerstand und somit ein beträchtliches Hindernis für die Strömung darstellen.

3.3.4. Simulationsmodell

Gridding

Bei der Erstellung des Gitters wird zum einen versucht, ein möglichst grobes Gitter zu erstellen, das zu annehmbaren Rechenzeiten führt, zum anderen wird darauf geachtet die Ergebnisse der Simulationen nicht durch ein zu grobes Gitter zu beeinflussen.

Zentraler Punkt dabei ist die in Kapitel 1.4.1 vorgestellte Problematik. Um die Abbremsung der Partikel durch ein Baffle korrekt darzustellen, wird vor den Baffles in Strömungsrichtung mit Wachstumsfaktoren gearbeitet. So wird versucht ein qualitativ besseres Ergebnis zu erhalten, da die so auftretenden Verzögerungen der Partikel beim Annähern an die Wand besser dargestellt werden können. Ähnlich wurde auch bei den Wänden und bei der Bodenplatte mit kleiner werdenden Gittern gearbeitet. (Siehe Abbildung 3.15)

Vereinfachungen

Im Zuge der Erstellung des Rechengebietes werden zudem einige Vereinfachungen getroffen, um Zellen und somit Rechenzeit zu sparen.

So wurde etwa das Rohrbündel beim Ein- und Auslass nicht nach außen geführt, wie es bei einer realen Anlage der Fall wäre. Diese 90° Umlenkung bewirkt eine Geometrie, die schwer mit dem orthogonalen Gitter von Barracuda darzustellen ist. Der Kreisbogen ist im Bereich, in dem seine Tangente einen 45° Winkel zu den Gitterlinien einnimmt, besonders schwer darzustellen. Dies wird in Abbildung 3.16 gezeigt.

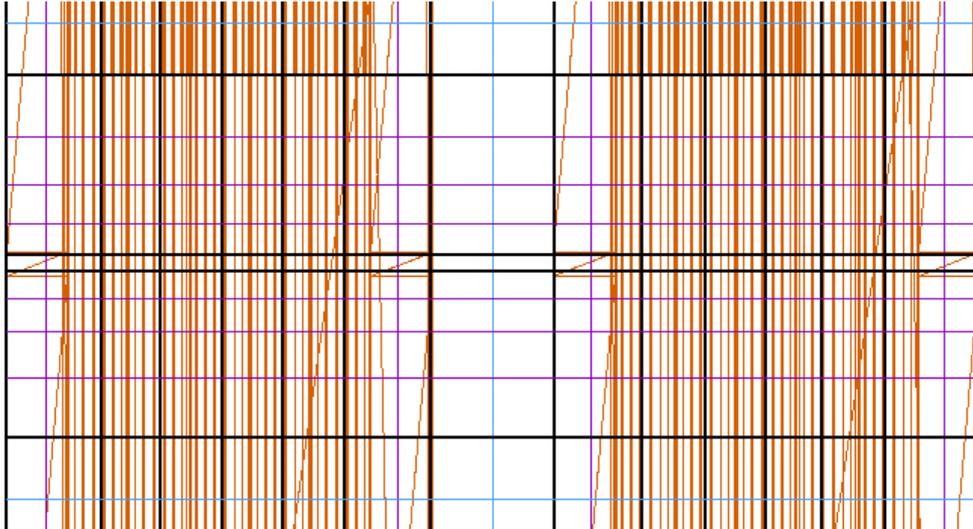


Abbildung 3.15.: Gittergenerierung vor und nach einem Baffle. Die violetten Linien zeigen jene Gitterlinien, die mit einem Wachstumsfaktor initialisiert werden und deren Abstand zum Baffle kleiner wird.

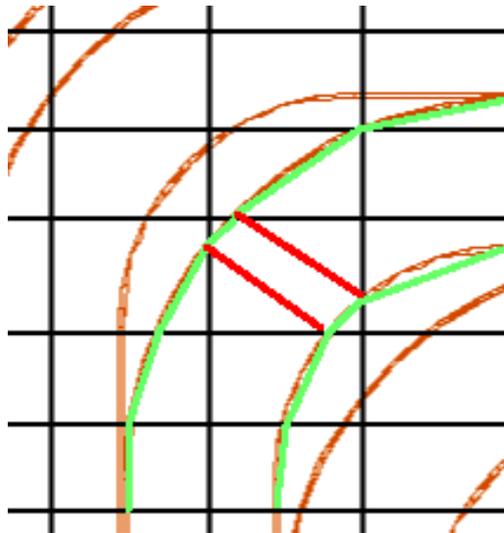


Abbildung 3.16.: Problem der Gittergenerierung bei Rohrkrümmungen durch den entstehenden 45° Winkel zu den Gitterlinien.

Die grünen Linien symbolisieren die gewünschte Diskretisierung. Wird das Gitter nicht fein genug gewählt, so bevorzugt der Algorithmus der Gittererstellung die roten Verbindungen, die eine Lücke im Rohrbündel verursachen. Im angegeben Fall ist das System nur zweidimensional betrachtet, bei der Gittererzeugung müssen jedoch die Diskretisierungen im dreidimensionalen Raum korrekt gewählt werden, um eine gute Darstellung der gebogenen Geometrie zu ermöglichen. Dies erschwert die Darstellung solcher schiefen Linien zusätzlich.

Bei der Umlenkung der Wirbelschicht sind diese Schwierigkeiten nicht zu umgehen. Um aber am Ein- und Auslassbereich ein gleichmäßiges Gitter zu erhalten, wird das Rohrbündel so ausgeführt, dass es in der Wirbelschicht beginnt. Dies ist in ?? ersichtlich.

Im Einlassbereich oberhalb des Bettes werden Zellen eingespart, um die Berechnung zu beschleunigen. Dieses Gebiet ist nur von geringer Bedeutung bei der Berechnung, da die dort auftretenden Phänomene gut mit klassischen Gleichungen beschrieben werden können.

Des weiteren wird der gültige Intervall der Courant-Zahl im gesamten Rechengebiet signifikant erhöht. Dies ist Resultat einer genaueren Betrachtung der Spitzenwerte der Courant-Zahl. Dabei ist festgestellt worden, dass die Maximalwerte vor allem am Überlauf des Auslasses auftreten, bei dem die Partikel in den freien Fall durch die Druckrandbedingung am Auslass übergehen. Dabei steigt die Geschwindigkeit und mit ihr die Courant-Zahl. Da jedoch dieses Gebiet nicht im Fokus der Simulationen steht, wird der globale Gültigkeitsbereich der Courant auf 1,8 bis 3,5 erhöht. Es wird festgestellt, dass dann die lokale Courant-Zahl in den wesentlichen Bereichen des Rechengebietes Werte um 1 aufweist.

Numerisches Modell

Die Erstellung des Rechengebietes stellt sich als anspruchsvoll dar, um alle oben genannten Probleme und Herausforderungen zu berücksichtigen. Die Rohre werden, anders als bei den Simulationen in den Simulationen im Kapitel 3.2 nur an 6 statt an 8 Stellen geschnitten. Dadurch ist zwar die Rohrgeometrie nicht so klar darstellbar, trotzdem kann man durch geschickte Wahl der Schnittpunkte den vertikalen Strömungswiderstand, den ein Rohr verursacht, gut darstellen. Auf diese Weise können zudem Zellen gespart werden.

Der Bereich oberhalb der Wirbelschicht wird ebenso aus Gründen der Effizienz größer dargestellt als der Bereich um das Rohrbündel. Die dort vorliegende Gasströmung liegt nicht im Fokus der Untersuchungen.

Die Eckdaten des numerischen Rechengebietes sind in folgender Tabelle ersichtlich:

Zellen in x-Richtung	18
Zellen in y-Richtung	356
Zellen in z-Richtung	59
Gesamtanzahl der realen Zellen	330564
Zellen mit Seitenverhältnis >5	101
Zellen mit Seitenverhältnis >10	17
Zellen mit Seitenverhältnis >15	0

Da in den ersten Simulationen zur Pilotanlage noch keine thermische Betrachtung ausgeführt wird, werden sie isotherm bei 300K berechnet. Außerdem werden die Partikel wieder in unterschiedlichen Spezies initialisiert, um den horizontalen Transport optisch

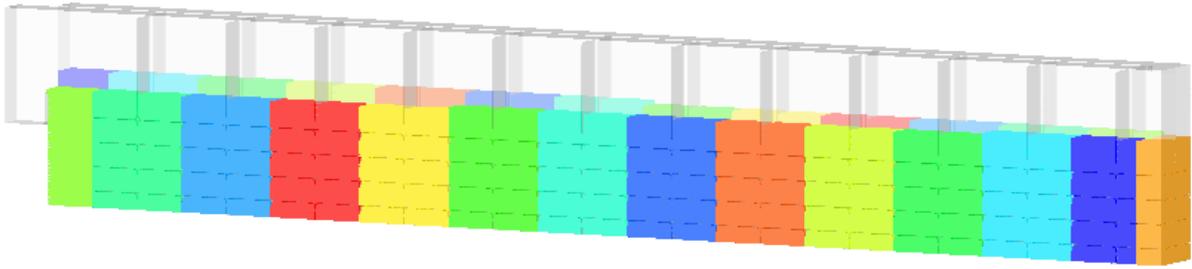


Abbildung 3.17.: Speziesverteilung bei Initialisierung des Systems.

besser darstellen zu können. (Siehe 3.17) Bereits bei Initialisierung weist die Sandschüttung einen gewissen Höhenunterschied auf, um schneller in einen stationären Zustand überzugehen.

3.3.5. Anfangsbedingungen

Fluidanfangsbedingung

Das im Rechengebiet befindliche Fluid wird mit einem Druck von 1bar initialisiert.

Partikelanfangsbedingung

Um nicht den gesamten, notwendigen Höhenunterschied simulieren zu müssen, wird der Sand bereits in Stufen initialisiert. Die Höhenabnahme ist allerdings gering im Vergleich zum stationären Zustand, um die Ergebnisse nicht zu verfälschen.

Die Partikel werden in Schichten initialisiert, um den horizontalen Transport des Sandes optisch besser darstellen zu können. Bei jedem Baffle wird eine neue Spezies definiert. Es wird darauf geachtet, dass die optische Darstellung eine gute Unterscheidung der verschiedenen Spezies ermöglicht.

3.3.6. Randbedingungen

Flussrandbedingungen

Es werden zwei unterschiedliche Typen von Flussrandbedingungen definiert.

Zum einen dient die Flussrandbedingung am unteren Rand des Modells als Verteilerboden. Sie definiert den Fluidisierungsmassenstrom. Vorherige Simulationen haben eine minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit von etwa $0,7\text{cm/s}$ ergeben. In der Simulation zur Pilotanlage wird mit dem Fünffachen dieses Werts gerechnet. Zum einen muss die minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit überschritten werden, um eine stabile Fluidisierung zu ermöglichen. Außerdem beträgt der Druck bei den Simulationen zur Pilotanlage 1bar , während er bei den Simulationen zur minimalen Fluidisierungsgeschwindigkeit auf $0,7\text{bar}$ eingestellt worden ist. Somit ergibt sich $u_L = 3,5\text{cm/s}$.

Neben der Fluidisierungsrandbedingung wird eine Randbedingung zum Einbringen des Sandes definiert. Diese befinden sich am oberen Ende des Einlassbereichs. Statt einer Druckrandbedingung wird eine Flussrandbedingung, um den Sand mittels slip-ratio in die Wirbelschicht einbringen zu können. Das slip-ratio bezeichnet dabei das Verhältnis von Partikelgeschwindigkeit zu Gasgeschwindigkeit an der Randbedingung. Durch ein hohes slip-ratio kann trotz geringen Gasgeschwindigkeiten ($0,005m/s$ bei der Simulation) der notwendige Massenstrom an Sand eingebracht werden.

Ein Problem ergibt sich dadurch, dass Barracuda zwar im Laufe der Simulation den eintretenden Sandmassenstrom durch eine Randbedingung ein- und ausschalten kann. Allerdings ist es nicht möglich den Massenstrom zu beeinflussen. Um unterschiedliche Sandmassenströme darstellen zu können, müssen also unterschiedliche Randbedingungen definiert werden. In der vorliegenden Simulation werden drei Randbedingungen mit Massenströmen von 1, 2 und 4 kg/s definiert. So ist es möglich alle ganzzahligen Massenströme von 1 bis 7 kg/s zu simulieren.

Druckrandbedingungen

Die Druckrandbedingung wird mir einem Druck von $1bar$ definiert. Sie erstreckt sich über den gesamten oberen Bereich der Wirbelschicht. Um den Einlass trotz der dort vorhandenen Flussrandbedingungen auf dem selben Druck zu halten wie den Rest der Anlage, wird dort die Druckrandbedingung seitlich definiert.

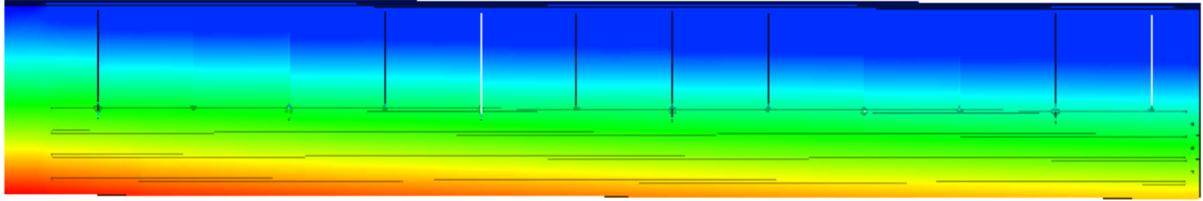
Als Auslass wird ebenso eine Druckrandbedingung mit einem Druck von $1bar$ verwendet. Wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben, läuft der Sand, bevor er in die Druckrandbedingung fällt, über ein Überlaufwehr.

3.3.7. Datenaufzeichnung und Datenauswertung

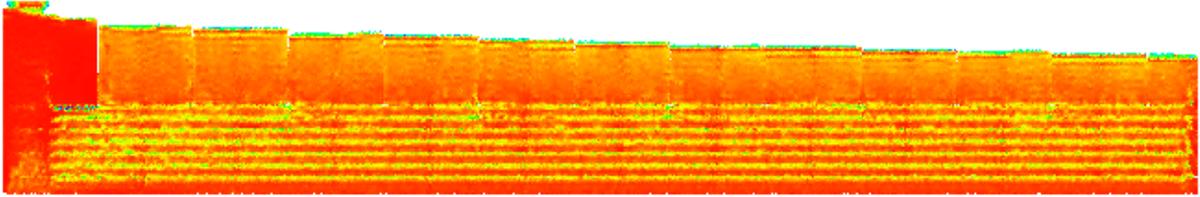
Während der Simulation werden die Werte von Druck, Geschwindigkeit, Massenstromdichte beider Phasen festgehalten. Zusätzlich werden Partikelspezies, Partikelradius und die CFL Zahl gespeichert.

Mit Hilfe dieser Daten ist es möglich, viele der zu betrachtenden Punkte darzustellen. Dennoch muss zusätzlich, vor allem um den Druckverlust eines Baffles ermitteln zu können auf externe Softwaretools zurückgegriffen werden. Dafür wird vor allem ein MATLAB Code geschrieben, der die Daten, die über die 2D Plot Data Funktion in einer vertikalen Ebene entlang der Wirbelschicht festgehalten werden, entsprechend auswertet.

Zusätzlich dazu werden zwischen den Baffles sowie im Ein- und Auslassbereich Flux Planes definiert, die den Feststoffvolumenstrom in horizontaler Richtung festhalten. Diese Daten werden verwendet, um das Erreichen eines stationären Zustands bestimmen zu können.



(a) Druck



(b) Feststoffvolumenanteil

Abbildung 3.18.: Verlauf des Drucks (a) bzw. des Feststoffvolumenanteils (b) entlang der Wirbelschicht. Der Sand fließt von links nach rechts.

3.3.8. Analyse

Maximal transportierbare Sandmasse

Die für die gesamte Konstruktion wichtigste Schlüsselgröße stellt der maximal horizontal durch die Wirbelschicht transportierbare Sandmassenstrom dar. Diese Größe bestimmt die Dimension der Anlage in Bezug auf die maximale Einspeicherleistung.

Unter der Annahme, dass der in die Wirbelschicht eingebrachte bzw. von ihr abgegebene Wärmestrom im Querschnitt einer homogenen Dispersion unterliegt, kann mit Hilfe des Massenstroms und der Temperaturspreizung zwischen Sand und Wärmeträgermedium der aufgenommene Wärmestrom ermittelt werden. Die Bestätigung der homogenen Dispersion soll bei später durchgeführten, thermischen Berechnungen erfolgen. Ebenfalls soll dabei die Temperaturspreizung in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit ermittelt werden.

Zur Untersuchung des Sandmassenstromes wird das Verhalten der Wirbelschicht bei steigendem Sandmassenstrom untersucht. Dabei stellt sich heraus, dass der Sandmassenstrom eine Funktion des Höhenunterschiedes ist. Bei größerem Sandmassenstrom stellt sich ein größerer Höhenunterschied ein. Grund dafür ist die treibende Kraft des horizontalen Sandtransports, der Druckgradient in horizontale Richtung. Durch den Druckgradienten, der durch den Höhenunterschied entsteht, wird der Sand in eine Richtung gedrängt. Um einen höheren Sandmassenstrom zu ermöglichen, muss auch der Druckgradient und mit ihm der Höhenunterschied steigen. Es lässt sich also schreiben:

$$\dot{m}_{Sand} = \dot{m}_{Sand}(\Delta p) \quad \text{mit} \quad \Delta p \sim \Delta H \quad (3.11)$$

Der Verlauf des Drucks im Längsschnitt der Wirbelschicht ist in Abbildung 3.18a ersichtlich.

Hier ist deutlich zu sehen, dass der Druck über dem Düsenboden in Strömungsrichtung abnimmt. Analog dazu nimmt auch die Höhe der Wirbelschicht in Strömungsrichtung ab.

Die Abhängigkeit des Sandmassenstroms vom Druckgradient bewirkt, dass ein großer Bereich von möglichen Sandmassenströmen dargestellt werden kann, wenn der Druckgradient groß genug ist. Sofern eine gleichmäßige Fluidisierung gewährleistet wird, kann der Sandmassenstrom Werte über 10kg/s erreichen. Dies zeigen auch die durchgeführten Barracuda Simulationen. Mit einem großen Druckgradienten steigt gemäß Gleichung (3.11) auch der Höhenunterschied (Siehe Abbildung 3.18b) und die erforderliche Bauhöhe der Wirbelschicht nimmt zu.

In weiterer Folge ist es wichtig, den Druckverlust, der nicht durch die horizontale Bewegung der Partikel hervorgerufen wird so gering wie möglich zu halten. Dementsprechend wird die Konstruktion der Baffles ein wesentlicher Punkt in der Auslegung der Anlage.

Druckverlust eines Baffles

Wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, birgt die Konstruktion der Baffles eine der Schlüsselherausforderungen in der Planung und Konstruktion einer effizienten sandTES Anlage. Der Druckverlust, der von den Baffles verursacht wird, muss mit einem größeren Höhenunterschied ausgeglichen werden.

Um den Druckverlust verschiedener Bafflekonstruktionen zu testen, werden mehrere Simulationen mit Baffles unterschiedlicher Länge bei konstanten Sandmassenstrom von $1,5\text{kg/s}$ durchgeführt. Außerdem wird auch die Zahl der Baffles bzw. der Abstand zwischen ihnen variiert.

Die untersuchten Bafflekonstruktionen weisen nicht den gleichen, „freien“, vom Sand durchströmbareren Querschnitt auf. Im Gegensatz zur neutralen Bafflekonfiguration, bei der die Höhe der Baffles konstant bleibt, zwingen die oszillierenden Bafflekonfigurationen den Sand durch abwechselnd kurze bzw. lange Baffles in eine S-förmige Bahn. Dadurch ist auch der passierbare Querschnitt verringert und es entsteht ein höherer Druckverlust. (Siehe 3.19)

Die untersuchten Konfigurationen sind in nachstehender Tabelle aufgelistet.

Name	Kürzel	Baffleanzahl	Höhenvariation
12 Baffles neutral	12B0osc	12	0
12 Baffles leicht oszillierend	12B1osc	12	75mm
12 Baffles stark oszillierend	12B2osc	12	150mm
6 Baffles leicht oszillierend	6B1osc	6	75mm

Tabelle 3.7.: Untersuchte Bafflekonfigurationen.

Datenverarbeitung mittels MATLAB Für die Auswertung des Druckverlusts über ein Baffle werden nicht die Druckdaten verwendet, da diese durch Blasenbildung und Jets

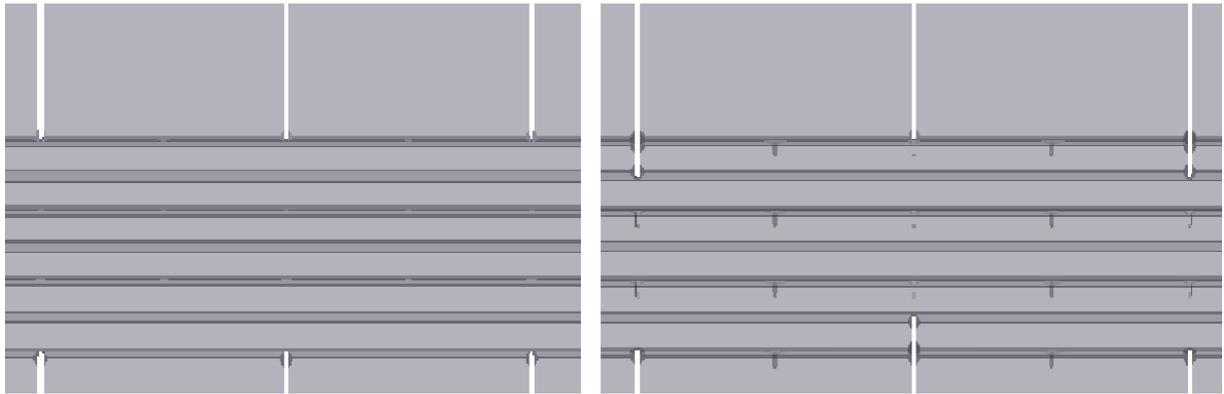


Abbildung 3.19.: Unterschiedliche Bafflekonstruktionen. *Links*: Neutral, *rechts*: Leicht oszillierend

im Düsenbodenbereich starken Schwankungen ausgesetzt sind. Oberhalb des Düsenbodens jedoch wird der Druckgradient durch die Sandschüttung bereits stark gedämpft.

Um dennoch eine Aussage über den von Baffles verursachten Druckverlust treffen zu können, müssen andere Daten verarbeitet werden. Dabei stellt sich heraus, dass die Werte des Feststoffvolumenanteils bessere, stabilere Ergebnisse liefern. Die mit Hilfe der 2D Plot Data entlang der Wirbelschicht aufgezeichneten Daten werden mit MATLAB ausgewertet und eine Druckdifferenz, die sich aus dem Höhenunterschied ergibt (gemäß Gleichung (3.11)).

Es wird je ein Datensatz vor und nach dem ersten Baffle ausgelesen und vertikal gemittelt. Diese mittlere Porosität erlaubt Aussagen über den Höhenunterschied, den das Baffle verursacht. Mit der Dichte des verwendeten Sandes kann gemäß folgender Gleichung auf die Druckdifferenz über das Baffle zurückgerechnet werden.

$$\Delta p = \rho_{Sand} \cdot g \cdot H \cdot (\theta_{vor} - \theta_{nach}) \quad (3.12)$$

Die Werte für θ werden zeitlich über zumindest zehn Sekunden bei konstantem Massenstrom gemittelt. Dabei wird darauf geachtet, dass sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Dieser ist erreicht, wenn der Massenstrom durch das nächste Baffle bei konstant $1,5 \text{ kg/s}$ liegt.

Die so erhaltenen Werte sind in Abbildung 3.20 ersichtlich.

Die ermittelten Ergebnisse stimmen gut mit den Erwartungen überein. So steigt etwa der Druckverlust mit zunehmender Eindringtiefe des Baffles, was aufgrund des abnehmenden, freien Querschnitts nachvollziehbar ist. In nachstehender Tabelle 3.8 sind die Ergebnisse der MATLAB Auswertung als Zahlenwerte dargestellt.

Charakteristik der Sandströmung

Unter der Charakteristik der Strömung ist vor allem die Form des Strömungsprofils der Sandströmung zu verstehen. Dabei ist es für das sandTES System wichtig eine möglichst stark ausgeprägte Pfropfenströmung aufzuweisen. Bei diesem Strömungsbild kann sicher-

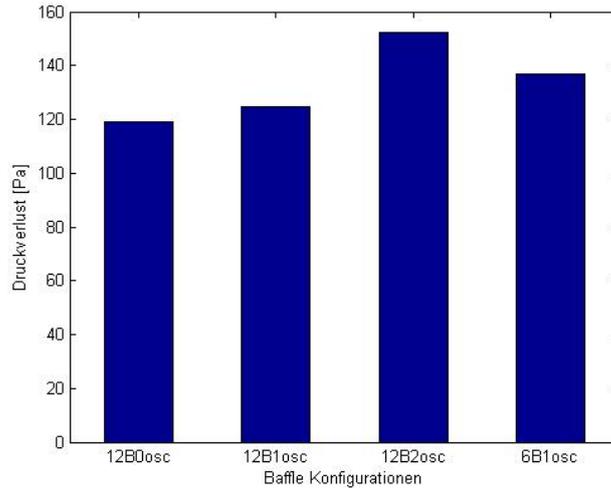


Abbildung 3.20.: Druckverlust der unterschiedlichen Bafflekonstruktionen. Genauere Erklärung zu den Kürzeln, siehe 3.7

Kürzel	Druckverlust in [Pa]
12B0osc	119,2527
12B1osc	124,7165
12B2osc	152,4903
6B1osc	136,9399

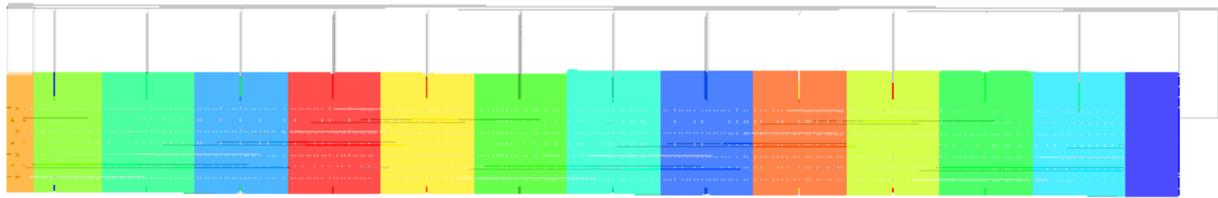
Tabelle 3.8.: Druckverluste der unterschiedlichen Bafflekonfigurationen.

gestellt werden, dass der Sand im Querschnitt eine gleichmäßige Temperaturverteilung aufweist. Fließt jedoch der Sand an einer Seite schneller, so wird er dort auch eine höhere bzw. niedrigere Temperatur aufweisen, je nachdem ob Energie aus- oder eingespeichert wird.

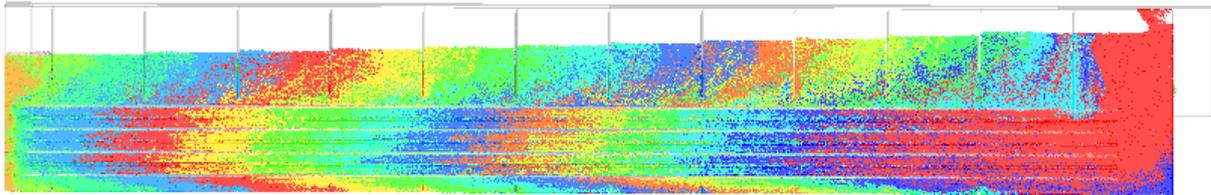
Die Beurteilung der Strömungscharakteristik erfolgt optisch und mit Hilfe der in Baracuda enthaltenen Tools.

Die Abbildungen 3.21 zeigen, dass sich in der Wirbelschicht das gewünschte Strömungsverhalten einstellt. Die Strömung weist eine klare Front auf, was die scharfen Übergänge zwischen den Spezies bestätigen.

Die Simulationen haben weiters ergeben, dass bei einem Massenstrom von $1,5\text{kg/s}$ die horizontale Strömungsgeschwindigkeit des Sandes im Durchschnitt beinahe $0,06\text{m/s}$ beträgt. Dieser Wert ist wichtig, um später Aussagen über die Temperaturspreizung zwischen Sand und Rohrbündel treffen zu können. Dies wird jedoch nicht im Rahmen dieser Arbeit untersucht.



(a) 0s



(b) 60s

Abbildung 3.21.: Speziesverteilung in der Wirbelschicht nach (a) 0s bzw. (b) 60s.

Charakteristik der Fluidströmung

Am Rande der Simulationen zur Sandströmung wird auch die Fluidströmung betrachtet. Dabei stellt sich heraus, dass die Fluidströmung sehr stark von der Sandströmung beeinflusst wird. Dies ist in Abbildung 3.22 dargestellt.

In dieser Graphik ist deutlich zu erkennen, dass der Geschwindigkeitsvektor der Fluidströmung nach links (in Richtung des Sandtransportes) abgelenkt wird. Dies hat im wesentlichen zwei Gründe.

Zum einen verursacht der horizontale Höhen- und Druckunterschied einen Druckgradienten in Strömungsrichtung des Sandes. Dieser Druckgradient wirkt auch auf das Fluid und drängt es in Strömungsrichtung. (vgl. Abbildung 3.18a).

Zu anderen bewegt sich der Sand mit einer Geschwindigkeit von etwa $0,6\text{m/s}$ horizontal durch die Wirbelschicht. (Siehe vorheriges Kapitel) Diese Strömung reißt die Fluidströmung gemäß Gleichung (1.15) mit. Es zeigt sich, dass der Schlupf zwischen Sand und Fluid sehr gering, jedoch größer 0 ist:

$$s = \frac{v_{y,Sand} - v_{y,Fluid}}{y_{y,Sand}} < 0.01 \quad (3.13)$$

Damit ist erwiesen, dass die Sandströmung geringfügig schneller ist als die Fluidströmung.

Auslassbereich

Der Auslassbereich wird bei der sandTES Pilotanlage als Überlaufwehr ausgeführt, über das die Sandströmung fließt, bevor sie durch eine entsprechende mechanische Förderung in die Silos eingebracht wird.

Durch dieses Überlaufwehr muss der Sand von seiner horizontalen Flussrichtung in eine vertikale übergehen. Das Überlaufwehr verursacht dabei Totgebiete, die nicht am

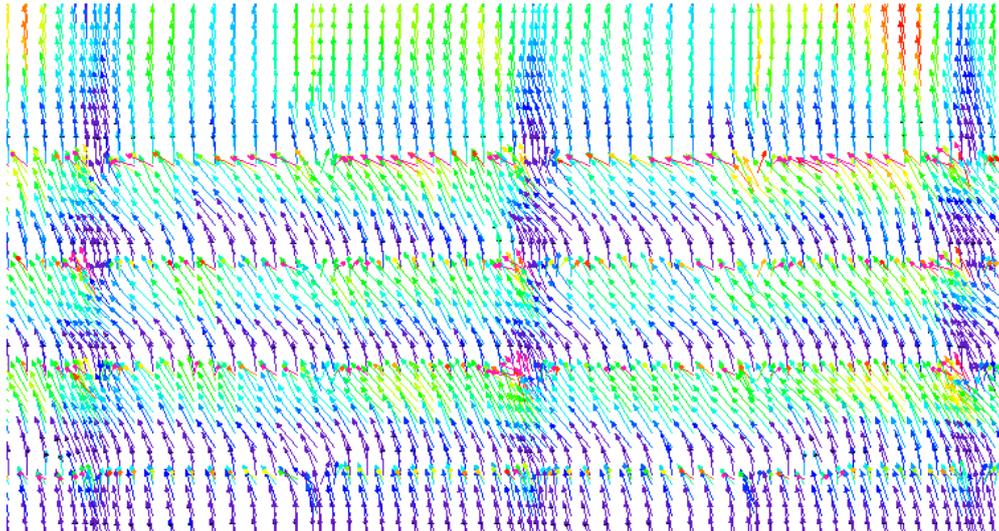


Abbildung 3.22.: Geschwindigkeitsvektor der Fluidströmung mit y und z Komponenten.

horizontalen Sandstrom teilnehmen. Ziel ist es, herauszufinden, ob dadurch ein Rückstau entsteht und wie weit dieser in die Wirbelschicht ragt.

Das System des Überlaufwehres wird als effizienteste Möglichkeit betrachtet, den Sand aus der Wirbelschicht auszutragen, ohne dabei eine aufwändige Regelung zu benötigen. Bei der Konzeption der Pilotanlage wird, um Risiken zu vermeiden, diese technologisch einfach umzusetzende Variante bevorzugt. Die Massenstromregelung nach dem Überlaufwehr erfolgt durch Zelleradschleusen. Auch dabei handelt es sich um eine sehr gut einschätzbare Technik, die einfach zu beherrschen ist. Ob ein solches System auch bei Großanlagen sinnvoll ist, muss sich erst zeigen, da die Kapazitäten wohl schnell erschöpft sind und zusätzlich die Investitionskosten für eine Zelleradschleuse hoch sind.

Der Rückstau des Auslassbereichs wird optisch mit Hilfe der Spezienverteilung analysiert. Dabei stellt sich heraus, dass ein großer Unterschied zwischen stationärem und instationärem Zustand besteht. Während im stationärem Zustand der Rückstau gering ist, reicht er im instationären Zustand etwa drei Meter in die Wirbelschicht. Es ist zu erwarten, dass dies Einfluss auf die Dynamik des Systems hat, was folgendermaßen zu erklären ist. Durch den Rückstau verringert sich der freie, für die Sandströmung passierbare Querschnitt. Die Totzonen werden erst mit zunehmendem Druckgradient aufgelöst. Dementsprechend dauert es länger, bis das System nach dem Anfahren stationär läuft. Wir der Sandmassenstrom geändert, ist der Einfluss des Auslasses auf die Dynamik des Systems gering, da die Totzonen bereits klein sind.

Die beschriebene Totzone ist in Abbildung 3.23 zu sehen. Der Einfluss der Totzone auf das Fließverhalten der Sandströmung ist ebenso zu erkennen. Während in ausreichender Entfernung vom Auslass noch die gewünschte Pfropfenströmung vorliegt, ist beim Auslassbereich der untere Teil der Wirbelschicht deutlich langsamer. Dies ist Resultat der Verzögerung, die die Wirbelschicht aufgrund der vertikalen Umlenkung der Sandströmung durch die Wand des Überlaufwehres erfährt. Als Konsequenz ist zu befürchten, dass durch die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten die Temperaturverteilung

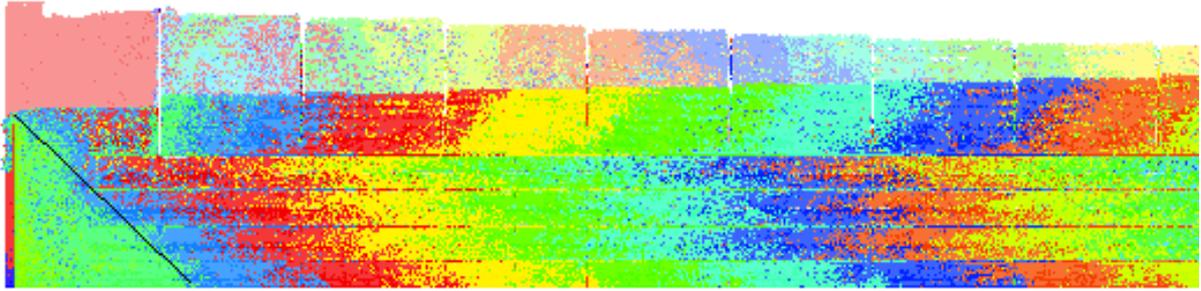


Abbildung 3.23.: Spezienverteilung nach 120s am Auslassbereich der Anlage. Die schwarze Linie markiert den vom Überlaufwehr hervorgerufenen Rückstau.

im Querschnitt nicht mehr homogen ist.

Segregation der Wirbelschicht

Gering fluidisierte Wirbelschichten neigen dazu, die Feststoffschüttung durch Segregation zu klassieren. (vgl. Kapitel 3.2.5) Darunter versteht man die Trennung der Partikel nach ihrer Korngröße. Der Grund liegt im Verhältnis zwischen Gewichtskraft und durch die Luftströmung hervorgerufener Widerstandskraft. Während die Gewichtskraft mit der dritten Potenz des Durchmessers steigt, steigt die Widerstandskraft mit dem Quadrat des Durchmessers.

$$G = m \cdot g = \rho_{Sand} \cdot V \cdot g = \rho_{Sand} \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d^3 \quad (3.14)$$

$$F_W = C_D \cdot \frac{\rho_{Luft} \cdot u^2}{2} \cdot \pi \cdot d^2 \quad (3.15)$$

Damit sinkt das Verhältnis mit sinkendem Durchmesser:

$$\frac{F_W}{G} \sim \frac{1}{d} \quad (3.16)$$

Als Resultat dieses Zusammenhangs neigen kleinere Partikel dazu, in oberen Bereich der Wirbelschicht zu steigen, während größere Partikel zu Boden sinken. Man spricht dabei von *Segregation*. Dieses Phänomen ist vor allem bei gering fluidisierten Wirbelschichten zu beobachten, da die Widerstandskraft auch vom Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit u abhängig ist. (vgl. Gleichung (3.15))

Es ist davon auszugehen, dass dieses Verhalten auch bei einem sandTES System auftritt, da es sich hierbei um eine gering fluidisierte Wirbelschicht handelt. Um dies zu bestätigen, wird der Partikeldurchmesser im Laufe der Simulation festgehalten. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.24 ersichtlich.

Dabei ist zwar deutlich zu erkennen, dass es zur Segregation kommt. Die Konsequenzen sind vor allem bei den thermischen Eigenschaften zu erwarten. Kleinere Partikel verfügen durch ihre geringere Größe über eine geringere Wärmespeicherkapazität. Dies hat zu Folge, dass ihre Temperatur höher ist, bei gleicher übertragener Wärme. Es ist davon

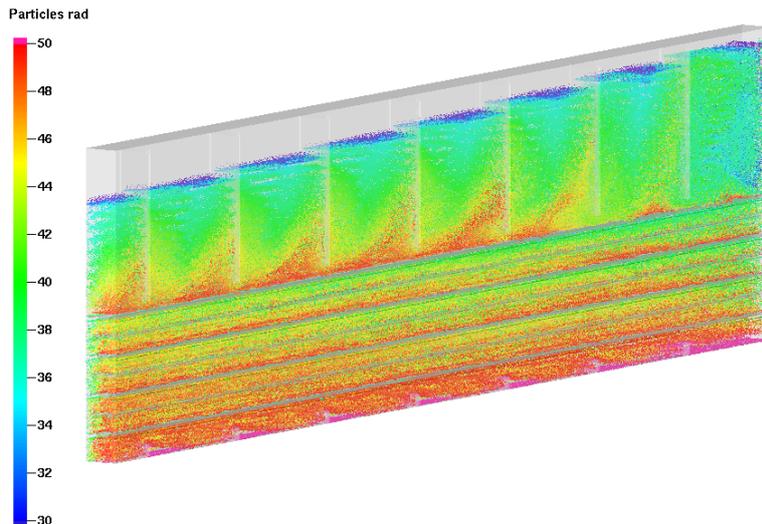


Abbildung 3.24.: Größenverteilung in einem Schnitt durch die Wirbelschicht.

auszugehen, dass dadurch die Temperaturverteilung im Querschnitt nicht homogen sein wird.

Einfluss der Baffles auf die Fluidströmung

Bei der Auswertung der Simulationen wird der Einfluss der Baffles auf das Strömungsverhalten des Fluides deutlich. So ist etwa die Speziesverteilung nach einem Baffle unerwartet, da es zu einer starken vertikalen Strömung kommt, die die Spezies des vorangegangenen Tanks über das Rohrbündel hebt. Der Sand, der durch ein Baffle in die nächste Kammer fließt wird dadurch nach oben abgelenkt. So sammelt sich knapp nach einem Baffle Sand der vorangegangenen Kammer im oberen Bereich der Wirbelschicht.

Grund dafür ist der Höhenunterschied bzw. Druckunterschied, den ein Baffle in der Sandströmung verursacht. Dieser Druckunterschied wirkt ebenso auf die Fluidströmung. Dadurch wird im Bereich nahe den Baffles die Fluidströmung abgelenkt. Daraus resultiert ein erhöhter Fluidmassenstrom unmittelbar nach dem Baffle.

Dieser Effekt ist von dem in Abbildung 3.22 dargestellten Phänomen entkoppelt zu betrachten. Dies ergibt sich aus der Charakteristik des Druckverlaufes. Während innerhalb einer Kammer der Druck stetig abnimmt, verursacht ein Baffle einen un stetigen Drucksprung. Daher verursacht der Höhenunterschied einen Düsen effekt nach dem Baffle, der die vertikale Strömungsgeschwindigkeit des Fluids auf die zehnfache Fluidisierungsgeschwindigkeit erhöhen kann. Bei solch hohen Strömungsgeschwindigkeiten muss auch eine erhöhte Gefahr der Erosion in Betracht gezogen werden.

Zur besseren Anschaulichkeit ist in Abbildung 3.25 die vertikale Strömungsgeschwindigkeit und die dazugehörige Feststoffverteilung nach dem ersten Baffle dargestellt. Deutlich zu erkennen ist dabei der Zusammenhang von der Höhe der Wirbelschicht und dem betrachteten Düsen effekt.

Dieser Düsen effekt erklärt auch die in Abbildung 3.24 dargestellte Korngrößenvertei-

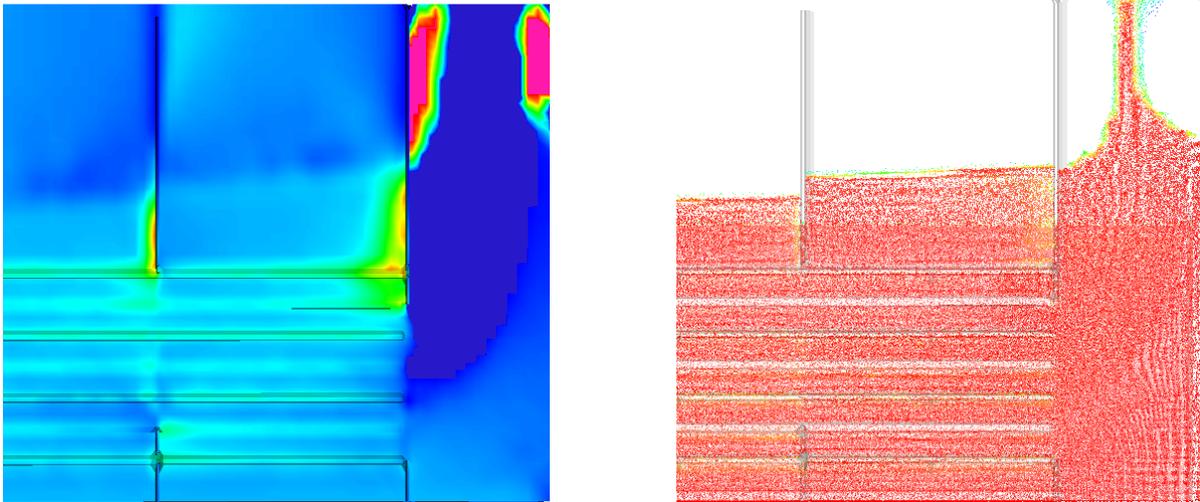


Abbildung 3.25.: *Links:* Vertikale Strömungsgeschwindigkeit in einem Schnitt durch die Wirbelschicht. Deutlich zu sehen ist die Düsenbildung nach dem Baffle. *Rechts:* Feststoffverteilung zum gleichen Zeitpunkt.

lung. Hier ist zu erkennen, dass nach einem Baffle größere Partikel wieder nach oben wandern, während sie innerhalb einer Kammer zur Segregation tendieren. Durch die lokal hohen Geschwindigkeiten als Folge des Düseneffektes wird die Segregation, die vor allem bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten auftritt, verhindert und die Schüttung wieder durchmischt. Diese Auswirkung der Düse kann in einem sandTES System durchaus erwünscht sein. Dadurch kann etwa die Homogenität der Schüttung im Querschnitt verbessert werden.

Negative Auswirkung dieses Effektes könnten etwaige Erosionserscheinungen sein, wie bereits erwähnt. Durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten und die große Feststoffbelastung ist zu erwarten, dass es zu höheren mechanischen Belastungen in diesem Bereich kommt.

Ein weiterer Nachteil könnte die ungleichmäßige Spezienverteilung darstellen. Da die Düse den Sand nach dem Baffle über das Rohrbündel befördert, wird verhindert, dass dieser Wärme aufnimmt bzw. abgibt. Es entsteht ein Bypass, der die thermische Leistungsfähigkeit des Systems beeinträchtigen könnte. Dieser Bypass wird in den Simulationen auch beobachtet. Allerdings ist der Massenstrom, der von der Düse beeinflusst wird verglichen mit dem gesamten Sandmassenstrom gering, was die Auswirkungen dieses Effekt abschwächt.

Anstieg der Betthöhe nach dem ersten Baffle

Mehrere Simulationen zeigen, dass die Wirbelschicht nach dem ersten Baffle höher als im Einlassbereich ist. Experimente, die mit Kaltmodellen aus Plexiglas durchgeführt worden sind, zeigen ein sehr ähnliches Bild. Dieses Phänomen ist auf den ersten Blick nicht zu erklären, da trotz des sozusagen negativen Höhenunterschieds der Sand in die

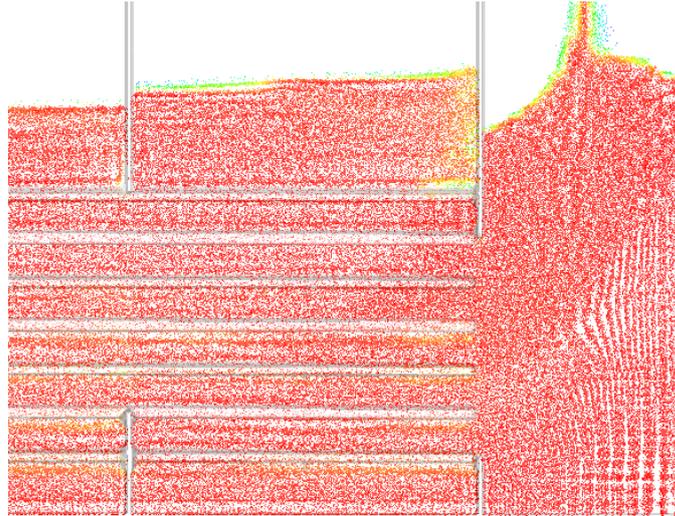


Abbildung 3.26.: Höhenunterschied am Einlass.

richtige Richtung fließt. Die Strömung weist an dieser Stelle in Richtung der höheren Stelle.

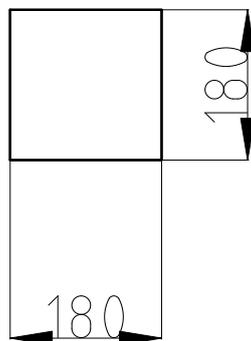
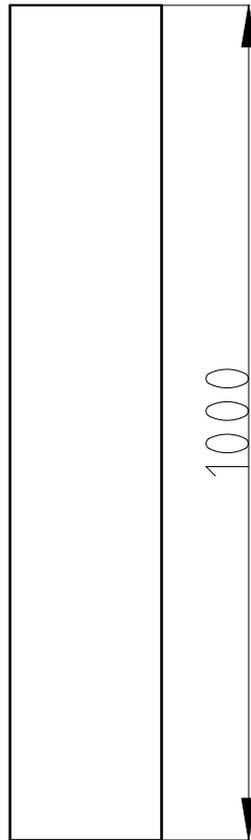
Um dieses Verhalten zu analysieren, muss die Konstruktion des Einlassbereiches genauer betrachtet werden. Dabei spielen vor allem die sogenannten Winkelbleche eine gewichtige Rolle. Die Winkelbleche, die in der Wirbelschicht immer dort an den Ränder angebracht werden, wo eine Rohrreihe mit geringerer Rohrzahl angebracht ist. Bei dem in der Simulation und der Pilotanlage verwendeten Rohrbündel, das abwechselnd zwei bzw. drei versetzte Rohre aufweist, wird also bei jeder Rohrreihe mit nur zwei Rohren an der Wand ein Winkelblech montiert. Dieses Winkelblech verhindert, dass der Sand seitlich an der Wand und vorbei am Rohrbündel nach oben bzw. nach unten wandert. (Siehe dazu die Querschnittskizze in A.4)

Durch diese Winkelbleche verringert sich allerdings der Querschnitt der Strömung bzw. die Querschnittsfläche, auf die der Sand seine Gewichtskraft verteilt. Die Kraft, die die Winkelbleche aufnehmen, wird anders als jene Kraft, die von der Strömung aufgebracht wird, in die Wände eingeleitet. Dadurch nimmt sie keinen Einfluss auf den Druck, der sich über dem Düsenboden einstellt. Da jedoch der Querschnitt der Fluidisierung nicht verringert wird, muss der Druckunterschied durch eine höhere Sandschüttung ausgeglichen werden. Obwohl auch die auf das Rohrbündel übertragene Kraft direkt in die Konstruktion eingeleitet wird, so ist der Effekt durch die Winkelbleche größer. Dies liegt daran, dass der Sand hier ruht, an den Rohren allerdings abrutscht und wieder von der Fluidströmung aufgegriffen wird.

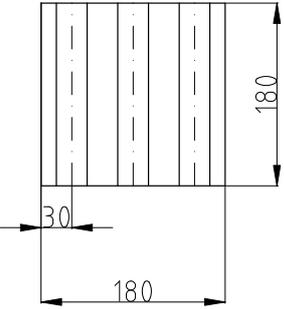
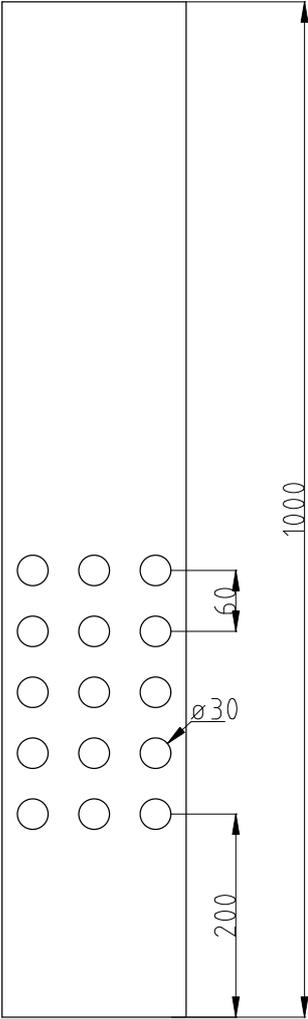
In Abbildung 3.26 ist der Effekt, der von den Winkelblechen hervorgerufen wird deutlich zu erkennen. Ein ähnlicher Verlauf des Höhenunterschieds ist auch in unterschiedlichen Experimenten zu beobachten.

A. Modelle der Simulationen

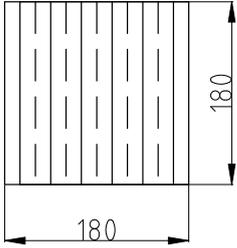
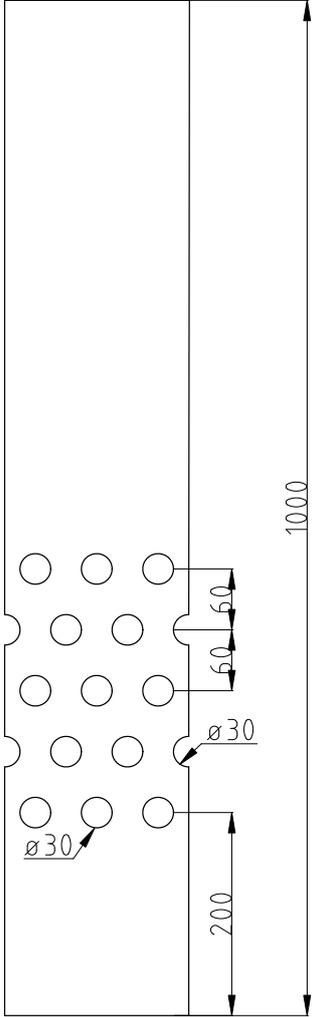
A.1. Minimale Fluidisierungsgeschwindigkeit



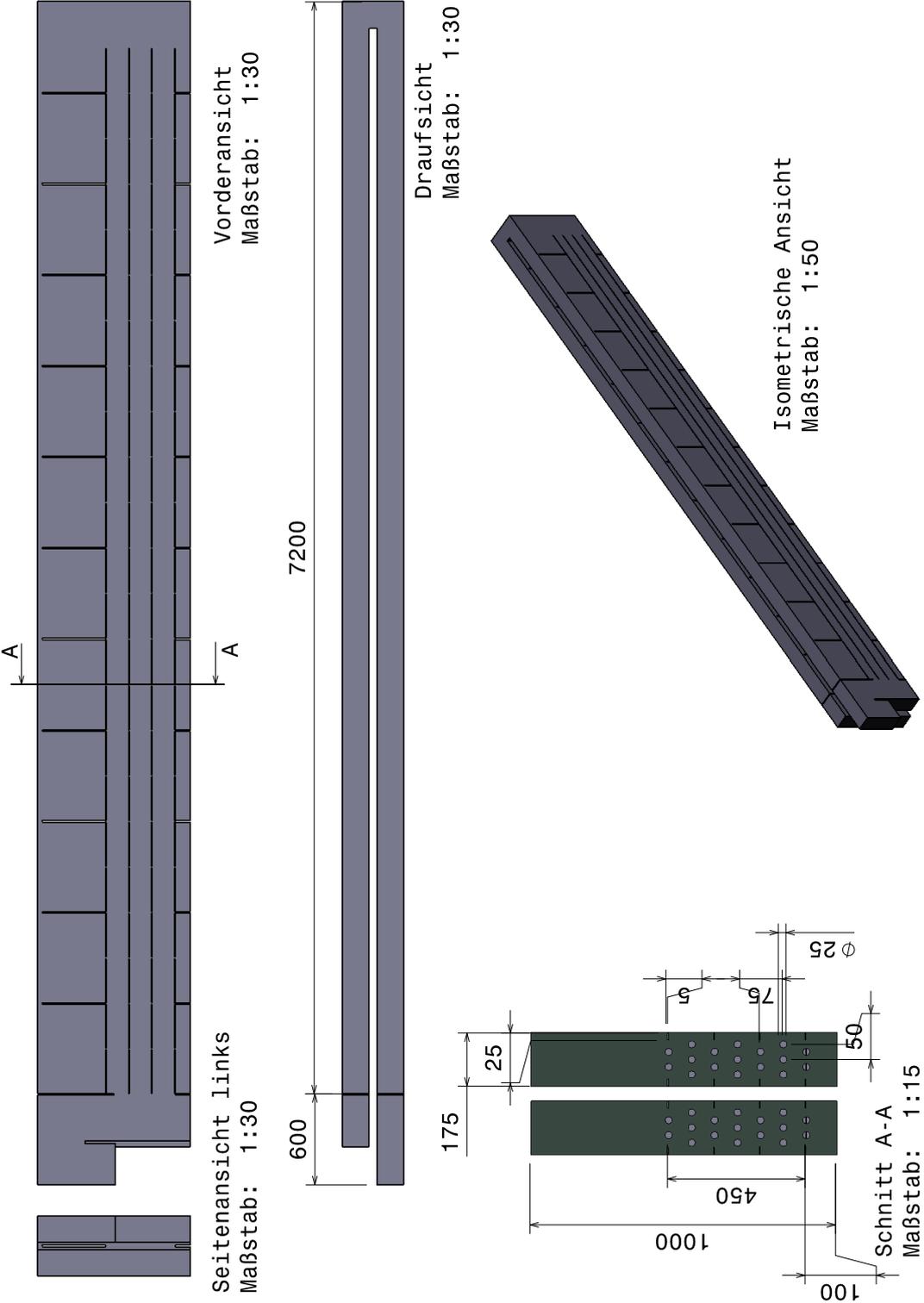
A.2. Fluchtende Rohranordnung



A.3. Versetzte Rohranordnung



A.4. Pilotanlage



Glossary

Abkürzungen

ACAES	Adiabatic Compressed Air Energy Storage
DEM	Diskrete Elemente Methode
MP-PIC	Multi-Phase Particle-In-Cell
TES	Thermal Energy Storage (thermische Energiespeicher)

Griechische Symbole

β	Konstante zur Berechnung von τ_P
$\delta_{i,j}$	Kronecker Delta ($\delta_{i,j} = 1$, wenn $i = j$, sonst $\delta_{i,j} = 0$)
ε	Porosität
ϵ	Konstante zur Berechnung von τ_P
θ_f	Volumensanteil des Fluids
θ_{max}	maximaler Volumensanteil der Partikel
θ_P	Volumensanteil der Partikel
μ	dynamische Viskosität
ρ_f	Dichte des Fluids
ρ_P	Dichte eines Partikels
$\bar{\rho}_P$	Mittlere Dichte der Partikeln P in der parcel
τ_P	Partikelspannung; Druck- bzw. Scherkräfte zwischen den Partikeln
τ_f	Scherspannung des Fluids
ϕ	Wahrscheinlichkeitsverteilung der Partikel
Ω_P	Volumen eines Partikels

Lateinische Symbole

A	Beschleunigungsvektor eines Partikels
<i>Ar</i>	Archimedeszahl
<i>C</i>	Konvektionskoeffizient
<i>D</i>	Diffusionskoeffizient
<i>D_P</i>	Widerstandskoeffizient eines Partikels
<i>d_{sv}</i>	Äquivalentdurchmesser eines Partikels
g	Erdbeschleunigung
<i>H</i>	Höhe des Festbettes
<i>m_P</i>	Masse eines Partikels
n	Normalvektor zum Oberflächenelement <i>dA</i>
<i>n_P</i>	Anzahl der Partikel
<i>p</i>	Druck
<i>P_S</i>	Konstante zur Berechnung von τ_P
<i>R</i>	Deformationsrate
<i>Re</i>	Reynoldszahl
<i>r_P</i>	Radius des Partikels P
<i>S</i>	Interpolationsoperator

t	Zeit
\mathbf{u}_f	Geschwindigkeitsvektor des Fluids
u_L	Lockerungsgeschwindigkeit
\mathbf{u}_P	Geschwindigkeitsvektor eines Partikels
$\bar{\mathbf{u}}_P$	Schwerpunktsgeschwindigkeit der Partikeln P in der parcel

Literatur

- [1] F. M. Auzerais, R. Jackson und W. B. Russel. »The resolution of shocks and the effects of compressible sediments in transient settling«. In: *Journal of Fluid Mechanics* (1988).
- [2] M. J. Andrews und P. J. O'Rourke. »The Multiphase Particle-in-Cell (MP-PIC) Method for Dense Particulate Flow«. In: *Int. Journal for Multiphase Flow* 2.2 (1996), S. 379–402.
- [3] J.H. Ferziger und M. Peric. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [4] D. Geldart. »Types of Gas Fluidization«. In: *Powder Technology* 7 (1973), S. 285–292.
- [5] M. Haider u. a. *A Comparison between Passive Regenerative and Active Fluidized Bed Thermal Energy Storage Systems*. Techn. Ber. Vienna University of Technology, 2012.
- [6] S. E. Harris und D. G. Crighton. »Solutions, solitary waves and voidage disturbances in gas-fluidized beds«. In: *Journal of Fluid Mechanics* 266 (1994).
- [7] M. Hämmerle. »Auslegung und Konstruktion einer 200[kW]th-sandTES Pilotanlage«. Masterarbeit. Technische Universität Wien, Institut für Energietechnik und Thermodynamik, 2013.
- [8] K. Schwaiger u. a. »sandTES - A novel Thermal Energy Storage System based on Sand«. In: *Vortrag: 6th European Thermal Sciences Conference (Eurotherm 2012)*. 2012.
- [9] Christoph Lechner. *Stationäre Gasturbinen*. Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [10] D. M. Snider. »An Incompressible Three-Dimensional Multiphase Particle-in-Cell Model for Dense Particle Flows«. In: *Journal of Computational Physics* 170 (2001), S. 523–549.
- [11] D. M. Snider und P. J. O'Rourke. »The Multiphase Particle-in-Cell (MP-PIC) Method for Dense Particle Flow«. In: *Computational Gas-Solids Flows, Reacting Systems: Theory, Methods und Practice*, 2011. Kap. 9.
- [12] T. Steinparzer u. a. *Heat exchangers and thermal energy storage concepts for the off-gas heat of steelmaking devices*. Techn. Ber. Vienna University of Technology, 2012.
- [13] VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Ingenieurwesen (GVC) Verein Deutscher Ingenieure, Hrsg. *VDI heat atlas. 2*. Springer Heidelberg, 2010.

- [14] F. A. Williams. *Combustion theory*. Hrsg. von 2nd ed. Benjamin-Cummings Publ., 1985.
- [15] C. Y. Wen und Y. H. Yu. »Mechanics of fluidization«. In: *Chem. Eng. Progr. Symp.* 66 (1966), S. 100–110.