

Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters

DISSERTATION

Zur Erlangung des Doktorgrades
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von
M. SC. MARTIN WEERS
aus Leer

genehmigt von der
Fakultät für Mathematik/Informatik und Maschinenbau
der Technischen Universität Clausthal

Tag der mündlichen Prüfung
14.12.2022

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.dnb.de> abrufbar.

Bibliographic information published by the Deutsche Nationalbibliothek

The Deutsche Nationalbibliothek lists this publication in the Deutsche Nationalbibliografie; detailed bibliographic data are available in the Internet at <http://dnb.dnb.de>.

Dekan:

Prof. Dr. rer. nat. Jörg P. Müller

Vorsitzender der Prüfungskommission:

Prof. Dr.-Ing. Gunther Brenner

Erstgutachter/Betreuer:

Prof. Dr. rer. nat. Alfred P. Weber

Zweitgutachter:

Prof. Dr.-Ing. Ulrich Teipel

Dissertation Technische Universität Clausthal 2023

D104

© **PAPIERFLIEGER VERLAG GmbH**, Clausthal-Zellerfeld, 2023

Telemannstraße 1, 38678 Clausthal-Zellerfeld, Deutschland

www.papierflieger.eu

Urheberrechtlich geschützt, alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Wege (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2023

ISBN 978-3-86948-909-4

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei den Herren Prof. Dr. Weber und Prof. Dr. Teipel für die Übernahme des Gutachtens bedanken. Ich bin meinem Mentor Herrn Prof. Dr. Weber sehr dankbar für die Betreuung während meiner Zeit im Institut.

Auch Herrn Prof. Dr. Hess bin ich zu größtem Dank verpflichtet. Er war mir nicht nur ein guter Mentor während des Masterstudiums, sondern war auch maßgeblich daran beteiligt, dass ich die Promotion im IMVT anstrebte.

Mein besonderer Dank gilt auch meiner Freundin Katharina Degenhardt, die mich immer bestärkte.

Bei meinem guten Freund Leonard Hansen möchte ich mich ebenfalls bedanken wie auch bei Vinzent Olszok und Florian Hansen, die mir unzählige Male mit Ideen oder einem offenen Ohr zur Seite standen.

Ebenso ein offenes Ohr und mehr gute Ratschläge als praktisch umsetzbar waren, hatten auch Herr Dr. Bernd Benker und Frau Dr. Annett Wollmann, denen ich für die vielen fachlichen und privaten Gespräche zu Dank verpflichtet bin. Weiter möchte ich Frau Katrin Ernst, der guten Seele des Instituts, an dieser Stelle danken.

Meinen weiteren Kollegen und den Studenten, die ich während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter betreut habe, möchte ich ebenfalls für die gute Zusammenarbeit danken, ganz besonders Frau Tessa Gallenkämper.

Herrn Dr. Carsten Kykal und der Firma TSI möchte ich für die Diskussionen zur Luftströmung und der Bereitstellung des PIVs meinen Dank aussprechen.

Herrn Daniel Schulz und Herrn Prof. Dr. Kruggel-Emden danke ich für die Unterstützung und die DEM Simulation des Sichtradschaufelzwischenraumes.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie, dem Ehepaar Degenhard & Degenhardt sowie Frau Sybille Janssen-Weets bedanken. Ihr wart und seid immer für mich da, danke.

Kurzzusammenfassung

Abweiseradsichter dienen zur Trennung von Partikelkollektiven im niedrigen Mikrometerbereich nach Größe. Die Trennung des Aufgabegutes erfolgt dabei in zwei Fraktionen, das Grobgut und das Feingut. Die dazu verwendete Sichtluft durch einen exzentrisch angebrachten Stutzen unterhalb des Sichtrades eingesaugt, bildet einen aufwärts strömenden Wirbel und wird durch das schnell drehende Sichtrad in die Feingutleitung gesogen. Das Aufgabegut wird unterhalb des Sichtrades zugegeben und durch den Luftwirbel zum Sichtrad getragen, wo die Partikel ein Kräftegleichgewicht aus einwärts gerichteter Schleppkraft der Luft und auswärts gerichteter Zentrifugalkraft erfahren. Beim Feingut ist die Widerstandskraft der Luft größer als die Zentrifugalkraft und die Partikel können somit in den Innenraum des Sichtrades zur Feingutleitung gelangen. Ein Zyklon scheidet das Feingut anschließend aus dem Luftstrom ab. Beim Grobgut andererseits dominiert die Zentrifugalkraft und die Partikel werden zurück in den Sichtraum abgewiesen. Der Grobgutauslass ist unterhalb des Lufteinlasses angebracht und das Grobgut muss hier ein Kräftegleichgewicht aus Schwerkraft und Widerstandskraft der Luft überwinden. Erst durch Bildung eines Hold-ups und folglich hinreichender Massenbeladung, kann das abgewiesene Grobgut dieses Kräftegleichgewicht durch Bildung von Partikelstrahlen überwinden. Das Ziel dieser Arbeit ist ein besseres Verständnis für die Vorgänge in Abweiseradsichtern bzw. die Erklärung des Trennverhaltens. In einer Sensitivitätsanalyse wurde zunächst der Einfluss verschiedener Materialparameter sowie konstruktiver Änderungen am Sichter durchgeführt. Auf dieser Basis konnte der Sichtprozess in vier Unteraspekte aufgeteilt werden: (1.) die Dispergierung des Aufgabegutes, (2.) der Transport des Aufgabegutes zum Sichtrad, (3.) die eigentliche Trennung im Sichtradschaufelzwischenraum und (4.) der Abtransport des Grobgutes. Die langen Zeiträume, die der modifizierte ATP 50 Abweiseradsichter benötigt, um den stationären Zustand zu erreichen, konnte auf den sich bildenden Hold-up zurückgeführt. Die sich ansammelnde partikuläre Masse ist proportional zum Trennkorn am Grobgutauslass. Ein entwickeltes Modell zur Partikelverweilzeit und der zeitabhängigen Hold-up Masse spiegelt die experimentell bestimmten Verweilzeiten gut wider. Anschließend liegt der Fokus auf Experimenten mit geringer Massenbeladung, so dass auf Optik basierende Messgeräte wie das PIV (Particle Image Velocimetry), LDA (Laser Doppler Anemometrie) und Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen nutzbar waren. Diese zeigten die signifikanten Abweichungen zu üblicherweise angenommenen Fluidströmungsgeschwindigkeiten und beispielsweise bis zu vierfach höhere Radialgeschwindigkeiten nahe der nacheilenden Sichtradschaufel. Andererseits erfasste diese Messtechnik die Initialgeschwindigkeitsverteilungen des Sichtgutes beim Eintritt in den Sichtradschaufelzwischenraum. DEM (Discrete Element Method) Simulationen erfassten die Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen und ein theoretisches Modell wurde abgeleitet. Dieses hat das Ziel die Partikel-Partikel Kollisionen im Sichtradschaufelzwischenraum so stark zu vereinfachen, dass sie nicht mittels eines Supercomputers und spezieller Software zu berechnen sind, sondern mit einem normalen Computer und

Matlab. Hier finden die Stoßeigenschaften, wie die Verteilung der Restitutionskoeffizienten oder die Rücksprung- minus Impaktionswinkelverteilung, Anwendung. Die charakteristischen Stoßparameter waren im Sichter mit bewegter Wand und in einem Modellaufbau mit stehender Wand für die verschiedenen Materialien gemessen worden. Mittels der Partikelinitialgeschwindigkeitsverteilung, der Partikel-Partikel-Kollisionshäufigkeit sowie der theoretischen Unterteilung in drei Unterfälle und den Stoßparameterverteilungen lässt sich eine Partikeltangentialgeschwindigkeits- und Radiusverteilung berechnen. Zusammen mit der realen Luftströmung, der Berücksichtigung der Partikelform und des Form- bzw. Reynolds Zahl abhängigen Widerstandsbeiwertes lässt sich eine kumulative Abweisewahrscheinlichkeit berechnen. Diese spiegelt die experimentell gemessenen Trennkurven für Kalksteinpartikel, gemahlenes Glas, Glaskugeln sowie die Leichtfüllstoffe Aeropor und Sil-cell gut wider. Die Eingangsparameter für das Modell sind zum Zwecke der Skalierbarkeit so gewählt, dass sie entweder gut messbar oder aber abschätzbar sind.

Abstract

Deflector wheel classifiers are used to separate particle collectives in the low micrometer range according to size. The feed material is separated into two fractions, the coarse material and the fine material. The classifying air used for this purpose is drawn in through an eccentrically mounted inlet below the classifier wheel, forms an upward-flowing vortex and is drawn into the fines tube through the rapidly rotating classifier wheel. The feed material is added below the classifier wheel and carried by the air vortex to the classifier wheel, where the particles experience a force equilibrium of inward drag force of the air and outward centrifugal force. In the case of fines, the drag force of the air is greater than the centrifugal force, allowing the particles to enter the interior of the classifier wheel. A cyclone then separates the fine material from the air stream. In the case of coarse material on the other hand, the centrifugal force dominates and the particles are rejected back into the classifying compartment. The coarse material outlet is located below the air inlet and the coarse material must overcome a force equilibrium of gravity and drag force of the air. Only when a hold-up is formed and the mass loading is consequently sufficient, the rejected coarse material can overcome this force equilibrium by forming loose particle clusters and wake effects. The aim of this work is to gain a better understanding of the processes in deflector wheel classifiers, or rather to explain the separation behavior. In a sensitivity analysis, the influence of various material parameters as well as design changes to the classifier were carried out. On this basis, the classifying process could be divided into four sub-aspects: (1.) the dispersion of the feed material, (2.) the transport of the feed material to the classifier wheel, (3.) the true separation in the space between the classifier wheels, and (4.) the removal of the coarse material. The long times required for the modified ATP 50 deflector wheel classifier to reach steady state could be attributed to the forming hold-up. The accumulating particulate mass is proportional to the cut particle size at the coarse material outlet. A developed model for particle residence

time and time-dependent hold-up mass reflects the experimentally determined residence times very well. Subsequently, the focus is on experiments with low mass loading, so that optics-based measurement devices such as PIV (Particle Image Velocimetry), LDA (Laser Doppler Anemometry) and high-speed camera recordings were usable. These showed the significant deviation from commonly assumed fluid flow velocities and, for example, up to four times higher radial velocities near the trailing classifier blade than expected. On the other hand, this measurement technique captured the initial velocity distributions of the material to classify as it entered the classifier wheel interspace. DEM (Discrete Element Method) simulations captured the number of particle-particle collisions and a theoretical model was derived. This model aims to simplify the particle-particle collisions in the gap between the classifying wheels to such an extent that they must not be calculated by means of a supercomputer and special software, but by means of a normal computer and Matlab. Here, the impact characteristics, such as the distribution of the restitution coefficients or the rebound minus impaction angle distribution, are applied. The characteristic impact parameters had been measured in the classifier with moving wall for limestone and in a model setup with standing wall for the various materials. Using the particle initial velocity distribution, the particle-particle collision probability, and the theoretical subdivision into the three subcases as well as the impact parameter distributions, a particle tangential velocity and radius distribution can be calculated. Together with the actual airflow, the consideration of the particle shape and the shape and Reynolds number dependent drag coefficient, a cumulative rejection probability can be calculated. This reflects the experimentally measured separation curves for limestone particles, ground glass, glass spheres, and the lightweight fillers Aeropor and Sil-cell very well. For the purpose of scalability, the input parameters for the model are chosen so that they can either be measured quite well or be estimated.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung und Abstract	IV
1 Einleitung	9
2 Theoretischer Hintergrund	11
2.1 Kenngrößen der Klassierung	11
2.2 Abweiseradsichter	13
2.2.1 Grundsätzliches Prinzip	14
2.2.2 Fluidmechanische Aspekte und Rotation	15
2.2.3 Trennung am Sichtrad	22
2.2.4 Modelle zum Trennverhalten von Abweiseradsichtern	24
2.3 Partikelstoßverhalten	26
2.3.1 Senkrechte Impaktion von Kugeln auf eine Platte	29
2.3.2 Schräge Impaktion von Kugeln auf eine Platte	30
2.3.3 Impaktion nicht kugelförmiger Partikel auf eine raue Wand	30
2.3.4 Partikel-Partikel Stoßverhalten	31
2.4 Relevante Messmethoden	32
2.4.1 Laserbeuger	32
2.4.2 Fotosedimentometer	35
2.4.3 Laser Doppler Anemometrie (LDA)	36
2.4.4 Particle Image Velocimetry (PIV)	36
2.4.5 Hintergrund zu den Glas-Kalkstein-Anteilsbestimmungen	39
3 Material und Methoden	41
3.1 Abweiseradsichter - modifizierter ATP50	41
3.2 Untersuchungen bei hoher Massenbeladung	42
3.2.1 Instationäres Verhalten	42
3.2.2 Bestimmung des Hold-ups	43
3.2.3 Konstruktive Änderungen am Sieb zur Bestimmung von Trennung beeinflussenden Faktoren	43
3.3 Untersuchungen bei sehr geringer Massenbeladung	44
3.3.1 Laser Doppler Anemometrie (LDA) Messungen	44
3.3.2 Particle Image Velocimetry (PIV) Messungen	45
3.3.3 Hochgeschwindigkeitskammermessungen	46
3.4 Discrete Element Method (DEM) Simulationen	50
3.5 Verwendete Materialien	51
3.5.1 Pulverförmige Materialien	51
3.5.2 Impaktionsplatten	53

4	Ergebnisse und Diskussion	56
4.1	Untersuchungen bei hoher Massenbeladung	57
4.1.1	Untersuchungen zu Trennung beeinflussenden Faktoren	57
4.1.2	Untersuchungen zum instationären Verhalten und Hold-up	68
4.2	Untersuchungen bei sehr geringer Massenbeladung	82
4.2.1	Untersuchungen mit Partikeln niedriger Stokes Zahl	83
4.2.2	Untersuchungen mit Partikeln hoher Stokes Zahl	94
4.3	Simulation und Modellbildung	105
4.3.1	DEM Simulation	105
4.3.2	Trennmodell	107
5	Zusammenfassung	116
6	Ausblick	121
7	Literaturverzeichnis	122
8	Veröffentlichungen und betreute Arbeiten	130
9	Anhang	133

1 Einleitung

Trockene Klassierprozesse zur Trennung von Partikeln nach Größe sind in der Feststoffverfahrenstechnik von essentieller Bedeutung. In vielen Industriebereichen werden Partikel im niedrigen Mikrometerbereich verwendet, die definierte Partikelgrößenverteilungen aufweisen müssen. So ist beispielsweise in der Baustoff-Industrie per Norm vorgegeben, auf welche Feinheit Zement-Klinker gemahlen werden muss. Die Partikelgrößenverteilung beeinflusst hier die mechanischen Eigenschaften und das Abbindeverhalten von Zement [1]. Ein weiteres Beispiel sind Farben und Lacke, da die optischen Eigenschaften von der Partikelgrößenverteilung der verwendeten Pigmente abhängig sind [2].

Während bei „großen“ Partikeln die Schwerkraft eine entscheidende Rolle spielt, wird ihr Einfluss mit abnehmender Partikelgröße verglichen zur Reibungskraft aus der Relativbewegung zwischen Partikel und Luft oder Haftkräften immer weniger entscheidend [3]. Daher werden die sonst häufig eingesetzten Siebe zur Trennung von Partikeln deutlich kleiner als 100-200 μm in Industrieanwendungen weniger genutzt [4, 5].

Stattdessen werden luftgetragene Partikel in einem Fliehkraftfeld getrennt. Erste Windsichter dieser Art nutzten einen exzentrischen Lufteinlass mit zentraler Absaugung, um Partikel mittels auswärts gerichteter Zentrifugalkraft und einwärts gerichteter Widerstandskraft nach Größe zu trennen [5]. Während diese Sichter noch einen freien Wirbel und die Drehimpulserhaltung für die nötigen Umfangsgeschwindigkeiten nutzen, werden diese in den anschließend entwickelten Abweiseradsichtern von einem schnell rotierenden, beschaufelten Rad erzeugt. Dadurch können deutlich höhere Massendurchsätze von bis zu 500 t h^{-1} und höhere Beladungen von bis zu 2 kg (Partikel)/kg (Luft) erreicht werden [6].

Gerade diese großen Massenströme machen Vorversuche und Optimierungen sehr kostenintensiv. Eine Beschreibung durch Simulationen führt ebenfalls nicht zu einer günstigen Alternative, da sich viele Partikel im Sichtraum um das Sichtrad ansammeln können [7], deren vollständige Simulation selbst mit Großrechnern nicht möglich ist.

Ein besseres Verständnis für die Vorgänge bzw. das zu erwartende Trennverhalten birgt daher ein großes Optimierungspotential. Forschungsbedarf besteht zum dynamischen Verhalten, um abschätzen zu können, wann nach einer Änderung des Betriebszustandes wieder stationäres Verhalten erreicht wird. Bisher führte nur Spötter [8] Untersuchungen zum dynamischen Verhalten in einem Abweiseradsichter durch. Köninger [9] hingegen beschrieb das dynamische Verhalten von einer Abweiseradsichter Mühlen Kombination

Weiterer Forschungsbedarf besteht zur Abschätzung des Trennverhaltens im stationären Zustand. Frühere Modelle von Rumpf [10–12], Molerus [13, 14], Schubert [15] und Husemann [16] berechnen das Trennkorn bzw. die Trennkurve durch Betrachtung der Geometrie und dem Kräftegleichgewicht mit mehreren freien Parametern. Grundsätzlich steht hier immer das Einzelpartikelverhalten im Vordergrund und Partikel-Partikel-Interaktionen werden vernachlässigt.

Erst Legenhausen [17] befasste sich mit der Strömung zwischen den Sichtradschaukeln in einem Wassermodell und Laser Doppler Anemometer (LDA) Messungen. Seitdem wurde die Strömung in zahlreichen Veröffentlichungen zusätzlich durch Computational Fluid Dynamics (CFD) Berechnungen und Particle Image Velocitmetry (PIV) Messungen erfasst ([18–22], ...).

Stender et al. [23] modifizierten einen ATP50 Abweiseradsichter der Firma Hosokawa Alpine, um die Partikelbewegung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera auch bei höheren Beladungen zu untersuchen. Sie ersetzten das zuvor zweiseitig gelagerte Sichtrad durch ein einseitig gelagertes und ermöglichten durch eine mit-rotierende Glasscheibe einen optischen Zugang. Hier wurde über die sich bildenden Luftwirbel und die Partikel-Sichtrad bzw. Partikel-Partikel Kollisionen berichtet. Spötter [8, 24–26] erweiterte die zuvor durchgeführten Messungen weitreichend. Dazu entwickelte er auch einen Modellansatz, der die Partikel-Partikel Kollisionen nach dem Richardson Zaki Modell durch eine Anpassung der Viskosität berücksichtigt.

Die vorliegende Arbeit führt die Arbeit von Spötter fort, und der von ihm präsentierte Modellansatz wird wieder aufgegriffen und verfeinert. Zunächst wird eine Sensitivitätsanalyse gezeigt, um weitere Einflussgrößen für die Trenncharakteristik mit ihren jeweiligen Auswirkungen zu erfassen. Anschließend wird der sich bildende Hold-up untersucht und ein Modell zur Abschätzung des dynamischen Zeitraumes präsentiert. Im zweiten Teil der Ergebnisse wird auf die Partikelbewegung von Partikeln niedriger Stokes Zahl, die die Luftströmung repräsentieren und von Partikeln hoher Stokes Zahl, die die Bewegung des zu sichtenden Materials abbilden, eingegangen. Bei den Partikeln hoher Stokes Zahl liegt ein weiterer Fokus auf dem Rücksprungverhalten bei Partikel-Wand Stößen. Die durchgeführten Diskrete Elemente Methode (DEM) Simulationen geben Aufschluss über die Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen im Bereich zwischen den Sichtradschaukeln. Zuletzt werden die bestimmten Parameter in einem Modell zusammengeführt und mit Hilfe einer theoretischen Fallunterscheidung der Partikel-Partikel Wechselwirkungen Trennkurven für gemahlene Kalkstein, gemahlene Glas, Glaskugeln und zwei Leichtfüllstoffe abgeschätzt.

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Abschnitt werden Schlüsselaspekte, die für das Verständnis der nachfolgenden Abschnitte notwendig sind, erklärt und eine Übersicht über existierende Literatur gegeben. Der Abschnitt ist in drei Unterkapitel gegliedert: Grundsätzliches zum Abweiseradsichter und der Partikelklassierung, Partikelstoßverhalten bei der Impaktion und zu den unterschiedlichen verwendeten Messmethoden.

2.1 Kenngrößen der Klassierung

Um die Kenngrößen der Trennung zu erklären, muss kurz auf die Darstellung der Partikelgrößenverteilung eingegangen werden. Ein partikuläres System besteht üblicherweise nicht nur aus Partikeln einer einheitlichen Größe (monodispers), sondern aus einer Größenverteilung (polydispers). Das Lehrbuch von Stieß [2] dient als Hauptquelle dieses Abschnitts. Die Aufteilung der Verteilung erfolgt in einzelne Größenklassen (i). Die Intervallgrenzen liegen jeweils bei dem Partikeldurchmesser (x_i). Die Breite des Intervalls ist $\Delta x = x_i - x_{i-1}$ und der Mittelwert $x_{m,i} = \frac{x_i + x_{i-1}}{2}$. Die Verteilungssumme ($Q_{r(x_i)}$) wird häufig gegen die Partikelgröße aufgetragen. Das heißt, der Anteil der Partikel von der Gesamtmenge, der kleiner oder gleich der betrachteten Partikelgröße ist bzw. als Gleichung: $Q_{r(x_i)} = \frac{\text{Teilmenge } x_{min} \dots x_i}{\text{Gesamtmenge } x_{min} \dots x_{max}}$. Die Teilmenge kann der Anteil der Partikelanzahl, -länge, -fläche, -volumens oder -masse sein. Die gängigste Form ist die anzahl- oder die massengewichtete Darstellung. Beim kleinsten vorliegenden Partikel ist $Q_{(x_u)} = 0$ und beim größten $Q_{(x_o)} = 1$ oder auch 100 %. In dieser Arbeit wird mit x_{50} der Medianwert der Verteilung bei $Q_{(x_{50})} = 0,5$ angegeben.

Eine andere Darstellungsform ist die Verteilungsdichte ($q_{r,i}$), auch Dichtekurve genannt. Darin wird die im Intervall befindliche Teilmenge auf die Gesamtmenge und die Intervallbreite bezogen. Als Gleichung ausgedrückt: $q_{r,i} = \frac{\text{Teilmenge } x_{i-1} \dots x_i}{\text{Gesamtmenge} \cdot \text{Intervallbreite}}$. Diese Kurve beginnt bei ($q_u = 0$) und endet bei ($q_o = 0$), wobei ihr Verlauf einer Glockenkurve ähnelt. Das Integral der Kurve über die Partikelgröße entspricht wieder der Summenkurve und ist gleich 1.

Im Abweiseradsichter wird ein Aufgabegutmassenstrom (\dot{m}_A) in einen Grobgut- (\dot{m}_G) und einen Feingutmassenstrom (\dot{m}_F) getrennt. Die Massenbilanz dazu ist in Gleichung 2.1 dargestellt und kann auch durch den Feingutanteil (f) und den Grobgutanteil (g) ausgedrückt werden.

$$\dot{m}_A = \dot{m}_F + \dot{m}_G \quad (2.1)$$

$$1 = f + g \quad \text{mit: } f = \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_A} \text{ und } g = \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_A}$$

In Gleichung 2.2 ist $q_{(x)}$ die Partikeldichteverteilung des jeweiligen Gutes. Die Gleichung

chung zeigt die Mengenbilanz für die einzelnen Partikelgrößenklassen. Die Dichtekurve des Aufgabegutes $q_{A(x)}$ wird folglich aus den Einzelkurven des gewichteten Grobgutes $q_{G(x)} \cdot g$ und des gewichteten Feingutes $q_{F(x)} \cdot f$ wiedergewonnen.

$$q_{A(x)} \cdot \dot{m}_A = q_{F(x)} \cdot \dot{m}_F + q_{G(x)} \cdot \dot{m}_G \quad (2.2)$$

$$q_{A(x)} = q_{F(x)} \cdot f + q_{G(x)} \cdot g$$

Der Trenngrad ($T_{(x)}$) beschreibt den Anteil der Partikel der Größe x (bzw. im Partikelgrößenintervall $x + dx$), die in das Grobgut gelangen gegenüber den zugegebenen Partikeln der Größe x (bzw. $x + dx$) im Aufgabegut. Als Trennkurve, Trenngradkurve oder Tromp'sche Kurve wird der Verlauf des Trenngrades über die Partikelgröße x bezeichnet. In Gleichung 2.3 ist der Zusammenhang aus dem Grobgut bzw. dem Feingut aufgestellt.

$$T_{(x)} = \frac{q_{G(x)} \cdot g}{q_{A(x)}} = 1 - f \cdot \frac{q_{F(x)}}{q_{A(x)}} \quad (2.3)$$

Die Trennkurve kann mathematisch nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Werden in der Praxis Werte oberhalb von 1 bzw. negative Werte erreicht, wurde die Mengenbilanz in dem Versuch nicht korrekt geschlossen. Bei $T_{(x_t)} = 0,5$ liegt die Median-Trenngrenze, auch als Trennkorn bezeichnet, vor und $f \cdot q_{F(x_t)} = g \cdot q_{G(x_t)}$. In der Literatur wird dieser Wert zum Teil als x_{50} bezeichnet. In dieser Arbeit findet durchgehend die Bezeichnung x_t Verwendung. Weitere charakteristische Größen der Trennkurve sind der x_{25} bei $T_{(x_{25})} = 0,25$ und der x_{75} bei $T_{(x_{75})} = 0,75$. Mit diesen beiden Größen kann die Trennschärfe κ (Gleichung 2.4) berechnet werden.

$$\kappa = \frac{x_{25}}{x_{75}} \quad (2.4)$$

Für technische Anwendungen liegt κ üblicherweise zwischen 0,3 und 0,6, kann aber bei sehr scharfen technischen Klassierungen 0,8 erreichen. Weitere gängige Definitionen der Trennschärfe sind die Verhältnisse aus $\frac{x_{10}}{x_{90}}$, $\frac{x_{16}}{x_{84}}$ oder $\frac{x_{35}}{x_{65}}$, finden hier aber keine Anwendung. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Verlauf einer Trennkurve mit Teilungsanteilen bzw. dem „Fish-hook“ Effekt. Laut Leschonski [27] gibt es vier systematische Abweichungen von der idealen Trennkurve:

- Systematische Fehler während Probenahme und der Bestimmung der Partikelgrößenverteilung
- Die Überlagerung von Trennung und Teilung im Sichter
- Nicht dispergierte Partikelagglomerate werden in das Grobgut abgeschieden, obwohl die Einzelpartikel des Agglomerats in das Feingut gelangen sollten
- Zerkleinerung des Sichtgutes im Klassierer

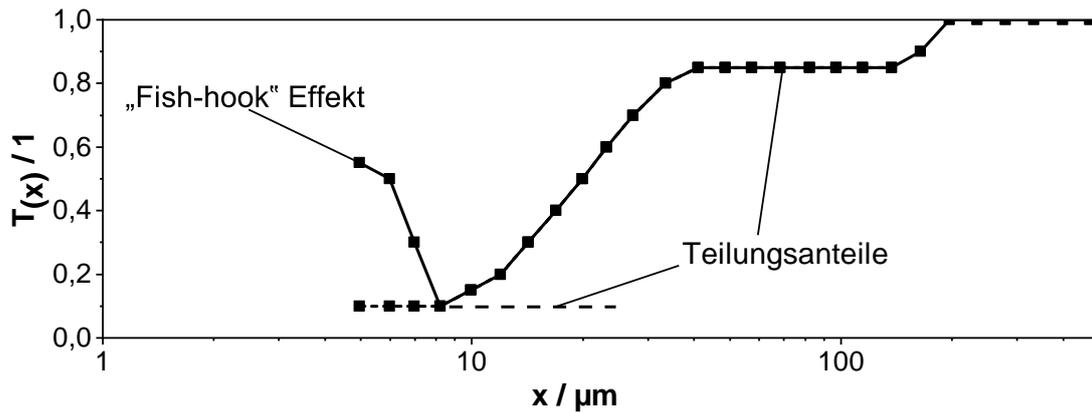


Abbildung 2.1: Verlauf der Trennkurve mit Teilungsanteilen bzw. einem ausgeprägten Fish-hook Effekt

Der Begriff Teilungsanteile wird für Bereiche in der Trennkurve verwendet, die relativ parallel zur Abszisse verlaufen. Wenn Aufgabegut nicht dem Siebtrichter zugeführt wird, sondern direkt in das Grobgut abgeschieden wird, kann es zu einem solchen Teilungsanteil kommen. Leschonski [27] zitiert eine technische Mitteilung von Mayer aus dem Jahr 1966, die eine Korrektur der Trennkurve bei Teilungsanteilen im feinen Bereich beschreibt und zum Teil immer noch verwendet wird [28]. Gleichung 2.5 zeigt das Vorgehen zur Berechnung der korrigierten Trennkurve $T'_{(x)}$, auf Basis der ursprünglichen Trennkurve ($T_{(x)}$) und dem y-Achsenabschnitt des Teilungsbereiches. Dieser ist im Beispiel aus Abbildung 2.1 0,1.

$$T'_{(x)} = \frac{T_{(x)} - \text{y-Achsenabschnitt}}{1 - \text{y-Achsenabschnitt}} \quad (2.5)$$

Der Fish-hook Effekt beschreibt das starke Ansteigen der Trennkurve im Feinstbereich, da der Kurvenverlauf der Form eines Angelhakens ähnelt. In Abschnitt 2.2.1 war bereits auf die Zunahme der Haftkräfte bei Reduzierung der Partikelgröße eingegangen worden. Mangelhafte Dispergierung und folglich die Abscheidung von Feinstgut mit dem Grobgut sind die übliche Ursache für die Ausprägung eines Fish-hooks [27], welcher nach wie vor im Fokus aktueller Forschung steht: [29–32].

2.2 Abweiseradsichter

Abweiseradsichter werden üblicherweise zur Herstellung von Pulvern mit definierter Partikelgrößenverteilung verwendet. Die Produkte reichen von Zement, über Farben, bis hin zu pharmazeutischen Produkten. Die Bücher von Stieß [1, 2], Schubert [33] und Höfl [4] geben eine gute Übersicht über den grundsätzlichen Aufbau von Abweiseradsichtern, den Trennmechanismus und den charakteristischen Merkmalen einer Trennung. Sie sind die Hauptquellen des nachfolgenden Abschnitts.

2.2.1 Grundsätzliches Prinzip

Wenn die Partikel von Interesse eine Größe unter 100-200 μm aufweisen, können die sonst häufig zur Trennung nach Größe eingesetzten Siebe nicht mehr rentabel arbeiten [4, 5]. Siebe trennen Partikel aufgrund sterischer Hinderung an den Siebgewebemaschen. Die auf das Partikel im Erdschwerefeld wirkende Gewichtskraft, auch Schwerkraft genannt, (Gleichung 2.6) nimmt proportional zur Partikelmasse ab. Dabei ist m_P die Masse des Partikels, also $\sim x^3$ (mit dem Partikeldurchmesser x) und g die Erdbeschleunigung mit $9,81 \text{ m s}^{-2}$.

$$F_G = m_P \cdot g \quad (2.6)$$

Dagegen nehmen die Haftkräfte weniger stark mit der Partikelgröße ab. Die van der Waals Kraft ist proportional zur Partikelgröße ($\sim x$) und die elektrostatische Anziehungskraft $\sim x^2$ (bei konstanter Oberflächenladungsdichte). Bei sehr kleinen Partikelgrößen überwiegen folglich die Haftkräfte an Wänden (Adhesion) oder an aneinander (Kohäsion) gegenüber der Gewichtskraft [34].

Aus diesem Grund erfolgt die Partikeltrennung in Abweiseradsichtern im Zentrifugalfeld. Ein Luftstrom trägt die Partikel zum schnell rotierenden Sichtrad, an dem die Partikel getrennt werden. Abbildung 2.2 zeigt dazu eine schematische Draufsicht auf ein Sichtrad. Durch die Bewegung auf einer Kreisbahn erfahren die Partikel eine nach außen gerichtete Beschleunigung. Die daraus resultierende Zentrifugalkraft ist in Gleichung 2.7 genannt. v_φ ist hier die Partikelgeschwindigkeit auf der Kreisbahn, r der Radius der Kreisbahn und ω die Winkelgeschwindigkeit.

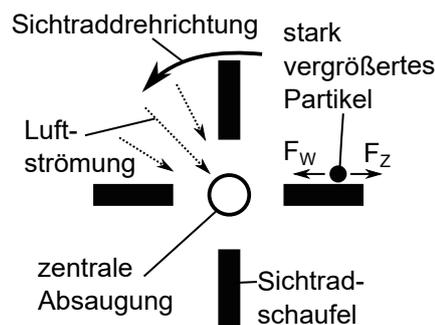


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Sichtrades (Draufsicht), links oben mit einer schematisch eingezeichneten Luftströmung und rechts mit dem sich bildenden Kräftegleichgewicht an einem Partikel

$$F_Z = m_P \cdot \frac{v_\varphi^2}{r} = m_P \cdot \omega r \quad (2.7)$$

Um eine Trennung zu erreichen, wird neben einer auswärts gerichteten Kraft eine einwärts gerichtete benötigt. Eine zentrale Absaugung der Luft führt zu einer Relativge-

schwindigkeit zwischen Partikel und Luft. Die Widerstandskraft zwischen Partikel und Fluid (Gleichung 2.8) wird auch als Schleppkraft, Reibungskraft oder Luftwiderstand bezeichnet. c_w ist der Reibungsbeiwert, A_P die Projektionsfläche des umströmten Partikels, ρ_{fl} die Fluidichte und v_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid.

$$F_W = c_w \cdot A_P \cdot \frac{\rho_{fl}}{2} |v_{rel}| v_{rel} \quad (2.8)$$

Alle Abweiseradsichter trennen Partikel aufgrund eines Kräftegleichgewichts am Partikel zwischen Widerstandskraft und Zentrifugalkraft. Aufgrund des breiten Anwendungsbereiches sind die Bauformen zum Teil nur schwer miteinander vergleichbar. Während in der Baustoffindustrie hohe Massendurchsätze von bis zu 500 t h^{-1} erreicht werden, sind in der Pharmazie anstelle der hohen Durchsätze besondere Anforderungen an den Personenschutz gestellt [6]. Abbildung 2.3 zeigt eine grundsätzliche Unterscheidung: Auf der linken Seite der Abbildung ist der Lufteinlass exzentrisch angeordnet und es bildet sich ein aufwärts strömender Luftwirbel. Die Sichtraddrehachse des horizontal rotierenden Sichtrades steht senkrecht zu diesem Wirbel. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Sichtraddrehachse verändert und der Sichtluft Wirbel rotiert in gleicher Richtung, wie das Sichtrad. Weitere veränderbare Aspekte sind der Sichtraddurchmesser, die Schaufelanzahl, die Schaufelgeometrie, Verwendung einer Mühle anstelle des Grobgutbunkers und die Verwendung von Leitschaufeln.

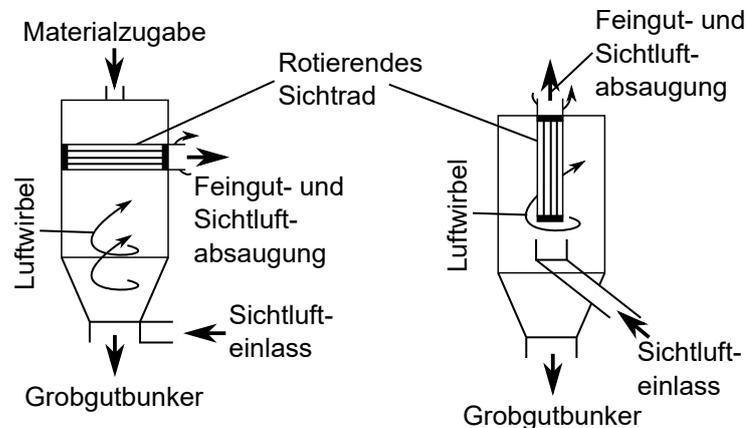


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Bauformen. Links zeigt einen Abweiseradsichter, bei dem der Luftwirbel senkrecht zur Sichtraddrehachse rotiert und rechts zeigt einen Sichter, bei dem beide koaxial rotieren

2.2.2 Fluidmechanische Aspekte und Rotation

In diesem Abschnitt werden zunächst die allgemeinen Aspekte zur Luftströmung im Abweiseradsichter behandelt. Dies ist aufgespalten in die Aspekte zur „Maschine“ wie Starrkörperrotation, dem Potentialwirbel und den Wirbeln im Sichtradschaufelzwischenraum. Anschließend wird die Umströmung von kugelförmigen und nicht kugelförmigen Partikeln sowie ihr Folgeverhalten bei einer Änderung der Strömung erläutert.

Starrkörperrotation

Bei der Starrkörperrotation wird die Rotation eines starren Körpers betrachtet. Dies könnte zum Beispiel das rotierende Sichtrad oder auch ein um sich selbst rotierendes Partikel sein. Fluide bewegen sich nur durch Wände oder viskose Effekte gezwungen so, Festkörper fast immer. In der Starrkörperbewegung liegt keine Relativgeschwindigkeit zwischen den einzelnen Elementen vor [35, 36]. Im Falle der Starrkörperrotation ist die Winkelgeschwindigkeit ω für den gesamten Körper konstant und die Umfangsgeschwindigkeit v_φ ergibt sich nach Gleichung 2.9 aus der Winkelgeschwindigkeit und dem Radius r . Abbildung 2.4 veranschaulicht das zuvor Beschriebene noch einmal deutlicher anhand eines um den Mittelpunkt rotierenden $+$. Die Winkelgeschwindigkeit für jedes Element des $+$ ist konstant, wodurch sich das rechts gezeigte Umfangsgeschwindigkeitsprofil ($v_{\varphi(r)}$) ergibt und die Ausrichtung („Blickrichtung“) eines Volumenelements mit dem Körper rotiert [2].

Für die Rotation eines Körpers kann das Drehmoment analog zur Kraft in der Translation aufgestellt werden. Das Drehmoment (M) wird nach Gleichung 2.10 durch das Trägheitsmoment (J) und die Winkelbeschleunigung ($\frac{d\omega}{dt}$) ausgedrückt. Dabei ist das Trägheitsmoment als Maß für den Widerstand eines Körpers gegen eine Änderung der Winkelgeschwindigkeit durch Gleichung 2.11 mit der Masse m und dem Radius r zu berechnen. Die Lösung des Integrals ist für eine Kugel in Gleichung 2.12 angegeben. Die in der Rotation vorliegende kinetische Energie ($E_{kin,rot}$) ist in Gleichung 2.13 angegeben [33, 35, 37].

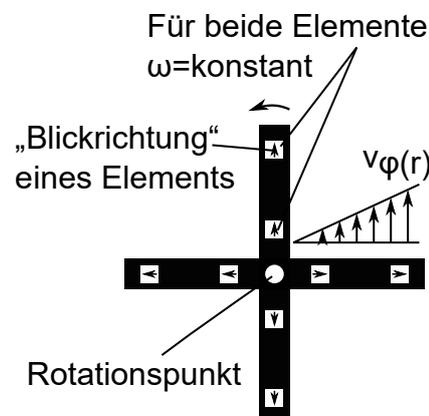


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Starrkörperrotation an einem rotierenden $+$.

$$v_\varphi = \omega \cdot r \quad (2.9)$$

$$M = J \cdot \frac{d\omega}{dt} \quad (2.10)$$

$$J = \int r^2 dm \quad (2.11)$$

$$J_{Kugel} = \frac{2}{5}mr^2 \quad (2.12)$$

$$E_{kin,rot} = \frac{1}{2}J\omega^2 \quad (2.13)$$

Potentialwirbel

In Fluiden wird in der Regel ein Potentialwirbel, auch freier Wirbel genannt, ausgebildet. Im gesamten Strömungsfeld liegt die gleiche volumenbezogene Energie vor. In dieser Arbeit ist der Bezug zum konstanten Drehimpuls (\vec{L}) relevant. In Gleichung 2.14 ist r der Radius der Kreisbahn des betrachteten Elements und \vec{p} der Impuls. Er kann durch Gleichung 2.15 analog zum Impuls in der Translationsbewegung als Funktion der Masse des Elements m und der Geschwindigkeit für die Rotation in tangentialer Richtung v_φ ausgedrückt werden. Mit der Annahme, dass der Impuls senkrecht zum Radius steht, kann der Drehimpuls für ein Element zu Gleichung 2.16 vereinfacht werden. Dies resultiert in Gleichung 2.17, in der die Konstante der Wirbelstärke entspricht. Diese Wirbelstärke kann mit dem Radius r in eine Umfangsgeschwindigkeit v_φ umgerechnet werden, wobei die einzelnen Volumenelemente die „Blickrichtung“ während der Rotation nicht ändern [2, 35, 36]. Ein Beispiel für dieses Verhalten ist ein Blatt auf der Wasseroberfläche in einer Tasse. Bei Rotation der Tasse um die vertikale Achse ändert sich die Richtung, in die das Blatt zeigt, nicht. Die Blickrichtung wird erst durch Trägheitseffekte und Reibung verändert. Abbildung 2.5 zeigt schematisch einen Potentialwirbel und fasst die zuvor genannten Aspekte zusammen.

Im Zentrum eines Potentialwirbels mit hoher Zirkulationsrate werden Reibungseffekte so groß, dass sich das Verhalten einem Starrkörperwirbel annähert und die Umfangsgeschwindigkeit mit dem Radius wieder abnimmt [2, 35].

$$\vec{L} = r \times \vec{p} \quad (2.14)$$

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v}_\varphi \quad (2.15)$$

$$L = r \cdot p = r \cdot mv_\varphi \quad (2.16)$$

$$v_\varphi \cdot r = \textit{konstant} \quad (2.17)$$

Wirbel in Sichtradschaufelzwischenräumen

An schnell rotierenden, beschauelten Komponenten können sich verschiedene Wirbel ausbilden. Von Flugzeugturbinen [38, 39] über Abweiseradsichtern [17, 19, 40] bis zu Zentrifugalpumpen und Radialgebläsen [41, 42] ist in der Vergangenheit bereits großer

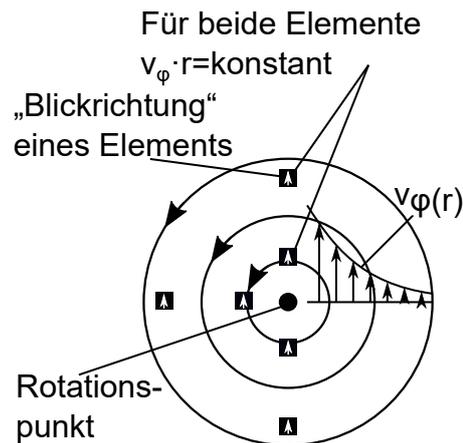


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Potentialwirbels.

Aufwand unternommen worden, um ihr Auftreten zu Erklären oder aber die durch sie bedingte Minderleistung zu reduzieren. Der Unterschied zwischen Radialgebläsen und dem Sichtrad eines Abweiseradsichters ist hauptsächlich die Strömungsrichtung. Während Radialgebläse zum Fördern von Luft Verwendung finden, wird der vom Sichtrad erzeugte Förderdruck durch ein nachgeschaltetes Gebläse übertroffen und die Luft strömt in das Sichtrad hinein. Im Falle des in dieser Arbeit verwendeten ATP50 Abweiseradsichters der Firma Hosokawa-Alpine handelt es sich um ein nachgeschaltetes Seitenkanalgebläse. In dieser Arbeit sind die Kanalwirbel von besonderer Bedeutung. Sie bilden sich zwischen den Schaufeln und sind eine Überlagerung aus Durchfluss und Zirkulation.

Es existieren mehrere Gründe für die Bildung der Kanalwirbel:

- Durch die Trägheit der Luft bildet sich vor der nacheilenden Schaufel, auch Druckseite genannt, ein Gebiet erhöhten Druckes aus. Dieser bedingt erhöhte Radialgeschwindigkeiten. Hinter der vorherrschenden Schaufel, Saugseite genannt, entsteht durch den gleichen Effekt ein Gebiet verringerten Druckes, das wiederum reduzierte bis auswärts gerichtete Radialgeschwindigkeiten hervorrufen kann [38, 39, 42].
- Während das Sichtrad wie ein Starrkörper rotiert, bildet die Luft einen Potentialwirbel aus. Die Elemente des Sichtrades rotieren mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω , und die Umfangsgeschwindigkeit v_{φ} nimmt nach Gleichung 2.9 mit dem Radius ab. Die eingesogene Luft wird durch die Drehimpulserhaltung mit abnehmendem Radius nach Gleichung 2.17 in Tangentialrichtung beschleunigt. Folglich überholt die tangential Luftgeschwindigkeit die Geschwindigkeit der Schaufeln bei abnehmendem Radius [35, 36].
- Ein Element im Luftzwischenraum wird durch das Sichtrad auf einer Kreisbahn gedreht. Dabei rotiert die „Blickrichtung“ der Sichtradelemente mit der Rotation des Sichtrades (Starrkörper), die Luftelemente rotieren nicht mit und weisen durchgehend (nur durch Reibung beeinflusst) in die gleiche Richtung wie zu Beginn der Rotation. Folglich erzeugt die Rotation des Sichtrades in jedem Luftelement eine entgegengerichtete Rotation.
- Da die Luft zwischen den Sichtradschaufeln in tangentialer Richtung ungefähr die

Sichradgeschwindigkeit haben sollte, sind Schergradienten zwischen einer deutlich langsameren oder deutlich schnelleren Luftgeschwindigkeit in der Peripherie nahe des Sichtradaußenradius im Bereich des Zwischenraumes nicht zu vernachlässigen. Eine langsamere Luftgeschwindigkeit in der Peripherie induziert Scherkräfte, die eine auswärts gerichtete Strömung nahe der vorhereilenden Schaufel bewirken. Anders verhält es sich, wenn die Luftströmung in der Peripherie durch Düsen oder Leitschaufeln stark vorbeschleunigt wurde und die Luft im Sichtradschaufelzwischenraum durch die Scherkräfte dementsprechend beschleunigt wird.

Umströmung und Folgeverhalten von Partikeln bei geänderter Strömung

In der Widerstandskraft (Gleichung 2.8) werden die auf die Oberfläche eines umströmten Körpers ausgeübten Druck- und Reibungskräfte zusammengefasst. Mit A_P wird der Anströmquerschnitt, genauer die Projektionsfläche, bezeichnet. Während diese für kugelförmige Partikel nach Gleichung 2.18 für Partikel mit dem Durchmesser x noch leicht zu berechnen ist, ist der Zusammenhang für nicht kugelförmige Partikel deutlich komplexer. Der zweite noch nicht genauer erfasste Parameter der Gleichung ist der Widerstandsbeiwert c_w . Der Widerstandsbeiwert ist eine Funktion der Partikel-Reynolds Zahl und der Partikelform. Zunächst zur Partikel-Reynolds Zahl (Gleichung 2.19 mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel v_{rel} , dem Partikeldurchmesser x , der Fluidichte ρ_{fl} und der dynamischen Fluidviskosität η). Stieß [2] unterscheidet die Partikelumströmung in drei Bereiche. Im Stokesbereich liegt laminare Umströmung vor und der Reibungswiderstand dominiert. Die Partikel-Reynolds Zahl liegt $< 0,25$ und für kugelförmige Partikel gilt Gleichung 2.20 für den Widerstandsbeiwert als Funktion der Partikel-Reynolds Zahl. Im Übergangsbereich bei $0,25 < Re_P < 2 \cdot 10^3$ kommt es zu erster Wirbelbildung hinter dem umströmten Partikel. Es existieren zahlreiche empirische Näherungsformeln wie Gleichung 2.21 [33, 34]. Der dritte Bereich ist der Newtonbereich, auch quadratischer Bereich genannt, bei dem Partikel voll turbulent umströmt werden. Die Grenzen sind $1 \cdot 10^3 < Re_P < 2 \cdot 10^5$ und der Widerstandsbeiwert ist näherungsweise konstant bei $\approx 0,44$ (Gleichung 2.22) [2].

$$A_P = \frac{\pi}{4} x^2 \quad \text{für homogene Kugeln} \quad (2.18)$$

$$Re_P = \frac{v_{rel} \cdot x \cdot \rho_{fl}}{\eta} \quad (2.19)$$

$$c_{w(Re_P)} = \frac{24}{Re_P} \quad \text{Kugeln, } Re_P < 0,25 \quad (2.20)$$

$$c_{w(Re_P)} = \frac{24}{Re_P} (1 + 0,15 Re_P^{0,687}) \quad \text{Kugeln, } 0,25 < Re_P < 2 \cdot 10^3 \quad (2.21)$$

$$c_{w(Re_P)} \approx 0,44 \quad \text{Kugeln, } 1 \cdot 10^3 < Re_P < 2 \cdot 10^5 \quad (2.22)$$

Wenn allerdings nicht kugelförmige Partikel betrachtet werden, ergeben sich einige Herausforderungen. In der Literatur sind zahlreiche Parameter zu finden, die die Partikelform beschreiben. Rorato et al. [43] geben dazu eine gute Übersicht. Die Sphärizität

kann zum Beispiel genutzt werden, um das Oberfläche-zu-Masse-Verhältnis eines nicht kugelförmigen Partikels einzuschätzen. Auf Basis experimenteller Daten stellten Hölzer und Sommerfeld [44] in Gleichung 2.23 einen Zusammenhang zwischen dem Widerstandsbeiwert c_w , der 3D Partikelsphärizität Ψ_{3D} und der Partikel-Reynolds Zahl her. Der Zusammenhang hat keine bekannten Grenzen für die Sphärizität und endet bei der kritischen Reynolds Zahl von $\approx 10^5$.

$$c_{w(Re_P, \Psi)} = \frac{8}{Re_P} \frac{1}{\sqrt{\Psi_{\parallel}}} + \frac{16}{Re_P} \frac{1}{\sqrt{\Psi_{3D}}} + \frac{3}{\sqrt{Re_P}} \frac{1}{\Psi_{3D}^{\frac{3}{4}}} + 0,4210^{0,4(-\log \Psi_{3D})^{0,2}} \frac{1}{\Psi_{\perp}} \quad (2.23)$$

$$\Psi_{3D} = \frac{\pi x_{VE}^2}{\pi x_{SE}^2} = \frac{\text{Oberfläche der volumengleichen Kugel}}{\text{Oberfläche der oberflächengleichen Kugel}} \quad (2.24)$$

Die 3D Sphärizität Ψ_{3D} aus Gleichung 2.23 ist nach Gleichung 2.24 das Verhältnis der Oberfläche einer Kugel mit gleichem Volumen wie das Partikel (volumenäquivalente Oberfläche) πx_{VE}^2 zur realen Partikeloberfläche πx_{SE}^2 . Die charakteristische Länge zur Berechnung der Reynolds Zahl ist der volumenäquivalente Durchmesser, also der Durchmesser einer Kugel mit dem gleichen Volumen wie das Partikel. Eine Unterscheidung wurde im Hinblick auf die Anströmrichtung des Partikels getroffen. Ψ_{\perp} ist das Verhältnis zwischen der Querschnittsfläche einer volumenäquivalenten Kugel und der senkrecht zur Anströmrichtung stehenden Projektionsfläche des Partikels. Ψ_{\parallel} ist analog für die parallele Projektionsfläche [44].

Nur aufwendige und teure Messtechnik kann die 3 dimensionale Form von Partikeln in größerer Zahl und signifikanten Anzahlen messen. Daher wird häufig die 2D Sphärizität Ψ_{2D} (Gleichung 2.25) verwendet. Diese 2D Sphärizität wird durch den Umfang des flächenäquivalenten Kreises (πx_{AE}) und durch den Umfang der Partikelprojektionsfläche (πx_{UE}) bestimmt. Diese Messmethode ist weit verbreitet, da die Bestimmung der Projektionsfläche eines frei bewegten Partikels im Hellfeld deutlich weniger komplex ist als die 3D Formbestimmung. Für gemahlene Partikel mit einer 3D Sphärizität von $0,5075 < \Psi_{3D} < 0,9998$ fanden Rorato et al. [43] den Zusammenhang aus Gleichung 2.26 zwischen der 3D und 2D Sphärizität.

$$\Psi_{2D} = \frac{\pi x_{AE}}{\pi x_{UE}} = \frac{\text{Umfang des flächengleichen Kreises}}{\text{Umfang des umfangsgleichen Kreises}} \quad (2.25)$$

$$\Psi_{3D} = 1,075\Psi_{2D} - 0,067 \quad (2.26)$$

In dieser Arbeit spielt das Folgeverhalten der Partikel bei geänderter Strömung neben der Partikelform eine wichtige Rolle. Während die Tracerpartikel für die Bestimmung der Luftströmung dieser ideal folgen sollten, muss geprüft werden, wie schnell das zu sich-tende Material wieder seine Endgeschwindigkeit nach einer Änderung in der Strömung erreicht.

An dieser Stelle wird die Partikelrelaxationszeit hergeleitet und anschließend in die Stokes Zahl eingebracht. In Gleichung 2.27 wird dazu das Kräftegleichgewicht für eine plötzlich losgelassene Kugel aufgestellt. Das Kräftegleichgewicht besteht aus abwärts

wirkender Gewichtskraft (F_G), aufwärts wirkender Widerstandskraft (F_w) und ebenfalls aufwärts wirkender Trägheitskraft (F_T). Die Gewichtskraft war in Gleichung 2.6 und die allgemeine Form der Widerstandskraft in Gleichung 2.8 gegeben worden. Die Trägheitskraft in Gleichung 2.28 ist die Masse des Partikels (m_P) multipliziert mit der zeitlichen Änderung der Partikelgeschwindigkeit ($\frac{dv}{dt}$). Mit den Annahmen, das kugelförmige Partikel vorliegen (die Masse ist nach Gleichung 2.29 aus der Partikeldichte ρ_P und dem Durchmesser x zu berechnen), die Partikel laminar, also im Stokes Bereich, umströmt sind und die Luft ruhend ist, kann das Kräftegleichgewicht (über Gleichung 2.30) zu einer inhomogenen Differentialgleichung erster Ordnung (Gleichung 2.31) vereinfacht werden. Die allgemeine Lösung ist in Gleichung 2.32 gegeben, wobei C die Integrationskonstante und t die Zeit ist. Wenn die Initialgeschwindigkeit des Partikels zu 0 m s^{-1} gesetzt wird, resultiert die spezielle Lösung. Mit der stationären Sinkgeschwindigkeit (w_g) aus Gleichung 2.33 mit den gleichen Annahmen wie oben, kann die Lösung der zeitabhängigen Partikelgeschwindigkeit noch weiter aufbereitet werden. Final resultiert dies in Gleichung 2.34 und die Relaxationszeit τ beschreibt, wie schnell das Partikel in diesem Beispiel die stationäre Sinkgeschwindigkeit erreicht. Wenn 3τ vergangen sind, ist 95,0 % der Endgeschwindigkeit erreicht worden und bei 5τ 99,3 %.

$$F_G = F_w + F_T \quad (2.27)$$

$$F_T = m_P \frac{dv}{dt} \quad (2.28)$$

$$m_P = \frac{\pi}{6} \rho_P x^3 \quad \text{für homogene Kugeln} \quad (2.29)$$

$$\frac{\pi}{6} x^3 \rho_P g = \frac{\pi}{6} x^3 \rho_P \frac{dv_P}{dt} + 3\pi\eta x v_P \quad (2.30)$$

$$g = \frac{dv_P}{dt} + \frac{18\eta}{x^2 \rho_P} \cdot v_P \quad (2.31)$$

$$v_{P(t)} = \frac{x^2 \rho_P}{18\eta} \cdot g + C e^{\left(-\frac{18\eta}{x^2 \rho_P} \cdot t\right)} \quad \text{mit: } v_{P(t=0)} = 0 \text{ m s}^{-1} \quad (2.32)$$

$$v_{P(t)} = \frac{x^2 \rho_P}{18\eta} \cdot g \cdot \left(1 - e^{\left(-\frac{18\eta}{x^2 \rho_P} \cdot t\right)}\right)$$

$$w_g = \frac{x^2 \rho_P}{18\eta} \cdot g \quad \text{aus: } F_G = F_w \quad (2.33)$$

$$\frac{v_{P(t)}}{w_g} = 1 - e^{\left(-\frac{18\eta}{x^2 \rho_P} \cdot t\right)} = 1 - e^{\left(-\frac{t}{\tau}\right)} \quad (2.34)$$

Die Partikel Relaxationszeit gibt zwar das Folgeverhalten an, aber es fehlt die Relation zum System. Wenn das Partikel im System zur Änderung seiner Geschwindigkeit 3τ zur Verfügung hat, erreicht es wieder eine stationäre Endgeschwindigkeit, bei nur 1τ nicht. Die Stokes Zahl bildet genau diese Verknüpfung. Gleichung 2.35 gibt die Stokes Zahl (St) als die Bremsstrecke des Partikels (S) bezogen auf eine charakteristische Dimension des Hindernisses (d_C) an. Die Bremsstrecke des Partikels ist ersetzbar durch die Partikel Relaxationszeit und die Initialgeschwindigkeit (U_0). Die Gleichung gilt nur bei Partikel-Reynolds Zahlen kleiner 1 [34]. Stokes Zahlen $St \gg 1$ bedeuten, dass das Partikel im System unbeeinflusst von der Strömung ist, während Stokes Zahlen $St \ll 1$ für ideales

Folgeverhalten von Partikeln in der Strömung stehen.

$$St = \frac{S}{d_c} = \frac{\tau U_0}{d_c} \quad \text{für: } Re_P < 1,0 \quad (2.35)$$

2.2.3 Trennung am Sichtrad

Dieses Kapitel präzisiert das in Kapitel 2.2.1 erklärte Grundprinzip deutlich. Das Trennkorn bezeichnet in diesem Fall die Partikelgröße, bei der die Zentrifugalkraft gleich der Widerstandskraft ist. Partikel dieser Größe bewegen sich nur sehr langsam ein oder auswärts und die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Luft kann zur radialen Luftgeschwindigkeit vereinfacht werden. Weitere übliche Annahmen zur Trennkornabschätzung im Abweiseradsichter sind [2]:

1. Idealisierte Radialluftgeschwindigkeit
2. Partikel weisen die Sichtradgeschwindigkeit auf
3. Partikelumströmung im Stokes Bereich
4. Kugelförmige Partikel
5. Die Trennung erfolgt an der Sichtradaußenkante

Im Folgenden sind die einzelnen Annahmen und Ihre Auswirkung erklärt. (1.) Die radiale Luftgeschwindigkeit ($v_{rad,air}$) wird nach Gleichung 2.36 durch die Kontinuitätsbedingung aus dem Luftvolumenstrom (\dot{V}_{air}) und der frei durchströmbaren Fläche (A_{frei}) berechnet. In dieser Abschätzung wird die Bildung von Einschnürungen und Kanalwirbeln, welche die Radialgeschwindigkeit der Luft erhöhen würden, vernachlässigt. Folglich kann das reale Trennkorn kleiner als das abgeschätzte sein.

$$v_{rad,air} = \frac{\dot{V}_{air}}{A_{frei}} \quad (2.36)$$

(2.) Die Annahme fußt auf der hohen Beladung im Sichter und der hohen Sichtradumfangsgeschwindigkeit. Die Partikelumfangsgeschwindigkeit (hier als Bahngeschwindigkeit gemeint) als Eingangsgröße für die Zentrifugalkraft kann nicht kleiner als die Sichtradgeschwindigkeit an dem Radius sein. Durch die Partikel-Sichtrad Kollision, sind allerdings höhere Geschwindigkeiten und folglich ein kleineres resultierendes Trennkorn denkbar [7, 8].

(3.) Die Annahme der laminaren Partikelumströmung vereinfacht die Rechnung unheimlich. Solange die Partikel-Reynolds Zahl unter 0,25 ist und die Partikelform als kugelförmig angenommen wird, kann die Widerstandskraft aus Gleichung 2.8 mit Gleichung 2.20 zu Gleichung 2.37 vereinfacht werden. η ist die dynamische Viskosität, x der Partikeldurchmesser und v_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Luft, reduziert auf die radiale Luftgeschwindigkeit ($v_{rad,air}$). Da das gewünschte Trennkorn üblicherweise aber in der Größenordnung von 50 μm liegt und die Relativgeschwindigkeit zwischen

Partikel und Luft durchaus 10 m s^{-1} betragen kann, ergibt sich für dieses Beispiel nach Gleichung 2.19 eine Partikel-Reynolds Zahl von 33. Bei laminarer Partikelumströmung ist der Widerstandsbeiwert größer als bei der Umströmung im Übergangsbereich, wodurch das Trennkorn in das Grobe verschoben wird. Die Berechnung im Übergangsbereich ist komplizierter, da der Widerstandsbeiwert aus Gleichung 2.21 von der Partikel-Reynolds Zahl abhängt, die ihrerseits (Gleichung 2.19) von der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Luft beeinflusst wird. Letztere richtet sich aber nach dem Widerstandsbeiwert, so dass eine Lösung nur iterativ bestimmt werden kann [34].

$$F_w = 3\pi\eta x v_{rad,air} \quad (2.37)$$

(4.) Die Annahme der kugelförmigen Partikel vereinfacht die Rechnung, genau wie die Stokes Umströmung der Partikel. Die Partikelmasse von homogenen Partikeln kann durch Gleichung 2.29 durch den Partikeldurchmesser (x) und die Partikeldichte (ρ_P) ausgedrückt werden. Auch die Projektionsfläche ist durch die fehlende Richtungsabhängigkeit leichter zu bestimmen und entspricht der Kreisfläche bei gleichem Durchmesser (Gleichung 2.18). Gleichung 2.38 gibt das aus den bisher beschriebenen Annahmen berechnete Trennkorn an. Darin ist r_a der Sichtradaußenradius, $v_{rad,air(r_a)}$ die radiale Luftgeschwindigkeit an der Sichtradaußenkante und $v_{\varphi,P(r_a)}$ die Partikelbahngeschwindigkeit an der Sichtradaußenkante, die gleich der Sichtradgehwindigkeit ist.

$$x_T = \sqrt{\frac{18\eta}{\rho_P} \cdot r_a \cdot \frac{v_{rad,air(r_a)}}{v_{\varphi,P(r_a)}^2}} \quad (2.38)$$

Wenn nicht kugelförmige Partikel betrachtet werden ist, die Abschätzung des Trennkorns erheblich komplizierter. Die Frage nach dem „richtigen“ Partikeldurchmesser ist nur schwer zu beantworten und wird im Abschnitt 2.4 wieder aufgegriffen. In der nachfolgenden Rechnung werden nicht nur nicht-kugelförmige Partikel angenommen, sondern auch die Partikelumströmung im Übergangsbereich. Die Partikelmasse m_P der Zentrifugalkraft aus Gleichung 2.7 lässt sich für nicht kugelförmige Partikel in Anlehnung an Gleichung 2.29 durch Gleichung 2.39 berechnen. Statt des einfachen Kugeldurchmessers x ist hier der volumenäquivalente Durchmesser x_{VE} genannt. Für die Projektionsfläche A_P der Widerstandskraft aus Gleichung 2.8 findet das Theorem von Cauchy [2] aus Gleichung 2.40 Verwendung. Das Theorem besagt, dass die Partikeloberfläche (S) das Vierfache der über alle Raumrichtungen gemittelten Projektionsfläche (A_P) ist, wenn keine konkaven Bereiche vorliegen.

Die Partikelprojektionsfläche ist folglich nach Gleichung 2.41 durch die 3D Sphärizität (Gleichung 2.24) ausdrückbar. Wenn die Partikelmasse und die mittlere Partikelprojektionsfläche im allgemeinen Kräftegleichgewicht durch den volumenäquivalenten Durchmesser ersetzt sind, kann das volumenäquivalente Trennkorn $x_{VE,t}$ (Gleichung 2.42) ausgerechnet werden.

$$m_P = \frac{\pi}{6} \rho_P x_{VE}^3 \quad (2.39)$$

$$4A_P = S \quad (2.40)$$

$$\Psi_{3D} = \frac{\pi x_{VE}^2}{4A_P} \rightarrow A_P = \frac{\pi x_{VE}^2}{4 \Psi_{3D}} \quad (2.41)$$

$$x_{VE,t} = \frac{3 \rho_{fl}}{4 \rho_P} \cdot r \cdot \frac{v_{rad,air}^2}{v_{\varphi,P}^2} \frac{c_w}{\Psi_{3D}} \quad (2.42)$$

Der Vergleich zwischen dem „einfachsten“ Trennkorn aus Gleichung 2.38 und dem in Gleichung 2.42 entwickelten, zeigt für kugelförmige Partikel im Stokes Bereich keinen Unterschied. Für nicht kugelförmige Partikel im Übergangsbereich ist das nach Gleichung 2.42 abgeschätzte kleiner als das durch Gleichung 2.38.

(5) Der letzte Aspekt aus der oben aufgelisteten Aufzählung behandelt die Frage, an welcher Stelle die Klassierung stattfindet. Abbildung 2.6 illustriert das nachfolgend Beschriebene für den ATP50 Abweiseradsichter der Firma Hosokawa Alpine. Im Sichtrad können sich zwei Trennkornminima entwickeln [6, 45]. Das kleinste Trennkorn wird üblicherweise an der Außenkante des Sichtrades erreicht, bei dem die Umfangsgeschwindigkeit durch das Sichtrad vorgegeben wird und der Kreisbahnradius sehr groß ist. Mit abnehmendem Radius der Kreisbahn reduziert sich Zentrifugalkraft und die Radialgeschwindigkeit der Luft nimmt, mit Ausnahme bei speziellen Schaufelgeometrien, zu. Dadurch ist das Trennkorn größer. Im Inneren des Sichtrades entwickelt sich allerdings ein freier Wirbel (Potentialwirbel) und die Drehimpulserhaltung bewirkt mit Abnahme des Radiuses der Kreisbahn eine starke Beschleunigung der Tangentialgeschwindigkeit und folglich wieder eine Reduzierung des Trennkorns. Aufgrund von Reibung wird die Tangentialgeschwindigkeit der Luft bei kleinen Radien wieder abnehmen. Bei Zyklonen [2] gilt die Annahme, dass dies im Bereich des Innendurchmessers der Absaugleitung geschieht. Nied [45] untersuchte diese Fragestellung in seiner Arbeit und präsentierte eine bauformabhängige Antwort. Abweiseradsichter können im Sichtradschaufelzwischenraum trennen, aber auch eine Trennung im Potentialwirbel ist möglich.

2.2.4 Modelle zum Trennverhalten von Abweiseradsichtern

Rumpf und Kaiser [5] zeigten 1952 als erste das Potential des Abweiseradsichters gegenüber den bisher verwendeten Spiralwindsichtern, die zwar verstellbare, aber nicht rotierende Leitschaufeln hatten. 1967 [13] und 1969 [14] präsentierten Molerus und Hoffmann einen ersten Modellansatz, indem sie die Trennkurve als kumulative Verteilungsfunktion aus der Statistik interpretierten und den Mittelwert sowie die Standardabweichung an die experimentellen Daten anpassten. Rumpf et al. [12] entwickelten diesen Ansatz weiter und verwendeten als Erklärung eine Analogie zum Diffusionskoeffizienten als stochastischen Bewegungsanteil in einer konvektiven Strömung. Husemann [16] kritisierte 1990 die Detaillösungen seiner Vorgänger und veröffentlichte ein Prozessmodell in Anlehnung an die turbulente Querstromklassierung. Es enthält zwar bereits mehr konstruktive Dimensionen sowie den Materialdurchsatz mit der Materialdichte, benötigt aber dennoch

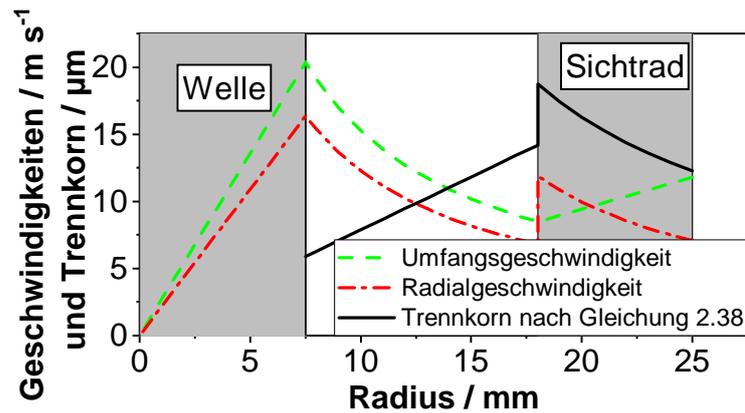


Abbildung 2.6: Darstellung der idealisierten Strömungsgeschwindigkeiten im Sichtrad für den ATP50 Abweiseradsichter der Firma Hosokawa-Alpine für 9000 rpm und einem Luftstrom von $75 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$. Zusätzlich das nach Gleichung 2.38 berechnete Trennkorn am jeweiligen Radius [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [46].

mehrere frei wählbare Parameter. Legenhausen [17] beschäftigte sich schließlich eingehend mit der realen Strömung im Sichtradschaufelzwischenraum und nicht nur mit den Wirbeln in einer voll turbulenten Strömung. Eswaraiah et al. [47] suchten wie Husemann die Parallelen zur Querstromklassierung mit dem Teilungsmodell („reduced efficiency curve approach“) das für Hydrozyklone entwickelt worden war. Sie definieren verschiedene dimensionslose Kennzahlen zum Parametrisieren des Sichtprozesses. Der von Eswaraiah et al. gewählte Ansatz deutet bereits in die Richtung der Arbeit von Zlokarnik [48] und der Dimensionsanalyse, basiert aber noch nicht auf dieser Methode. Das Modell von Yu et al. [49] andererseits fußt auf Ähnlichkeitsparametern und dem π -Theorem, das Zlokarnik [48] ausführlich beschreibt. Es werden in der Arbeit von Yu et al. 15 π -Theoreme aufgestellt und 13 freie Parameter durch Experimente bestimmt, wovon 9 konstant und 4 nicht konstant waren. Das jüngste Modell ist von Spötter [8, 24] et al. entwickelt worden. Nach der experimentellen Bestimmung der Kanalwirbel zwischen den Sichtradschaufeln untersuchten sie die Partikelbewegung des zu sichtenden Materials. Sie präsentierten das erste Modell, das die Partikel-Partikel Interaktion berücksichtigt. Aufgrund der sehr hohen Beladungen in Abweiseradsichtern kann es zu einer Hinderung der Partikelbewegung durch andere Partikel kommen. Für die gehinderte Sedimentation entwickelten Richardson und Zaki [2] ein empirisches Modell, das die Hinderung in der Viskosität berücksichtigt. Diesen Ansatz nutzten Spötter et al. für die Beschreibung der Partikelbewegung im Sichtradschaufelzwischenraum und die Abschätzung der Trennkurven. Spötter [8] führte zusätzlich Messungen zum dynamischen Verhalten des Abweiseradsichters durch, erklärte sie aber nicht abschließend.

In dieser Dissertation werden zwei Modelle erarbeitet:

1. Ein Modell zur Abschätzung des Zeitraumes, bis der Abweiseradsichter nach Betriebszustandswechsel wieder den stationären Zustand erreicht (Kapitel 4.1.2).
2. Das von Spötter et al. entwickelte Modell zur Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters wird weiter präzisiert und optimiert (Kapitel 4.3.2).

2.3 Partikelstoßverhalten

Im Abweiseradsichter werden unzählige Partikelkollisionen stattfinden. Diese können in die Partikel-Sichtrad bzw. Partikel-Wand Interaktionen und die Partikel-Partikel Kollisionen unterschieden werden. Der nachfolgende Abschnitt behandelt zunächst einige grundsätzliche Aspekte, bevor spezieller auf die Partikel-Wand und die Partikel-Partikel Interaktionen eingegangen wird.

Der Impaktionsprozess ist in Abbildung 2.7 zur besseren Veranschaulichung des Nachfolgenden anhand einer Kugel und einer glatten Platte dargestellt. Das Partikel prallt mit einer Impaktionsgeschwindigkeit v_i und einem Impaktionswinkel φ_i auf die Impaktionsplatte auf und prallt nach dem Stoß unter dem Winkel φ_r und der Geschwindigkeit v_r zurück. Durch die Winkel können die Geschwindigkeiten jeweils in eine normale v_n und eine tangentiale v_t Komponente umgerechnet werden. Dabei ist die Richtung des normalen Vektors vor dem Stoß in Richtung Platte positiv und nach dem Stoß entgegengesetzt positiv definiert. Aufgrund von Reibung mit der Platte kann ein Partikel beim schiefen Stoß ohne anfängliche Winkelgeschwindigkeit ω impaktieren und anschließend eine Winkelgeschwindigkeit aufweisen.

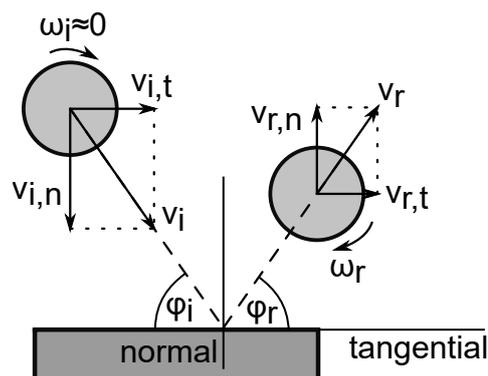


Abbildung 2.7: Darstellung der Impaktion einer Kugel auf eine glatte Platte zur Definition der Bezugsgrößen und Richtungen.

Die kinetische Energie eines Partikels setzt sich aus dem Translations- und dem Rotationsanteil zusammen. Gleichung 2.13 zeigte bereits den in Rotation vorliegenden Anteil der kinetischen Energie als Funktion der Partikelwinkelgeschwindigkeit (ω) und dem Trägheitsmoment. Das Trägheitsmoment als Maß für die Trägheit des Partikels gegen eine Winkelgeschwindigkeitsänderung war nach Gleichung 2.11 berechenbar. Die Lösung des Integrals für eine Kugel war in Gleichung 2.12 gegeben. Daraus folgt der in Gleichung 2.43 angegebene Zusammenhang. Dieser ähnelt stark der kinetischen Energie eines Körpers während der Translation ($E_{kin,trans}$, Gleichung 2.44). Darin ist m die Masse des Körpers, die die Trägheit analog zum Trägheitsmoment in der Rotation darstellt und v die Geschwindigkeit [35]. Gleichung 2.43 und 2.44 sind für sich alleine nur schwer zu interpretieren. Daher soll das Beispiel einer rollenden Kugel das Verhältnis des Translations- und Rotationsanteils der kinetischen Energie veranschaulichen. Wenn die Kugel nicht rutscht, kann die Winkelgeschwindigkeit ω mit Gleichung 2.9 durch die Kugelumfangs-

geschwindigkeit am Außenradius ersetzt werden, welche gleich der Geschwindigkeit aus Gleichung 2.44 ist. Gleichung 2.45 gibt das resultierende Verhältnis an. In dem Beispiel ist die kinetische Rotationsenergie 40 % der kinetischen Translationsenergie.

$$E_{kin,rot} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{5} mr^2 \cdot \omega^2 \quad \text{für homogene Kugeln} \quad (2.43)$$

$$E_{kin,trans} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \quad (2.44)$$

$$\frac{E_{kin,rot}}{E_{kin,trans}} = \frac{\frac{1}{5}mv^2}{\frac{1}{2}mv^2} = \frac{2}{5} = 40 \% \quad (2.45)$$

Während der Impaktion eines Partikels auf eine Wand, muss eine Energiebilanz geschlossen werden. Gleichung 2.46 zeigt die wirkenden Energien. Die kinetischen Energien (E_{kin}) vor dem Stoß (Index i) und nach dem Stoß (Index r) sowie die Oberflächenenergien (E_{surf}) haben einen Energiebetrag vor und nach dem Stoß. Die durch viskose Effekte während der Deformation verbrauchten Energie (E_{def}) beschreibt den dissipativen Anteil und die Adhäsionskräfte müssen zum Absprung überwunden werden, sonst klebt das Partikel auf der Wand und die kinetische Energie nach dem Stoß ist gleich 0 [50].

$$E_{kin,i} + E_{surf,i} = E_{def} + E_{ad} + E_{surf,r} + E_{kin,r} \quad (2.46)$$

Die Adhäsionskräfte wirken sowohl bei der Impaktion als auch beim Absprung. Während der Impaktion ziehen sie das Partikel praktisch an die Wand, und es wird kinetische Energie gewonnen. Wenn diese allerdings, beispielsweise durch Verformungsarbeit, verbraucht worden ist, halten sie das Partikel an der Wand. Die Impaktionsgeschwindigkeit unter der die Partikel an der Wand haften, wird als kritische Geschwindigkeit bezeichnet. Erst wenn Partikel eine größere Impaktionsgeschwindigkeit als die kritische Geschwindigkeit aufweisen, kommt es zum Partikelrücksprung. Thornton und Ning [51] leiteten für Kugeln, die auf eine glatte Oberfläche impaktieren Gleichung, 2.47 her. Die kritische Geschwindigkeit (v_s) ist eine Funktion des Partikelradius (r), der Partikeldichte (ρ_P), dem mittleren Elastizitätsmodul (E-Modul), der Kontaktpartner (E^*) und der Phasengrenzflächenenergie (γ) aufgrund von Adhäsion. Das mittlere E-Modul der Kontaktpartner resultiert aus der Summe der Nachgiebigkeiten (Gleichung 2.48, [52]). Darin steht der Index 1 und 2 für den jeweiligen Kontaktpartner, E für das E-Modul und ν für die Poissonzahl [51–53].

$$v_s = 1,84 \left(\frac{\Gamma/r^5}{\rho_P^3 E^{*2}} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (2.47)$$

$$E^* = 2 \frac{1}{\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}} \quad (2.48)$$

Wichtiger als die kritische Geschwindigkeit ist für diese Arbeit allerdings die Fließgren-

ze bzw. die Geschwindigkeit, bei der die Fließgrenze erreicht wird (im Folgenden yield-velocity). Abbildung 2.8 zeigt zwei Partikel-Platten Kontakte. In der linken Abbildung liegt eine elastische Verformung vor. Es ist das von Hertz erforschte elliptische Kontaktdruckprofil (p) über die Kontaktfläche (A_{Kontakt}) dargestellt. Links liegt die Kurve des Kontaktdruckprofils dauerhaft unterhalb des nötigen Fließdrucks (p_f). Es kommt nicht zur plastischen Verformung. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die elastisch-plastische Deformation gezeigt. Die Kurve des Kontaktdruckprofils liegt nur noch im äußeren Bereich der Kontaktzone unterhalb des Fließdruckes. Im Zentrum erreicht der Kontaktdruck den Fließdruck und es kommt zur plastischen Verformung [52].

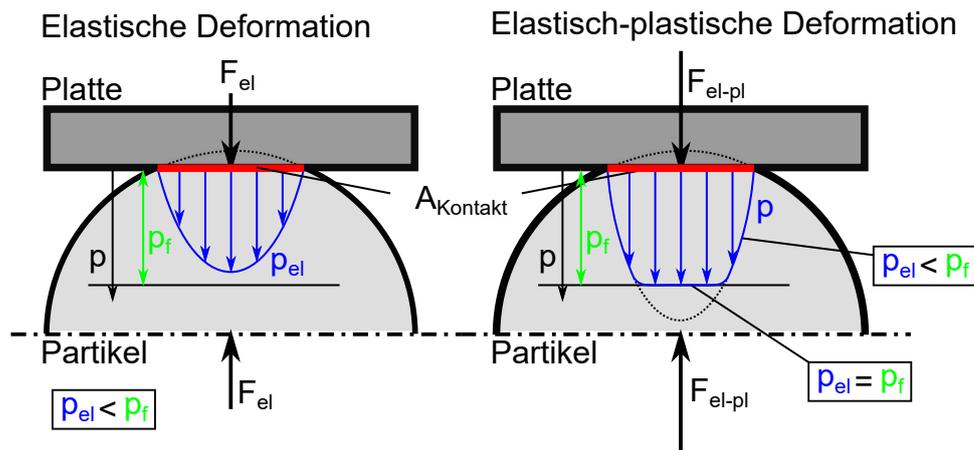


Abbildung 2.8: Darstellung der charakteristischen Partikelkontaktdruckverteilung (p) für den Partikel-Platte Kontakt. Links für die elastische Deformation, rechts für die elastisch-plastische Deformation [52].

Thornton et al. zeigen die Rechnung von Davies aus dem Jahr 1949 [51, 53], der die yield-velocity (v_y) aus dem Kontaktdruckprofil und der Relativgeschwindigkeit zwischen den Kontaktpartnern herleitete. Gleichung 2.49 ist reduziert auf das mittlere E-Modul (E^*), den Fließdruck (p_f) und die Partikeldichte (ρ_P). Zuletzt ist der Fließdruck laut [53] mit dem Parameter λ durch die Streckgrenze (R_e) des Materials abzuschätzen (Gleichung 2.50). Während Thornton et al. $\lambda = 2,5$ nutzten, führen Kleinhans et al. [50] Werte für λ zwischen 1,59 und 3,20 auf.

$$v_y = \left(\frac{\pi}{2E^*}\right)^2 \left(\frac{2}{5\rho_P}\right)^{\frac{1}{2}} p_f^{\frac{5}{2}} = 1,56 \left(\frac{p_f^5}{E^{*4}\rho_P}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.49)$$

$$p_f \approx \lambda R_e \quad (2.50)$$

Die kritische Geschwindigkeit und die yield-velocity sind essentielle Parameter, um das Rücksprungverhalten abzuschätzen. Das Rücksprungverhalten von Partikeln wird meist durch den Restitutionskoeffizienten (COR) ausgedrückt. Der COR oder auch zum Teil als gCOR abgekürzt beschreibt das Verhältnis der Rückprallgeschwindigkeit (v_r) bezogen auf die Impaktionsgeschwindigkeit (v_i). Das Geschwindigkeitsverhältnis entspricht der Quadratwurzel des Verhältnisses der kinetischen Energien vor und nach dem Stoß, wenn Rotation vernachlässigt wird. Diese Annahme wird häufig (und auch hier) getroffen, da

das Erfassen der Partikelgeschwindigkeiten bereits eine Herausforderung darstellt und die Bestimmung der Partikelrotation vor und nach dem Stoß noch deutlich aufwändiger ist. Wenn der Restitutionskoeffizient 0 ist, haftet das Partikel, während ein Restitutionskoeffizient von 1 einem ideal elastischem Stoß entspricht. Nach Abbildung 2.7 kann eine weitere Unterscheidung in die normalen ($nCOR$) und die tangentialen ($tCOR$) Geschwindigkeitskomponenten unternommen werden (Gleichung 2.52 und 2.53).

$$COR = \frac{v_r}{v_i} \xrightarrow{\text{ohne Rotation}} \sqrt{\frac{E_{kin,r}}{E_{kin,i}}} \quad (2.51)$$

$$nCOR = \frac{v_{r,n}}{v_{i,n}} \quad (2.52)$$

$$tCOR = \frac{v_{r,t}}{v_{i,t}} \quad (2.53)$$

2.3.1 Senkrechte Impaktion von Kugeln auf eine Platte

Einen guten Überblick über die existierenden Modelle zur Abschätzung des normalen Restitutionskoeffizienten gibt das Paper von Thornton et al. [53] und das Review von Kleinhans et al. [50]. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die relevanten Gleichungen aus der Arbeit von Thornton und Ning [51] vorgestellt. Wenn die Impaktionsgeschwindigkeit (v_i) unterhalb der kritischen Geschwindigkeit (v_s) liegt, haftet das Partikel auf der Wand und der Restitutionskoeffizient ist folglich 0. Wenn die Impaktionsgeschwindigkeit größer als die kritische Geschwindigkeit aber kleiner als die yield-velocity (v_y) ist, liegt elastische Verformung vor und der normale Restitutionskoeffizient nimmt nach Gleichung 2.54 mit der Impaktionsgeschwindigkeit zu, bis er bei der yield-velocity sein Maximum erreicht. Wird die Impaktionsgeschwindigkeit weiter erhöht, nimmt der normale Restitutionskoeffizient nach Gleichung 2.55 wieder ab, da ein immer größerer Anteil der Impaktionsenergie in plastische Verformung umgewandelt wird.

$$nCOR = 0 \quad v_i \leq v_s$$

$$nCOR = \sqrt{1 - \left(\frac{v_s}{v_i}\right)^2} \quad v_s \leq v_i \leq v_y \quad (2.54)$$

$$nCOR = \sqrt{\frac{6\sqrt{3}}{6} \left(1 - \frac{1}{6} \left(\frac{v_y}{v_i}\right)^2\right) \cdot \left(\frac{\left(\frac{v_y}{v_i}\right)}{\left(\frac{v_y}{v_i}\right) + 2\sqrt{\frac{6}{5} - \frac{1}{5} \left(\frac{v_y}{v_i}\right)^2}}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{v_s}{v_i}\right)^2} \quad v_y \leq v_i \quad (2.55)$$

Bezogen auf die Partikel-Sichtrad Interaktion muss die Definition des Restitutionskoeffizienten in Relativgeschwindigkeiten (Gleichung 2.56) aufgeteilt werden, da die Impaktionsplatte, anders als in dem bisher Beschriebenen, nicht unbewegt ist, sondern das Partikel vor der Impaktion eher als ruhend bezeichnet werden kann. Hier ist v_{rel} die Relativgeschwindigkeit, v_P die Partikelgeschwindigkeit und v_w die Sichtradgeschwindigkeit. Dass im Zähler ein – und im Nenner ein + ist, resultiert aus der Definition der als positiv bezeichneten Vektorrichtungen aus Abbildung 2.7.

$$COR = \frac{v_{rel,r}}{v_{rel,i}} = \frac{v_{P,r} - v_w}{v_{P,i} + v_w} \quad (2.56)$$

2.3.2 Schräge Impaktion von Kugeln auf eine Platte

Wenn statt der senkrechten Impaktion von Kugeln auf eine Platte, der schiefe Stoß untersucht wird, ergeben sich neue Freiheitsgrade. Der Impaktionswinkel und somit das Verhältnis von Normal- und Tangentialgeschwindigkeit kann das Rücksprungverhalten stark beeinflussen. Es existieren verschiedene empirische Modelle, um den normalen Restitutionskoeffizienten abzuschätzen [50]. Hier soll nur angemerkt werden, dass bei schräger Impaktion normale Restitutionskoeffizienten größer 1 möglich sind, da aufgrund von Reibung, Energie aus der tangentialen Komponente in die normale übertragen wird. Zur schrägen Impaktion schlugen Wu et al. [54] die Gleichungen 2.57 und anschließend 2.58 vor. Hier ist f der Reibungskoeffizient zwischen dem Partikel und der Platte, x der Partikeldurchmesser und ω die Winkelgeschwindigkeit des Partikels vor (Index i) und nach (Index r) der Impaktion. Wichtig für diese Arbeit ist, dass bei Impaktionswinkeln (φ_i) unterhalb von 30 ° vermehrt Gleiten und kein definierter Rücksprung wie bei den steileren Aufprallwinkeln gefunden wurde.

$$tCOR = 1 - f \cdot (1 + nCOR) \tan(\varphi_i) \quad (2.57)$$

$$tCOR = 1 - \frac{2}{5} \frac{x}{f \cdot v_{n,i}} \frac{(\omega_r - \omega_i)}{\cot(\varphi_i)} \frac{f}{\cot(\varphi_i)} \quad (2.58)$$

2.3.3 Impaktion nicht kugelförmiger Partikel auf eine raue Wand

In der Realität liegen selten kugelförmige Partikel und glatte Wände vor. Abbildung 2.9 illustriert die Impaktion eines würfelförmigen Partikels auf eine Wand mit einem Riefen. In der Vergangenheit wurde bereits großer Forschungsaufwand mit Experimenten und Simulationen betrieben, aber noch immer existiert kein allgemeingültiger Zusammenhang, der das Rücksprungverhalten aufgrund mechanischer Eigenschaften, Partikelform und Oberflächenprofil abschätzt.

Sommerfeld und Huber [55] untersuchten mittels Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen und Simulationen das Verhalten von Glaskugeln und nicht kugelförmigen Quarzpartikeln bei der Impaktion auf Wände mit verschiedenen Rauheiten. Sie zeigten eine starke Abhängigkeit des Absprungverhaltens von den untersuchten Parametern auf. Konan et al. [56] führten die Arbeit weiter und legten den Fokus auf die Mehrfachimpaktion. In ihrer Arbeit prallt dabei ein rundes Partikel zunächst auf die eine Flanke einer Rauheit bevor es auf eine zweite Flanke trifft, um schließlich wieder abzuspringen. Glielmo et al. [57] zeigen in ihrer Untersuchung für zwei unterschiedlich stark ineinander verschmolzene Kugeln und einer glatten Wand, dass bereits eine kleine Exzentrizität der Partikel eine signifikante Streuung der Absprungparameter bewirkt.

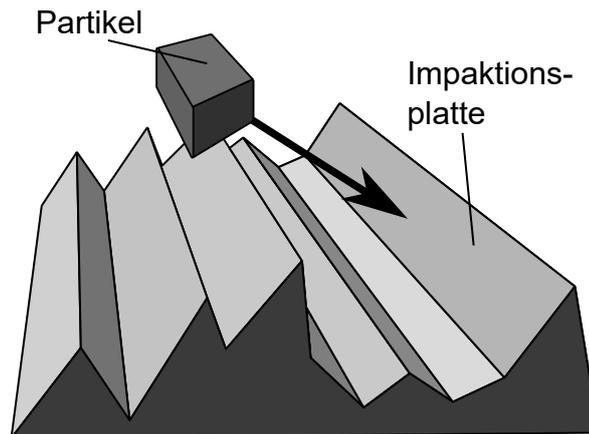


Abbildung 2.9: Darstellung eines würfelförmigen Partikels das auf eine Wand mit Riefen prallt.

2.3.4 Partikel-Partikel Stoßverhalten

Selbst in einer stark vereinfachten Darstellung ist die Auswirkung einer Partikel-Partikel Kollision nur schwer abzuschätzen. Während zur Partikel-Wand Interaktion viele Veröffentlichungen existieren, ist die Partikel-Partikel Kollision noch nicht systematisch untersucht worden.

Abbildung 2.10 zeigt zwei exzentrisch kollidierende Kugeln. Sie weisen die gleiche Masse und keine Rotation vor dem Zusammenstoß auf. Partikel 1 war vor der Impaktion um $v_{rel,prae}$ schneller als Partikel 2. Nach der Kollision werden die Partikel in die Richtung $v_{P,post}$ fliegen und je nach Reibungskoeffizient eine Winkelgeschwindigkeit ω aufweisen. Kuwabara und Kono [58] zeigten zuerst einen Ansatz für die Abschätzung des Restitutionskoeffizienten, wenn zwei Kugeln senkrecht aufeinander stoßen. Dieser Ansatz ähnelt dem bereits vorgestellten stark. Allerdings existiert, ähnlich wie bei der schrägen Impaktion auf eine Platte, auch für die Partikel-Partikel Kollision je nach Exzentrizität des Zusammenstoßes ein Unterschied zwischen gleitenden und nicht gleitenden Zusammenstößen [59]. Die Ansätze zur Untersuchung der Partikel-Partikel Kollision basieren in der Regel auf Simulationen oder verwenden Partikel im Millimeterbereich [60–64].

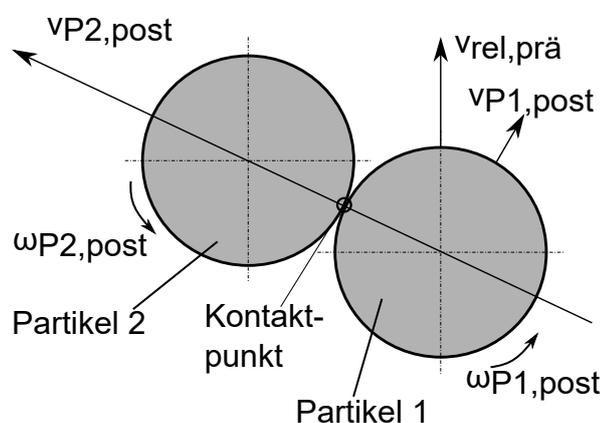


Abbildung 2.10: Darstellung der Partikel-Partikel Interaktion

2.4 Relevante Messmethoden

Der nachfolgende Abschnitt behandelt die Hintergründe zu den verschiedenen Messmethoden. Es wird auf die Methoden zur Partikelgrößenbestimmung, die Messtechnik zur Partikelgeschwindigkeitsbestimmung und das Prinzip der Glas-Kalkstein-Anteilsbestimmungen eingegangen.

2.4.1 Laserbeuger

Zunächst sollen an dieser Stelle die im Nachfolgenden verwendeten Begriffe definiert werden. Bei der Interaktion von Licht und Partikeln werden verschiedene Begriffe verwendet. Die Streuung bezeichnet hier die allgemeine Wechselwirkung von Partikeln und Licht. Die Beugung beschreibt die Lichtstreuung von Partikeln, die größer bzw. sehr viel größer als die Wellenlänge des Lichts sind. Die Reflexion beschreibt den an einer Grenzfläche zurückgeworfenen Lichtanteil und die Brechung, die Ablenkung beim Durchtritt durch die Grenzfläche. Die Absorption ist die Intensitätsreduzierung durch das Medium oder das Partikel. Die Extinktion beschreibt die Abschwächung der Lichtintensität, während die Transmission ein Maß für den verbliebenen Lichtanteil ist [2].

Die Interaktion von Licht mit Partikeln wird üblicherweise in den Rayleigh- (Gleichung 2.60), Mie- und Fraunhofer-Bereich (2.61) unterteilt. Als Maß dient der Mie Parameter α_{mie} . Dieser vergleicht den Partikelumfang (πx) mit der Wellenlänge des Lichts (λ_L). Wenn die Partikel sehr viel kleiner als die Wellenlänge des Lichts sind, ist die Streulichtintensität (I_S) proportional zum Partikeldurchmesser⁶ und der einfallenden Lichtintensität (I_0). Wenn die Partikel sehr viel größer als die Wellenlänge des Lichts sind, ist die Proportionalität quadratisch zum Partikeldurchmesser. Im Mie-Bereich $0,1 < \alpha_{mie} < 10$ liegt keine direkte Proportionalität vor, so dass die Streulichtintensitäten deutlich schwieriger zu beschreiben sind [34, 65, 66].

$$\alpha_{mie} = \frac{\pi x}{\lambda_L} \quad (2.59)$$

$$\frac{I_S}{I_0} \sim x^6 \quad \text{für: } \alpha_{mie} \ll 1 \quad (2.60)$$

$$\frac{I_S}{I_0} \sim x^2 \quad \text{für: } 1 \ll \alpha_{mie} \quad (2.61)$$

Die hier untersuchten Materialien wurden alle für den Fraunhofer-Bereich ausgewertet. Der verwendete Laserbeuger nutzt einen roten Laser ($\lambda_L \approx 700$ nm), das heißt, der Mie Parameter erreicht erst bei 2,2 μm den Wert von 10. Im Bereich der Fraunhofer-Beugung wird von der geometrischen Optik gesprochen, deren sehr bekanntes Beispiel die Beugung am Spalt ist. Nach Abbildung 2.11 wird Licht auch an der Kante eines Partikels gebeugt. Dabei ist der Beugungswinkel (θ_n) nach Gleichung 2.62 abhängig von der Wellenlänge (λ_L) des einfallenden Lichts, der Partikelgröße (x) und der Ordnungszahl (n). Nach dieser Gleichung ergeben sich die in Abbildung 2.12 dargestellten Beugungsmuster für ein größeres und ein kleineres Partikel. Die Länge (r_0) ist dabei der Abstand zum ersten Intensitätsminimum [67].

$$\sin(\theta_n) = \frac{n\lambda_L}{x} \quad (2.62)$$

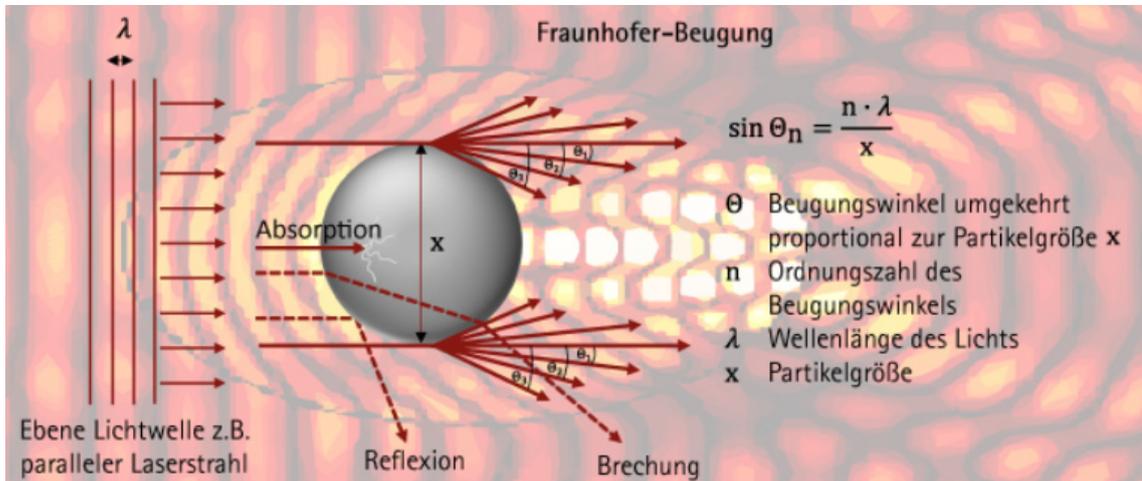
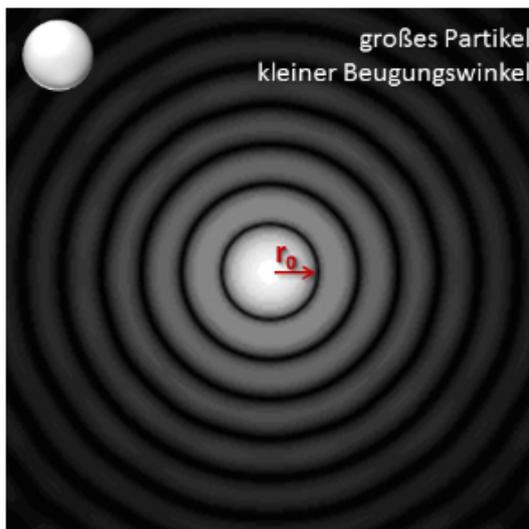
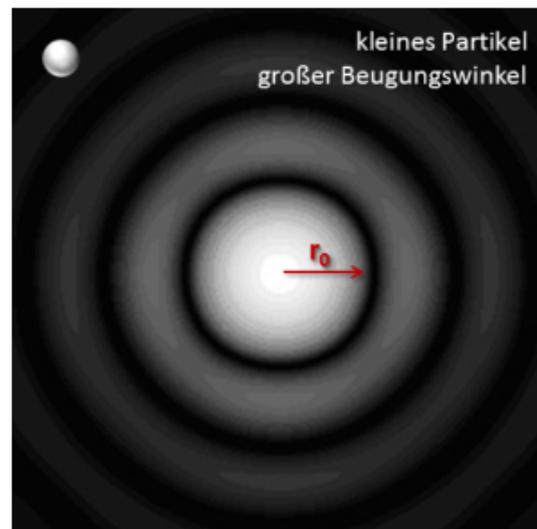


Abbildung 2.11: Darstellung des Prinzips der Beugung [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [67]



1 | Beugungsmuster eines großen Partikels



2 | Beugungsmuster eines kleineren Partikels

Abbildung 2.12: Resultierende Beugungsmuster eines größeren (links) und eines kleineren kugelförmigen Partikels (rechts) [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [67]

In der Realität kommen allerdings häufig nicht kugelförmige Partikel zum Einsatz. Den Effekt auf das Beugungsmuster zeigen die berechneten Ergebnisse aus Abbildung 2.13 für verschiedene zweidimensionale Formen [67].

Zuletzt muss beachtet werden, dass der Laserbeuger nicht nur das von einem Partikel erzeugte Signal detektiert, sondern die überlagerten Signale aller Partikel im vom Laser beleuchteten Bereich. Zusammenfassend kann die Aussage getroffen werden, dass der Laserbeuger einen optischen Durchmesser bestimmt.

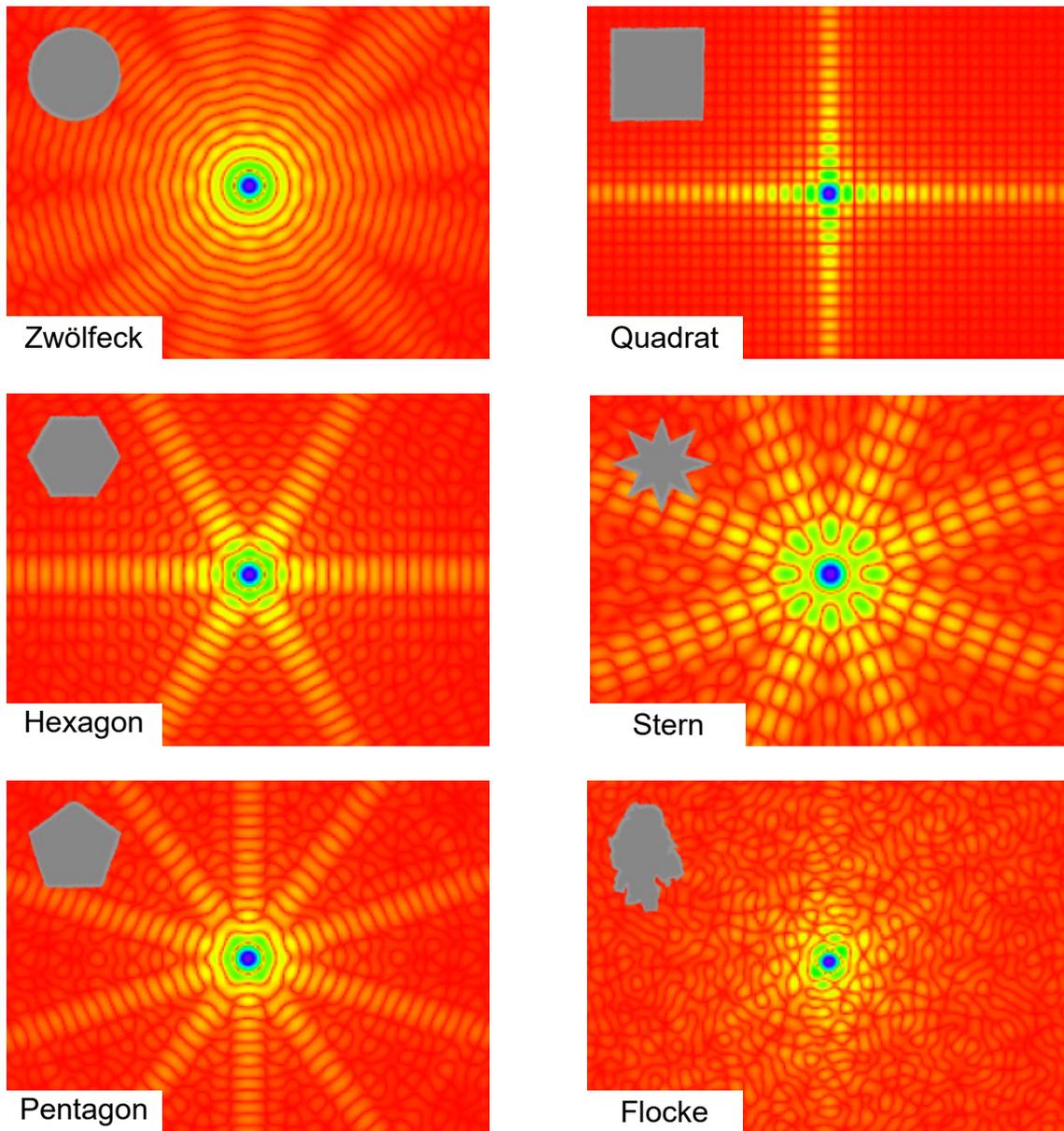


Abbildung 2.13: Berechnete Beugungsmuster verschiedener 2D Geometrien [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [67]

2.4.2 Fotosedimentometer

Die zweite verwendete Messmethode basiert auf der Sedimentation der Partikel im Erdschwerefeld in wässriger Umgebung. Das Kräftegleichgewicht am Partikel besteht aus der Gewichtskraft (Gleichung 2.6), der Auftriebskraft (Gleichung 2.63) und der Widerstandskraft für schleichende Umströmung (Gleichung 2.37). Auf die Annahme der schleichenden Umströmung wird im Folgenden noch eingegangen. Die Auftriebskraft wird durch die vom Partikel verdrängte Fluidmasse ($m_{fl,verdraengt}$) und der Erdbeschleunigung (g) berechnet. Für Kugeln ergibt sich daraus die stationäre Sinkgeschwindigkeit (w_g) nach Gleichung 2.64. Darin ist ρ_P die Partikeldichte, ρ_{fl} die Fluidichte, x der Partikeldurchmesser, g die Erdbeschleunigung und η_{fl} die Viskosität des Fluids. Bei einer Partikeldichte von 2700 kg m^{-3} ergibt sich erst bei einem Kugeldurchmesser von 6,5 mm eine Partikel-Reynolds Zahl größer 0,25 in Wasser. Nicht kugelförmige Partikel sedimentieren bei laminarer Umströmung ohne Ausrichtungseffekte, im Übergangsbereich mit der größten Projektionsfläche senkrecht zur Strömungsrichtung und „taumeln“ bei turbulenter Umströmung durch die sich bildenden Wirbel [33].

$$F_A = m_{fl,verdraengt} \cdot g \quad (2.63)$$

$$w_g = \frac{x^2 g (\rho_P - \rho_{fl})}{18 \eta_{fl}} \quad (2.64)$$

Die Messgröße des Fotosedimentometers ist hier die Abschwächung des Lichtstrahls beim Durchtritt durch die Suspension ($\frac{I}{I_0}$). Die Extinktion kann mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz (Gleichung 2.65) durch den Extinktionsquerschnitt (C_{ext}), die Länge des Lichtweges in der Probe (s) und die Anzahlkonzentration der Partikel im durchleuchteten Volumen (c_0) ausgedrückt werden. Dabei wird der Extinktionsquerschnitt üblicherweise durch Kalibrierung bestimmt oder aufwändig berechnet [2, 34, 66].

Daraus folgt, dass mit der Extinktion der Verlauf der Konzentration der Probe im durchleuchteten Volumen bestimmt wird. Hier wurde die Probe dispergiert und anschließend in die Messsäule gefüllt. Das heißt, es wurde nach dem Suspensionsverfahren der zeitliche Verlauf der lokalen Feststoffkonzentration bestimmt. Durch den Verlauf der Konzentrationsabnahme, kann auf die zum jeweiligen Zeitpunkt abgesunkenen Partikel zurückgeschlossen werden. Zum Zeitpunkt 0 liegen noch alle Partikel im durchleuchteten Bereich vor. Mit zunehmender Zeit sedimentieren einzelne Partikelgrößen aus, wodurch die Konzentration abnimmt. Welche Partikel nach welcher Zeit abgesunken sind, kann durch Gleichung 2.66, die aus Gleichung 2.64 resultiert, bestimmt werden. Dazu wurde die Sinkgeschwindigkeit (w_g) durch die Sedimentationsstrecke (h) pro Messzeit (t_{mess}) ersetzt. Die Sedimentationsstrecke bezeichnet hier die Distanz oberhalb des durchleuchteten Bereichs. In der Auswertung der Messung wird die Partikelform nicht berücksichtigt, sondern angenommen, dass es sich um Kugeln handelt. Daher ist (x_W) ein Sinkgeschwindigkeitsäquivalentdurchmesser, also der Durchmesser einer Kugel mit gleicher Sinkgeschwindigkeit wie das zu vermessende Partikel. Der sinkgeschwindigkeitsäquivalente Durchmesser wird auch als Stokes Durchmesser bezeichnet [2, 33].

$$\frac{I}{I_0} = e^{-C_{ext} \cdot c_0 \cdot s} \quad (2.65)$$

$$x_w = \frac{18\eta h}{g(\rho_P - \rho_{fl})t_{mess}} \quad (2.66)$$

2.4.3 Laser Doppler Anemometrie (LDA)

Das Laser Doppler Anemometer (LDA) benutzt den Doppler Effekt in zweierlei Hinsicht. Durch das Fokussieren zweier Laserstrahlen mit gleicher Wellenlänge ergeben sich jeweils verstärkende und abschwächende Bereiche. Das Interferenzmuster im Überschneidungsbereich ist in Abbildung 2.14 zu erkennen. Laserstrahlen weisen in der Regel ein Gaußsches Strahlenprofil auf. Das heißt, dass die Intensität im Zentrum des Strahls größer als im Außenbereich. Deshalb ist der Messbereich kleiner als der Überschneidungsbereich. Die Distanz (Δx) zwischen den einzelnen Intensitätsmaxima bzw. Intensitätsminima kann durch Gleichung 2.67 berechnet werden, wobei λ_L die Wellenlänge der Laserstrahlen und θ_L der Winkel zwischen beiden ist. Wenn ein Partikel durch den aufgespannten Bereich fliegt, erzeugt es ein Lichtsignal mit einer Frequenz die proportional zur Partikelgeschwindigkeit ist. Auf diese Weise kann die Partikelgeschwindigkeit in einer Richtung (in Abbildung 2.14 in der vertikalen Ebene) gemessen werden. Aus den einzelnen so bestimmten Frequenzen kann allerdings noch keine Flugrichtung bestimmt werden, sondern nur der Betrag der Geschwindigkeit. Das Partikel aus Abbildung 2.14 könnte entweder von oben oder von unten in den Messbereich fliegen und würde bei gleicher Geschwindigkeit das gleiche Signal erzeugen. Die Lösung zu dieser Problematik ist die Verwendung einer Bragg-cell. Mit Hilfe der Bragg-cell kann die Frequenz (f) des Laserstrahls beeinflusst werden. Dabei wird nur die Frequenz von einem Laserstrahl mit bis zu 100 MHz moduliert. Daraus resultiert ein bewegtes Interferenzmuster und die Möglichkeit der Unterscheidung der Partikelbewegungsrichtung zwischen -313 und $+1600 \text{ m s}^{-1}$ (für das hier verwendete LDA).

Um eine zweite Geschwindigkeitskomponente zu messen wird ein zweites Laserpaar benötigt, das beispielsweise um 90° gedreht ist und so die horizontale Ebene vermisst. Für die Auswertung muss dieser zweite Laser eine andere Wellenlänge aufweisen. Ein Strahlteiler kann die Signale je nach Wellenlänge für einzelne Photomultiplier aufspalten [68, 69].

$$\Delta x = \frac{\lambda_L}{2 \sin(\frac{\theta_L}{2})} \quad (2.67)$$

2.4.4 Particle Image Velocimetry (PIV)

Die zweite zur Partikelgeschwindigkeitsbestimmung verwendete Messmethode ist die Particle Image Velocimetry (PIV). Hier wird, wie in Abbildung 2.15 gezeigt, eine Ebene durch einen Laserlichtschnitt beleuchtet und ein Bildpaar mit Hilfe einer Hochgeschwin-

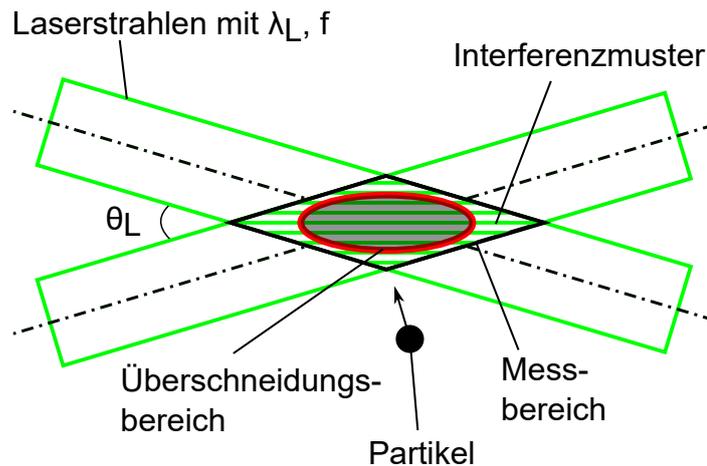


Abbildung 2.14: Prinzip des Laser Doppler Anemometers

digkeitskamera aufgenommen. Um die Geschwindigkeiten zu bestimmen, wird nicht direkt die Verschiebung der einzelnen Partikel untersucht, sondern die Verschiebung von Partikelclustern. Wenn der Zeitintervall zwischen den Bildpaaren zu klein ist, resultiert dies in zu geringer Verschiebung und größerer Messunsicherheit. Ist der Intervall zu groß, kann die Verschiebung nicht mehr ideal zugeordnet werden. Daher ist ein stark unterschiedliches Geschwindigkeitsprofil im untersuchten Bereich eine große Herausforderung. Die zweite Herausforderung ist die stark rechenaufwändige Auswertung. In einer PIV Analyse können bis zu $10^3 - 10^5$ Geschwindigkeitspunkte pro Bild aufgenommen werden [69].

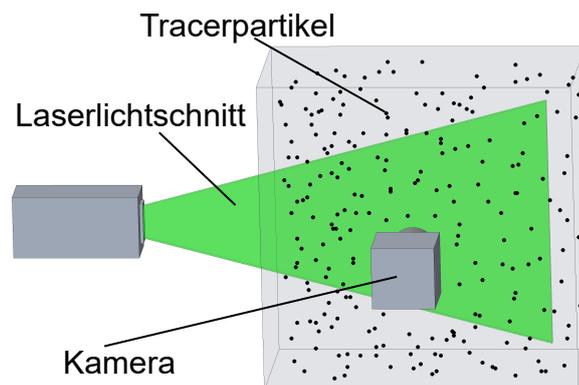


Abbildung 2.15: Prinzip der Particle Image Velocimetry

Das Nachfolgende basiert auf dem Buch von Tropea et al. [69] und der Gebrauchsanweisung des hier verwendeten PIVs.

Nach Aufnahme einer Serie aus Bildpaaren mit einem definierten Zeitversatz, kann die Auswertung in drei Schritte unterteilt werden: Pre-Processing, Processing, Post-Processing.

Im Pre-Processing wird die allgemeine Bildaufbereitung vor der eigentlichen Auswertung durchgeführt. Darin können zum Beispiel Filter angewendet werden, um die aufge-

nommenen Bilder für die Auswertung zu optimieren. Zusätzlich kann aus allen „A“ und „B“ Bildern jeweils ein mittleres A bzw. B Bild berechnet und als Hintergrund von allen Bildern der Serie abgezogen werden.

Die größte Herausforderung ist die automatisierte Erkennung der wahrscheinlichsten Partikelverschiebung (Abbildung 2.16). Wie bereits beschrieben, wird in der PIV nicht die Bewegung des einzelnen Partikels über mehrere Zeitschritte nachverfolgt, sondern die Bewegung einer Partikelgruppe ausgewertet. Dazu wird das Bildpaar mittels eines Rasters in einzelne Gitterelemente geteilt und diese für sich ausgewertet. Abbildung 2.16 zeigt links ein Gitterelement des auszuwertenden Bildpaars. In der Abbildung sind die Partikelpositionen aus Bild A als gefüllte Punkte und die aus Bild B als ungefüllte Punkte dargestellt. Das Bild in der Mitte ergibt sich, wenn alle möglichen Verschiebungen für das rot markierte Partikel betrachtet werden. Die links eingezeichneten Vektoren ergeben das Bild in der Mitte, wobei jeder Vektor gleich stark gewichtet ist. Wird dieses Vorgehen für alle Partikel im Element durchgeführt, erhält man die rechts dargestellte Häufigkeitsverteilung. Die Elementgröße sollte einerseits klein genug gewählt werden, so dass alle darin enthaltenen Partikel in die gleiche Richtung verschoben werden, aber groß genug, dass genügend Partikel zur Auswertung zur Verfügung stehen. Wenn beispielsweise nur 5 Partikel in einem Element vorhanden sind, ist die rechts in Abbildung 2.16 gezeigte Korrelation zum Teil noch nicht eindeutig. Es können Noisepeaks mit fast der gleichen Höhe, wie der Korrelationspeak entstehen.

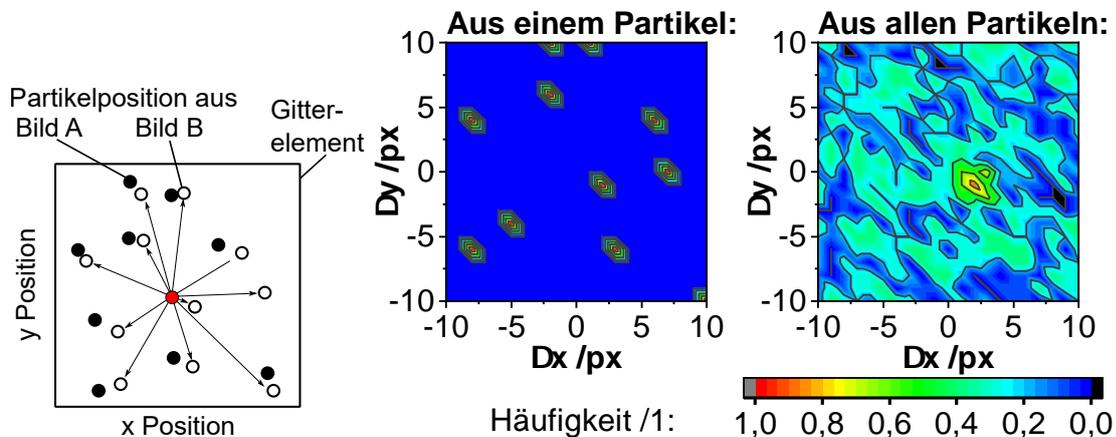


Abbildung 2.16: Schaubild des Auswerteprozesses des PIV für ein Element. Links die Darstellung des Elements mit den Partikeln aus Bild A und B, in der Mitte die möglichen Verschiebungen für das rot markierte Partikel und rechts die Verschiebungskorrelation für alle Partikel im Element.

Die Frage nach der korrekten Elementgröße lässt sich nicht pauschal beantworten. Die ursprünglich entwickelte Methode ist das „Nyquist Grid“. Darin wird die Elementgröße angegeben, und die benachbarten Elemente haben eine 50 % Überlappung. Nach einem Rechendurchgang ist die Auswertung beendet und das Post-Processing kann beginnen. In dieser Arbeit wird das „Recursive Nyquist Grid“ verwendet. Dabei ist der Rechenaufwand größer, da das Bild in unterschiedlich feine Gitterelemente unterteilt wird, die aber immer noch um 50 % überlappen. In mehreren Durchgängen wird mittels Kreuzkorrelati-

on die Partikelverschiebung berechnet. Die Verschiebung aus dem ersten Durchgang bei größerem Gitter wird als optimierter Lösungsansatz an das feinere übergeben. Es existieren unzählige weitere Algorithmen zur Gittererstellung, der optimierten Berechnung der in Abbildung 2.16 gezeigten Korrelation und auch zur Peakbestimmung.

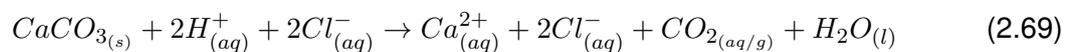
Im Post-Processing werden die bestimmten Vektoren validiert. Einerseits können die einzelnen Vektoren, bezogen auf die gesamten gemessenen, überprüft werden. So werden Vektoren, die völlig unrealistisch sind, eliminiert. Andererseits können die Vektoren mit ihren Nachbarn verglichen werden. Benachbarte Vektoren sollten sich in üblichen Anwendungen nur in einem gewissen Maß unterscheiden.

2.4.5 Hintergrund zu den Glas-Kalkstein-Anteilsbestimmungen

Um Proben auf die Kalk-Glas Zusammensetzung zu untersuchen wird, in dieser Arbeit die elektrische Leitfähigkeit als Messgröße verwendet. Die spezifische Leitfähigkeit ist ein Maß dafür, wie gut elektrischer Strom in einer Elektrolytlösung geleitet wird und hängt von der Ladungsträgeranzahl ab. Nach Gleichung 2.68 ist die spezifische Leitfähigkeit (κ) proportional zur Konzentration der Elektrolytionen (c) und der molaren Leitfähigkeit (Λ_m) [70].

In den Versuchen werden Kalksteinpartikel und Glaspartikel in Salzsäure gegeben. Während sich das Glas laut Herstellerangaben inert verhält, wird der Kalkstein aufgelöst.

$$\kappa = \Lambda_m \cdot c \quad (2.68)$$



Gleichung 2.69 zeigt die Reaktionsgleichung bei der Mischung aus aquatisierter Salzsäure und festem Calciumcarbonat. Da die Salzsäure eine starke Säure ist, liegt sie vollständig dissoziiert vor. Beim Lösungsprozess des Carbonats bzw. des Kalksteins werden zwei Oxoniumionen gebunden und dafür ein Calciumion freigesetzt. Dazu wird zusätzlich ein Kohlenstoffdioxidmolekül freigesetzt, das zunächst aquatisiert vorliegt, aber auch ausgasen kann. Die Stoffbilanz wird über ein gebildetes Wassermolekül geschlossen.

Die Kernaussage ist, dass für jedes Calciumcarbonat zwei H^+ gebunden und nur ein Ca^{2+} freigesetzt wird. Da die Leitfähigkeit einer Lösung schnell und reproduzierbar gemessen werden kann, muss folglich der Einfluss des soeben Genannten erfasst werden.

Das Kohlrauschsche Quadratwurzelgesetz (Gleichung 2.70) verknüpft die Ionenkonzentration mit der Leitfähigkeit. Darin ist Λ_m die molare Leitfähigkeit, c die Ionenkonzentration, k eine Konstante und Λ_m^∞ die Grenzleitfähigkeit. Die Grenzleitfähigkeit wird durch die Auftragung der molaren Leitfähigkeit gegenüber \sqrt{c} und einer Extrapolation zu $c = 0$ gewonnen. [70]

In einem ersten Ansatz kann Gleichung 2.70 für einen idealen Elektrolyten und sehr niedrige Konzentrationen zu Gleichung 2.71 vereinfacht werden. Die molare Grenzleitfähigkeit kann aus Kennzahlen zu den einzelnen Ionen in der Lösung berechnet werden. In Gleichung 2.72 ist dies für ein Kation und ein Anion veranschaulicht. $\lambda_{m,+}^\infty$ und $\lambda_{m,-}^\infty$ sind die Ionengrenzleitfähigkeiten und $\nu_{+/-}$ die stöchiometrischen Koeffizienten.

$$\Lambda_m = \Lambda_m^\infty - k \cdot \sqrt{c} \quad (2.70)$$

$$\Lambda_m \approx \Lambda_m^\infty \quad \text{für ideale Elektrolyten, bei } c \downarrow \quad (2.71)$$

$$\Lambda_m^\infty = \nu_+ \cdot \lambda_{m,+}^\infty + \nu_- \cdot \lambda_{m,-}^\infty \quad (2.72)$$

Die Ionengrenzleitfähigkeit (λ_m^∞) ist bei 25 °C für $\text{H}^+ = 349,7 \text{ S cm}^2 \text{ mol}^{-1}$, für $1/2\text{Ca}^{2+} = 59,5 \text{ S cm}^2 \text{ mol}^{-1}$ und für $\text{Cl}^- = 76,3 \text{ S cm}^2 \text{ mol}^{-1}$.

Aus diesen Parametern resultiert eine molare Leitfähigkeit von $852 \text{ S cm}^2 \text{ mol}^{-1}$ und $272 \text{ S cm}^2 \text{ mol}^{-1}$ nach der Reaktion, also eine molare Leitfähigkeitsänderung von $-580,4 \text{ S cm}^2 \text{ mol}^{-1}$ je umgesetztem Calciumcarbonat.

Mit der Annahme, dass eine $0,01 \text{ mol l}^{-1} = \frac{0,01}{1000} \text{ mol cm}^{-3}$ Salzsäure vorliegt, ist die messbare Leitfähigkeitsänderung folglich $-5,8 \text{ mS cm}$ bzw. -68% bezogen auf die Anfangsleitfähigkeit. In den durchgeführten Untersuchungen lagen allerdings keine stark verdünnten Lösungen vor, sondern 1 mol l^{-1} Salzsäurekonzentrationen. Die Debye-Hückel-Onsager Theorie erweitert das Kohlrauschsche Modell nach Gleichung 2.73 um die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Ionen mit ihren Hydrathüllen in Form von den Faktoren B_1 und B_2 . Da die Berechnung der Faktoren B_1 und B_2 nicht mehr trivial ist, wird die Software PHREEQC verwendet. Bei höheren Konzentrationen findet eine zunehmende Hinderung der Beweglichkeit der Ionen statt. Die Leitfähigkeit steigt nicht mehr in dem erwarteten Maße an [70].

$$\Lambda_m = \Lambda_m^\infty - (B_1 \cdot \Lambda_m^\infty + B_2) \cdot \sqrt{c} \quad (2.73)$$

3 Material und Methoden

In diesem Abschnitt der Arbeit wird zunächst der von Stender [23] modifizierte Abweiseradsichter mit den verschiedenen Messanordnungen beschrieben und anschließend die zur Untersuchung der Trennung verwendeten Materialien aufgelistet.

3.1 Abweiseradsichter - modifizierter ATP50

Es wird ein modifizierter ATP50 Abweiseradsichter der Firma Hosokawa Alpine verwendet. Der von Stender [23] umgebaute Abweiseradsichter besitzt ein einseitig gelagertes Abweiserad sowie drei optische Zugänge (vgl. Abbildung 3.1).

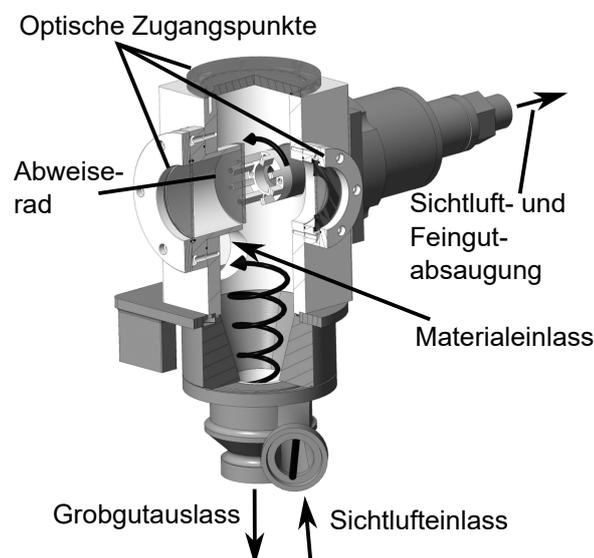


Abbildung 3.1: Darstellung des Sichtraumes [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71]

Zur Trennung wurden $75 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ Luft mittels eines Seitenkanalgebläses durch das Sichtrad gesogen. Da der Lufteinlass exzentrisch angebracht ist, bildet sich senkrecht zur Drehachse des Sichtrades ein aufwärts strömender Wirbel. In diesen Luftstrom wird das Aufgabegut durch eine Förderschnecke zugegeben und zum Sichtrad gefördert. Hier wird das Grobput abgewiesen, während das Feingut mit der Luft in die Feingutleitung gelangt. Das Grobput fällt durch die Schwerkraft in den Behälter B02 (Abbildung 3.2) unterhalb des Sichtraumes. Das Feingut wird mittels eines Zyklonabscheiders (A02 in Abbildung 3.2) vom Luftstrom getrennt. Die Partikel, welche auch durch den Zyklon nicht abgetrennt werden, gelangen in den Schlauchfilter. Der Aufgabegutmassenstrom betrug $1 \%_w$, $3 \%_w$ bzw. $5 \%_w$ (Massenstrom Aufgabegut bezogen auf den Luftmassenstrom).

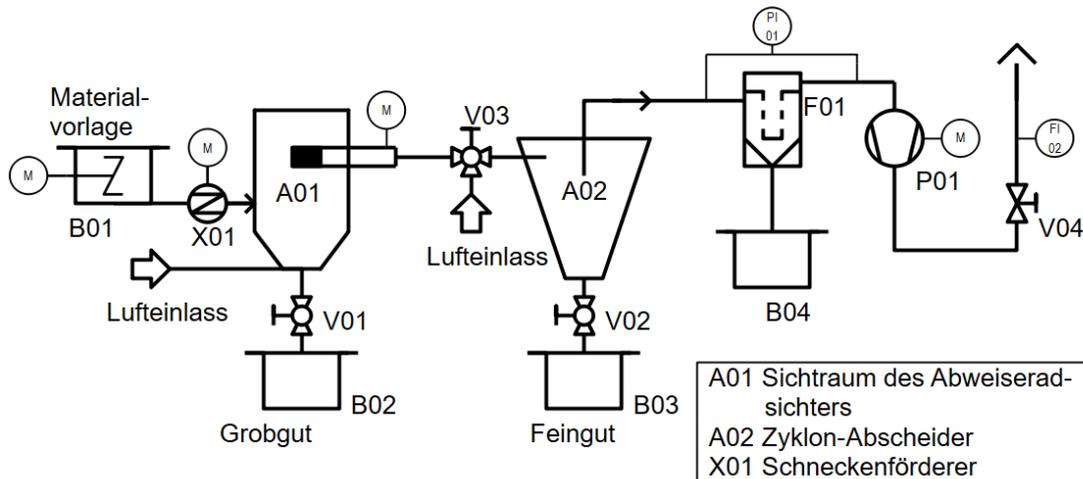


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Abweiseradsichters [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7]

3.2 Untersuchungen bei hoher Massenbelastung

3.2.1 Instationäres Verhalten

Die Ventile V01 und V02 aus Abbildung 3.2 ermöglichen eine zeitaufgelöste Probenahme. Dazu wurden die 20 l Behälter für das Grobgut sowie für das Feingut durch 500 ml Probenahmeflaschen ausgetauscht. Die Beschickung des Sichters mit zwei verschiedenen Aufgabegütern ermöglicht die Messung des instationären Verhaltens. Nach dem Verschließen der Öffnung im Gehäuse für die Förderschnecke, erfolgte die Zugabe des Aufgabegutes mittels selbst konstruierter Förderschnecken in den Luftstrom am Lufteinlass. Der schematische Versuchsaufbau ist auch in Anhang A.1 gezeigt. Zunächst wurde der stationäre Zustand mit Kalksteinpartikeln [8] erreicht, anschließend die Kalkstein-Förderschnecke entfernt und stattdessen Glaspartikel mittels einer 2. Förderschnecke zugegeben. Die Analyse der hier gewonnenen Probe erfolgte durch den Einsatz von Salzsäure und der Bestimmung der Leitfähigkeit. Während die Glaspartikel in der Salzsäure inert sind, wird Kalkstein aufgelöst. Die Methode wurde an Proben (30 g) unterschiedlicher Mengenverhältnisse durchgeführt. Die Analyse erfolgte wie bei den experimentell gewonnenen Proben. Der Massenanteil ist hier Masse-Material pro Gesamtmasse. 1 g Probe wurde in 100 ml Salzsäure mit einer Konzentration von 1 mol l^{-1} (verdünnt aus 25 % reinst. Fa. Carl Roth) gegeben. Anschließend wurden die Lösungen für 3 min in einem Ultraschallbad (Bandelin, Sonorex super RK 106, 100 %) aufgeschlossen, filtriert mit einem Whatman 125 mm Faltenfilter (Nr. 10311644, 595 1/2) und für 60 min in einem Wasserbad (Lauda, CS 6, Nr. N14003) auf 25 °C temperiert. Zuletzt erfolgte die Messung der Leitfähigkeit mit einem Leitfähigkeitsmessgerät (Winlab, Nr. 301805, Sensor 50070/G).

Zum Vergleich fand die Berechnung eines theoretischen Wertes mittels der Software „PHREEQC“ Version 3, herausgegeben durch die United States Geological Survey, statt. Die Software ist durch verschiedene Modelle in der Lage die Prozesse in wässrigen

Lösungen abzubilden. In der Software wurde eine Salzsäure-Lösung entsprechend der oben genannten Parameter angelegt und zusätzlich eine Gleichgewichtsphase, bestehend aus der jeweiligen Stoffmenge von Calcit. Diese wurde je nach definiertem Massenanteil variiert. Durch die Gleichgewichtsberechnung über die Ladungsbilanz erfolgte unter anderem die Berechnung der resultierenden pH-Werte, der Leitfähigkeiten der Lösungen und die Anteile der verschiedenen Spezies.

3.2.2 Bestimmung des Hold-ups

Als Hold-up werden in dieser Arbeit die im Siebter bzw. im Zyklon verweilenden Partikel bezeichnet. Um die Menge bzw. die Partikelgrößenverteilung zu bestimmen, wurde die Feingutleitung des Siebters um ein 3-Wege-Kugelhahn erweitert (vgl. Abbildung 3.2). Beim Beenden des Siebversuches wird zunächst der Materialzufluss gestoppt, anschließend die Ventile V01 und V02 oberhalb des Feingut- bzw. Grobgutbehälters geschlossen und der Kugelhahn so gestellt, dass die Umgebungsluft durch die Feingutleitung eingesaugt werden kann. Danach werden das Gebläse und der Siebtradmotor gestoppt. Nach Anbringen leerer Probenflaschen, werden die Partikel aus dem Siebtraum zunächst mittels eines Pinsels aus den einzelnen Randbereichen in Richtung des Ventils gewischt und befinden sich nach Öffnung der Ventile (V01 und V02) in den Grobgut- und Feingutbehältnissen. Zuletzt wird der Siebter mit einem Gummihammer abgeklopft. Die so gewonnenen Proben wurden mittels eines HELOS Laserbeugungssystems vermessen. Die Massen sind hier üblicherweise als relative Größe bezogen auf die Luftmassen im Siebtraum und Luftmasse im Zyklon von jeweils etwa 1,95 g angegeben.

3.2.3 Konstruktive Änderungen am Siebter zur Bestimmung von Trennung beeinflussenden Faktoren

Grundsätzlich sind zwei Bauweisen bei Abweiseradsiebertern üblich: Entweder stehen die Siebträd- und die Luftwirbeldrehachsen senkrecht zueinander oder sie sind koaxial zueinander ausgerichtet. Abbildung 3.3 zeigt zwei Darstellungen des Siebtraumes. In (a) ist die übliche Bauweise des hier verwendeten, modifizierten ATP50 abgebildet, bei der der Luftwirbel senkrecht aufwärts dreht. In (b) sind der Luftwirbel (roter Pfeil) und die Rotation des Siebtrades (grüner Pfeil) gleichgerichtet. Eine technische Zeichnung des modifizierten Lufteinlasses ist in Anhang A.2 gezeigt.

Um die Auswirkungen von baulichen Veränderungen am Siebter zu überprüfen, wurde das Aluminiumsiebter (Zeichnung in Anhang A.3) gegen verschiedene 3D gedruckte Siebträder aus PLA (Polylactid) ausgetauscht. Dazu diente ein an der Hohlwelle angebrachte Adapter, um die Aufnahme zu ermöglichen. Als Referenz erfolgte der Druck und Einbau eines „Referenzsiebtrades“ (Anhang A.4) mit größerem Durchmesser als das standardmäßig verbaute Siebter. Weiterhin fand die Fertigung verschiedener alternativer Siebträder statt, die sich durch Stauchungen (Anhang A.5), Anzahl der Schaufeln (Anhang A.6) bzw. Tiefe der Schaufeln (Anhang A.7) unterschieden.

Da die Siebträder einen leicht größeren Durchmesser als das üblicherweise verbaute Siebter aufweisen, wurde die Drehzahl von 9000 rpm auf 3400 rpm reduziert, um nach

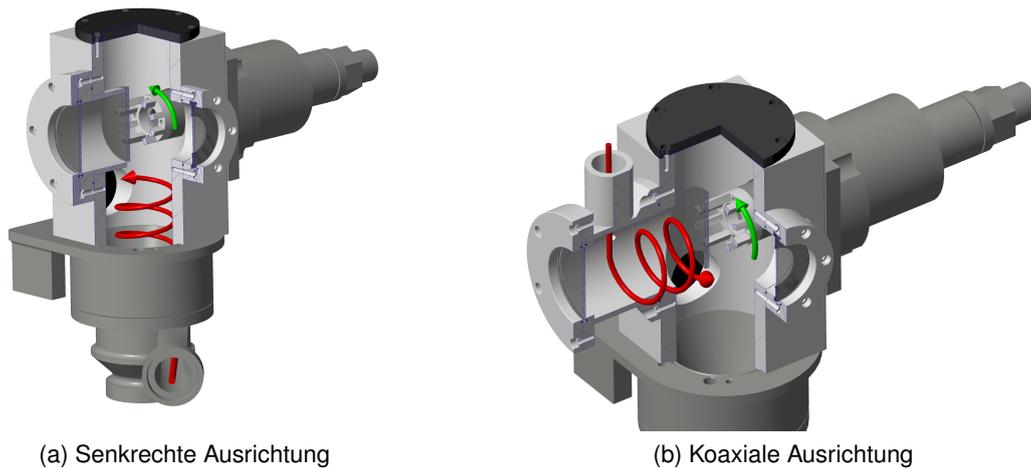


Abbildung 3.3: Schematische 3D Darstellungen des Sichttraumes mit der Sichttraddrehrichtung in grün und dem Luftwirbel als roter Pfeil [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7]

Gleichung 2.38 das gleiche Trennkorn zu erhalten. Die Partikelzugabe erfolgte nicht nur über die seitlich angebrachte Förderschnecke, sondern auch einmal über eine Öffnung im Deckel mit einem Mindestdurchmesser von 15 mm. Der Volumenstrom, welcher durch diese Öffnung eingesogen wird, beträgt maximal $1,2 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ und wird gegenüber den $75 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$, die der Sichter insgesamt einsaugt, vernachlässigt. Der Grobgutauslass wurde ebenfalls modifiziert (vgl. Abbildung 3.2 im untersten Bereich des Schnittes). Regulär ist der untere Durchmesser des Trichters direkt oberhalb des Lufteinlasses 50 mm. Hier wurde er zum einen auf 30 mm reduziert bzw. durch einen „Gleichrichter“ (Anhang A.8) ersetzt. Die hierin befindlichen Stifte sollen die herabfallenden Strähnen aufbrechen und für eine verbesserte Dispergierung sorgen.

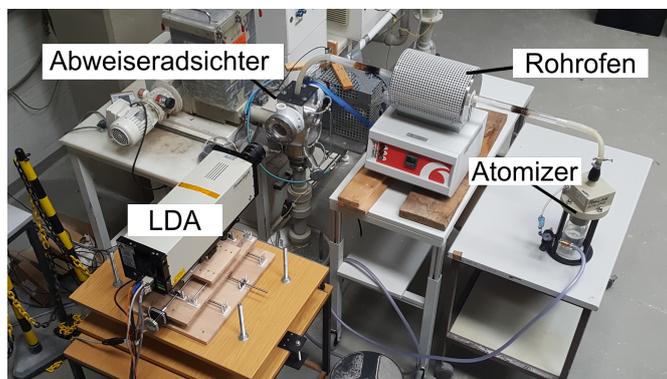
3.3 Untersuchungen bei sehr geringer Massenbeladung

Aufgrund der hohen Massenbeladung im Abweiseradsichter sind einige Messmethoden nur im stark verdünnten System einsetzbar. Im nachfolgenden Abschnitt wird zunächst die Luftströmung anhand von Partikeln niedriger Stokes Zahl betrachtet und anschließend die Bewegung von Partikeln hoher Stokes Zahl.

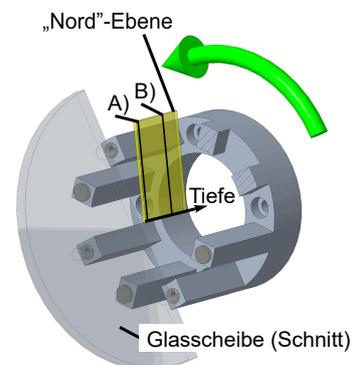
3.3.1 Laser Doppler Anemometrie (LDA) Messungen

Es wurde ein 2D-Laser Doppler Anemometer (LDA) der Firma TSI (TR-SS-2D) mit einer Bragg-Cell und einer Fokusslänge von 350 mm verwendet. Die Messeinstellungen bzgl. zugelassenem Frequenzbereich (Maß für den zugelassenen Geschwindigkeitsbereich), Laser Intensität (max. 500 mW/Laser), Burst Threshold (Mindeststrom, den die eintreffenden Photonen am Photomultiplier erzeugen müssen) und Photomultiplier Verstärkerspannung wurden für jede Messung angepasst. Um auf die Position des Sichtertrades schließen zu können, ist ein Drehzahlsensor (AV-ROS-W) der Firma Avibia mit einem Messbereich von 1-250000 rpm verbaut worden. Der Sensor sendet einen elektrischen Impuls zu je-

der vollen Umdrehung des Sichtrades. Das LDA ist auf einer selbst konstruierten Traverse mit einer Auflösung von $40 \mu\text{m}/\text{step}$ befestigt. Die Höhe kann manuell durch Muttern auf 4 M10 Gewindestangen verstellt werden, wobei die Außenkante des Sichtrades als Referenzpunkt diente. Die Tracer-Partikel wurden durch Zerstäubung einer $10\%_{\text{w}}$ Natriumchloridlösung mittels eines Palas-Atomizers (AKG2000 mit 4 bar Luftdruck) und anschließender Trocknung in einem Rohrofen (Carbolite Gero, MTF 12/38/250) bei $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ erzeugt. Die Partikelgrößenverteilung wurde mittels eines HELOS Laserbeugungssystems am Ende des Schlauches gemessen, der die Partikel durch den Deckel möglichst dicht am Messpunkt zuführt, wie auch in Abbildung 3.4 erkennbar ist. Die maximale Stokes Zahl der Tracer-Partikel trat bei 15000 rpm auf und betrug $0,05$. Als charakteristische Länge zur Berechnung der Stokes Zahlen wurde hier immer die Sichtradfront mit 7 mm verwendet. Die Messungen erfolgten in der „Nord“-Ebene (vgl. Abbildung 3.4 b). Pro Messpunkt wurde die Geschwindigkeit von 100000 Partikeln gemessen.



(a) Messaufbau



(b) Zeichnung des Sichtrades mit der „Nord“-Ebene und zwei eingezeichneten Messtiefen

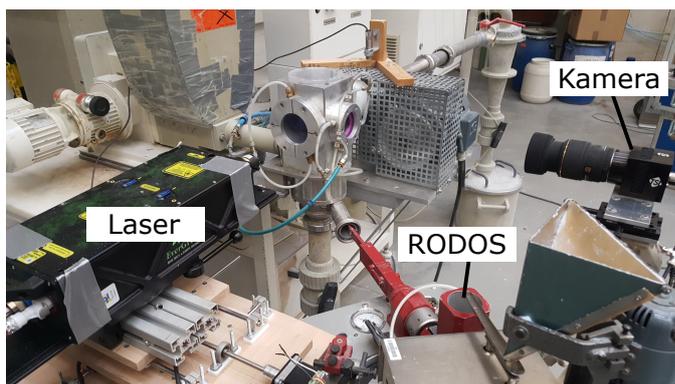
Abbildung 3.4: LDA-Messaufbau mit der Tracer-Partikelherstellung bzw. den Messebenen [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7, 46]

3.3.2 Particle Image Velocimetry (PIV) Messungen

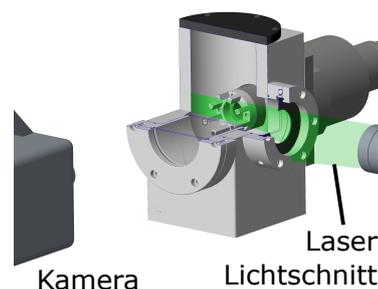
Die Particle Image Velocimetry (PIV) Messungen erfolgten ebenfalls mit einem Messsystem der Firma TSI durchgeführt. Die Bildaufnahme wurde mit einer Kamera (TSI, Modellnummer 630092) sowie einem Objektiv der Firma Sigma (105 mm , $1:2,8$, DG Macro) durchgeführt. Zur Beleuchtung der Ebene fand ein Lasersystem mit einer 25 mm Kollimatorlinse (TSI, Modellnummer 610026) Verwendung. Der Aufbau ist in Abbildung 3.5 gezeigt, wobei erkennbar ist, dass die Kamera und die Beleuchtung senkrecht zueinander ausgerichtet sein müssen. Aus diesem Grund wird hier vornehmlich die „Ost-Seite“ (vgl. Abbildung 3.4) untersucht. Die Kopplung von Drehzahlsensor (Avibia, AV-ROS-W), Laser und Kamera ermöglichte der Einsatz eines ein Laser-Puls-Synchronisators (TSI, Modellnummer 610036). Als Tracer-Partikel wurden zwei Materialsysteme gewählt. Die Partikel mit niedriger Stokes Zahl waren Aeroxide AluC (Evonik) mit einer Stampfdichte von 50 kg m^{-3} mit einer mittleren Agglomerat-Partikelgröße von $5,8\text{ }\mu\text{m}$ (durch HELOS

gemessen), die mittels eines RODOS Dispergiere (Sympatec) in den Luftstrom dispergiert wurden; die maximale Stokes Zahl hier betrug 0,02. Das zweite Materialsystem mit Partikeln hoher Stokes Zahl war Saxolith 70 Partikel mit einer minimalen Stokes Zahl von 33. Während der Messung erfolgte die Aufnahme von jeweils 200 Bildpaaren. Dabei fand die Anpassung des Zeitintervalls Berücksichtigung, so dass die Partikel im untersuchten Bereich eine Verschiebung von etwa 5 px aufwiesen.

Zur Auswertung wurden zunächst zwei mittlere Bilder erstellt (eines für jedes erste und eines für jedes zweite Bild des Bildpaares) und anschließend von der Reihe subtrahiert. Zur Auswertung fand ein rekursives Nyquist Gitter mit einer Startgröße von 256 px^2 und einer Endgröße von 64 px^2 Verwendung. Für die AluC Partikel wurde im Post-Processing zunächst eine globale Validierung (gesamter Bereich) durchgeführt, um Vektoren, die absolut unwahrscheinlich sind, zu löschen und anschließend eine lokale Validierung, also der Vergleich mit den Nachbarvektoren, durchgeführt. Die Nachbehandlung war für die Partikel hoher Stokes Zahl nicht möglich, da die einzelnen Partikel nach der Interaktion mit dem Sichtrad völlig unterschiedliche Absprungwinkel und -geschwindigkeiten aufwiesen.



(a) Aufbau mit dem Laser von vorne und der Kamera von der Seite



(b) Zeichnung mit der Kamera von vorne und dem Laser von der Seite

Abbildung 3.5: PIV-Messaufbau mit der Tracer-Partikelzuführung [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71]

3.3.3 Hochgeschwindigkeitskameramessungen

Es wurden verschiedene Messungen mit Hochgeschwindigkeitskameras und Partikeln hoher Stokes Zahl durchgeführt. Der nachfolgende Abschnitt beschreibt zunächst die Messungen ab Abweiseradsichter und anschließend im Modellaufbau. Zur Bildauswertung fand die Software ImageJ Verwendung, um zum einen die Bilder nachträglich aufzubereiten sowie Winkel und Distanzen zu messen.

Untersuchungen im Abweiseradsichter

Zur Untersuchung der Bewegung und des Impaktionsverhaltens von Partikeln hoher Stokes Zahl im Abweiseradsichter wurden zwei verschiedene Messaufbauten verwendet. Zur besseren Übersicht zeigt Abbildung 3.6 a den Aufbau, wenn die Kamera von der Seite auf die Sichttradschaukel gerichtet ist. Dabei wirkt es, als ob das Partikel in der Luft steht, bevor es von der Sichttradschaukel getroffen und beschleunigt wird (Abbildung 3.7). Die Abbildung zeigt drei ausgewählte Bilder einer Messung von der Seite nach Abbildung 3.6 a. In rot ist die Schaukeloberkante, in gelb die Schaukelunterkante dargestellt. Die jeweiligen Schaukeln sind mit einer gestrichelten, schwarzen Linie zur Identifikation verbunden. Der Ort, an dem sich das momentan betrachtete Partikel befindet, ist mit einem grünen Vollkreis markiert, während die vorherigen Positionen als grüne, gestrichelte Kreise markiert sind. Somit war hier nur der Absprungwinkel Θ_R bezogen auf die lange Kante des Sichttrades bestimmbar. Es wurde eine Fastcam SA-X2 Typ 1080K-M2 Hochgeschwindigkeitskamera der Firma Photron mit einem Nikon AF Nikkor 50 mm Objektiv mit einer Apertur von $f\# = 1,8$ verwendet. Die Lichtquelle war eine Dedocool D2 (Dedotec) und die Bildrate 20000 fps, bei einer Shutter-Zeit von $1/20670 \text{ s}^{-1}$. Bei der Ausrichtung der Kamera mit Blickrichtung auf das Sichttrad (Abbildung 3.6 b) wurde eine Keyence VW-600 M Hochgeschwindigkeitskamera mit einem Makroobjektiv (VW-Z2, Keyence) sowie die dedocool D2 Lichtquelle verwendet. Hier fanden Aufnahmen bei 230000 fps bei einer Shutter Zeit von $1/230000 \text{ s}^{-1}$ statt. Das mit diesen beiden Anordnungen beobachtete Material war Saxolith 70.

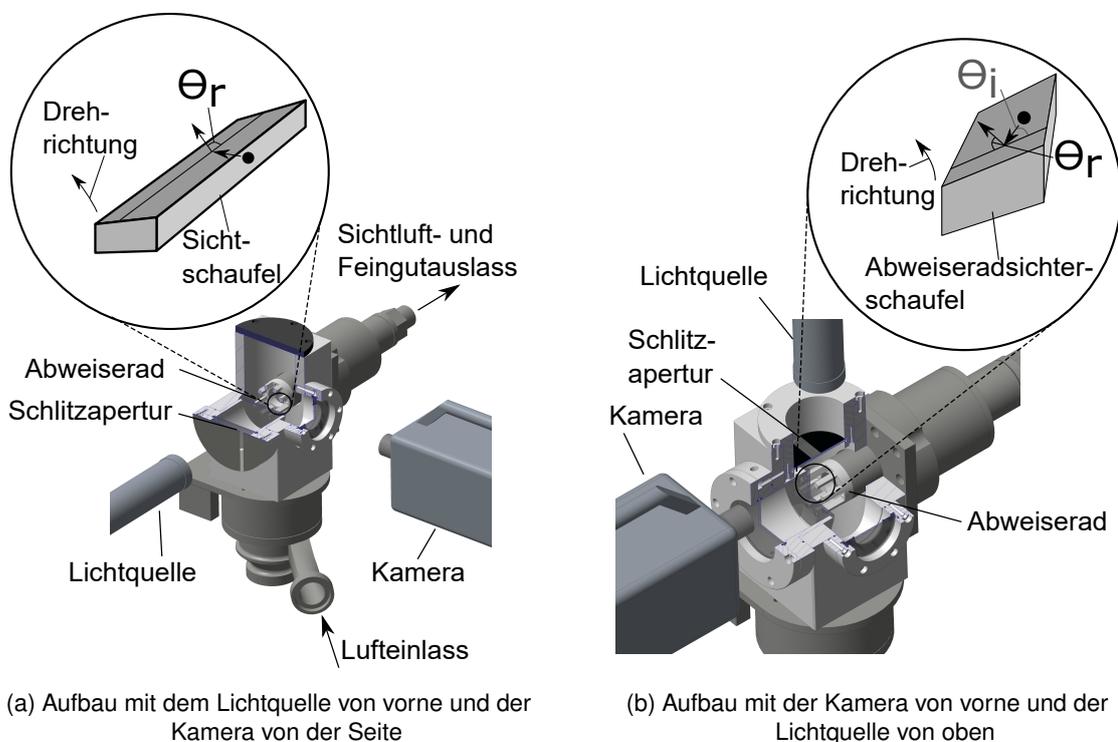


Abbildung 3.6: Messaufbau des Sichters mit den verschiedenen Kameraanordnungen, sowie Winkelbezügen [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7]

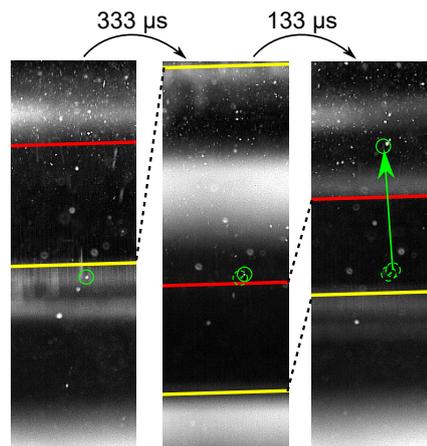


Abbildung 3.7: Bildreihe einer Messung von der Seite nach Abbildung 3.6 a. In rot ist die Schaufeloberkante, in gelb die Schaufelunterkante dargestellt. Die zugehörigen Schaufeln sind mit einer gestrichelten schwarzen Linie verbunden. Der Ort, an dem sich das momentan betrachtete Partikel befindet, ist mit einem grünen Vollkreis markiert, während die vorherigen Positionen als grüne, gestrichelte Kreise markiert sind [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7]

Experimente mit einem Modellaufbau

Die Messung der Impaktionscharakteristik von Partikeln im Modellaufbau bietet einige Vorteile gegenüber der Messung im Abweiseradsichter. Zum einen ermöglicht die bessere optische Zugänglichkeit eine Hellfeldaufnahme mit einem Mikroskopobjektiv und zum anderen sorgt die nicht bewegte Wand für eine leichtere Vergleichbarkeit mit Literaturwerten. Der Aufbau ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Es wird ein 100 mm Stahlrohr (12 mm Innendurchmesser) mit einer 1 mm Schlitzöffnung an der einen Seite auf eine stehende Wand gerichtet. Nach dem Einfüllen der zu messenden Partikel in eine Gummihülle an der nicht verschlossenen Seite des Rohres, werden die Partikel durch Strecken des Gummihandschuhfingers (die Gummihülle) und dessen Lösen, auf die Wand geschossen. Durch die Schlitzgeometrie werden die Partikel in den Fokusbereich des Mikroskopobjektivs (VH-Z50L, Keyence) gerichtet. Das Objektiv war auf 50x Vergrößerung eingestellt und mittels der Keyence VW-600M Hochgeschwindigkeitskamera mit den gleichen Einstellungen wie schon am Sichter Bilder aufgenommen. Zur Beleuchtung wurde eine HE-Taschenlampe verwendet. Für die Messungen von Kalksteinpartikeln, die auf eine Stahl- bzw. Marmorplatte geschossen wurden, erfolgte die Ausrichtung horizontal, für alle anderen Versuche vertikal. Abbildung 3.9 zeigt drei Bilder zwischen denen je 1,5 ms liegen. Die Aufnahme erfolgte mit 230000 fps. In rot ist die Stahlplatte markiert und als farbige Pfeile die relevanten Partikel. Das grün markierte Partikel weist eine gekrümmte Trajektorie auf und wird deshalb nicht ausgewertet. Das gelbe rotiert nach dem Stoß mit der Wand stark und klebt anschließend auf der Wand, weshalb auch dieses Partikel nicht ausgewertet wird. Nur das magentafarbene Partikel wird ausgewertet, da es sich mit einer geraden Flugbahn auf die Wand zubewegt, stößt und nach dem Stoß wieder auf einer geraden Flugbahn fliegt.

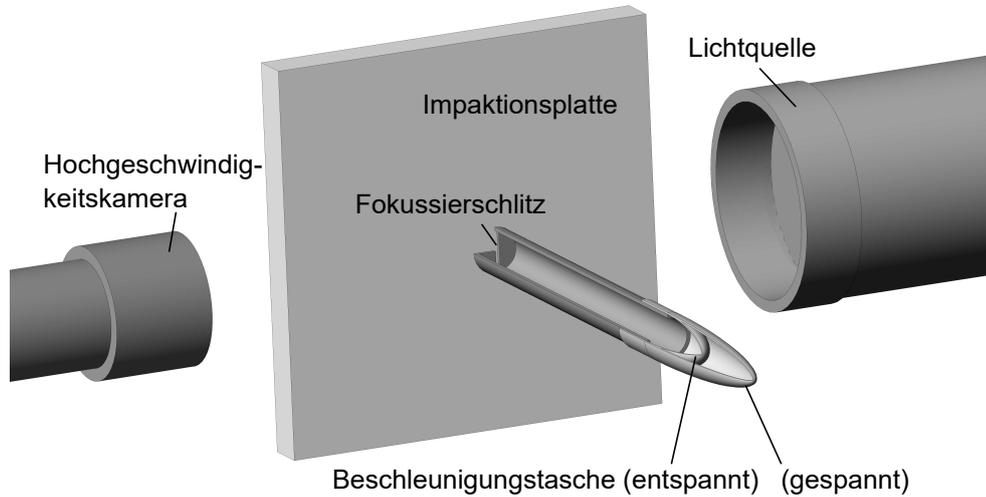


Abbildung 3.8: Modellaufbau zur Messung des Partikelimpaktionsverhaltens mittels Mikroskopobjektiv und einer Hochgeschwindigkeitskamera mit nicht bewegter Wand [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7]

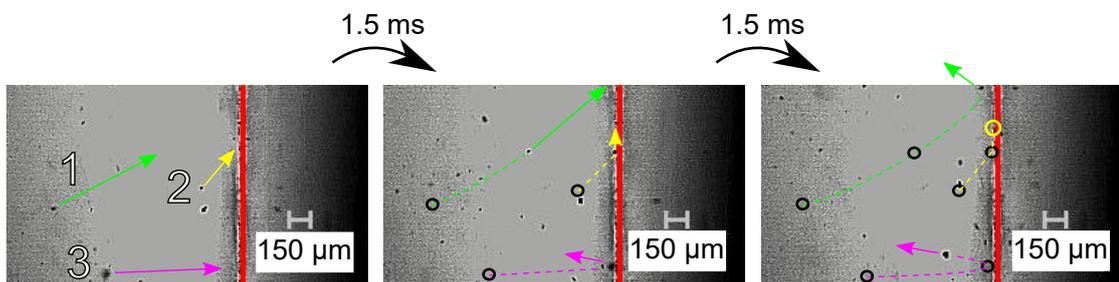


Abbildung 3.9: Impaktionsverhalten von Kalksteinpartikeln im Modellaufbau, bei 230000 fps gemessen und hier mit einem Abstand von 1,5 ms abgebildet [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7]

3.4 Discrete Element Method (DEM) Simulationen

Die Discrete Element Method (DEM) Simulationen wurden in Kooperation mit der AG Kruggel-Emden von Herrn Daniel Schulz durchgeführt [71]. Der grundsätzliche Ansatz basiert auf den Rechnungen von [24] und [25]. Hier werden allerdings mehrere zusätzliche experimentelle Ergebnisse verwendet. Die reale Massenbeladung [7], gemessene Partikelbewegung vor der Impaktion mit dem Sichtrad, der gemessene mittlere Restitutionskoeffizient für den Partikel-Sichtrad-Kontakt sowie die mittels PIV gemessene Luftströmung sind die Randbedingungen bezogen auf das Partikel. Es findet eine Ein-Wege Kopplung statt; die Luftströmung beeinflusst zwar die Partikel, die Partikel aber nicht die Luftströmung. Die Translations- und Rotationsbewegung der Partikel wird durch Integration der Newton- und Eulergleichungen (Gleichung 3.1 und 3.2) berechnet.

$$m_i \frac{d^2 \vec{x}_i}{dt^2} = \vec{F}_i^c + \vec{F}_i^{pf} + \vec{F}_i^z + m_i \vec{g} \quad (3.1)$$

$$\hat{I}_i \frac{d\vec{W}_i}{dt} + \vec{W}_i \times (\hat{I}_i \vec{W}_i) = \Lambda_i^{-1} \vec{M}_i \quad (3.2)$$

Hier ist die Partikelmasse m_i , die Partikelbeschleunigung $\frac{d^2 \vec{x}_i}{dt^2}$, die Kontaktkraft \vec{F}_i^c (für die Partikel-Partikel und Partikel-Wand Kontakte), die Partikel/Fluid Kraft \vec{F}_i^{pf} , die Zentrifugalkraft \vec{F}_i^z , die Gewichtskraft \vec{g} . Zusätzlich steht $\hat{I}_i \frac{d\vec{W}_i}{dt}$ für die Winkelbeschleunigung mit der Winkelgeschwindigkeit \vec{W}_i , dem externen Moment aus der Partikel/Fluid Kraft \vec{M}_i , dem Trägheitstensor entlang der Hauptachse \hat{I}_i und der Rotationsmatrix Λ_i^{-1} zur Transformation des Vektors aus dem ursprünglichen (mit rotierendem Körper) in das Starrkörpersystem. Es wurde ein Sichtradschaufelzwischenraum simuliert, bei dem das Koordinatensystem rotiert und nicht das Sichtrad selbst, wodurch die Rechenzeit reduziert wird. Da für den Partikel-Wand Stoß Relativgeschwindigkeiten verwendet werden, ist dieser ebenfalls nicht beeinflusst. Die Partikel/Fluid Kraft wurde nach dem Modell von Di Felice [72] als Funktion der Massenbeladung berechnet (Gleichung 3.3).

$$\vec{F}_i^{pf} = \frac{1}{2} \rho_f |\vec{v}_f - \vec{v}_i| c_D \cdot A_{\perp} \cdot \epsilon_f^{(1-\chi)} (\vec{v}_f - \vec{v}_i) \quad (3.3)$$

mit:

$$\chi = 3,7 - 0,65 e^{-\frac{(1,5 - \log(Re_P))^2}{2}}$$

Hier ist ρ_f die Fluiddichte, $\vec{v}_f - \vec{v}_i$ die Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel, c_D der Widerstandsbeiwert, A_{\perp} die Projektionsfläche des Partikels senkrecht zur Strömungsrichtung, ϵ_f die lokale Porosität (nicht vom Partikel eingenommenes Volumen zu Gesamtvolumen) und χ der Korrekturfaktor als Funktion der Partikel-Reynolds Zahl (Re_P). Für den Widerstandsbeiwert fand Gleichung 2.23 von Hölzer und Sommerfeld Verwendung und für die Zentrifugalkraft Gleichung 2.7. Es wurden Kugeln und Würfel mit einem Seitenverhältnis von $a = b$ und $c = 2,08a$ simuliert. Die Restitutionskoeffizienten der Materialien wurden in einem linearen Feder-Dämpfungsmodell zu 0,29, 0,65 und

0,75 angepasst. Zum Feder-Dämpfungsmodell können weitere Informationen Vollmari et al. [73] entnommen werden. In Weers et al. [71] sind zusätzlich genauere Parameter zur DEM Simulation angegeben.

3.5 Verwendete Materialien

3.5.1 Pulverförmige Materialien

Die verwendeten, pulverförmigen Materialien wurden mit einem Laserbeugungssystem (HELOS), gekoppelt mit einem Trockendispersierger (RODOS), der Firma Sympatec vermessen. Die bestimmten massengewichteten Partikelgrößenverteilungen der Partikel mit hoher Dichte sind in Abbildung 3.10 a dargestellt, die Partikelgrößenverteilungen der Partikel mit geringer Dichte sind in Abbildung 3.10 b gezeigt. Die Abbildung 3.11 zeigt zusätzlich die Sphärizität gegenüber dem projektionsflächenäquivalenten Durchmesser. Die 2D-Sphärizität (Ψ_{2D}) wurde mittels dynamischer Bildanalyse (QICPIC mit RODOS, Fa. Sympatec GmbH) bestimmt und beschreibt das Verhältnis aus Umfang des projektionsflächenäquivalenten Kreises gegenüber dem gemessenen Umfang des Partikels. Für die meisten Materialien unterscheiden sich die Sphärizitäten der einzelnen Partikelgrößenkollektive nicht stark, sondern liegen im Bereich zwischen einer quadratischen Form und einem Rechteck mit dem Seitenverhältnis 1 : 2. Nur für Sil-cell, bei dem mit abnehmender mittlerer Partikelgröße auch die Sphärizität sinkt, sinkt die Sphärizität auf etwa 0,4, was einem Rechteck mit einem Seitenverhältnis von 1 : 5 ($\Psi_{2D} = 0,39$) entspräche.

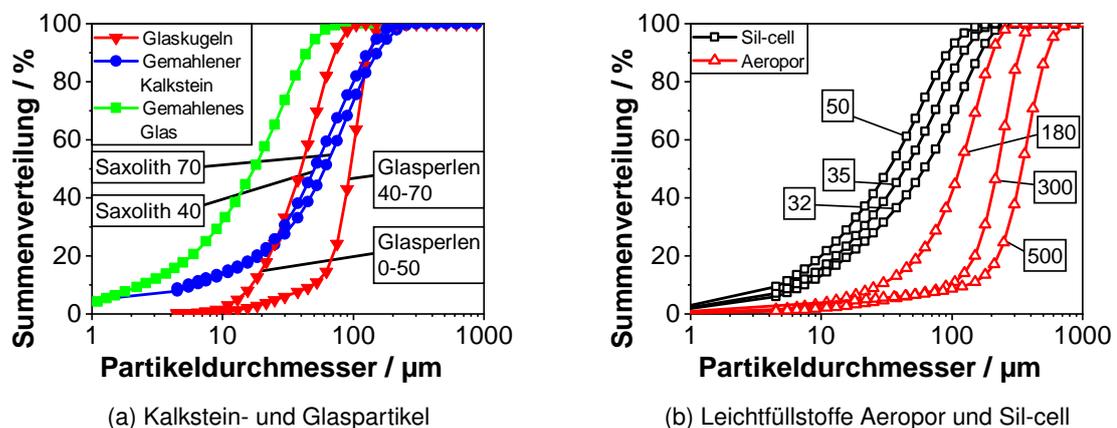


Abbildung 3.10: Partikelgrößenverteilungen der verwendeten Materialien

Die meisten Versuche wurden mit „Saxolith 40“ oder „Saxolith 70“, einem hoch-weißen, feinkristallinen Kalkstein durchgeführt, welcher von der Firma SH Minerals GmbH vertrieben wird. Dieses gebrochene Material weist eine massengewichtete, mittlere Partikelgröße $x_{50,3}$ von 44 µm bzw. 77 µm auf. Zur besseren Vorstellung zeigt Abbildung 3.12 a eine Aufnahme mittels eines Rasterelektronenmikroskops (REM). Laut Herstellerangaben weist der Kalkstein eine Dichte von 2,75 g cm⁻³ (Schüttdichte 1,2 g cm⁻³) auf und besteht zu 96 % aus Carbonat bzw. 4 % salzsäureunlöslichen Bestandteilen. Für die mechanischen Eigenschaften wurden Literaturwerte herangezogen. Das angenommene

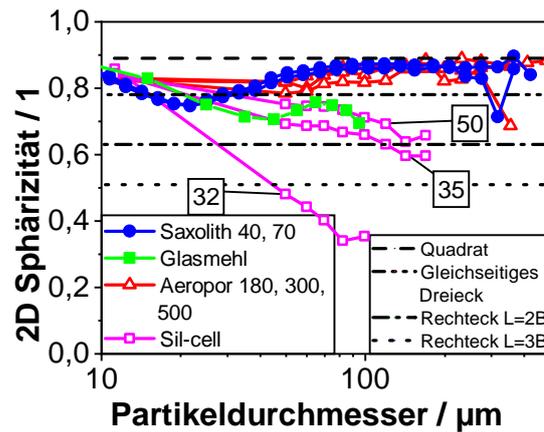
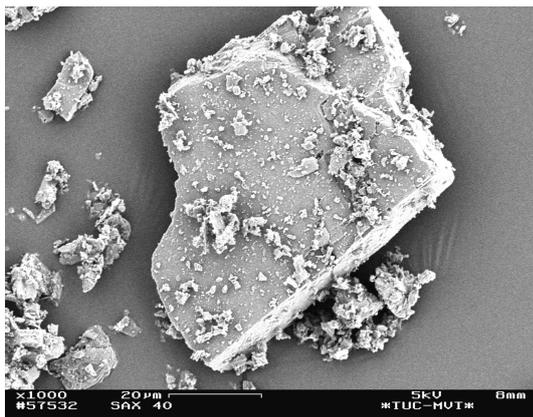
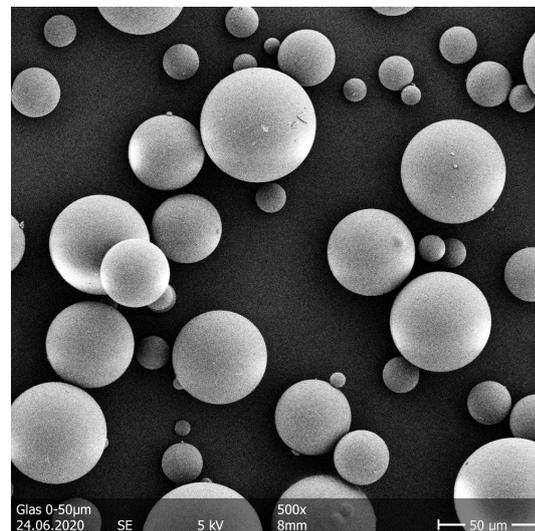


Abbildung 3.11: 2D Sphärizitäten der verschiedenen Aufgabegüter

E-Modul war 27,1 GPa, die Poissonzahl 0,47 und die Streckgrenze 130 MPa [74, 75].



(a) Saxolith 40 Partikel



(b) Glasperlen 0-50 Partikel

Abbildung 3.12: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen

Weiterhin wurden die kugelförmigen Glaspartikel (Abbildung 3.12 b) „Glasperlen 0-50“ und „Glasperlen 40-70“ von der Firma Samore GmbH verwendet. Die Partikel können als annähernd ideale Kugeln ($\Psi = 1$) bezeichnet werden und sind daher in Abbildung 3.11 nicht aufgeführt. Sie haben laut Herstellerangaben eine Dichte von $2,5 \text{ g cm}^{-3}$ (Schüttdichte $1,5 \text{ g cm}^{-3}$) und eine Mohshärte von 6,0. Das angenommene E-Modul war 52.8 GPa, die Poissonzahl 0,23 und die Streckgrenze 130 MPa [76].

Für das gebrochene Glas (Glasmehl) wurden die gleichen mechanischen Eigenschaften angenommen und die Partikelgröße ist wie erwartet kleiner und breiter verteilt als die Partikelgrößenverteilung der Glasperlen. Abbildung 3.13 a zeigt exemplarisch einige Partikel.

Aeropor ist ein Leichtfüllstoff aus geschlossen-porigen Mineralhohlkugeln, wobei die Partikel eher eine elipsoide Form aufweisen, wie auch in Abbildung 3.13 b in der REM Aufnahme zu erkennen ist. Die Dichte von Aeropor 180 ist $0,70 \text{ g cm}^{-3}$ (Schüttdichte

0,42 g cm⁻³), von Aeropor 300 0,65 g cm⁻³ (Schüttdichte 0,35 g cm⁻³) und die von Aeropor 500 0,60 g cm⁻³ (Schüttdichte 0,27 g cm⁻³). Das Material gehört zur Gruppe der Aluminosilikate, wobei für die Keramik-Hohlkugeln keine mechanischen Eigenschaften bekannt sind. Das Material weist eine Schmelztemperatur von über 1000 °C auf. Es besteht laut chemischer Analyse überwiegend aus SiO₂ (74 %), Al₂O₃ (13 %), und K₂O bzw. Na₂O (jeweils 4 %). Die übrigen 5 % setzen sich aus Fe₂O₃, CaO und MgO zusammen.

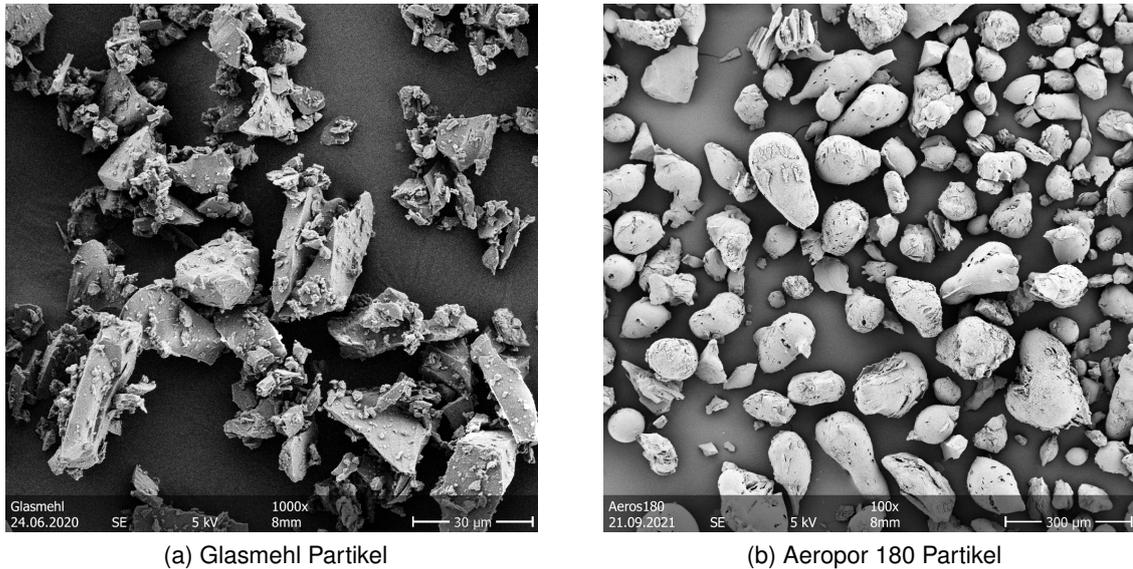
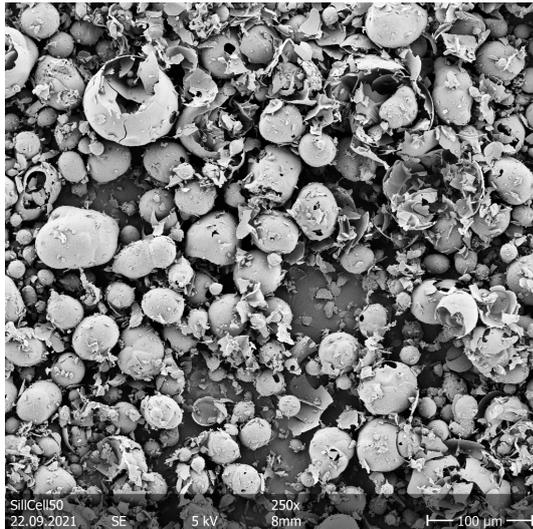


Abbildung 3.13: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen

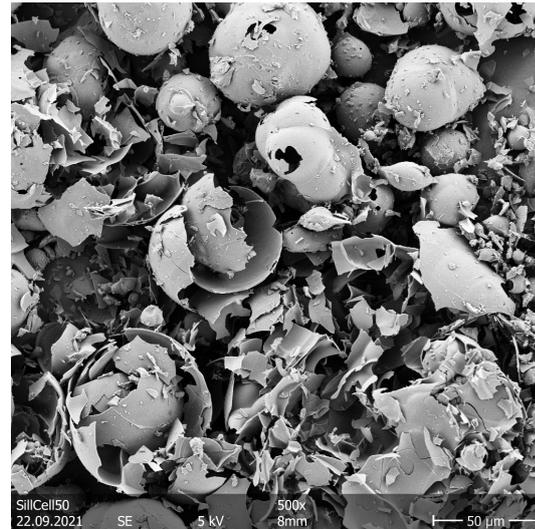
Der zweite Leichtfüllstoff wird Sil-cell genannt und ist ebenfalls ein keramischer Werkstoff aus der Gruppe der Aluminosilikate. Dieses expandierte Vulkangestein weist eine noch größere Porosität auf. Die Partikel können am besten als eierschalenartig beschrieben werden. Abbildung 3.14 zeigt links ein Übersichtsbild, auf dem Sil-cell 50 weniger stark vergrößert ist und rechts eine höhere Vergrößerungsstufe. Es ist erkennbar, dass die Partikel überwiegend aus mehr oder weniger stark gebrochenen Kugeln bzw. den Bruchstücken besteht. Diese Eigenschaft war auch in Abbildung 3.11 aufgefallen, da die Partikelkollektive mit kleinerem x_{50} weniger kugelförmig waren. Die Dichte von Sil-cell 32 beträgt 0,18 g cm⁻³ (Schüttdichte 0,11 g cm⁻³), von Sil-cell 35 0,26 g cm⁻³ (Schüttdichte 0,16 g cm⁻³) und die von Sil-cell 50 0,32 g cm⁻³ (Schüttdichte 0,19 g cm⁻³). Die Schmelztemperatur beträgt laut Herstellerangaben 1260 °C. Auch dieses Material besteht überwiegend aus SiO₂ (73 %) und Al₂O₃ (17 %). Zusätzlich wurden in der chemischen Analyse 5 % K₂O, 3 % Na₂O und 1 % CaO nachgewiesen. Zu diesem Material liegen ebenfalls keine Literaturmaterialeigenschaften vor.

3.5.2 Impaktionsplatten

In den Versuchsreihen wurden verschiedene Materialien als Kontaktpartner für die Partikel verwendet. Das Sichtrad selbst besteht aus Aluminium, dessen oberste Schichten als Aluminiumoxid vorliegen sollten. Als Impaktionsplatte im Modellversuche fand entweder eine 1 cm starke Edelstahlplatte oder eine 3 cm starke Marmorplatte Verwendung.



(a) Sil-cell 50 Übersicht



(b) Sil-cell 50 stärker vergrößert

Abbildung 3.14: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen

Abbildung 3.15 zeigt das Oberflächenprofil der Materialien, welches mittels eines Weißlichtinterferometers (FRT, WLI-PL) gemessen wurde. Als Parameter für die Rauheit ist hier die mittlere Flächenrautiefe sR_z ausgewählt worden, welche den Mittelwert der Höhendifferenz zwischen der tiefsten Vertiefung und der höchsten Erhebung je Teilmessfläche darstellt [77]. Die Oberflächenrauheiten des Sichtrades $Rz\ 33$ ($32,100\ \mu\text{m}$) und der Marmorplatte $Rz\ 36$ ($35,798\ \mu\text{m}$) sind ähnlich, während die Rauheit der Stahlplatte $Rz\ 18$ ($17,662\ \mu\text{m}$) etwa halb so groß ist. Diese Werte werden auch in der Abbildung widergespiegelt, in der bei der Marmorplatte und dem Sichtrad ein Riefenprofil erkennbar ist. Für die verschiedenen Materialien wurden Literaturmaterialeigenschaften in den Rechnungen verwendet. Diese waren für Stahl ein E-Modul von 210 GPa und eine Querdehnung von 0,3 [78], für das Sichtrad ein E-Modul von 72,2 GPa mit einer Querdehnung von 0,34 [78] und für Marmor ein E-Modul von 50,5 GPa mit einer Querdehnung von 0,27 [79].

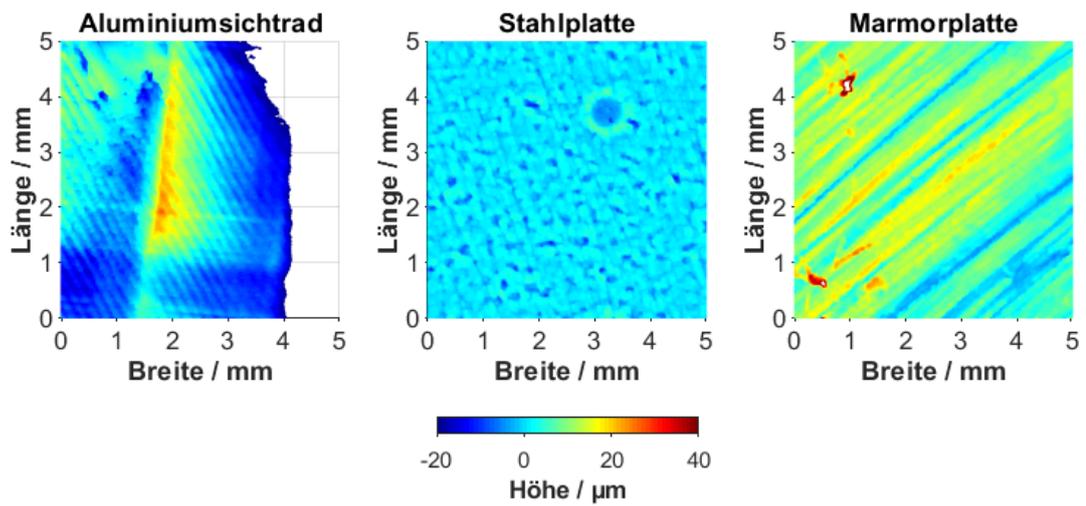


Abbildung 3.15: Gemessene Oberflächenprofile der Impaktionsplatten [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71]

4 Ergebnisse und Diskussion

Um das Trennverhalten von Abweiseradsichtern besser vorhersagen zu können, war das Ziel dieser Doktorarbeit ein besseres Verständnis für die Vorgänge im Abweiseradsichter zu gewinnen. Stender et al. [23] und Spötter [8] untersuchten den hier verwendeten ATP50 Abweiseradsichter bereits zuvor, und ihre Erkenntnisse werden hier umfassend erweitert. Die dazu veröffentlichten Publikationen sind [7, 46, 71, 80] und werden im Folgenden für inhaltliche Zitate nicht weiter aufgeführt. In Kapitel 8 sind die im Rahmen des Projektes betreuten studentischen Arbeiten aufgelistet. Abbildung 4.1 zeigt schematisch die hier durchgeführten Untersuchungen an den verschiedenen Messaufbauten und ihren resultierenden Parametern.

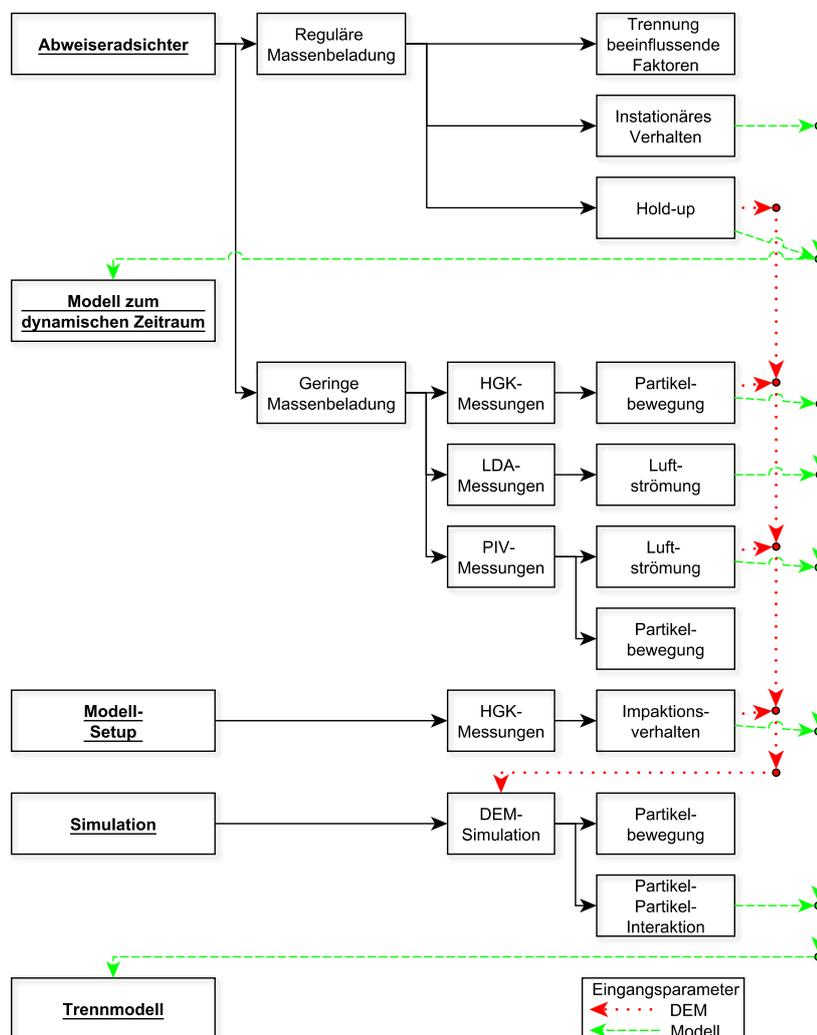


Abbildung 4.1: Übersicht über die durchgeführten Untersuchungen

Das nachfolgende Kapitel ist in drei wesentliche Unterkapitel gegliedert: Zunächst werden die Messungen bei regulärer Beladung gezeigt. Diese beinhalten auch die Modellbildung zur Einschätzung des dynamischen Zeitraumes des Abweiseradsichters. Es folgen

anschließend die Untersuchungen im hochverdünnten System. Den Abschluss bilden zuletzt die DEM-Simulation und die Trennmodellbildung.

4.1 Untersuchungen bei hoher Massenbeladung

4.1.1 Untersuchungen zu Trennung beeinflussenden Faktoren

Es wurde eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt, um die Trennung beeinflussenden Parameter zu identifizieren und ihren Einfluss zu charakterisieren. Abbildung 4.2 zeigt ein Fishbone Diagramm mit möglichen Einflussgrößen.

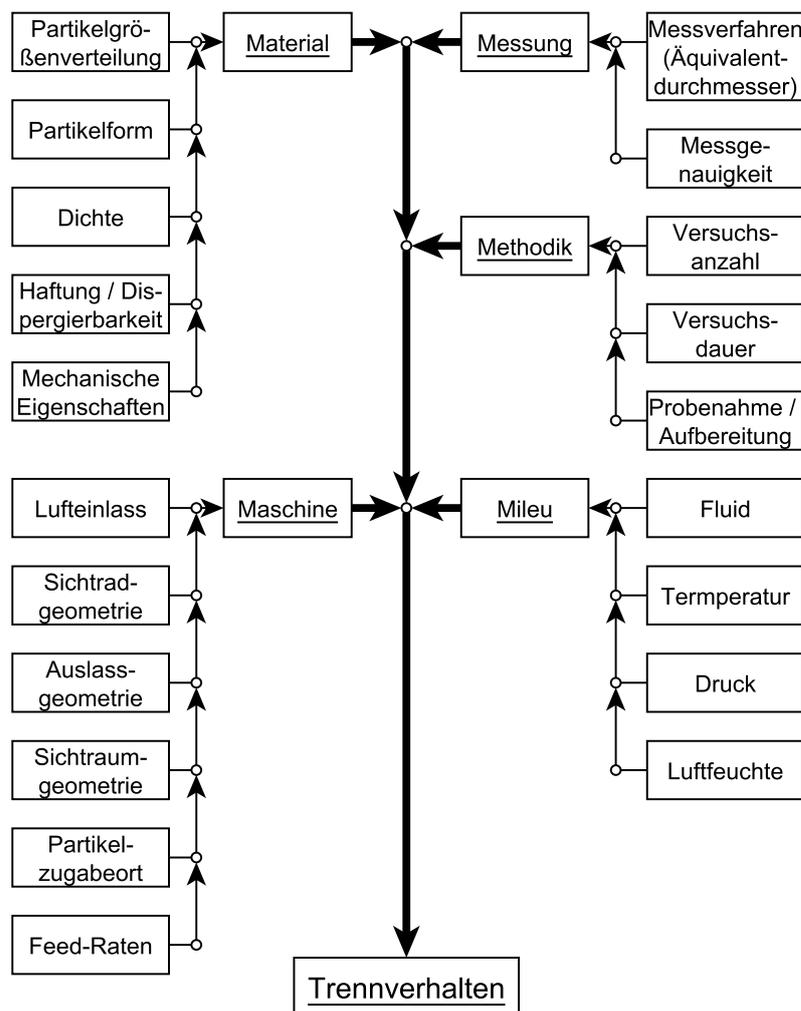


Abbildung 4.2: Mögliche Faktoren, die das Trennverhalten eines Abweiseradsichters beeinflussen können.

Die meisten Versuche wurden als Doppelbestimmung durchgeführt, wobei die Unterschiede zwischen den einzelnen Trennkurven vernachlässigbar gering waren. In dieser Arbeit wurden sämtliche Partikelgrößenverteilungen mittels eines Helos Laserbeugungssystems der Firma Sympatec gemessen. Die so gemessenen Partikelgrößen entsprechen einem volumengewichteten „Beugungsdurchmesser“, während der Abweiseradsichter nach einem Stokes Durchmesser trennt. Ein auf Sinkgeschwindigkeit oder auf

dem Folgeverhalten in einer umgelenkten Luftströmung basierendes Messverfahren würde das System möglicherweise besser beschreiben.

Abbildung 4.3 zeigt dazu die Bestimmungen der Partikelgröße von Saxolith 40 und Saxolith 70 mittels eines Rodos Trockendispergierers und Helos Laserbeugungssystems bzw. eines Fotosedimentometers (Retsch, Fotosedimentometer Lumosed). Die mittels Nassmessung im Fotosedimentometer bestimmten Partikelgrößenverteilungen sind in das Grobe verschoben, aber dafür etwas steiler. Da die Helos Messungen innerhalb kürzester Zeit durchgeführt werden können, während auf Sedimentation basierende Messmethoden deutlich längere Analysezeiten aufweisen, wird diese Methode hier bevorzugt.

Der nächste Abschnitt zeigt zuerst die Untersuchungen zu weiteren Sichtradgeometrien, anschließend zu verschiedenen Aufgabegütern und zuletzt der Verweilzeit im Sichter; hier wurde auch der Einfluss der Orientierung zwischen Luftwirbel- und Sichtraddrehachse untersucht.

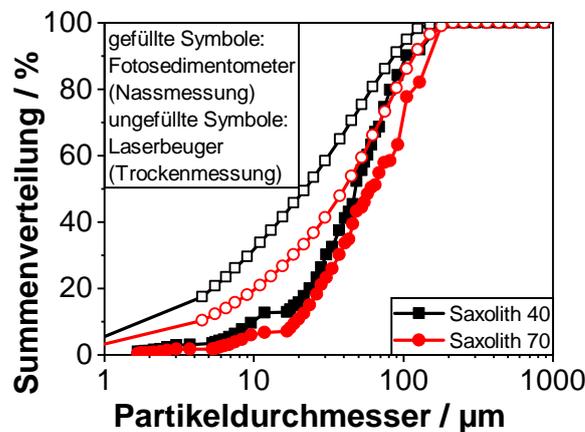


Abbildung 4.3: Vergleichsmessungen zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilung mittels Trockendispergierung und Laserbeugung (Helos) bzw. mittels eines Fotosedimentometers in einer Nassmessung

Sichtradgeometrie

Spötter [8] untersuchte bereits umfassend die Auswirkungen auf das Trennverhalten von Kalksteinpartikeln, wenn die Sichtradschaufelgeometrie verändert wird. Im Folgenden wird diese Arbeit zunächst in Abbildung 4.4 um weitere Sichtradgeometrien erweitert.

Abbildung 4.4 zeigt Trennkurven des Abweiseradsichters bei 3 %_w Kalksteinpartikelzugaberate und einer Drehzahl von 9000 rpm für das bereits von Spötter verwendete Sichtrad im Vergleich zu weiteren Konstruktionen (technische Zeichnungen in Anhang A.3-A.7). Das Trennkorn des Standard-Aluminium-Sichtrades liegt bei $x_t = 31 \mu\text{m}$ und die Trennschärfe ist $\kappa = 0,42$. Die neu konstruierten Sichträder wurden aus PLA (Polylactic Acid) mittels 3D Druck hergestellt und mit einem Adapter auf der Welle befestigt. Die Drehzahl ist aufgrund des vergrößerten Durchmessers (r_a um 10 mm und r_i um 7 mm) auf 3400 rpm reduziert worden, um nach Gleichung 2.38 das gleiche Trennkorn zu erhalten. Das Referenzsichtrad soll eine Vergleichbarkeit zwischen den Konstruktionen ermöglichen. Es ist in der Abbildung erkennbar, dass die Abschätzung durch Glei-

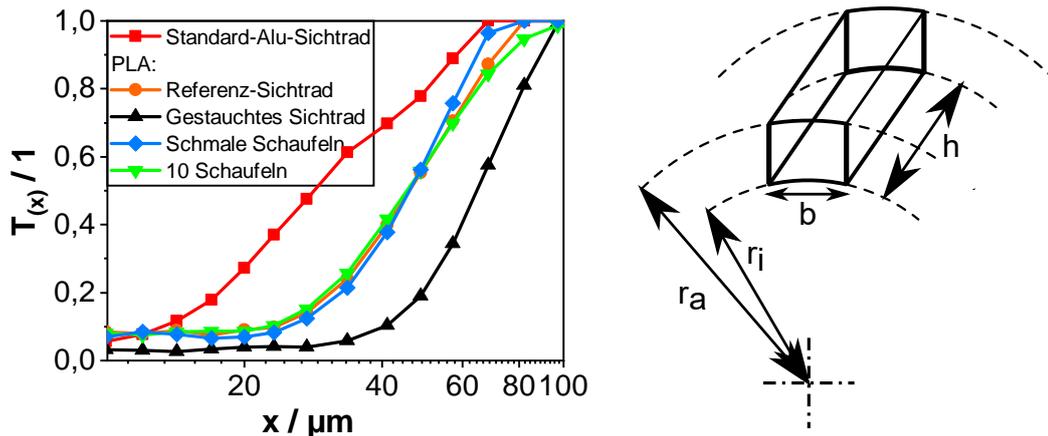


Abbildung 4.4: Trennkurven zur Untersuchung des Einflusses der Sichtradgeometrie mit 3 %_w Kalksteinpartikelzugaberate [81]

chung 2.38 sogar für diese relativ geringe Änderung der Sichtradgeometrie nicht zutreffend war. Das PLA-Referenzsichtrad bewirkt eine Verschiebung des Trennkorns in das gröbere ($\Delta x_t = +19 \mu\text{m}$) und eine Verbesserung der Trennschärfe ($\Delta \kappa = +0,16$). Die Verschiebung des Trennkorns kann vornehmlich durch drei Aspekte entstehen. Die Bildung stärker ausgeprägter Kanalwirbel zwischen den Schaufeln und der damit einhergehenden größeren Schleppkraft der Luft ist genauso möglich wie ein verändertes Partikelabsprungsverhalten durch die leichte Änderung der Geometrie oder eine Reduzierung der auswärts gerichteten Zentrifugalkraft. Da das üblicherweise verbaute Sichtrad aus Aluminium besteht, kann der Wechsel zum PLA Sichtrad zu einer geringeren Partikelabsprunggeschwindigkeit nach dem Partikel-Sichtrad Kontakt geführt haben, welche das Trennkorn in das gröbere verschieben würde. Die Trennschärfe wird durch stärkere Ausprägung des Potentialwirbels erklärt. Da der Innendurchmesser der Schaufeln des üblicherweise verbauten Aluminium-Sichtrades nur wenig größer als der äußere Wellendurchmesser ist, erfolgt in diesem Sichtrad die Trennung nur zwischen den Schaufeln und nicht in einem möglichen Potentialwirbel im Inneren des Sichtrades (vgl. [45]). Das Verhältnis von innerem Schaufeldurchmesser zum inneren Hohlwellendurchmesser wurde im Referenzsichtrad allerdings vergrößert, wodurch der Potentialwirbel stärker ausgeprägt wird und somit ein zusätzlicher Trennmechanismus wirkt, der Partikel abweist und die Trennung verbessert. Die Trennkurve mit dem Sichtrad mit 10 statt 8 Schaufeln (dazu wurde die Sichtradbreite b ungefähr halbiert) weist näherungsweise den gleichen Verlauf, wie die Trennkurve des Referenzsichtrades auf. Auch das Sichtrad mit „schmalen“ Schaufeln zeigt näherungsweise den gleichen Verlauf. Schmal bedeutet an dieser Stelle, dass der Innendurchmesser (r_i) der Sichtradschaufeln um 5 mm vergrößert wurde. Eine mögliche Erklärung für den fehlenden Einfluss auf das Trennverhalten ist auch hier eine Trennung im Potentialwirbel. Solange die Schaufeloberfläche die eingesogene Sichtluft stark genug in Tangentialrichtung beschleunigt, wird dieser Wirbel ausgeprägt und kann als weiterer Trennmechanismus dienen. Die letzte Kurve des Diagramms zeigt das Trennverhalten mit gestauchten Schaufeln (halbierte Höhe h). Hier wurde das Trennkorn stark in das gröbere verschoben ($\Delta x_t = +40 \mu\text{m}$). Nach der Abschätzung durch Gleichung

2.38 mit der aus der Massenbilanz und der frei durchströmten Fläche (Gleichung 2.36), sollte es hier nur einen geringen Einfluss geben. Die Existenz von Einschnürungen und Kanalwirbeln wird in dieser Rechnung allerdings vernachlässigt, und die einwärts wirkende Schleppkraft der Luft scheint hier vergrößert zu sein, wodurch größere Partikel in das Feingut gelangen können.

Aufgabegut

Neben der Sichtradgeometrie wurde auch das Aufgabegut als wichtige Einflussgröße für die Trennung erachtet. Aus diesem Grund ist zum einen die mechanischen Eigenschaften und die Partikelform variiert worden, indem neben dem gemahlene Kalkstein auch Glaskugeln und gemahlene Glas (im Folgenden Glasmehl genannt) Verwendung fanden. Während die Dichten der Materialien mit 2750 bzw. 2500 kg m^{-3} recht ähnlich sind, unterscheiden sie sich stark in ihren mechanischen Eigenschaften bzw. der Form (vgl. Abbildung 3.11). Zusätzlich wurden die Leichtfüllstoffe Aeropor ($\rho_P = 600 - 700 \text{ kg m}^{-3}$) und Sil-cell ($\rho_P = 180 - 320 \text{ kg m}^{-3}$) verwendet, um den Einfluss der Dichte einschätzen zu können. Die Trennkurven in Abbildung 4.5 sind mit dem Aluminiumsichtrad bei 15000 rpm und einer Beladung von $3 \%_w$ bestimmt worden, da das Sil-cell nicht bei geringeren Drehzahlen getrennt werden konnte.

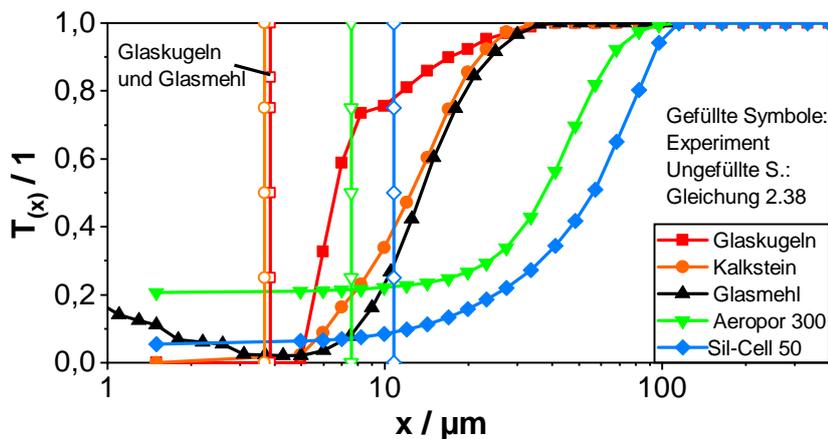
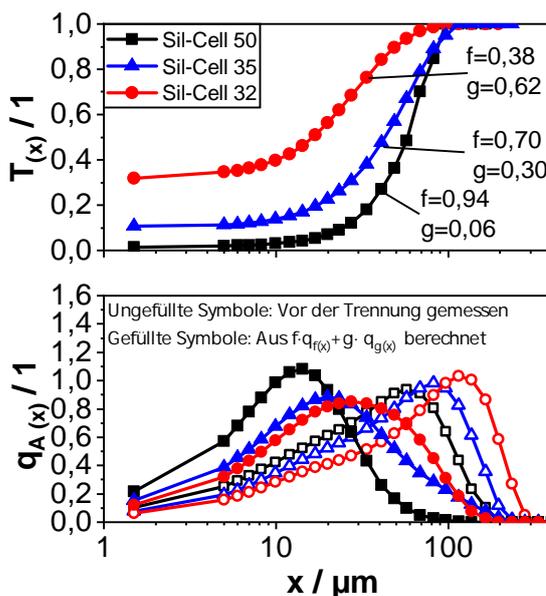


Abbildung 4.5: Trennkurven zur Untersuchung des Einflusses des zu sichtenden Materials bei 15000 rpm und $3 \%_w$ Partikelzugaberate

In der Abbildung ist ein klarer Trend erkennbar. Das Trennkorn wird bei zunehmender Partikeldichte kleiner, wobei auch die Trennschärfe beeinflusst scheint. Nach Gleichung 2.38 kann das Trennkorn abgeschätzt werden, wobei offensichtlich ist, dass das auf diese Weise berechnete Trennkorn die Realität nicht widerspiegelt. Zum einen ist das abgeschätzte Trennkorn durchgehend kleiner als das experimentelle, aber auch Formeffekte werden nicht berücksichtigt. Zusätzlich ist in der Abbildung erkennbar, dass der Verlauf der Trennkurve materialabhängig ist. Dass die Kurvenverläufe von Kalkstein ($x_t = 12,5 \text{ µm}$) und Glasmehl ($x_t = 13,6 \text{ µm}$) sehr ähnlich sind, wird im Folgenden durch ein sehr ähnliches Absprungsverhalten erklärt (vgl. Abbildung 4.36 und 4.38), wobei Glaskugeln ein feineres Trennkorn ($x_t = 6,6 \text{ µm}$) aufweisen, da sie nach dem Partikel-Sichtrad Kontakt eine größere Geschwindigkeit, bei geringerer Streuung des Absprungwinkels

aufweisen. Die Trennschärpen für das Glasmehl ($\kappa = 0,57$), den Kalkstein ($\kappa = 0,50$) und die Glaskugeln ($\kappa = 0,6$) sind recht ähnlich, auch wenn die Kurven optisch einen unterschiedlichen Verlauf aufweisen. Die Trennkurve der Aeropor-Partikel weist unterhalb von $20 \mu\text{m}$ einen ausgeprägten Teilungsanteil auf. Das Trennkorn liegt bei $x_t = 38,4 \mu\text{m}$. Einen Teilungsanteil weist auch die Trennkurve der Sil-cell Partikel auf, hier allerdings bis $10 \mu\text{m}$ und bei einem niedrigeren Trenngrad. Das Trennkorn liegt bei $x_t = 77,4 \mu\text{m}$. Die unterschiedlichen Kurvenverläufe können durch zwei Aspekte erklärt werden. Zum einen weisen beide Partikel eine sehr poröse Struktur auf und können während des Sichtprozesses durchaus gebrochen werden. Die Bruchstücke sind weniger kugelförmig, wodurch die wirkende Widerstandskraft erhöht wird. Größere, weniger kugelförmige Partikel können das gleiche Trennverhalten zeigen, wie kleinere, rundere Partikel. Zusätzlich zu dem soeben beschriebenen Effekt des Gleichfalls wurde eine stärkere Streuung der Rücksprunggeschwindigkeit (vgl. Abbildung 4.38), während der Partikel-Wand Interaktion festgestellt. Neben der zuvor beschriebenen Variation des Aufgabegutes wurde auch die Partikelgrößenverteilung des Aufgabegutes variiert. Während der Wechsel von Saxolith 40 zu Saxolith 70 bzw. von Glasperlen 0-50 zu Glasperlen 40-70 keine relevante Änderung zeigte, hatte die Aufgabegutpartikelgrößenverteilung einen starken Einfluss auf die Trennkurve von Sil-cell.



Sil-cell	x_t	κ	Ψ_{50}		
	μm		AG	FG	GG
50	73	0,54	0,75	0,84	0,73
35	65	0,34	0,66	0,59	0,84
32	17	-	0,59	0,68	0,84

Abbildung 4.6: (Oben) Trennkurven der Sil-cell (SC) Partikel bei 15000 rpm mit 5 %_w Partikelzugaberate. (Unten) Partikelgrößenverteilungen der Aufgabegüter. Die Tabelle rechts zeigt die charakteristischen Größen der Trennung sowie die mittlere Sphärizität (Ψ_{50}) des Aufgabe- (AG), Fein- (FG) bzw. Grobgutes (GG)

Abbildung 4.6 zeigt im oberen Bereich die Trennkurven für die verschiedenen Sil-cell Aufgabegutpartikelgrößenverteilungen, die in der gleichen Abbildung unten dargestellt sind. Zusätzlich sind in der Abbildung der Feingutmassenanteil f sowie der Grobgutmassenanteil g eingetragen. In der Tabelle auf der rechten Seite der Abbildung sind weitere charakteristische Werte aufgeführt. Während die Trennkurve für die feinsten Partikel (Sil-cell 50) am steilsten ist, nimmt die Trennschärfe mit zunehmender Aufgabegutparti-

kelgröße ab und weist Teilungsanteile auf, die im Falle von Sil-cell 32 eine Bestimmung der Trennschärfe ohne Korrektur verhindern. Die Kurvenverläufe können durch Zerkleinerung erklärt werden. Im unteren Teil der Abbildung sind nicht nur die vor der Sichtung bestimmten Partikelgrößenverteilungen (ungefüllte Symbole), sondern auch die berechneten Partikelgrößenverteilungen nach der Trennung (gefüllte Symbole) dargestellt. Alle drei Materialien wurden während des Sichtprozesses zerkleinert, wodurch sich die Partikelform änderte. Das Sil-cell 50 wies bereits vor der Trennung mehr Bruch auf, wie Abbildung 3.11 durch die gemessene Aufgabegut-Sphärizität zeigte. In der Tabelle auf der rechten Seite der Abbildung 4.6 sind die mittleren Sphärizitäten des Grob- bzw. Feingutes aus den Sichtversuchen angegeben. Das aus Sil-cell 50 gewonnene Feingut weist eine deutlich höhere Sphärizität auf als die Feingüter der anderen Proben. Auch die Differenz in der Sphärizität zwischen Feingut und Grobgut ist hier am geringsten. Hier liegt der einzige Fall vor, bei dem die mittlere Sphärizität des Feingutes größer als die des Grobgutes ist. Eine reduzierte Sphärizität erhöht den Widerstandsbeiwert [55] sowie das Verhältnis zwischen Oberfläche und Masse, wodurch die einwärts wirkende Schleppekraft der Luft verstärkt und infolgedessen das Trennkorn vergrößert wird. Ist also die mittlere Sphärizität des Grobgutes größer als die des Feingutes, tritt die Problematik des Gleichfalls vermehrt auf und die Trennung ist schlechter.

Änderungen am Gehäuse

Abweiseradsichter werden in zwei grundsätzlichen Aufbauten betrieben. Entweder stehen die Luftwirbel- und Sichtraddrehachse senkrecht zueinander, wie bei dem hier verwendeten ATP50, oder sie sind koaxial ausgerichtet [18]. Als Varianten werden die Partikel zum Teil oberhalb des Sichtrades zugegeben und fallen auf selbiges oder ein mit Partikeln beladener Luftstrom wird zugeführt [6]. In der Dissertation von Spötter [8] wurden Partikel durch die am ATP50 angebrachte Förderschnecke zugegeben, aber auch mittels eines RODOS Trockendispergierers der Firma Sympatec vordispersiert und mit der Sichtluft über den Sichtlufteinlass zugegeben. Zusätzlich wurden in einem weiteren Versuch die Partikel mittels einer Vibrationsrinne dispergiert und ebenfalls durch den Lufteinlass zugeführt. In dieser Arbeit wurde der Deckel des Abweiseradsichters modifiziert, so dass die Partikel mittels einer Vibrationsrinne und des am Deckel angebrachten Trichters mit einem Mindestdurchmesser von 15 mm direkt auf das Sichtrad fallen konnten. Der Nebenluftstrom, der durch diesen Trichter gesogen wurde, ist in der Tabelle in Anhang A.9 dargestellt und beträgt in etwa 1,3 % des Sichtluftstromes. Auch wurde ein Koaxiallufteinlass konstruiert und mittels 3D Druck hergestellt (Abbildung 3.3). Laut der Arbeit von Spötter mit Kalkstein hat die Zugabe über den Lufteinlass fast unabhängig von der Art der Dispergierung einen starken Einfluss auf die Trennung, und es wurde ein großer Teilungsanteil für Partikel unter 10 μm festgestellt ([8], Abbildung 125). Hier wurden, wie bei Spötter, Kalksteinpartikel, 9000 rpm und 3 %_w Feed-Beladung verwendet. In Abbildung 4.7 steht „Standard“ für den üblichen Aufbau, bei dem der Luftwirbel senkrecht aufwärts strömt und die Drehachse des Sichtrades um 90 ° versetzt zu diesem ist. Die so bestimmte Trennkurve weist mit $x_t = 32 \mu\text{m}$ das größte Trennkorn auf. Werden die Partikel nicht mittels der angebrachten Förderschnecke zugegeben, sondern über

einen Trichter oberhalb des Sichtrades (rote, kreisförmige Symbole), verschiebt sich das Trennkorn in das Feinere ($x_t = 20 \mu\text{m}$). Während die Schwerkraft im Standard-Aufbau entgegengesetzt zur Widerstandskraft wirkt, wirkt sie beschleunigend bei dem Aufbau mit der Partikelzugabe von oben. Auf diese Weise kann die Startgeschwindigkeit der Partikel beim Eintritt in den Sichtradschaufelzwischenraum größer sein. Wenn die Partikel weiter im Inneren des Sichtrades das Kräftegleichgewicht erfahren, ist die Zentrifugalkraft geringer ($a = v_\varphi^2/r$) und die Widerstandskraft größer (frei durchströmte Fläche nimmt hier mit dem Radius ab). Die Trennkurve ist annähernd identisch zu der, bei der der Luftwirbel koaxial zur Sichtraddrehachse ausgerichtet ist und die Partikel von oben zugegeben werden. In dieser Messreihe beeinflusst der Partikelzugabeort die Trennkurve stärker als die Ausrichtung der beiden Drehachsen zueinander. Die letzte Kurve des Diagramms wurde im Koaxialaufbau gemessen und die Partikel wurden mittels einer Vibrationsrinne in den Luftstrom gegeben. Hier ist der Verlauf der Kurve wieder sehr ähnlich zu den bereits diskutierten, aber es ist unterhalb von $7 \mu\text{m}$ ein Teilungsanteil zu finden. Dieser kann auf schlechte Dispergierung zurückgeführt werden, da in diesem Aufbau weniger ausgeprägte Turbulenzen und geringere Scherkräfte erwartet werden als in der senkrechten Anordnung. Die Trennschärfe lag bei allen Versuchen im Bereich zwischen $\kappa = 0,40 - 0,50$.

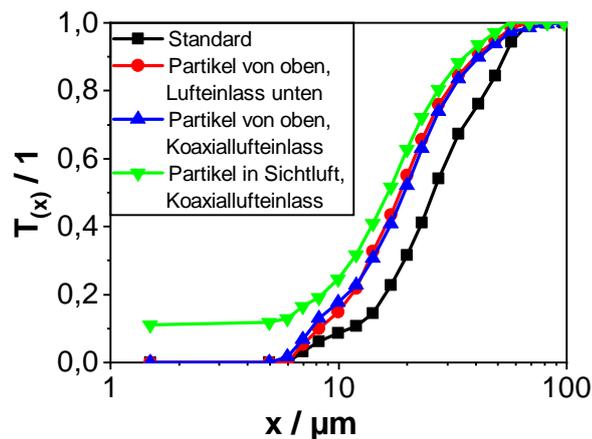


Abbildung 4.7: Trennkurven bei verändertem Partikelzugabeort und unterschiedlicher Ausrichtung zwischen Sichtrad- und Luftwirbeldrehachse, bei 9000 rpm und mit 3 %_w Kalksteinpartikelzugaberate [81]

Beladung

Spötter [8] stellte für Kalksteinpartikel fest, dass eine Erhöhung der Partikelzugaberate eine geringe Verringerung der Trennschärfe und Reduzierung der Trennkorngröße bewirkt. Dieses Verhalten kann für Glaskugeln, Aeropon und Sil-cell ebenfalls bestätigt werden. Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die entsprechenden Trennkurven. Es ist zum einen die materialspezifische Trenngüte und Lage der Trennkorngröße erkennbar, aber auch der Einfluss der Beladung. In allen gezeigten Kurven sinkt die Trennkorngröße mit zunehmender Beladung. In den Messungen mit Kalkstein und Glaskugeln konnte kein Bruch nachgewiesen werden. Bei Aeropon und Sil-cell entsprechen die ge-

wichteten Summen der Grob- und Feingutfraktion nicht der gemessenen Aufgabegut-Partikelgrößenverteilung. Während die Abweichung für Aeoropor noch relativ gering ist (Diagramme und Kennzahlen in Anhang A.10), konnten bei Sil-cell größere Abweichungen festgestellt werden (Abbildung 4.9). Trotz der Zerkleinerung der Partikel während des Sichtprozesses war auch hier das Trennkorn mit zunehmender Beladung kleiner. Ein größerer Aufgabegutmassenstrom beeinflusst das Kräftegleichgewicht am Partikel zwischen den Sichtradschaufeln. Um ein größeres Trennkorn zu erhalten, muss die einwärts wirkende Kraft reduziert sein, was durch zwei Möglichkeiten erfolgen kann. Entweder können „Windschatteneffekte“ auftreten, wodurch die Widerstandskraft am Einzelpartikel reduziert wird [72, 82]. Oder der sich bildende Kanalwirbel zwischen den Sichtradschaufeln [8, 20], (Kapitel 4.2.1) bewirkt ein kleineres Trennkorn. Ein höherer Durchsatz bedeutet auch mehr Impuls aufnehmende Partikel pro Zeit, wodurch die Ausbildung des Kanalwirbels gehindert und folglich die einwärts wirkende Kraft reduziert wird. Diese zwei Möglichkeiten können den Effekt des kleineren Trennkorns bei höherem Massendurchsatz erklären.

Die Sichtung der Aeoropor Partikel zeigt zudem eine Grenze des Einsatzbereiches des hier verwendeten Abweiseradsichters auf. Bei 3000 rpm weisen die Trennkurven noch die typische S Form auf, aber bei 9000 rpm werden Teilungsanteile bereits stärker ausgeprägt. Diese dominieren die Trennkurven bei 15000 rpm. Teilungsanteile können beispielsweise durch nicht ausreichende Dispergierung erklärt werden. Der Abweiseradsichter hat keine spezielle Dispergierereinheit verbaut, während die Partikel bei der Bestimmung der Partikelgrößenverteilung speziell durch einen RODOS Lineardispergierer vereinzelt werden. Zwei Partikel, die während der Sichtung als eines agierten, können hier vereinzelt werden und so zu einem Teilungsanteil führen.

In dieser Arbeit wurden zusätzlich zwei weitere Aspekte geprüft: Zum einen wurde der Sichtluftvolumenstrom bei konstanter Drehzahl reduziert und der Trichter am Grob- gutauslass wurde durch eine wabenartige Struktur ersetzt, um herunterfallende Partikelstrahlen zu redispergieren. Abbildung 4.10 zeigt die bestimmten Trennkurven im Vergleich zur Standardbauweise. Laut Gleichung 2.38 und 2.36 sollte eine Änderung des Volumenstromes von $75 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ auf $55 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ bei einer Drehzahl von 9000 rpm das Trennkorn am Sichtrad um $\Delta x_t = +3 \text{ }\mu\text{m}$ verschieben und das Trennkorn am Grob- gutauslass (Gleichung 2.33) um $\Delta x_t = -51 \text{ }\mu\text{m}$. Im Experiment wurde der Einfluss auf das Trennkorn nicht widerspiegelt, aber die Trennschärfe κ wurde von 0,50 auf 0,32 deutlich reduziert. Der gebildete Hold-up im Versuch mit verringertem Volumenstrom sollte geringer sein, wodurch die Partikel seltener zur Trennung angeboten werden. So ist die Wahrscheinlichkeit für Feingutpartikel den Sichtraum mit einer „Grob- gutsträhne“ zu verlassen größer und die Trennung folglich schlechter. Ähnlich verhielt es sich auch bei der konstruktiven Veränderung des Grob- gutauslasses. In einem ersten Versuch wurde der Trichterdurchmesser an der schmalsten Stelle von 5 cm auf 3 cm reduziert, wodurch die Grob- gutpartikel den Sichtraum nicht mehr verlassen konnten und der Versuch abgebrochen werden musste. Die Wabenstruktur im Trichter beeinflusst das theoretische Trennkorn am Grob- gutauslass nicht, sondern bricht nur die herabfallenden Partikelstrahlen auf. Die resultierende Trennkurve ist stark in das gröbere $x_t \approx 100 \text{ }\mu\text{m}$ verschoben,

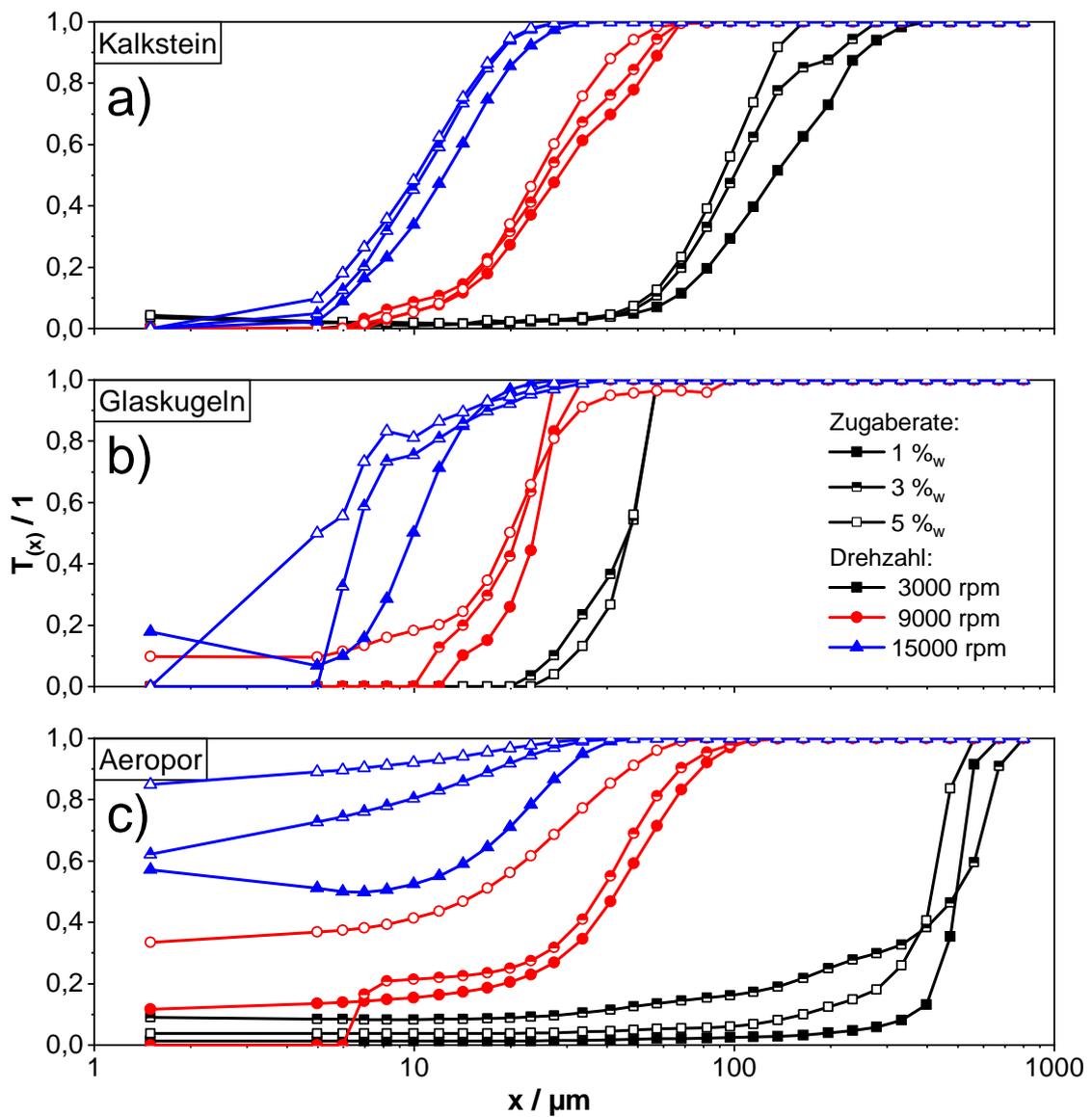


Abbildung 4.8: Trennkurven bei variiert Drehzahl und Materialzugaberate für Kalkstein (a), Glaskugeln (b) und Aeropor (c)

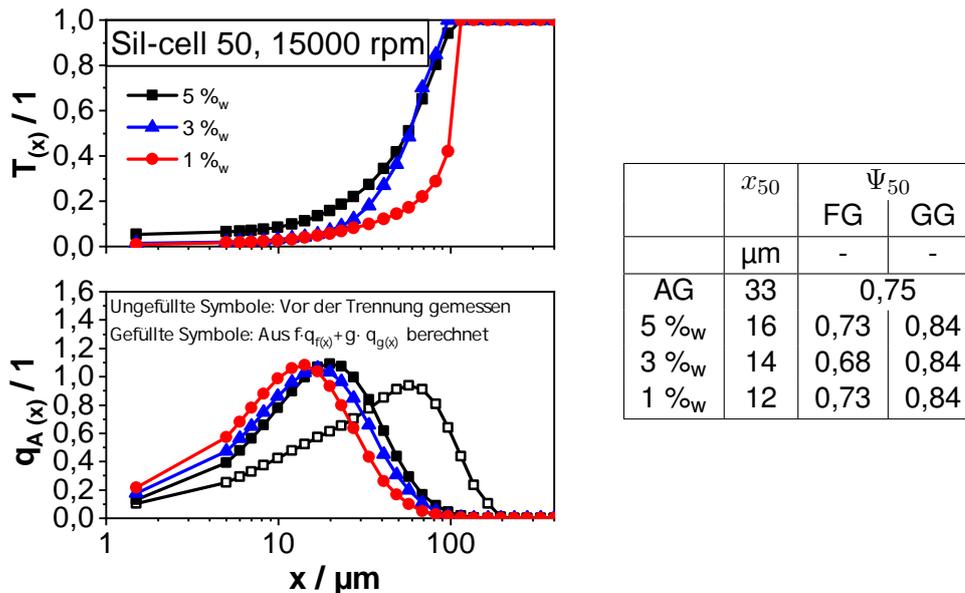


Abbildung 4.9: (Oben) Trennkurven der Sil-cell (SC) Partikel bei 15000 rpm. (Unten) Partikelgrößenverteilungen der Aufgabegüter. Die Tabelle rechts zeigt die charakteristischen Größen der Trennung sowie die mittlere Sphärizität (Ψ_{50}) des Fein- (FG) bzw. Grobgutes (GG)

und die Trennschärfe ist ebenfalls deutlich reduziert. Da die Partikel den Sichtraum nicht verlassen konnten, war dieser möglicherweise so stark überladen, dass Grobgutpartikel in das Feingut gelangten, obwohl sie größer als das theoretisch berechnete Trennkorn sind.

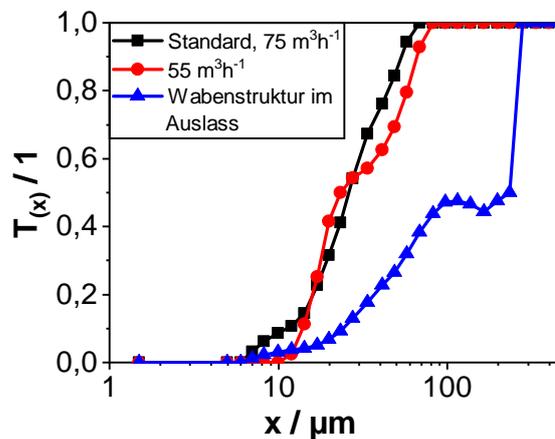


Abbildung 4.10: Trennkurven für Kalksteinpartikel bei 9000 rpm und 3 %_w Beladung [81]

Zwischenfazit

In Abschnitt 4.1.1 wurden systematisch verschiedene Variationen im Versuchsaufbau bzw. der Versuchsdurchführung überprüft, um ihren jeweiligen Einfluss charakterisieren zu können. Während der Änderung der jeweiligen Parameter erfolgte der Versuch, die übrigen Einflussgrößen konstant zu halten. [8, 27, 28, 83] und weitere zeigten ähnliche Untersuchungen an verschiedenen Sichtern, wobei diese allerdings bauform- und ma-

terialbedingt nicht direkt miteinander vergleichbar sind. Hier wurden das Aufgabegut, die Sichtradgeometrie (als Erweiterung zu [26]), Beladung und Drehzahl, der Partikelzugabeort (als Erweiterung zu [8]), die Ausrichtung zwischen Luftwirbel- und Sichtraddrehachse, der Grobgutauslass sowie die Beträge der Kräfte im Kräftegleichgewicht verändert und ihr jeweiliger Einfluss gezeigt. Abbildung 4.11 fasst die Ergebnisse in einem Diagramm zusammen. Grundsätzlich müssen die Partikel im Siebter zunächst dispergiert, dann zum Siebtrah transportiert und in diesem durch die Zentrifugal- und Schleppkraft der Luft getrennt werden. Zuletzt muss auch das vom Siebtrah abgewiesene Grobgut den Siebtraum verlassen. Wenn einer dieser vier Prozesse unterdrückt wird, resultiert ein negativer Einfluss auf die Trenngüte. Deshalb sind die ersten 5 Punkte in Abbildung 4.11 ähnlich stark gewichtet. Die Trennung beeinflussende Faktoren sind die Partikeldichte, Form, mechanischen Eigenschaften und die Dispergierbarkeit. Beim Zugabeort stellte bereits Spötter [8] fest, dass es möglich ist, Partikel ohne Siebtrahkontakt direkt in das Grobgut abzuscheiden. Zusätzlich kann auch die Dispergierung gehindert werden, wenn die Partikel den Siebtraum zu schnell verlassen. Das Gegenteil war das Problem in der Veränderung des Grobgutauslasses. Hier wurde das Grobgut zu effektiv daran gehindert, den Siebtraum zu verlassen und die Trennung somit negativ beeinflusst. Die Siebtrahgeometrie und nachfolgende Aspekte beeinflussen das Trennkorn durch geänderte Strömungsbedingungen und Partikelbeschleunigungsverhalten. Wenn die Drehzahl erhöht wird, werden auch die später gezeigten Kanalwirbel verstärkt. Auch eine andere Bauformen des Siebtrahes können die Bildung von Kanalwirbeln begünstigen oder hemmen. Die Kanalwirbel beeinflussen die Schleppkraft der Luft und damit direkt die Trennung. Zuletzt soll die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung (PGV) noch kurz genauer beleuchtet werden: Das Messverfahren sollte idealerweise auf dem gleichen Prinzip basieren wie das Trennverfahren. In dieser Arbeit wird mittels eines Laserbeugungssystems ein massengewichteter, optischer Durchmesser bestimmt, während der Siebter nach einem Stokes Durchmesser trennt.

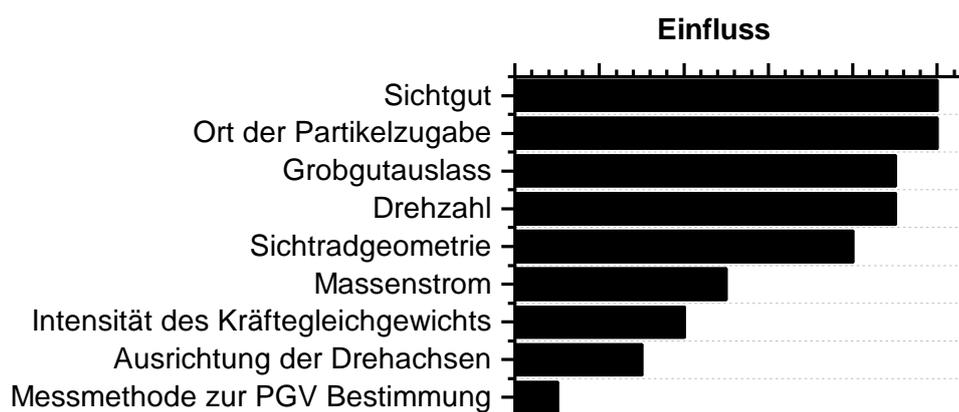


Abbildung 4.11: Qualitativer Einfluss der variierten Parameter auf die Trenngüte im Abweiseradsichter

4.1.2 Untersuchungen zum instationären Verhalten und Hold-up

Der Hold-up beschreibt das Partikelmaterial, das sich im Sichterum um das Sichterad herum befindet. Für den Sichterum eines Abweiseradsichters in Kombination mit einer Strahlmühle zeigte Königer erste Untersuchungen [9, 84]. Auch der Zyklon, der das Feingut aus dem Sichtluftstrom abscheidet, bildet einen Hold-up aus. Dieser wurde bereits häufiger beschrieben [85–87]), aber beispielsweise auch durch Muschelknautzs und Barths Grenzbeladungshypothese aus dem Jahr 1956 [1]. Der Hold-up im Sichterum wird im Folgenden Grobgut Hold-up und der im Feingut-Zyklon als Feingut Hold-up bezeichnet. Abbildung 4.12 zeigt eine schematische Übersicht des Sichters und auch den grundsätzlichen Bildungsmechanismus. Das Aufgabegut kann den Sichterum nur durch das Sichterad als Feingut, oder durch den Grobgutauslass als Grobgut verlassen. Dabei ist das Trennkorn (x_t) für Kalkstein- oder Glaspartikel am Sichterad hier drehzahlabhängig im Bereich zwischen 10 und 100 μm . Am Grobgutauslass liegt nach Gleichung 2.33 ein Trennkorn von etwa 400 μm vor, welches allerdings nicht im Aufgabegut vorhanden ist. Nur wenn die Beladung hoch genug ist, so dass Strähnen gebildet werden, können die Partikel den Sichterum „schwarmweise“ verlassen.

In diesem Abschnitt soll ein Modell entwickelt werden, durch das der Zeitraum, in dem das Trennverhalten nicht konstant ist, abgeschätzt werden kann. Dazu wird in einem ersten Segment der Hold-up charakterisiert und eine Methode zur Abschätzung der sich ansammelnden Partikelmasse geliefert, anschließend der Zeitraum für das instationäre Verhalten bestimmt und zuletzt ein zusammenfassendes Modell präsentiert.

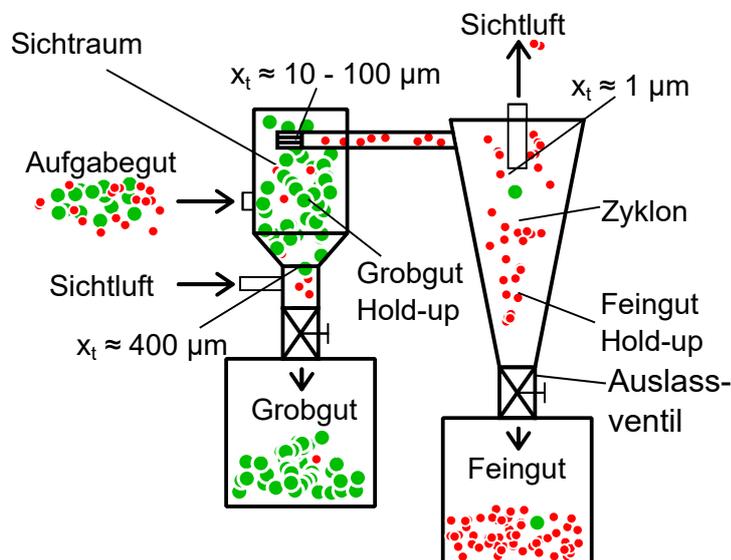


Abbildung 4.12: Schematische Übersicht des Sichters in Bezug auf den Hold-up [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [80]

Charakterisierung des Hold-up

Zur Bestimmung des Hold-ups wurde der Abweiseradsichter zunächst so lange betrieben, bis das stationäre Trennverhalten nach Spötter [8] bzw. in zeitaufgelöster Probenah-

me erreicht wurde. Anschließend wurden die Ventile zum Grobgut- bzw. Feingutbehälter geschlossen und ein Bypass in der Feingutleitung geöffnet. Somit fiel der Hold-up auf die geschlossenen Ventile und konnte nach dem Leeren der jeweiligen Behälter aufgefangen und analysiert werden. Abbildung 4.13 zeigt die gemessenen Partikelgrößen exemplarisch für die Sichtung von Glaskugeln bei 9000 und 15000 rpm. Hier sind die Partikelgrößenverteilungen nicht mit den Anteilen gewichtet dargestellt ($f \cdot q_{f(x)}$ und $g \cdot q_{f(x)}$), sondern normiert. So wird ein Anteil, der anteilig sehr gering ist (typischerweise $< 5\%$ des Aufgabegutes), in Abbildung 4.13 b bei etwa $2\text{-}3\ \mu\text{m}$ überproportional gewichtet abgebildet. Für sämtliche Untersuchungen wurde das in der Abbildung gezeigte Verhalten gefunden. Das Aufgabegut (AG) wird in das Grobgut (GG) und Feingut (FG) aufgeteilt. Die Partikelgrößenverteilungen des Grobgut Hold-ups (GG HU) und Feingut Hold-ups (FG HU) entsprechen näherungsweise denen des Grob- und Feingutes. Wie in der Abbildung erkennbar, sind die Partikelgrößenverteilungen des Grobgut Hold-ups leicht in Richtung des Aufgabegutes verschoben. Im stationären Zustand ist der Sichtraum also überwiegend mit Grobgut gefüllt und das konstant zugeführte Aufgabegut stellt nur einen sehr kleinen Anteil dar. In dem hier verwendeten Material liegen kaum Partikel mit einem Durchmesser unter $1\ \mu\text{m}$ vor, die in Zyklonen üblicherweise nur schlecht abgeschieden werden können [1, 33]. Folglich scheidet dieser Zyklon näherungsweise alle Partikel ab. Daher sind die Partikelgrößenverteilungen des Feingut Hold-ups und des abgeschiedenen Materials gleich.

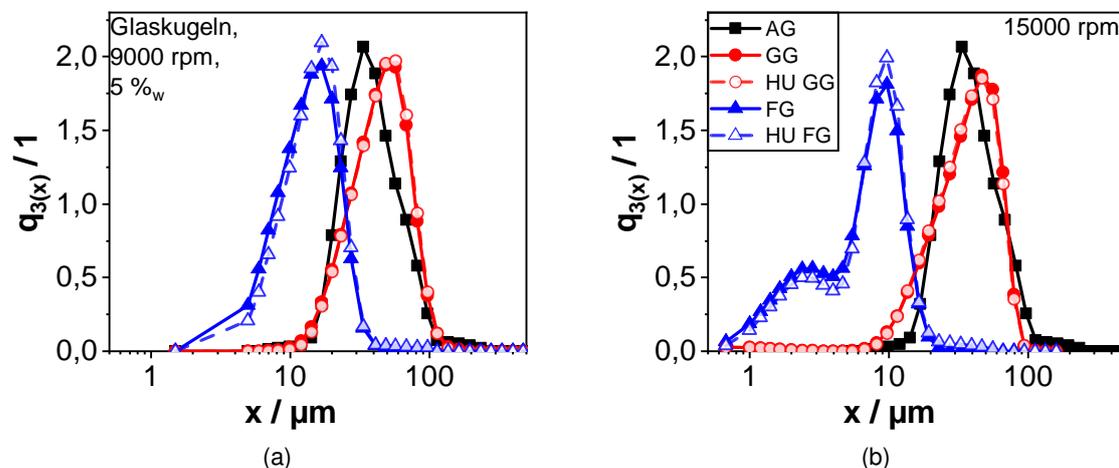


Abbildung 4.13: Partikelgrößenverteilungen des Aufgabegutes (AG), Feingutes (FG), Grobgutes (GG) und jeweiligen Hold-ups (HU) für die Sichtung von Glaskugeln bei $5\%_w$ Feed-Beladung und einer Drehzahl von 9000 bzw. 15000 rpm [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [80]

Abbildung 4.14 zeigt die effektiven Beladungen im Sichtraum (Groggut Hold-up) für verschiedene Materialien. Für Glaskugeln (a) wurden pro Zustand sechs Wiederholungen durchgeführt, für Kalkstein drei und für das gemahlene Glas - bedingt durch die begrenzte vorhandene Menge - nur eine. Die Untersuchung für Aeropor ist in Anhang A.11 abgebildet. Die effektive Massenbeladung ist berechnet durch die Masse der Parti-

kel im Hold-up bezogen auf die Masse der Luft im vorhandenen Volumen. Im Falle des Grobgut Hold-ups ist dies der Sichtraum mit etwa 1,6 l, also $\approx 1,95$ g Luft. In den Messungen ist kein drehzahl- oder beladungsabhängiger Trend erkennbar. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen einer Standardabweichung. Die Streuung der Messwerte ist so groß, dass keine Interpretation zu Trends möglich ist. Der Grobgut Hold-up scheint viel mehr materialabhängig zu sein. Die Mittelwerte der effektiven Massenbeladung sind in der Tabelle in Abbildung 4.14 gezeigt. Darin ist auch die mittlere effektive Volumenbeladung angegeben. Die effektive Massenbeladung kann unter Verwendung der Materialdichte und Luftdichte in eine effektive Volumenbeladung umgerechnet werden. Für Glaskugeln stellt sich der niedrigste Wert mit etwa 19 kg kg^{-1} ein und für Aeropor wurde mit etwa 65 kg kg^{-1} die höchste Beladung gefunden. Wie bereits zuvor beschrieben, bilden Grobgut-Partikel, die noch nicht abgeschieden wurden den überwiegenden Teil des Hold-ups. Um durch den Grobgut Auslass in den Grobgut Behälter zu gelangen, müssen sie das Kräftegleichgewicht zwischen abwärts wirkender Gewichtskraft und aufwärts wirkender Widerstandskraft überwinden. Also wird hier, wie auch am Sichtrad, nach einem aerodynamischen Durchmesser getrennt. Die Gewichtskraft des Partikels ist nur durch die Masse und Dichte des Partikels bestimmt, wohingegen die Widerstandskraft deutlich schwieriger zu bestimmen ist. Zum einen ist der Widerstandsbeiwert (c_D) von der Partikel-Reynolds Zahl (Re_P) und der Form abhängig, wobei letztere auch die Projektionsfläche (A_P) beeinflusst. Zuletzt ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Partikel ein kritischer Faktor. Hier werden zum Beispiel auch Windschatteneffekte deutlich, wodurch ein Partikel im Windschatten eines anderen eine reduzierte Widerstandskraft erfährt. In den sich bildenden Partikelsträhnen werden Windschatteneffekte entscheidend sein.

Der Grobgut Hold-up ist am besten vergleichbar mit einer Wirbelschicht im fördernden Zustand und einer Partikelrückführung oder einer vertikal aufwärts fördernden pneumatischen Förderung. Sowohl in einer Wirbelschicht, als auch in einer pneumatischen Förderung werden die Partikel durch die Luftströmung bedingt aufwärts getragen. Für Wirbelschichten existieren mehrere empirische Modelle, die die effektive Volumenbeladung in den verschiedenen Bereichen der Wirbelschicht abschätzen. Alghmadi et al. [88] zeigen neben der Präsentation ihres empirischen Modells auf Basis einer Parameterstudie eine gute Übersicht über existierende Modelle. Die Modelle basieren alle auf der Zirkulationsrate, die für den Abweiseradsichter nicht bekannt ist, da die Partikel nicht über Rohrleitungen zurückgeführt werden, sondern zwischen dem Sichtrad und dem Grobgutauslass pendeln. In der pneumatischen Förderung sind ebenfalls Massenbeladungen von bis zu $150 \text{ kg s kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ zu finden, wobei hier allerdings der Massenstrom der Partikel auf den Luftmassenstrom bezogen wird [89]. Es wird üblicherweise der materialabhängige Druckverlust über die zurückgelegte Strecke berechnet/bestimmt und definiert zusammen mit der Massenbeladung und Luftgeschwindigkeit den Förderzustand.

Basierend auf dem Ansatz von Siegel [90] bzw. Stieß [2] kann die Schüttdichte der Strähne zur Bestimmung der Stopfgrenze herangezogen werden. Hier wird das einfache Trennkorn aus Gleichung 2.33 für den Grobgutauslass optimiert. Die Basis ist immer noch das Kräftegleichgewicht aus Gewichtskraft (Gleichung 2.6) und Widerstandskraft

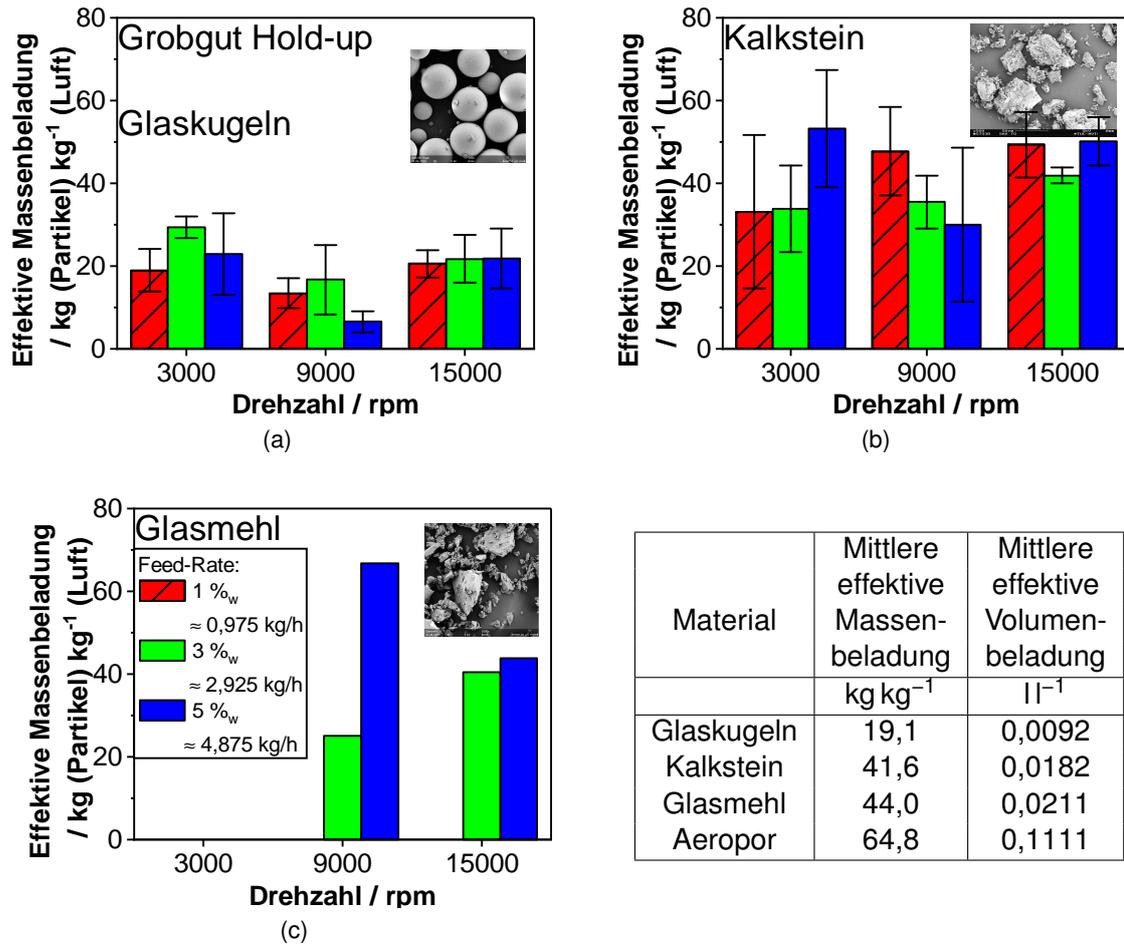


Abbildung 4.14: Partikelmasse im Grobgut Hold-up normiert auf die Luftmasse im Sicht-raum ($\approx 1,6 \text{ l} \hat{=} 1,9 \text{ g Luft}$) für Glaskugeln (a), Kalkstein (b) und gemahlenes Glas (c). Die Inlays zeigen REM Aufnahmen des jeweiligen Aufgabegutes. Die Tabelle zeigt die mittlere effektive Massenbeladung im Grobgut Hold-up für die verschiedenen verwendeten Materialien [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [80]

(Gleichung 2.8). Es wird, dem Schema aus Abschnitt 2.2.3, folgend die Partikelform und der Form und Partikel-Reynolds Zahl abhängige Widerstandsbeiwert (c_w) zur Berechnung des Trennkorns am Grobgutauslass genutzt.

$$x_{VE,t} = \frac{3}{4} \frac{\rho_{fl}}{\rho_{P,Sch}} \frac{v_{fl,vertikal}^2}{g} \frac{c_w}{\Psi_{3D}} \quad (4.1)$$

Nach Gleichung 4.1 wird ein volumenäquivalenter Trennkorndurchmesser ($x_{VE,t}$) berechnet. Darin ist ρ_{fl} die Luftdichte, $\rho_{P,Sch}$ die Schüttdichte des Partikelsystems als effektive Partikeldichte für die Partikel in der Strähne, Ψ_{3D} die 3D Sphärizität, g die Erdbeschleunigung, $v_{fl,vertikal}$ die vertikal nach oben gerichtete Luftgeschwindigkeitskomponente und c_w der Widerstandsbeiwert. Die Gleichung wird iterativ gelöst, da x_t und c_w voneinander abhängig sind.

In Abbildung 4.15 ist die theoretische Trenngrenze nach Gleichung 4.1 im Grobgutauslass gegenüber der effektiven Volumenbeladung dargestellt. Die Rotation der Strömung wurde vernachlässigt und nur die aufwärts gerichtete Komponente nach Gleichung 2.36 verwendet. Da die Partikel als Strähne an den Grobgutauslass gelangen, wurde die Schüttdichte des Materials als effektive Materialdichte in der Strähne verwendet. Die Punkte zeigen die Mittelwerte aller Messungen eines Materials aus Abbildung 4.14 und die Fehlerbalken spiegeln eine Standardabweichung der effektiven Beladung wieder. Die effektive Volumenbeladung nimmt proportional zum theoretisch berechneten Trennkorn zu, da keine 1 – 4 cm großen Partikel im Sieher vorkommen und die Strähnenbildung den Durchtritt der Partikel durch den Grobgutauslass erst ermöglicht.

Die Korrelation zwischen der theoretischen Trenngrenze und der effektiven Volumenbeladung zeigt einen eindeutigen Trend, wobei die große Streuung der Messwerte eine weitere Validierung in zukünftigen Arbeiten erfordert.

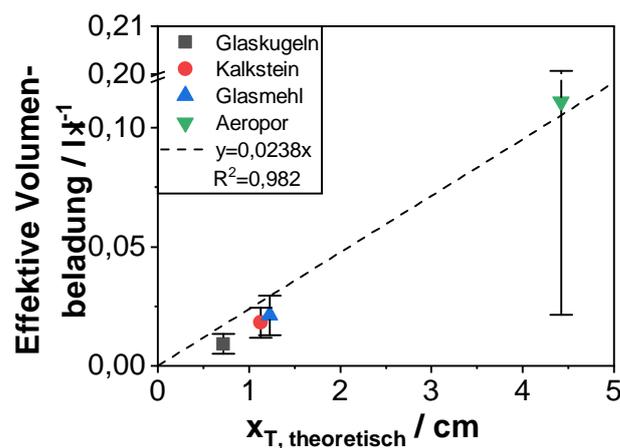


Abbildung 4.15: Berechnetes Trennkorn am Grobgutauslass gegenüber der effektiven Volumenbeladung im Sichtraum des Abweiseradsichters. Die Punkte stellen die Mittelwerte der Messungen dar und die umgebenden Vierecke jeweils eine Standardabweichung

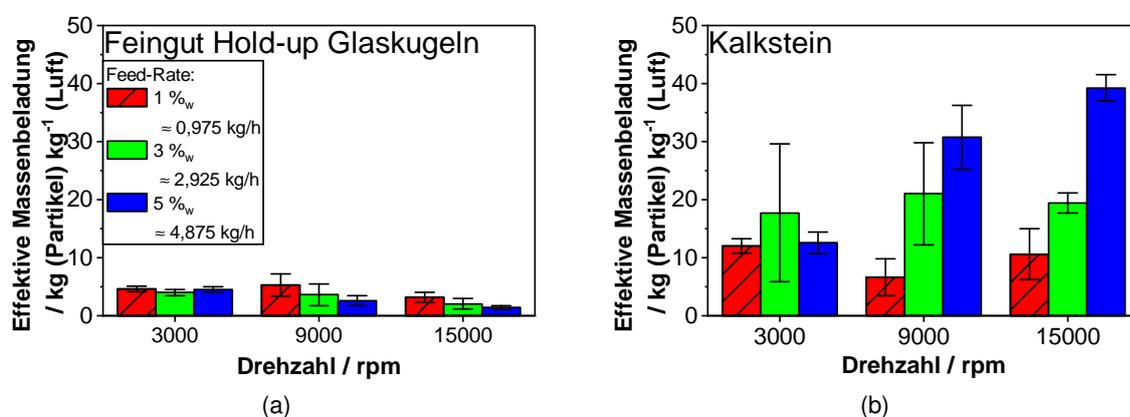
Abbildung 4.16 zeigt die effektive Massenbeladung im Zyklon für Glaskugeln und Kalksteinpartikel gegenüber der Drehzahl und der Feed-Beladung des Abweiseradsichters.

Der Anhang A.11 zeigt auch die Messdaten für Aeropor. Das Glasmehl war aufgrund der begrenzten vorhandenen Menge bereits vor Beginn dieser Messreihe verbraucht. Darum wurden keine Daten dazu gewonnen. In der Abbildung ist für Glaskugeln kein Trend erkennbar. Wie auch schon beim Grobgut Hold-up ist eine materialabhängige konstante Beladung gefunden worden. Dies war auch der Fall für Aeropor. Für Kalkstein allerdings scheint ein Trend erkennbar, den auch schon Szekely und Carr [85] bzw. Jain et al. [87] beobachteten. Bei 9000 und 15000 rpm steigt bei zunehmender Feed-Beladung auch die im Hold-up gefundene Masse. Im Rahmen der hier durchgeführten Messungen kann keine endgültige Aussage dazu getroffen werden, denn auch in diesen Messungen überlagert die Streuung (eingetragene Fehlerbalken entsprechen einer Standardabweichung) jegliche Interpretationen zu möglichen Trends.

Während der Grobgut Hold-up durch die Gewichtskraft und die Schleppkraft der Luft eher eine „Gegenstrom“-Anordnung ist, ist der Hold-up im Zyklon eher eine Art „Querstrom“-Anordnung und die Definition eines Kräftegleichgewichts für den Hold-up deutlich komplexer. Der hier verbaute Zyklon weist keinen säulenartigen Bereich in der Nähe des Lufteinlasses auf, sondern besteht nur aus einem konischen Zylinder. Jain et al. [87] entwickelten ein Modell zur Abschätzung des Hold-ups in einem Zyklon aus einer Parameterstudie, wobei der Partikeldurchmesser nur einen geringen Einfluss verglichen zur Einlaufgeschwindigkeit und Feed-Rate aufwies. Eine erhöhte Einlaufgeschwindigkeit bedingte eine verringerte Hold-up Masse. Auf dieser Basis können die Mittelwerte des Hold-ups aus der Tabelle von Abbildung 4.16 nicht erklärt werden. Li et al. [86] fanden in ihren Untersuchungen ein „Partikelband“, das sich an der Zyklonaußenwand bildete. Unter Verwendung der Materialdichte und Luftdichte, kann die effektive Massenbeladung in eine effektive Volumenbeladung umgerechnet werden, welche wiederum zeigt, dass die Aeropor Partikel das größte Volumen im Zyklon hatten. In der mittleren Volumenbeladung ist der gleiche Trend wie beim Grobgut Hold-up erkennbar. Die Kalksteinpartikel mit der höchsten Dichte bilden die geringste Volumenbeladung, die Glaspartikel eine etwas höhere und die deutlich leichteren Aeropor Partikel die höchste.

Verhalten des Sichters bei Materialwechsel

Das Anfahrverhalten und Verhalten bei Änderung des Betriebszustandes untersuchte Spötter [8] anhand von Kalkstein. Es konnte nicht abschließend erklärt werden. In diesem und dem nächsten Abschnitt werden zunächst Messungen zum Materialwechselverhalten durchgeführt und anschließend im nachfolgenden Abschnitt in einem Modell zusammengefasst. Im Folgenden werden die Verweilzeit und $3 \cdot \tau$, mit τ als Relaxationszeit, synonym verwendet. Rußig et al. [92] untersuchten die Verweilzeit in einem Fallrohrreaktor mittels radioaktiv markiertem Aufgabegut. Dabei verhält sich das Tracermaterial genauso, wie das übrige Material. Dies war im Rahmen dieser Dissertation allerdings nicht umsetzbar. Gao et al. [93] und Harris et al. [94] nutzten optisch detektierbare Partikel, die wegen der sehr hohen Gutbeladung im Sieb ebenfalls nicht verwendet werden können. Es existieren drei Messmethoden, die mit mehr oder weniger großem Aufwand umsetzbar wären. Zum einen könnte der Sieb mittels Computational Fluid Dynamics (CFD) [21, 95] oder Diskreter Elemente Methode (DEM) [96, 97] simuliert werden. Da



Material	Mittlere effektive Massenbeladung kg kg ⁻¹	Mittlere effektive Volumenbeladung l l ⁻¹
Glaskugeln	3,2	0,0015
Kalkstein	18,9	0,0082
Aeropor	6,4	0,0110

Abbildung 4.16: Partikelmasse im Feingut Hold-up normiert auf das Luftmasse im Zyklon ($\approx 1,5 \text{ l} \hat{=} 1,8 \text{ g Luft}$) für Glaskugeln (a) und Kalkstein (b). Die Tabelle zeigt die mittlere effektive Massenbeladung und effektive Volumenbeladung ($1 - \epsilon$) im Feingut Hold-up für die verschiedenen verwendeten Materialien [81, 91]

im stationären Zustand dieses Sichters allerdings etwa $2E+11$ Partikel im Hold-up verweilen und eine Kopplung zwischen Luft- und Partikelbewegung (zwei Wege Kopplung) verwendet werden müsste, ist dies nur bedingt möglich, äußerst rechenaufwändig und folglich kostenintensiv. Guío-Pérez et al. [98] und Pietsch et al. [99] verwendeten magnetische oder metallische Tracerpartikel, um entweder die Induktivität der Partikel in der Rückführung einer Wirbelschicht zu messen oder aber die Partikel nach dem Versuch zu trennen und auszuwerten. Um die Grobgut bzw. Feingutleitung könnten Spulen mit zugehöriger Messtechnik zur Signalerfassung angebracht werden. Durch eine Aluminiumpartikelzugabe als Impuls-Funktion kann das Zeitverhalten bestimmt werden. Die Aluminiumpartikel weisen zusätzlich eine ähnliche Dichte wie die üblicherweise verwendeten Kalksteinpartikel auf. Die dritte Variante sind chemisch nachweisbare Tracerpartikel. Andreux et al. [100] nutzten in Wasser auflösbare Kochsalzpartikel und bestimmten nach dem Auflösen und Abfiltrieren der übrigen Partikel die Leitfähigkeit. Da Kochsalz allerdings mit 2160 kg m^{-3} eine geringere Dichte als die sonst verwendeten Kalksteinpartikel hat, wurde ein Materialsystem aus Kalksteinpartikeln und Glaskugeln verwendet. Der Sichter wurde zunächst mit Kalksteinpartikeln betrieben und nach Erreichen des stationären Zustandes mit Glaskugeln mit einer Sprungfunktion beschickt. Während sich die Kalksteinpartikel in Salzsäure auflösen, sind die Glaspartikel inert und das dynamische Verhalten kann bestimmt werden.

Abbildung 4.17 zeigt die Kalibrierkurve für verschiedene Mischungen aus Kalkstein- und Glaspartikelgrößenverteilungen für die unterschiedlichen Drehzahlen des Abweiseradsichters. Der nach Gleichung 2.68 aufgestellte Ansatz zum Verlauf der Leitfähigkeit gegenüber dem Kalksteinanteil in der Lösung wurde zunächst mittels einer auf C++ basierenden Software (PHREEQC) zur Modellierung hydrogeochemischer Prozesse überprüft. Zwischen den experimentell bestimmten Kurven und der berechneten liegt ein konstanter Offset. Da dieser unabhängig vom Kalkstein-/Glasanteil ist, liegt die Vermutung nahe, dass er durch die Salzsäure bedingt ist. Auch zwischen den einzelnen partikulären Systemen sind geringe, systematische Unterschiede. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen einer Standardabweichung der Dreifachbestimmung. Anhang A.12 zeigt die Überprüfung, wie lange das Partikel-Salzsäure-Gemisch im Ultraschallbad verweilen sollte, um die Kalksteinpartikel aufzulösen und das entstehende Kohlenstoffdioxid entgasen zu lassen. Die Fehlerbalken entsprechen wieder einer Standardabweichung. Während die gemessene Leitfähigkeit ohne Ultraschallbad noch bei über 300 mS cm^{-1} lag und eindeutig einen nicht abgeschlossenen Auflösungsprozess anzeigt, ist die Leitfähigkeit nach nur 3 min bei konstant 255 mS cm^{-1} .

Abbildung 4.18 zeigt die Kalksteinmassenanteile von Proben, die zu bestimmten Zeiten nach dem sprunghaften Wechsel des Aufgabegutes von Kalkstein zu Glaspartikeln zum Zeitpunkt 0 min in einer Dreifachbestimmung gemessen wurden. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen einer Standardabweichung. Die Abbildung zeigt die Messungen bei 3000 rpm. In Anhang A.13 sind die Messungen für 9000 rpm und 15000 rpm dargestellt. Es wurde angenommen, dass die Massenanteile ein asymptotisches Verhalten aufweisen. Die Gleichungen dazu sind in Gleichung 4.1.2 dargestellt, wobei ξ der Massenanteil und τ die Relaxationszeit ist.

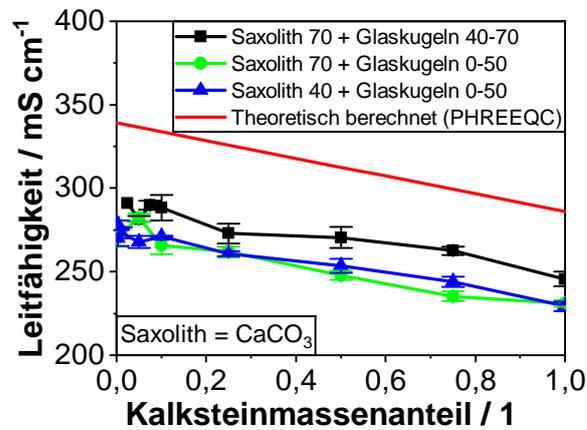


Abbildung 4.17: Kalibrierkurve zur Bestimmung des Glas- bzw. Kalksteinmassenanteils nach Auflösen in Salzsäure und anschließender Messung der Leitfähigkeit [91]

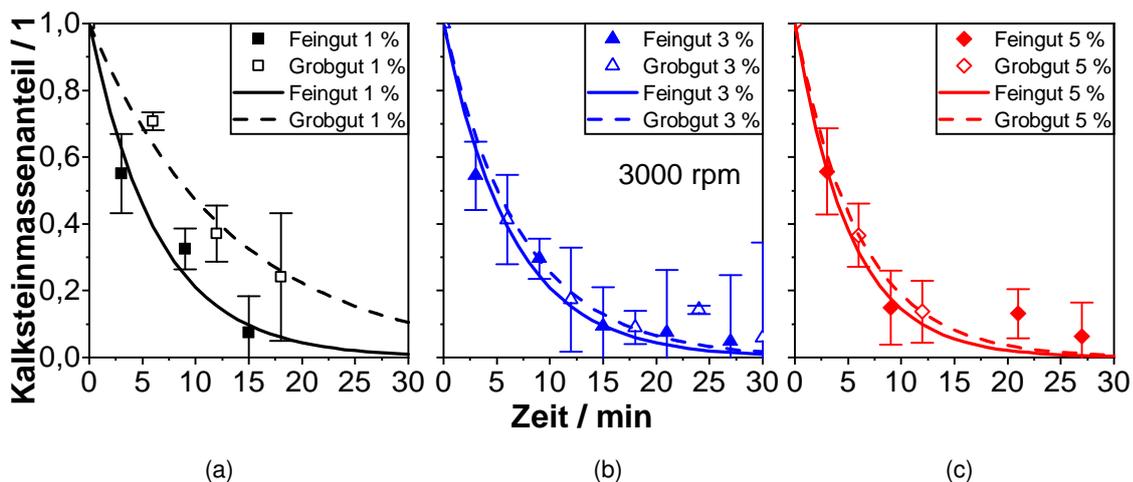


Abbildung 4.18: Kalksteinmassenanteil in der Grobgut und Feingut Probe gegenüber der Zeit bei 3000 rpm. Zum Zeitpunkt 0 min wurde sprunghaft das Aufgabegut von Kalksteinpartikeln zu Glaskugeln gewechselt. Die Linien entsprechen dem Fit nach Gleichung 4.1.2 [91]

$$\begin{aligned}\xi_{Kalkstein(t)} &= e^{-\frac{t}{\tau}} \\ \xi_{Glas(t)} &= 1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\end{aligned}\quad (4.2)$$

Für 3000 und 9000 rpm sind die Fit-Kurven für das Grobgut und das jeweilige Feingut recht ähnlich. Dies ist allerdings nicht bei 15000 rpm der Fall. Hier ist die charakteristische Zeit des Feingutes deutlich länger als die des Grobgutes. Abbildung 4.19 zeigt die resultierenden charakteristischen Zeiten mit einem Vertrauensbereich in dem τ im Kurvenverlauf nach Gleichung 4.1.2 die experimentellen Daten mit ihrer Streuung widerspiegelt. Die Diagramme zeigen einen sehr ähnlichen Trend: Mit zunehmender Feed-Beladung wird die charakteristische Zeit reduziert. Die Vermutung, dass die 5-fache Beladung die charakteristische Zeit auf 1/5 reduziert, liegt nahe, wird aber nicht erfüllt. Auf dieses Phänomen wird im nachfolgenden Abschnitt noch genauer eingegangen.

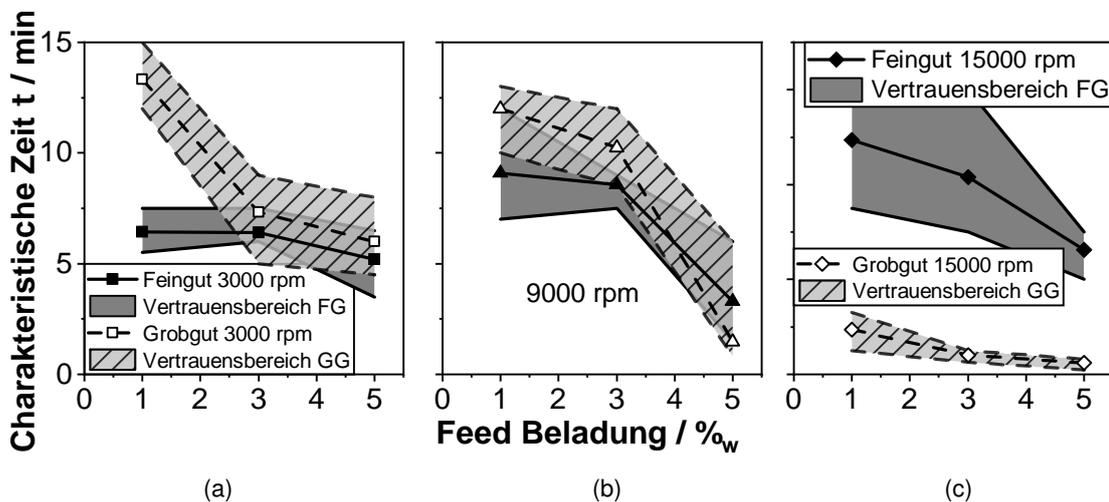


Abbildung 4.19: Charakteristische Zeit τ gegenüber der Feed-Massenbeladung

Die große Differenz zwischen den charakteristischen Zeiten für das Grob- und Feingut aus Abbildung 4.19 konnte auch durch die Analyse der Partikelgrößenverteilungen bestätigt werden. Abbildung 4.20 zeigt die Grobgut- und Feingutpartikelgrößenverteilungen für 15000 rpm mit 5 %_w Feed-Beladung. Während die Grobgut-Kurven bereits nach 6 Minuten zum Zeitpunkt der ersten Probenahme bereits konstant sind und sich über die gesamte Messzeit nicht mehr verändern, zeigt das Feingut ein deutlich anderes Verhalten. Da das Aufgabegut von Kalkstein durch Mahlung hergestellt wurde und einen größeren Feinstanteil aufweist als die Glaskugeln, kann hier die Verschiebung der Kurven und des Modalwertes interpretiert und den einzelnen partikulären Systemen zugeordnet werden. Im Laufe der 27 min nach dem Wechsel von Kalkstein zu Glaskugeln verändert sich die Kurve konstant und der Feinstanteil (1–4 μm) wird immer weiter „ausgewaschen“, während 10 μm Partikel immer häufiger werden.

Mit Hilfe der Aufgabegutpartikelgrößenverteilungen und den Trennkurven können die zuvor gezeigten Ergebnisse erklärt werden. Abbildung 4.21 zeigt diese Kurven und in Grün sind die Anteile des Aufgabegutes eingezeichnet, die kleiner als das Trennkorn x_T

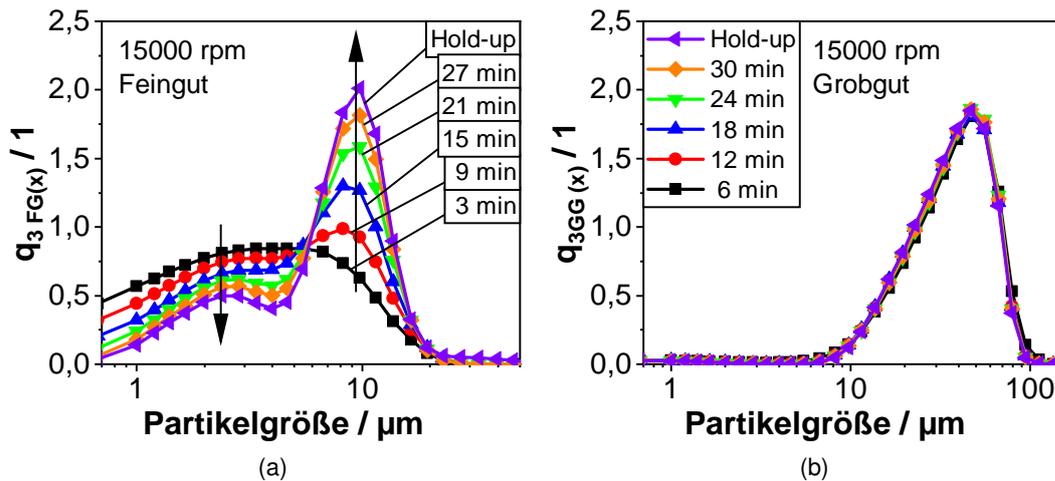


Abbildung 4.20: Partikelgrößenverteilung des Fein- (FG) und Grobgutes (GG) gegenüber der Zeit nach dem Materialwechsel bei 15000 rpm

sind. Der grün markierte Anteil entspricht dem Feingutanteil f , während der nicht markierte Bereich darüber dem Grobgutanteil g entspricht. Mit Rückbezug auf Abbildung 4.19 ist es überraschend, dass die Grobgut und Feingut charakteristischen Zeiten bei 3000 und 9000 rpm so ähnlich sind, während ca. 80–90 % des Aufgabegutes in das Grobgut abgeschieden werden. Erst bei 15000 rpm, wo nur noch 1 % in das Feingut gelangt, ist die charakteristische Zeit des Feingutes größer als die des Grobgutes. Eine Ausnahme ist der Messpunkt bei 9000 rpm und 3 % Beladung, der als Ausreißer betrachtet wird. Die Abbildungen zeigen, dass das Feingut nur eine sehr kurze Zeit im Sichtraum verweilt, bevor es durch das Sichtrad in den „Feingutbereich“ der Anlage gelangt. Da der Grobgut Hold-up deutlich größer als der des Feingutes ist, ist folglich auch die charakteristische Zeit länger. Die hier gemessenen Zusammenhänge werden im nächsten Abschnitt in einem Modell zusammengefasst.

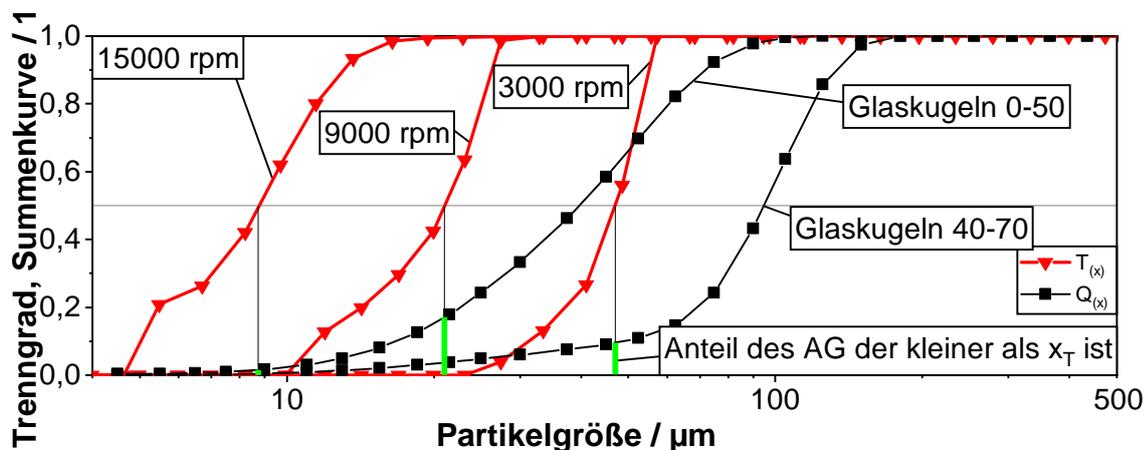


Abbildung 4.21: Trennkurve und Summenkurven der Glaskugeln. In Grün ist der Anteil des Aufgabegutes markiert, der kleiner als das Trennkorn x_T ist.

Modell zum dynamischen Zeitraum

Die Zeit, die der Sichter benötigt, um den stationären Zustand zu erreichen, soll auf Grundlage der vorherigen Messungen hier zusammenfassend abgeschätzt werden. Abbildung 4.22 besteht aus drei Teilen. Der erste ist ein Inlay, das bereits in Abbildung 4.12 gezeigt wurde und den grundsätzlichen Aufbau und Bildungsmechanismus des Hold-ups widerspiegelt. Der exakte Ansatz (links) dazu ist, dass der Aufgabegutmassenstrom \dot{m}_A mit der Aufgabegutpartikelgrößenverteilung $q_{A(x)}$ am Sichtrad in ein Grobgut und ein Feingut getrennt wird. Solange der Hold-up noch nicht gleichbleibend ist, sind auch die Beladung und somit die Trennkurve beeinflusst. Folglich sind die gebildeten Fraktionen partikelgrößen- und zeitabhängig. g bzw. f sind dabei der Grobgut bzw. Feingutmassenanteil und q die entsprechende Massendichteverteilung. Die Massen (M_{GG-HU}) und Partikelgrößenverteilungen des Hold-up q_{GG-HU} stellen sich abhängig vom Material und dem Kräftegleichgewicht am Grobgutauslass ein, bevor schlussendlich ein Grobgutmassenstrom \dot{m}_{GG} , mit der Grobgutpartikelgrößenverteilung den Sichtraum verlässt. Für das Feingut ist der Prozess analog, wenn auch der Feingut Hold-up (M_{FG-HU}) im Zyklon deutlich kleiner ist. Da schon die Abschätzung des stationären Trennverhaltens des Sichters nach wie vor nur bedingt möglich ist, soll an dieser Stelle eine vereinfachte Form als Modellansatz dienen (rechts). Hier wird der Aufgabegutmassenstrom konstant in eine Grobgut und eine Feingutfraktion getrennt, deren Partikelgrößenverteilungen dem stationären Grobgut und Feingut entsprechen. Zusätzlich wird angenommen, dass sich die Partikelgrößenverteilung im jeweiligen Hold-up nicht ändert und die darin in der Schwebe gehaltene Masse nur von der Zeit abhängt.

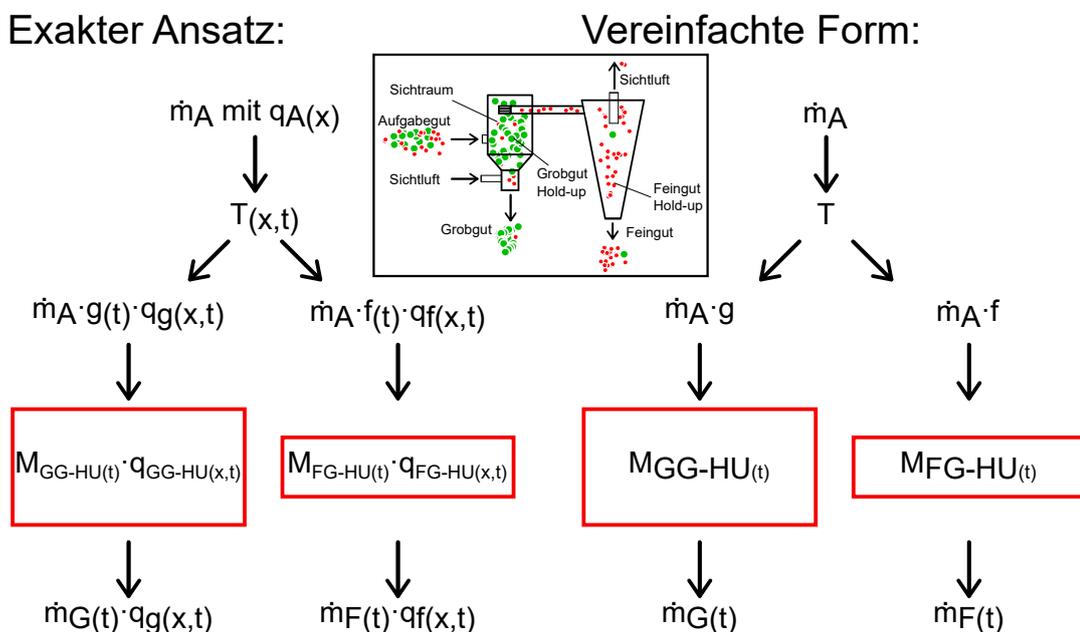


Abbildung 4.22: Modellansatz zur Abschätzung der Zeitspanne, die der Sichter benötigt, um den stationären Zustand zu erreichen

Die Änderung der Hold-up Masse über die Zeit kann als Funktion des Eingangs- (\dot{m}_{in}) bzw. Ausgangsmassenstrom (\dot{m}_{out}) beschrieben werden (Gleichung 4.3). Unter der Annahme, dass für das Grobgut bzw. das Feingut der Ausgangsmassenstrom proportional

zur momentanen Hold-up Masse ist, kann die Differentialgleichung zu Gleichung 4.4 gelöst werden. Eine zusätzliche Randbedingung ist, dass zum Zeitpunkt 0 kein Hold-up von dem Material vorliegt bzw. im stationären Zustand die Hold-up Masse M_{stat} ist. Auf diese Weise kann sowohl der Anfahrprozess, als auch das Verhalten bei Materialwechsel beschrieben werden. Bei Materialwechsel muss aber zusätzlich das „Auswaschen“ des vorher verwendeten Materials beachtet werden, welches eventuell eine andere Hold-up Menge und anderes Trennverhalten aufweist. Dadurch liegen folglich andere charakteristische Zeiten vor. Mit diesen Randbedingungen kann Gleichung 4.4 als Gleichung 4.5 ausgedrückt werden, die nur von der Hold-up Menge im stationären Zustand, dem Eingangstrom für den jeweiligen Hold-up und der Zeit abhängt. In Gleichung 4.6 wird das dynamische Verhalten auf die charakteristische Zeit, oder auch Relaxationszeit genannt, vereinfacht.

$$\frac{dM_{HU}}{dt} = \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} \quad (4.3)$$

$$\text{mit: } \dot{m}_{out} = const_1 \cdot M_{HU}$$

$$M_{HU(t)} = \frac{\dot{m}_{in}}{const_1} + const_2 \cdot e^{-const_1 \cdot t} \quad (4.4)$$

$$\text{mit: } M_{HU_{t=0}} = 0 \ \& \ M_{HU_{t=\infty}} = M_{HU_{stat}}$$

$$M_{HU(t)} = M_{HU_{stat}} \left(1 - e^{-\frac{\dot{m}_{in} \cdot t}{M_{HU_{stat}}}} \right) \quad (4.5)$$

$$\frac{M_{HU(t)}}{M_{HU_{stat}}} = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \ \text{mit } \tau = \frac{M_{HU_{stat}}}{\dot{m}_{in}} \quad (4.6)$$

Abbildung 4.23 zeigt die charakteristischen Zeiten, die im letzten Abschnitt durch den sprunghaften Aufgabegutwechsel von Kalkstein zu Glaspartikeln und Gleichung 4.1.2 bestimmt wurden. Die Fehlerbalken in x-Richtung entsprechen dem in Abbildung 4.19 angezeigten Vertrauensbereich. Die y-Achse stellt die berechneten charakteristischen Zeiten aus der vereinfachten Modellvorstellung aus Abbildung 4.22 und Gleichung 4.6 dar. \dot{m}_{in} entspricht dabei dem Grobgut- bzw. Feingutmassenanteil im stationären Zustand multipliziert mit dem Aufgabegutmassenstrom. Der y-Fehlerbalken resultiert aus der Verrechnung von plus-minus einer Standardabweichung in den Hold-up Massen und ihrer Auswirkung auf die berechnete charakteristische Zeit. Idealerweise sollten sämtliche Punkte auf der Diagonalen liegen. Für das Grobgut liegt die Diagonale überwiegend im Bereich des abgeschätzten Fehlers. Beim Feingut hingegen liegen größere Abweichungen vor. Vor allem bei 15000 rpm korrelieren die berechneten und gemessenen τ nicht. Es ist auffällig, dass die charakteristischen Zeiten überwiegend in den Messungen mit sehr kleinem Grobgut- bzw. Feingutmassenanteil abweichen. Die Massen der Proben waren nicht konstant und auch die bestimmten Massenanteile variierten innerhalb der Proben von Messung zu Messung. Ein Aspekt, der dies verursachen kann, sind die am Abweiseradsichter verbauten Kugelhähne, die dazu neigen eine gewisse Menge partikuläres Material zwischen Kugel und Gehäuse anzusammeln. Andererseits ist das Wege-Ventil zum abrupten Stoppen des Versuches in der Feingutleitung vor dem Zyklon angebracht. Durch Verstellen dieses Ventils wird die Sichtluft nicht mehr durch den

Lufteinlass unterhalb des Sichtraumes, sondern durch die Feingutleitung gesogen. Somit könnten die hier bestimmten Feingut Hold-ups durch die Probenahme beeinflusst worden sein. Dies sollte in zukünftigen Arbeiten optimiert werden.

Zukünftige Arbeiten könnten eine elektrische Schaltung verwenden, um die Ventile gleichzeitig anzusteuern. Alternativ kann eine Impulsfunktion aus Aluminiumpartikeln und die Induktivität als Messgröße verwendet werden wie bei Guío-Pérez et al. [98]. Zuletzt könnte in weiteren Messreihen überprüft werden, ob das Anfahrverhalten das gleiche wie das Materialwechselverhalten ist.

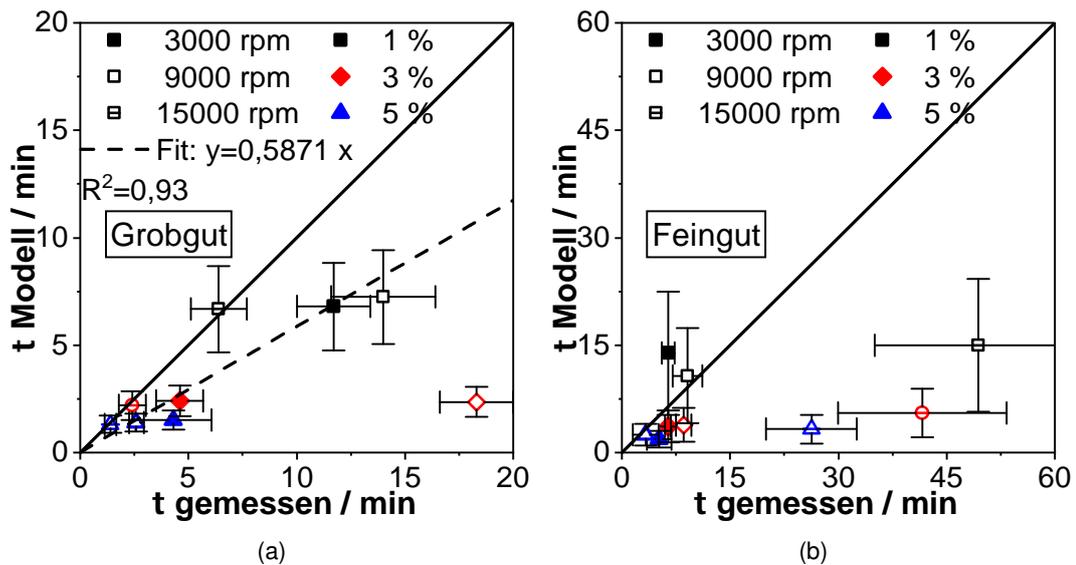


Abbildung 4.23: Vergleich von gemessener charakteristischer Zeit aus dem Wechsel von Kalkstein- zu Glaspartikelzugabe und anschließender Anteilsbestimmung und der charakteristischen Zeit aus dem Modell für das Grobgut und das Feingut [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [80]

Zwischenfazit

Am Abschnitt 4.1.2 wurde der Hold-up im Luftraum um das Sichtrad herum und im Zyklon der Feingutleitung sowie das dynamische Verhalten des Abweiseradsichters untersucht. Dazu wurden Glaskugeln, Kalkstein, Glasmehl und Aeropor bei verschiedenen Drehzahlen und Zugaberaten verwendet. Da der Grobgut Hold-up (im Sichtraum um das Sichtrad gelagert) überwiegend aus Partikeln besteht, die vom Sichtrad abgewiesen wurden, aber den Sichtraum aufgrund des Kräftegleichgewichts am Grobgutauslass noch nicht verlassen konnten, ist die Partikelgrößenverteilung des Hold-ups sehr ähnlich zu der des Grobgutes. Die Abweichungen sind eine Verschiebung in Richtung des Verlaufes der Aufgabegutpartikelgrößenverteilung, also zu Partikeln die noch nicht zum Sichtrad gelangen konnten. Für den Feingut Hold-up, der sich im Zyklon in der Feingutleitung ansammelt, wurde eine solche Verschiebung nicht festgestellt. Die Feingut Hold-up Partikelgrößenverteilung entspricht der Feingut Partikelgrößenverteilung. Diese wurde auf die Trennkurve des Zyklons zurückgeführt, da der Anteil des Feingutes, der den Zyklon mit dem

Luftstrom verlässt, vernachlässigbar klein ist. Das zugegebene Material entspricht genau dem abgeschiedenen Material und eine nahezu ideale Abscheidung liegt vor. Neben der Partikelgrößenverteilung des Hold-ups wurde auch die in ihm vorliegende partikuläre Masse bestimmt und bezogen auf die Luftmasse im Sichtraum bzw. Zyklon dargestellt. Die so bestimmte mittlere effektive Massenbeladung im Sichtraum ist 1000x größer als die Feed-Beladung ($0,01-0,05 \text{ kg h}^{-1}(\text{Partikel}) \text{ pro kg h}^{-1} (\text{Luft})$) und erreicht mit bis zu $65 \text{ kg (Partikel) pro kg (Luft)}$ überraschend hohe Werte. Die sich einstellende mittlere effektive Beladung war proportional zum berechneten Trennkorn am Grobgutauslass, wobei die Partikel-Reynolds Zahl ($Re_p = 20-150$) aus dem Grobgut x_{50} und dem Luftstrom bezogen auf die freie Fläche im Konus des Grobgutauslasses berechnet wurde. Mit diesem konnte ein formabhängiger Widerstandsbeiwert berechnet werden und mittels der Schüttdichte als maximale effektive Materialdichte in der Strähne das Trennkorn. Für den Feingut Hold-up wurden deutlich geringere mittlere effektive Beladungen gefunden, was in den unterschiedlichen wirkenden Kräfte begründet liegt. Im Grobgut Hold-up wirken die Gewichtskraft und Widerstandskraft (bei Vernachlässigung der Umfangskomponente der Luftströmung) entgegengesetzt zueinander (Gegenstrom-Anordnung), während das Kräftegleichgewicht im Zyklon aus Widerstandskraft, Wandreibung, Zentrifugalkraft und Gewichtskraft deutlich komplexer ist. Dies wird als Querstrom-Anordnung bezeichnet.

Anschließend wurde im stationären Zustand mittels impulsartigem Aufgabegutwechsel von Kalkstein zu Glaskugeln das dynamische Verhalten bei Materialwechsel bestimmt. Durch zeitaufgelöste Probenahme und Bestimmung des enthaltenen Kalksteinmassenanteils wurde eine Relaxationszeit bestimmt. Interessanterweise resultiert eine 5-fache Beladung nicht in der Reduzierung der charakteristischen Zeit auf $1/5$. Zusätzlich waren die charakteristischen Zeiten für das jeweilige Grob- und Feingut bei 3000 und 9000 rpm sehr ähnlich, obwohl der Feingutanteil f nur bei etwa $10-20 \%$ lag.

Diese Feststellungen fanden in einem vereinfachten Modell ihre Zusammenfassung. Die Änderung des Hold-up wurde als Funktion des Partikeleingangs- und Ausgangstromes definiert und der Ausgangstrom als proportional zum momentanen Hold-up. Durch die Lösung dieser Differentialgleichung kann die charakteristische Zeit als Masse des jeweiligen Hold-ups dividiert durch den Grobgut- bzw. Feingutmassenzufluss ausgedrückt werden. Die so berechneten und zuvor gemessenen charakteristischen Zeiten sind für den Grobgut-Bereich sehr ähnlich, zeigen aber systematische Abweichungen für den Feingut-Bereich. Eine Problematik stellen die recht großen Messabweichungen sowohl für die Bestimmung des Hold-ups als auch für die Messung der charakteristischen Zeit dar. Möglicherweise kann die Änderung des Versuchsaufbaus oder der Messmethode Abhilfe schaffen und zu einer besseren Korrelation führen.

4.2 Untersuchungen bei sehr geringer Massenbeladung

Die Messungen bei geringer Massenbeladung zielen auf das Bewegungsverhalten der einzelnen Partikel ab. Da die verwendeten Messtechniken auf Optik basieren, musste die Beladung stark reduziert werden. Das Ziel der durchgeführten Messungen ist die Erklärung bzw. eine realistische Abschätzung für das Trennverhalten von Abweiseradsichtern.

4.2.1 Untersuchungen mit Partikeln niedriger Stokes Zahl

Dieser Abschnitt behandelt die Bestimmung der Luftströmung zwischen den Sichtradschaufeln. Dazu werden zunächst LDA (Laser Doppler Anemometer) Messungen, gefolgt von PIV (Particle Image Velocimetry) Messungen, vorgestellt. Beide Methoden weisen ihre eigenen spezifischen Vor- und Nachteile auf. So kann das LDA innerhalb kurzer Zeit die Geschwindigkeit vieler Partikel messen. Dies geschieht allerdings nur im Fokuspunkt. Für den nächsten Messpunkt muss das Messgerät verschoben und eine neue Messung gestartet werden. Das PIV hingegen misst durch das Foto-Paar direkt eine Ebene, benötigt aber deutlich mehr Aufbereitung und Datenglättung im Post-Processing. Zusätzlich war hier die benötigte Anzahlkonzentration von Tracerpartikeln im Luftstrom des Abweiseradsichters nur schwer zu realisieren, ohne den Schlauchfilter vor dem Seitenkanalgebläse innerhalb kürzester Zeit zu überladen.

Abbildung 4.24 a zeigt noch einmal die experimentell untersuchten Messbereiche. Mit dem LDA wurde die gelb markierte Fläche in 70 Schritten mit jeweils 100000 gemessenen Partikelgeschwindigkeiten pro Punkt abgerastert. Der Winkelgeber übertrug zu jeder vollen Umdrehung ein Signal an das LDA und schrieb je gemessener Partikelgeschwindigkeit die Zeitdifferenz zur letzten vollen Umdrehung mit. Auf diese Weise konnten die Messdaten nach der Messung „aufgefächert“ werden. Mit dem von TSI ausgeliehenen PIV war diese Auffächerung nicht notwendig. Allerdings musste aufgrund der stark unterschiedlichen Geschwindigkeiten im Sichtrad der zeitliche Versatz zwischen dem Bildpaar auf den grün markierten Bereich optimiert werden. Bei zu schneller Bildfolge hatten die Partikel nicht genügend Zeit, um ihre Position zu verändern. Folglich ist die Auswertung gar nicht oder nur mit großer Unsicherheit möglich. Ein ähnliches Problem tritt bei zu langsamer Bildfolge auf. Dann ist die Distanz, die die Partikel zurückgelegt haben zu groß, so dass sie nicht mehr ideal zugeordnet werden können. Möglicherweise haben sie sogar die beleuchtete Ebene verlassen. In der Analyse der 200 Bildpaare pro Versuch können der markierte Sichtradschaufelzwischenraum und der gegenüberliegende sehr gut erfasst werden. Die versetzten Zwischenräume konnten durch den Schattenwurf überwiegend nicht ausgewertet werden. Dies ist auch in Abbildung 4.24 b gut erkennbar.

Abbildung 4.25 zeigt exemplarisch die mittels LDA gemessenen Partikelgeschwindigkeiten von 100000 Partikeln je Radius für 9000 rpm in der „Nord“-Ebene für einen Sichttradschaufelzwischenraum aufgefächert. In Anhang A.14 und A.15 sind die entsprechenden Abbildungen für 3000 und 15000 rpm gezeigt. Die verwendeten NaCl Tracerpartikel wiesen eine maximale Stokes Zahl von 0,05 bei 15000 rpm auf. Die gemessene Partikelbewegung entspricht damit der Luftströmung. Die Luftströmung im Außenraum ist deutlich langsamer als die Sichtradgeschwindigkeit an der Außenkante ($v_{\varphi(r_a)} = 24 \text{ m s}^{-1}$), aber die Strömungsrichtung ist bereits die Drehrichtung des Sichtrades. Die Luftströmung ist generell einwärts gerichtet. Zwischen den einzelnen Tiefen sind nur geringe Unterschiede erkennbar. Auf die radiusabhängigen Geschwindigkeitsverläufe wird im Folgenden eingegangen, da dies nach der Aufspaltung in Radial- und Tangentialrichtung deutlich verständlicher ist. Generell steigt die Luftgeschwindigkeit mit Verringerung des Radius an. Bei Radien, die kleiner bzw. ähnlich dem inneren Durchmesser der Hohlwelle sind wurden auswärts gerichtete Geschwindigkeiten gemessen. Da die Tracerpartikel

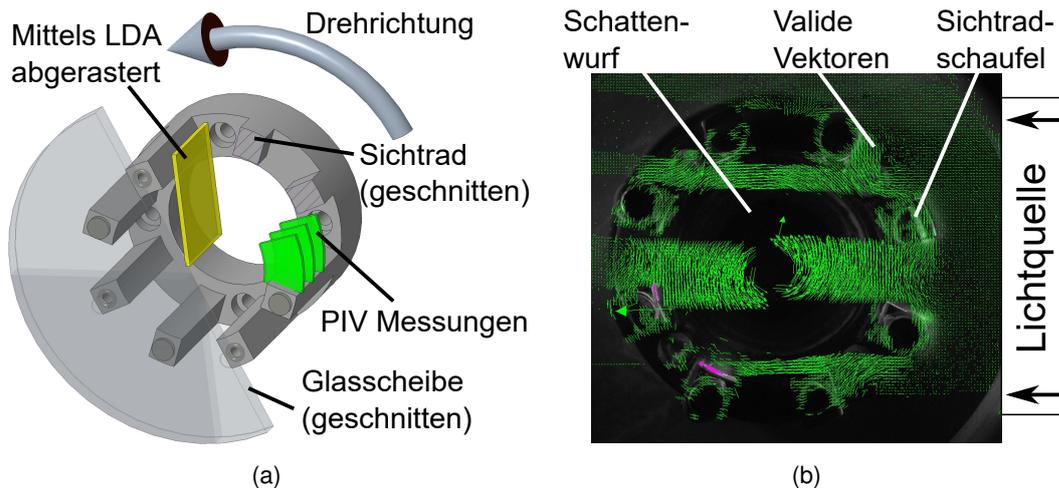


Abbildung 4.24: Links zeigt das geschnittene Sichtrad mit der verwendeten Drehrichtung sowie dem mittels LDA untersuchten Messbereich in gelb. In grün ist der Bereich dargestellt, für den die Zeitspanne zwischen den Einzelbildern der PIV Messung optimiert war. Rechts zeigt das mittels PIV gemessene Strömungsfeld bei 15000 rpm, 3 mm hinter der Glasscheibe. Dabei war die Kamera von vorne auf das Sichtrad ausgerichtet. Im Hintergrund ist ein nicht bearbeitetes Bild des Sichtrades eingefügt (in der Auswertung wurde der Hintergrund abgezogen). Eine reduzierte Anzahl valider Vektoren sind als grüne Pfeile abgebildet. Der Schattenwurf der Sichtradschaufeln ist gut erkennbar [71].

hier bereits durch die Zentrifugalkraft und mangels einwärts gerichteter Strömung auswärts bewegt werden.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.26 die mittels PIV und Tracerpartikeln mit einer Stokes Zahl unter 0,02 bestimmten Strömungsgeschwindigkeiten für 3000, 9000 und 15000 rpm in drei unterschiedlichen Tiefen hinter der Sichtradglasscheibe im „Ost“-Bereich (vgl. Abbildung 4.24). Die Abbildung ähnelt Abbildung 4.25 sehr stark, wobei hier allerdings bei 9000 und 15000 rpm Kanalwirbel sichtbar sind. Für die Unterabbildungen wurden bei 3000, 9000 und 15000 rpm jeweils mindestens 500, 1000 und 1400 valide Partikelcluster verwendet. Auch hier ist mit abnehmendem Radius eine Zunahme der Geschwindigkeit erkennbar.

Stender et al. [23] und Spötter et al. [24] konnten mittels eines Makro-Objektives und Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen mit Partikeln größerer Stokes Zahl ($<0,3$) im „Nord“-Bereich Kanalwirbel beobachten, die Fluidgeschwindigkeit allerdings nur mit größerer Unsicherheit bestimmen. Das auf einem sehr ähnlichen Messprinzip basierende PIV System zeigt diese Kanalwirbel ebenfalls, wobei hier in der Auswertung zwei Validierungen durchgeführt wurden. Zunächst fand eine globale Validierung statt, um Vektoren mit unrealistisch hohen Geschwindigkeiten zu eliminieren. Anschließend erfolgte eine lokale Validierung, die eine Glättung durch Löschen von Vektoren mit zu starken Abweichungen zum Geschwindigkeitsmedian bewirkte. Auch mittels eines LDA ist es möglich Kanalwirbel, zu detektieren wie Legenhausen in einem Abweiseradsichtermodell mit Wasser zeigte [17]. Abbildung 4.27 zeigt die gemessene Radialgeschwindigkeit über die

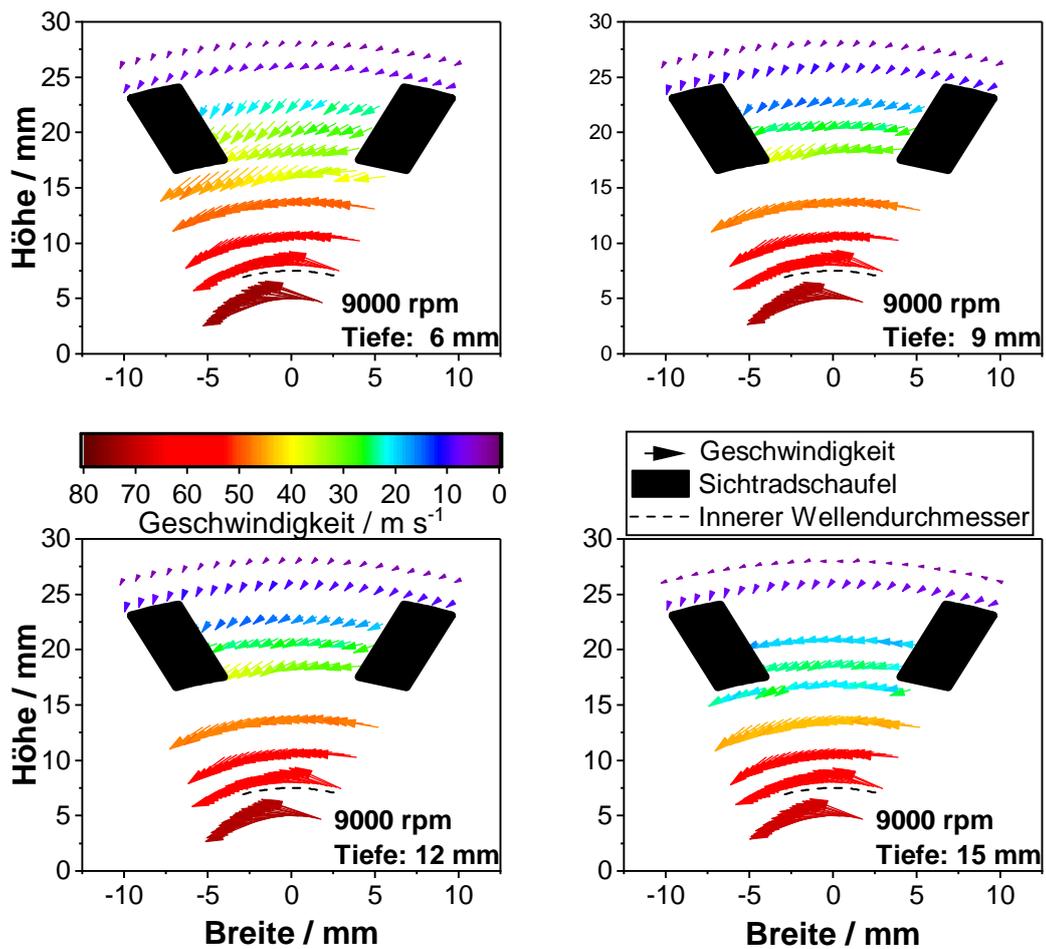


Abbildung 4.25: Mittels LDA gemessene Luftströmung im Sichtrad bei 9000 rpm in verschiedenen Tiefen hinter dem Sichtrad [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7].

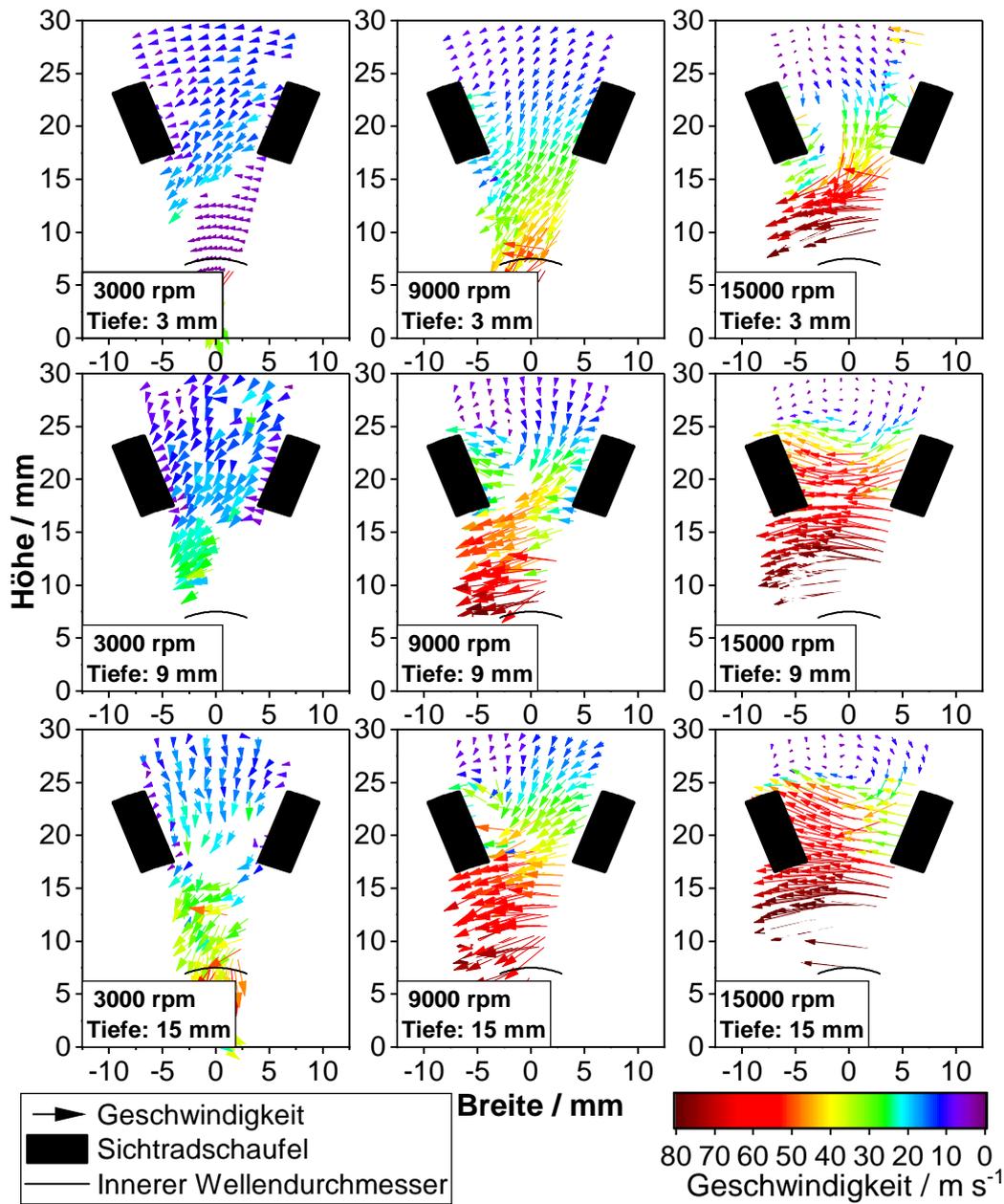


Abbildung 4.26: Mittels PIV gemessene Strömungsgeschwindigkeiten im Sichtrad bei unterschiedlichen Drehzahlen und in unterschiedlichen Tiefen hinter der Glasscheibe

Messzeit bei einem Radius von 21 mm und in einer Tiefe von 6 mm hinter der Glasscheibe. Hier ist einwärts gerichtet als positive und auswärts gerichtet als negative Zahl definiert. Neben der großen Streuung, sind schon bei 3000 rpm häufige auswärts gerichtete Geschwindigkeiten gemessen worden. Im Mittel überwiegt jedoch die einwärts gerichtete Komponente. Allerdings sind bei höherer Drehzahl häufiger auswärts gerichtete Strömungen detektiert worden. Beide Messmethoden spiegeln die Strömung im Sichter wieder, wobei das PIV eher einen momentanen Zustand und das LDA einen besseren Mittelwert abbildet. Das Phänomen, dass das PIV Wirbel abbildet, die mit dem LDA nicht detektiert wurden, ist auch bereits von Tropea et al. [69] beschrieben worden. Sie erklären dies durch die ein-Punkt statistische Auswertung des LDAs gegenüber der Auswertung der dynamischen Organisation von zusammenhängend bewegten Strukturen (die ausgewerteten Partikelcluster).

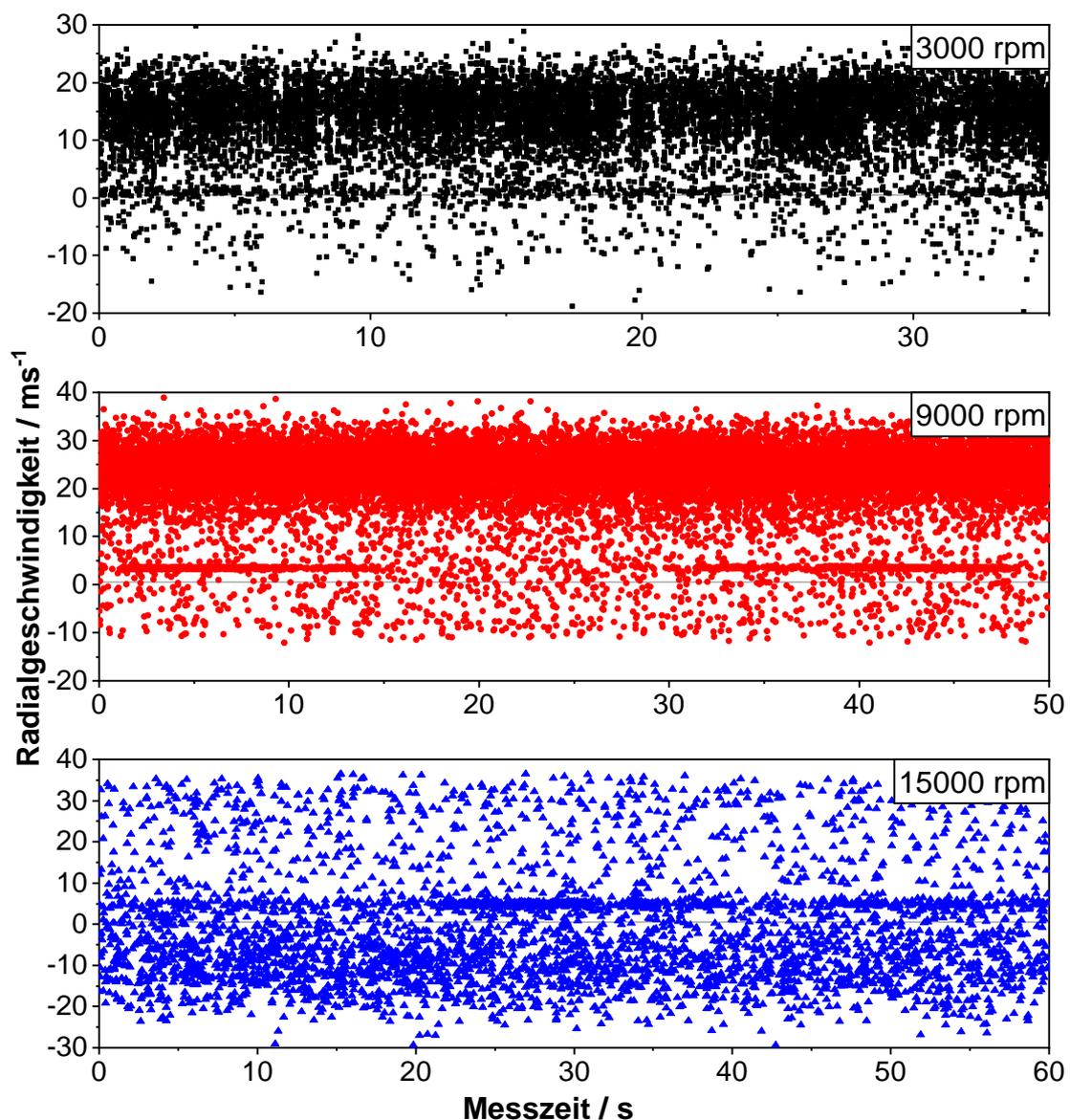


Abbildung 4.27: Rohdaten der LDA Messung für die Radialgeschwindigkeit (einwärts gerichtet ist hier positiv) bei einem Radius von 21 mm und 6 mm hinter der Glasscheibe für 3000, 9000 und 15000 rpm

Die mittlere mittels LDA gemessene Strömung ist in Abbildung 4.28 in Tangential- (v_φ) und Radialrichtung (v_{rad}) differenziert dargestellt. Die x-Achse kennzeichnet den Radius und die y-Achse die Tiefe hinter der Sichtradscheibe. Es ist also die „Nord“-Ebene auf der Seite liegend abgebildet. Als schraffierte Flächen sind auch der Bereich in dem die Öffnung der Hohlwelle liegt sowie der Bereich der Sichtradschaufeln eingezeichnet. Jeder schwarze Punkt stellt einen Messpunkt und 100000 ausgewertete Partikel dar. Während die Legende der Radialgeschwindigkeiten nicht für die verschiedenen Drehzahlen angepasst werden musste, hat sie für die Tangentialgeschwindigkeit unterschiedliche Bereiche. Dennoch verläuft die Tangentialgeschwindigkeit für 3000, 9000 und 15000 rpm sehr ähnlich und zeigt nur geringe Unterschiede bei verschiedenen Messtiefen. Im Außenraum ist die Luft nur schwach beschleunigt und weist niedrigere Geschwindigkeiten als das Sichtrad auf. Das Sichtrad rotiert an der Außenkante mit $7,9 \text{ m s}^{-1}$ (3000 rpm), 24 m s^{-1} (9000 rpm) bzw. 39 m s^{-1} (15000 rpm), eine Geschwindigkeit die noch nicht von der Luftströmung erreicht wird. Allerdings nimmt die Sichtradgeschwindigkeit mit abnehmendem Radius ab (konstante Winkelgeschwindigkeit ω), während die Luft sich wie ein Potentialwirbel mit konstantem Drehimpuls verhält und beschleunigt wird. An der Innenkante des Sichtrades ist die Luftgeschwindigkeit bereits höher als die Sichtradgeschwindigkeit. Mit weiter abnehmendem Radius kann sich der Potentialwirbel weiter „entfalten“ und die tangentielle Luftgeschwindigkeit wird deutlich schneller. Aufgrund dieses Verhaltens untersuchte Nied [45], ob Abweiseradsichter zwischen den Sichtradschaufeln bzw. im zentralen Potentialwirbel trennen. Für diesen Abweiseradsichter wird aufgrund des relativ kleinen Verhältnisses von Sichtradinnendurchmesser zu innerem Wellendurchmesser erwartet, dass die Trennung zwischen den Sichtradschaufeln stattfindet (vgl. Anhang A.3, Sichtradschaufelinnendurchmesser 36 mm, anschließend eine Reduzierung auf 30 mm und der innere Wellendurchmesser ist 15 mm).

Die Radialgeschwindigkeit weist, genau wie die Tangentialgeschwindigkeit im Außenraum, langsamere Geschwindigkeiten auf, die ebenfalls zwischen den Sichtradschaufeln zunimmt. Aus dem Volumenstrom und der frei durchströmbaren Fläche ergibt sich an der Außenkante des Sichtrades eine theoretische Radialgeschwindigkeit von $7,3 \text{ m s}^{-1}$ und an der Innenkante von 11 m s^{-1} . Diese wurden bei 3000 rpm auch überwiegend gemessen, wohingegen bei 9000 rpm zwei Gebiete ausgeprägt werden. Eines weist dabei eine relativ geringe einwärts gerichtete Strömung und das andere eine schnellere auf. Dieses Verhalten wurde auch bei 15000 rpm gefunden, wo sogar drei Gebiete ausgebildet werden. In der Nähe der Sichtradscheibe wurde eine auswärts gerichtete Strömung gemessen, etwa in der Mitte der Tiefe eine stark einwärts gerichtete und im hinteren Bereich eine langsame einwärts gerichtete Strömung. Dieses Verhalten kann durch Wirbel in axialer Richtung erklärt werden. Da der Lufteinlass exzentrisch angebracht ist, weist die Luft senkrecht zur Drehachse des Sichtrades eine hohe Umfangsgeschwindigkeit auf, die bis in die Sichtradschaufelzwischenräume erhalten bleibt und Wirbel in die dritte, hier nicht dargestellte Richtung hervorruft (vgl. Abbildung 4.32). Allerdings scheinen die Sichtradschaufeln diese Wirbel zu bremsen, da die Luftströmung im Sichtradinnenraum keine Gebiete unterschiedlich schneller Radialgeschwindigkeit aufweist. Hier steigt die Luftgeschwindigkeit mit abnehmendem Radius durch die Reduzierung der frei durchströmbaren

Fläche in erwartetem Maße an bis sie im Bereich der Welle abnimmt.

Da das PIV die Kanalwirbel anscheinend besser auflösen kann, wird im Folgenden die Luftströmung zwischen den Sichtradschaufeln noch einmal in die tangentiale und radiale Komponente aufgelöst dargestellt. Dazu werden die bestimmten Geschwindigkeiten im Sichtradschaufelzwischenraum bezogen auf die üblicherweise angenommenen bzw. erwarteten dargestellt. Diese Normierung soll eine bessere Vergleichbarkeit zu anderen Bauformen ermöglichen. Gleichung 4.7 beschreibt den dimensionslosen Parameter χ_φ für die Umfangsgeschwindigkeit. Dabei ist $v_{\varphi, gemessen}$ die gemessene Tangentialgeschwindigkeit und $v_{\varphi, theoretisch}$ die üblicherweise angenommene. Im Bereich zwischen den Sichtradschaufeln ($r_i \leq r \leq r_a$) ist diese die Sichtradumfangsgeschwindigkeit ($v_{\varphi, Sichtrad(r)}$), während im Inneren des Sichtrades ein Potentialwirbel ausgebildet wird. Wenn keine Vorbeschleunigung der Luftströmung stattfindet, wird die Luft durch das Sichtrad beschleunigt, bevor im Inneren ($r \leq r_i$) die Drehimpulserhaltung wirkt.

$$\chi_\varphi = \frac{v_{\varphi, gemessen(r)}}{v_{\varphi, theoretisch(r)}} \quad (4.7)$$

mit:

$$v_{\varphi, theoretisch(r)} = v_{\varphi, Sichtrad(r)} \quad [r_i \leq r \leq r_a]$$

$$v_{\varphi, theoretisch(r)} = \frac{v_{\varphi, Sichtrad(r_i)} \cdot r_i}{r} \quad [r \leq r_i]$$

Abbildung 4.29 zeigt den aus den PIV Messungen berechneten dimensionslosen Faktor χ_φ für den Sichtradschaufelzwischenraum für verschiedene Tiefen hinter der Sichtradscheibe und bei unterschiedlichen Drehzahlen. Nur in dem schwarz schraffierten Bereich entspricht die tangentiale Luftgeschwindigkeit der Sichtradgeschwindigkeit an dem jeweiligen Radius. Der Bereich deckt den Wert plus-minus 20 % ab. Wie auch schon in der Darstellung der Mittelwerte je Position aus den LDA Messungen (Abbildung 4.28, links), ist die tangentiale Luftgeschwindigkeit an der Außenkante langsamer als die Sichtradgeschwindigkeit. Zum Teil ist die Bewegungsrichtung sogar entgegengesetzt zur Sichtrad-drehrichtung. In Richtung des Sichtradzentrums nimmt die Luftgeschwindigkeit zu und erfüllt nur in einem relativ kleinen Bereich die üblicherweise getroffene Annahme, dass die Luftgeschwindigkeit der Sichtradgeschwindigkeit entspricht. An der Innenkante überholt die Luftgeschwindigkeit die Sichtradgeschwindigkeit deutlich. Diese Ergebnisse spiegeln noch einmal die Ähnlichkeit zwischen den LDA und PIV Daten und stimmen sehr gut mit den Messungen aus Ergebnissen aus Abbildung 4.28, links überein.

Gleichung 4.8 beschreibt dazu den dimensionslosen Parameter für die Radialgeschwindigkeit, wobei die theoretische Radialgeschwindigkeit durch den Luftvolumenstrom \dot{V}_{Luft} und die frei durchströmbare Fläche A_{frei} berechnet wird.

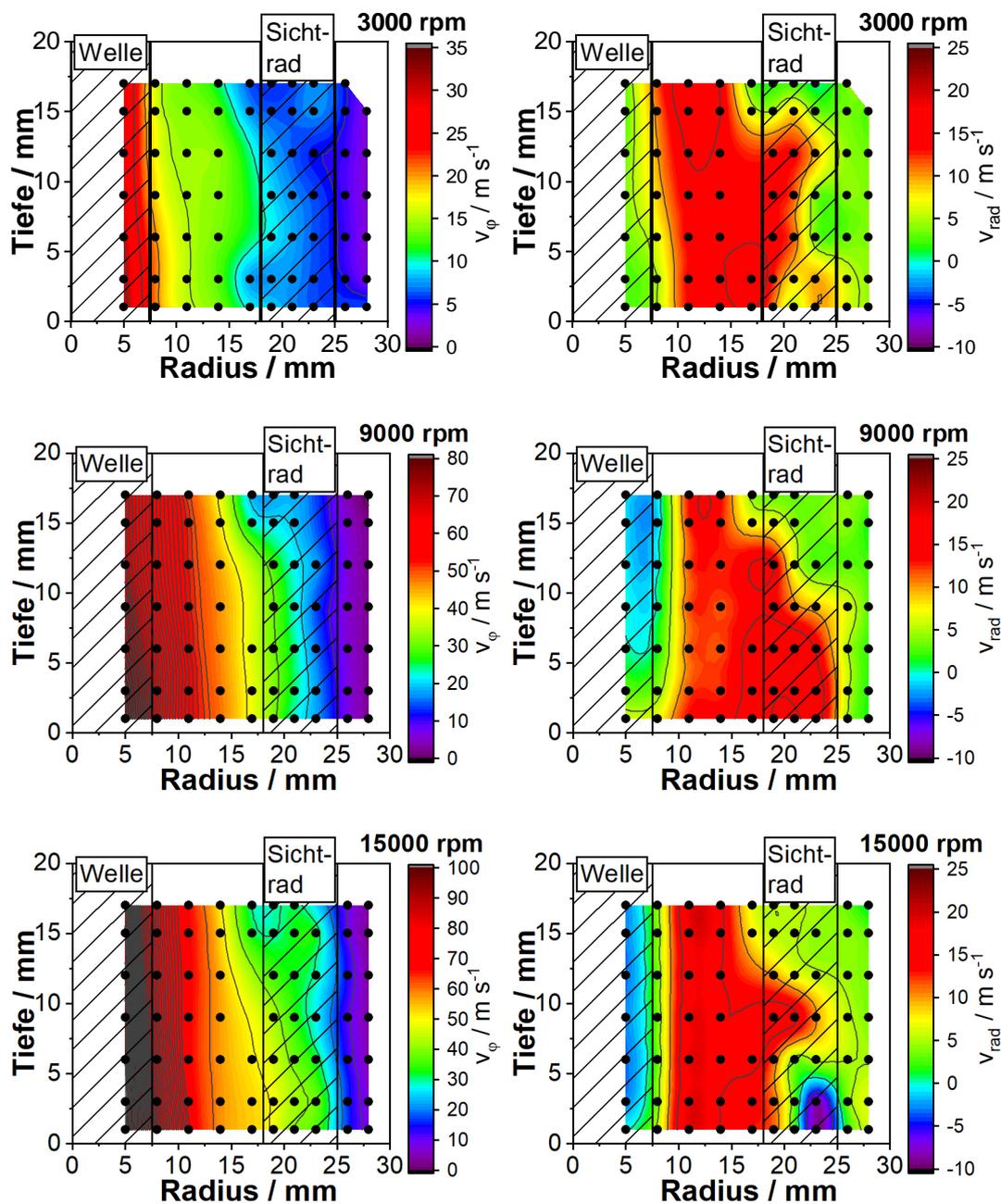


Abbildung 4.28: Mittels LDA gemessene Luftströmung im Sichtrad gemittelt über den gesamten Zwischenraum und aufgeteilt in Tangential- und Radialrichtung in verschiedenen Tiefen hinter dem Sichtrad. Schraffiert ist der Bereich in dem die Sichtradschaufeln liegen bzw. der Bereich der kleiner als der Hohlwellendurchmesser ist [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7].

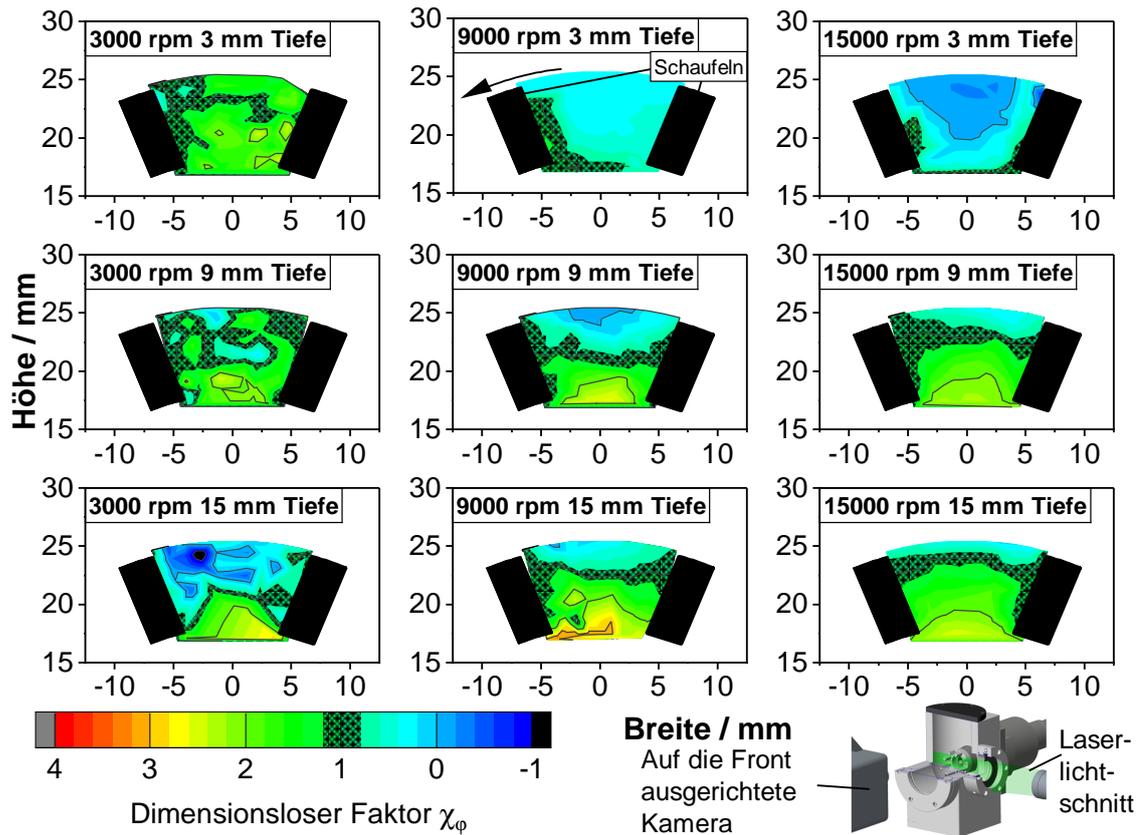


Abbildung 4.29: Aus den PIV Daten berechneter dimensionsloser Faktor χ_φ zwischen den Sichtradschaufeln. Im schwarz schraffierten Bereich entspricht χ der häufig verwendeten Annahme, dass die tangentielle Luftgeschwindigkeit der Sichtradgeschwindigkeit entspricht (plus-minus 20 %) [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71]

$$\chi_{rad} = \frac{v_{rad,gemessen(r)}}{v_{rad,theoretisch(r)}} \quad (4.8)$$

mit:

$$v_{rad,theoretisch(r)} = \frac{\dot{V}_{Luft}}{A_{frei(r)}}$$

Entsprechend der Abbildung 4.29 wird in Abbildung 4.30 der dimensionslose Faktor χ_{rad} im Sichtradschaufelzwischenraum dargestellt. Im Gegensatz zu Abbildung 4.29 reicht die Farbskala hier von -4 bis +4 und deckt somit einen fast doppelt so großen Bereich ab. Zusätzlich ist auffällig, dass die Diagramme nicht wie die Tangentialgeschwindigkeit in der Horizontalen bzw. auf einer Kreisbahn dem theoretischen Ansatz entsprechen, sondern hier bei einem gewissen Winkel. Hinter der vorhereilenden Schaufel ist die Luftströmung überwiegend auswärts gerichtet und dabei zum Teil sogar mehr als 4x schneller (in negativer Richtung), als durch den Volumenstrom und die frei durchströmte Fläche (in positiver Richtung) erwartet wird. Andererseits ist die Radialgeschwindigkeit kurz vor der nacheilenden Schaufel auch zum Teil mehr als 4x schneller einwärts gerichtet, als erwartet. Der Bereich, in dem der dimensionslose Faktor $1 \pm 20\%$ ist, ist hier fast vernachlässigbar klein. Nur bei 3000 rpm und 3 mm hinter der Glasscheibe trifft die Annahme überwiegend zu. Die Messung in 15 mm Tiefe (3000 rpm) zeigt dagegen ein χ_{rad} von bis zu 4. Die sich bildenden Kanalwirbel und daraus resultierenden bis zu 4x größeren Radialgeschwindigkeiten vor der nacheilenden Schaufel, wo die Partikeltrennung stattfinden sollte, haben nach Gleichung 2.42 einen direkten Einfluss auf das Trennkorn und sind damit kritisch für die Abschätzung des Trennkorns bzw. der Trenncharakteristik.

Mit dem PIV wurden auch Flächen mit unterschiedlichem Abstand zur Drehachse untersucht. Dabei war die Kamera senkrecht zur Drehachse ausgerichtet und der Laser erzeugte einen Lichtschnitt parallel zur Drehachse. Abbildung 4.31 zeigt die in den einzelnen Messungen durch den Laser beleuchteten Flächen in grün. Hier wurde ein leicht verändertes Koordinatensystem verwendet. Die Breite entspricht dem Abstand zur Sicht-raddrehachse, die Tiefe den Abstand zur Sichtradglasscheibe und die Höhe beginnt auf der waagrecht stehenden Sichtradschaufel. Dies ist ein Offset von +3 mm bzw. der halben Sichtradschaufelhöhe.

Abbildung 4.32 zeigt die so bestimmten Axialgeschwindigkeiten. Positive Werte stellen dabei eine Luftströmung in Richtung der Absaugung und negative Werte in Richtung der Glasscheibe dar. Je Unterabbildung wurden mindestens 4100 valide Vektoren detektiert. Während die Luftströmung bei 3000 rpm überwiegend Axialgeschwindigkeiten im Bereich von $\pm 5 \text{ m s}^{-1}$ aufweist, treten bei 9000 rpm bereits vermehrt Geschwindigkeiten oberhalb von $\pm 10 \text{ m s}^{-1}$ auf, die wiederum von 15000 rpm mit häufigen Geschwindigkeiten über $\pm 15 \text{ m s}^{-1}$ übertroffen werden. Drehzahlunabhängig ist die Axialgeschwindigkeit im Außenraum am geringsten und nimmt mit abnehmender Breite (\approx Abstand zur Sicht-raddrehachse) zu. Bei geringer Tiefe (also Nahe an der Glasscheibe) strömt die Luftströmung in allen Messungen in Richtung der Glasscheibe, statt in Richtung der Absaugung. Mit zunehmender Tiefe dreht sich dieser Verlauf um und die Luftströmung bewegt sich in

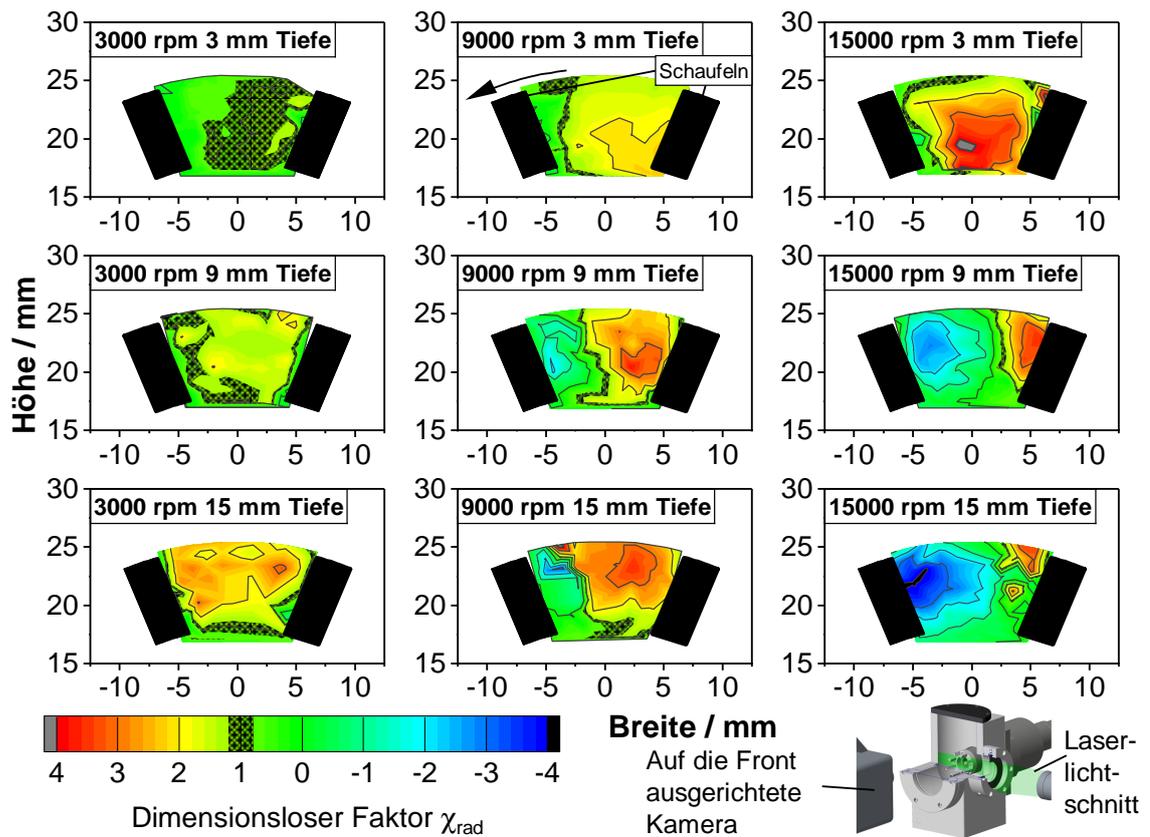


Abbildung 4.30: Aus den PIV Daten berechneter dimensionsloser Faktor χ_{rad} zwischen den Sichtradschaufeln. Im schwarz schraffierten Bereich entspricht χ der häufig verwendeten Annahme, dass die radiale Luftgeschwindigkeit der aus Volumenstrom und frei durchströmter Fläche entspricht (plus-minus 20 %) [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71]

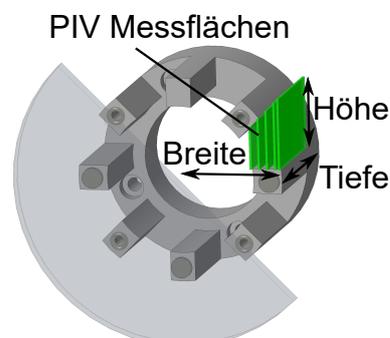


Abbildung 4.31: Darstellung der Messflächen für die seitlichen PIV Messungen. Dabei entspricht die Breite dem Abstand zur Rotationsachse, die Tiefe dem Abstand zur Glasscheibe und die Höhe ist der Abstand zur waagrecht stehenden Sichtradschaufel

Richtung der absaugenden Hohlwelle. Das hier gezeigte Verhalten beweist die zu Abbildung 4.28 genannte Vermutung, dass 3 dimensionale Wirbel vorliegen.

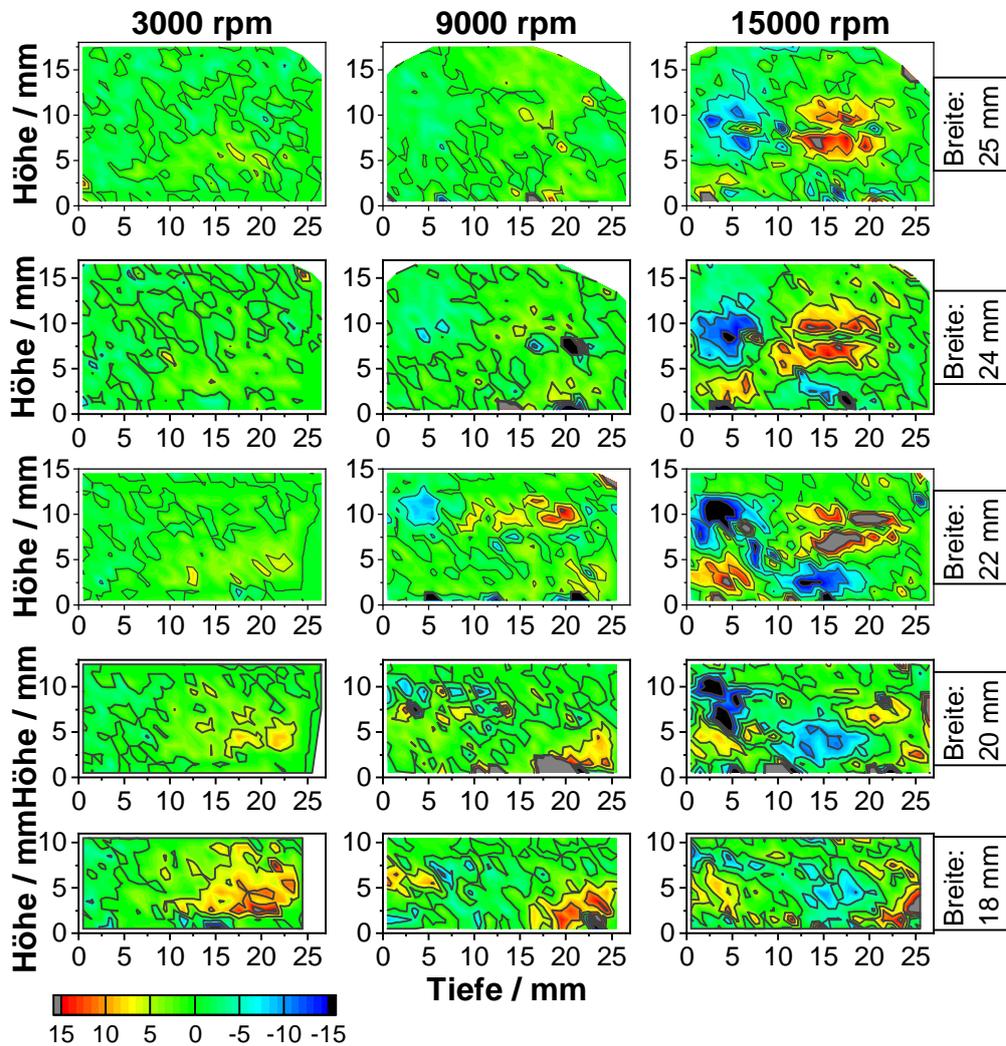


Abbildung 4.32: Gemessene Axialgeschwindigkeiten im Sichtradschaufelzwischenraum. Die aufgespannten Flächen entsprechen den grün markierten in Abbildung 4.31

4.2.2 Untersuchungen mit Partikeln hoher Stokes Zahl

Die hier gezeigten Untersuchungen mit Partikeln hoher Stokes Zahl bilden die Basis für das im nächsten Abschnitt (4.3.2) dargestellte Modell. Im Folgenden wird zuerst auf die Geschwindigkeit der Partikel beim Eintritt in den Sichtradschaufelzwischenraum eingegangen und anschließend auf das Stoßverhalten.

Partikelgeschwindigkeit beim Eintritt in den Sichtradschaufelzwischenraum

Abbildung 4.33 a zeigt dazu die mittels PIV gemessenen Partikelvektoren im Sichtradschaufelzwischenraum von Saxolith 70. Bei 3000 rpm ist die Stokes Zahl mit 33 bezogen

auf die Schaufelinnenkante mit 7 mm am geringsten. In Rot ist die vorhereilende und in Blau die nacheilende Sichtradschaufel markiert. Im Außenraum (jeweils rechts in den Unterabbildungen) sind relativ kleine Pfeile erkennbar, die für niedrige Geschwindigkeiten stehen. Im Sichtradschaufelzwischenraum sind deutlich höhere Geschwindigkeiten detektiert worden, die zum Teil im 90 °Versatz zu den langsamen Pfeilen aus dem Außenraum stehen. Damit diese Vektoren von der Software nicht als Messfehler eingeschätzt und gelöscht werden, wurde die lokale Validierung für diese Auswertung deaktiviert. Diese Messung führt zu der schematisch dargestellten Modellvorstellung in Abbildung 4.33 b. Sie zeigt ebenfalls einen Sichtradschaufelzwischenraum, wobei hier der Außenraum oben und der Innenraum unten ist. Partikel können über den gesamten Umfang (lang gestrichelte Linie) mit einer Radial- und Tangentialgeschwindigkeit eintreten. Es wird erwartet, dass diese Geschwindigkeit kleiner als die Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades ist. Die Partikelstartgeschwindigkeit kann auf das rotierende System transformiert werden, so dass das Sichtrad stehend dargestellt wird und die Partikelflugbahn den gekrümmten Pfeilen entspricht. Als gepunktete Pfeile sind unterschiedliche Startgeschwindigkeiten dargestellt. Beim Kontakt mit dem Sichtrad werden die Partikel beschleunigt, wobei diese Beschleunigung aufgrund der Partikelform und folglich Stößen mit Ecken und Kanten nur schwer abzuschätzen ist. Unterschiedliche Absprungwinkel sowie Absprunggeschwindigkeiten sind hier als kurz gestrichelte Linie dargestellt. Zuletzt muss auch die Wahrscheinlichkeit für Partikel-Partikel Interaktionen betrachtet werden. Diese kann während des gesamten Prozesses auftreten und ist hier als nicht gefülltes Partikel dargestellt.

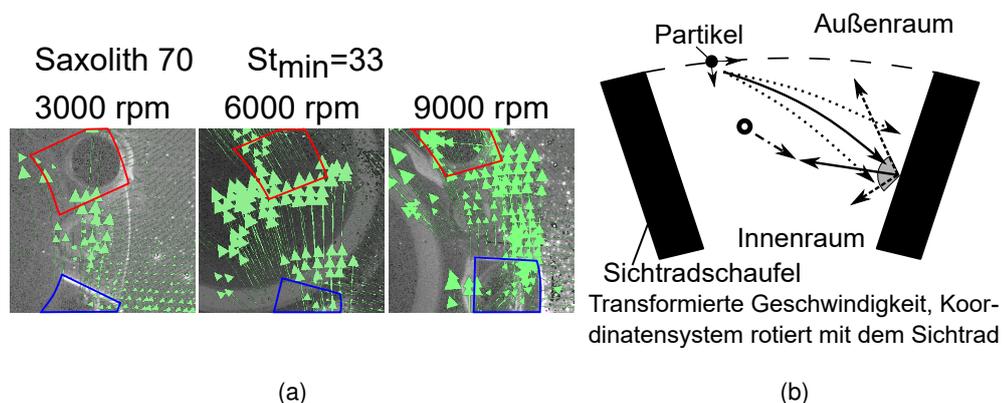


Abbildung 4.33: a) zeigt mittels PIV gemessene Partikelgeschwindigkeiten von Saxolith 70 Partikeln als grüne Pfeile. Bei 3000 rpm ist die Stokes Zahl mit 33 am geringsten. Im Hintergrund ist ein unaufbereitetes Bild des Sichtrades (in der Auswertung wurde der Hintergrund abgezogen). In Rot ist die vorhereilende Schaufel markiert und in Blau die nacheilende. b) zeigt ebenfalls einen Sichtradschaufelzwischenraum mit dem schematischen Verhalten eines Partikels. Dies ist die Basis für das später präsentierte Modell (Abschnitt 4.3.2) [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71]

Abbildung 4.34 zeigt die in Abbildung 4.33 a gezeigten Geschwindigkeiten gemittelt für

den Messbereich zwischen 25 und 26 mm Radius (Sichtradaußenradius $r_a = 25\text{mm}$. Die Winkelposition ist hier die x -Achse, wobei 0° für die Mittelebene zwischen zwei Sichtradschaufeln steht. Das ist in diesem Fall in etwa die horizontale Ebene. a zeigt die Tangentialgeschwindigkeit v_φ und b die Radialgeschwindigkeit v_{rad} . Das Koordinatensystem ist im Inlay in b eingezeichnet. Die Standardabweichung der Messungen lag überwiegend bei ca. $1,5\text{ m s}^{-1}$ und pro Messreihe wurden mindestens 200 Partikel ausgewertet. Nur Bei Saxolith 3000 und 6000 rpm in 3 mm Tiefe bzw. bei Glaskugeln bei selbigen Drehzahlen wurden aufgrund zu hoher Massenbeladung nur etwa 20 Partikel ausgewertet. Die Tangentialgeschwindigkeit der Partikel zeigt keine Abhängigkeit vom Material (Glaskugeln bzw. Kalkstein) oder von der untersuchten Tiefe. Die 3, 9 und 15 mm hinter der Frontglasscheibe bestimmten Kurvenverläufe zeigen im Rahmen ihrer Streuung den gleichen Trend. Bezogen auf die Messposition sind allerdings Unterschiede erkennbar. Näher an der vorhereilenden Schaufel ist die Differenz der Tangentialgeschwindigkeit zwischen Partikel und Sichtradschaufel größer und näher an der nacheilenden Schaufel geringer. Da in dieser Auswertung allerdings nicht zwischen gerade in den Sicht-radschaufelzwischenraum eintretenden und vom Sichtrad abgewiesenen Partikeln unterschieden werden kann, können auch diese Unterschiede als nur geringfügige angesehen werden. Eine Abweichung ist allerdings sofort erkennbar. Die Verläufe aller Kurven sind mit zunehmender Drehzahl in das Positivere verschoben. Die erhöhte Sichtraddrehzahl scheint eine Beschleunigungswirkung auf die noch in der Peripherie befindlichen Partikel auszuüben. Während allerdings die Sichtradaußenkante von $7,9\text{ m s}^{-1}$ (3000 rpm) auf 24 m s^{-1} (9000 rpm) beschleunigt wird, ändert sich der Betrag der Partikel tangentialgeschwindigkeit nur um etwa 6 m s^{-1} . Die Radialgeschwindigkeit zeigt nicht einmal diese Abweichung. Hier liegen sämtliche Messungen in einem Bereich von etwa $\pm 3\text{ m s}^{-1}$. Allerdings sind die Partikel nahe der vorhereilenden Schaufel schneller einwärts gerichtet als nahe der nacheilenden. Dort nähert sich die Partikelradialgeschwindigkeit 0 m s^{-1} an. Erklärt werden kann dieses Verhalten durch die mangelnde Unterscheidbarkeit zwischen Partikel auf dem Weg in den Sicht-radschaufelzwischenraum und bereits abgewiesene.

Das Eintrittsverhalten der Saxolith Partikel wurde auch mittels der Hochgeschwindigkeitskamera (im Diagramm HGK abgekürzt) und einem Makroobjektiv aufgenommen. Der Nachteil dieser Messmethode ist der kleine Bildausschnitt, auf den fokussiert werden musste. Der Ausschnitt war groß genug, so dass die gesamte Front der Sicht-radschaufel sichtbar war, aber die Partikel konnten nicht vom Eintrittspunkt in den Zwischenraum verfolgt werden. Dafür war die Unterscheidung, ob ein Partikel bereits mit dem Sichtrad in Kontakt war oder nicht, möglich. Abbildung 4.35 zeigt einerseits die Mittelwerte aus Abbildung 4.34, aber auch die Mittelwerte von je 51 Saxolith Partikeln pro Messpunkt mit einem Fehlerbalken von einer Standardabweichung. Während die Umfangsgeschwindigkeit der Partikel aus den PIV Messdaten mit zunehmender Drehzahl ebenfalls zunimmt, ist in der manuellen Auswertung aus den Hochgeschwindigkeitskameradaten ein gegenläufiger Trend erkennbar, wobei die verschiedenen Mittelwerte näherungsweise im durch die Fehlerbalken aufgespannten Bereich liegen. Bezogen auf die Radialgeschwindigkeit konnte in den Hochgeschwindigkeitskameraauswertungen ebenfalls ein Trend erkannt werden. Während die PIV Messdaten drehzahlunabhängige Abweichungen zeigen,

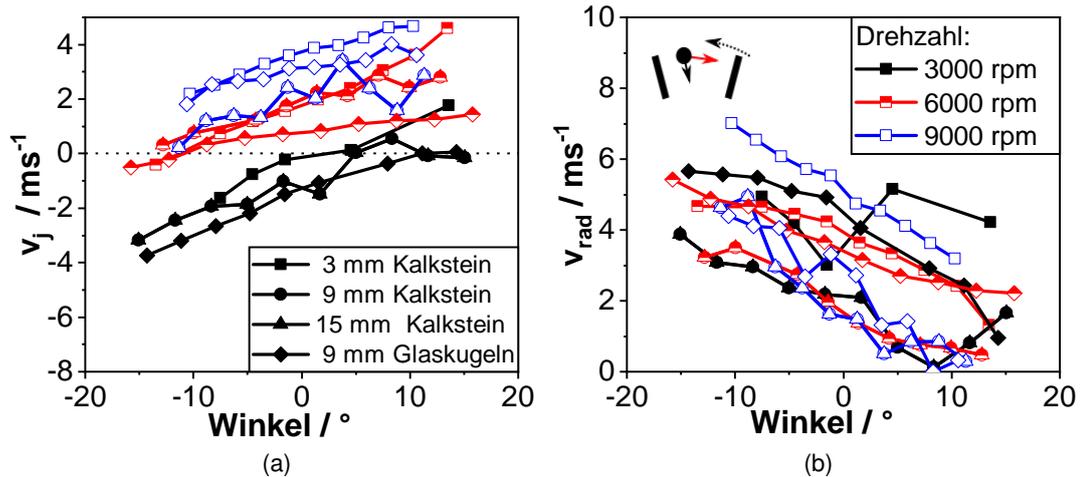


Abbildung 4.34: Mittels PIV gemessene Partikelgeschwindigkeiten in einem Radius zwischen 25 und 26 mm (Sichtradaußenradius $r_a = 25$ mm) und unterschiedlicher Winkelposition zwischen den Sichtradschaufeln. Bei 0° ist die Mittelebene zwischen zwei Sichtradschaufeln aufgespannt. Die Distanzen in der Legende entsprechen dem Abstand zur Sichtradfront. Links zeigt die Tangentialgeschwindigkeit v_φ und rechts die Radialgeschwindigkeit v_{rad} . In b) ist auch das Koordinatensystem eingezeichnet, mit der Definition der positiven Richtung.

nimmt die Radialgeschwindigkeit aus den Hochgeschwindigkeitskammermessungen mit zunehmender Drehzahl ebenfalls zu. Die Messmethoden liefern sehr ähnliche Ergebnisse. Wie bereits in vorherigen Auswertungen, dominiert auch hier die Streuung und macht die Interpretation von Tendenzen/Trends nur bedingt möglich.

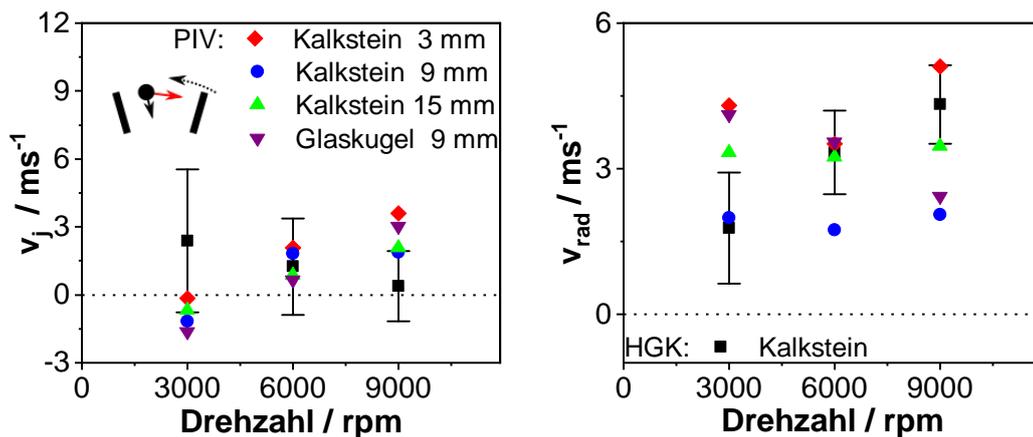


Abbildung 4.35: Vergleich der mittleren Tangential- (v_φ) und Radialgeschwindigkeit (v_{rad}) der Partikel vor dem Sichtradkontakt [71].

Partikelstoßverhalten

Im nachfolgenden Abschnitt wird das Stoßverhalten von Partikeln mit der Wand untersucht. Dabei fanden zwei Messaufbauten Verwendung. Zum einen wurden Messungen

im Abweiseradsichter durchgeführt, bei denen die Partikelgeschwindigkeit klein gegenüber der Wandgeschwindigkeit ist und zum anderen im Modellaufbau mit unbewegter Wand. Während die Auflösung im Modellsetup besser war, konnten allerdings nicht die exakt gleichen Bedingungen wie im Abweiseradsichter hergestellt werden.

Abbildung 4.36 zeigt in welchem Maße die überwiegend nicht kugelförmigen Partikel (vgl. Abbildung 3.11) beim Stoß auf eine raue Wand (vgl. Abbildung 3.15) die Grundannahme von Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel im Modellsetup einhalten. Dazu ist die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung gegen den im Folgenden als Winkelfehler bezeichneten Absprung- minus Einfallswinkel dargestellt. Die Anzahl an ausgewerteten Partikeln sowie die bestimmte Standardabweichung sind in der Tabelle rechts angegeben. Die Modalwerte der Verteilungen streuen in unterschiedlichem Maße um den Winkelfehler von 0° . Dies wird nicht auf den Einfluss der Schwerkraft und unterschiedliche Ausrichtungen der Wand während des Versuchs zurückgeführt, da die Luftströmung in den Messungen einen größeren Einfluss als die Schwerkraft hatte. In den Aufnahmen konnten häufig Partikel mit einer gekrümmten Trajektorie beobachtet werden, deren Krümmung aber entgegengesetzt zur Schwerkraft verlief. Partikel mit gekrümmter Trajektorie wurden vernachlässigt. Da die Partikel in einem Gasstrom auf die Wand befördert werden und diese Trägerluft ringförmig um den Aufprallpunkt abgelenkt wird, ist die Messposition der Hochgeschwindigkeitskamera entscheidend für diesen Offset. Im Inlay der Abbildung ist der auf die Wand gerichtete Auslass des Beschleunigers mit der Wand dargestellt. Die Zentrale Achse ist als Strich-Punkt Linie eingezeichnet, und die zwei Pfeile entsprechen der Luftbewegung. Wenn der Fokuspunkt der Kamera nicht auf dieser Achse liegt, kann der beschriebene Offset des Modalwertes hervorgerufen werden. Der Fokus der Auswertungen wird aber auf die Standardabweichung als Maß für die Streuung gelegt. Hier zeigen die Glaskugeln mit 22° die mit Abstand niedrigste Streuung. Alle nicht kugelförmigen Materialien verhalten sich relativ ähnlich, und die Streuung des Winkelfehlers liegt im Bereich zwischen 30° und 43° . Der Wechsel von einer Stahlplatte zu einer deutlich nachgiebigeren Marmorplatte zeigte keine Auswirkungen im hier untersuchten Geschwindigkeitsbereich.

Zum Vergleich stellt Abbildung 4.37 links die Wahrscheinlichkeit des Winkelfehlers für die Impaktion von Kalkstein und das Aluminiumsichtrad bei unterschiedlicher Drehzahl dar. Die Modal- und Mittelwerte liegen im Negativen und werden negativer bei zunehmender Drehzahl. Auch die Streuung der Messdaten nimmt mit zunehmender Drehzahl ab. Dies wird durch einen fokussierenden Einfluss der Zentrifugalkraft erklärt. Ein negativer Wert bedeutet, dass das von außen kommende Partikel nach dem Sichtradkontakt wieder nach außen gerichtet abspringt. Da die Vergrößerung im Sichter geringer, als im Modellsetup war, werden hier auch größere Partikel bevorzugt ausgewertet, was ebenfalls zu dieser Tendenz führen kann. Abbildung 4.37 rechts zeigt die Messdaten für Kalkstein aus dem Modellsetup in Geschwindigkeitsbereiche eingeteilt. Hier ist diese Fokussierung aufgrund der besseren Auflösung nicht erkennbar. Die Streuung des Winkelfehlers ist unbeeinflusst von der Impaktionsgeschwindigkeit.

Neben dem Absprungwinkel ist auch die Geschwindigkeit des Partikels nach dem Sichtradkontakt entscheidend. Ein Partikel mit höherem Restitutionskoeffizient (COR)

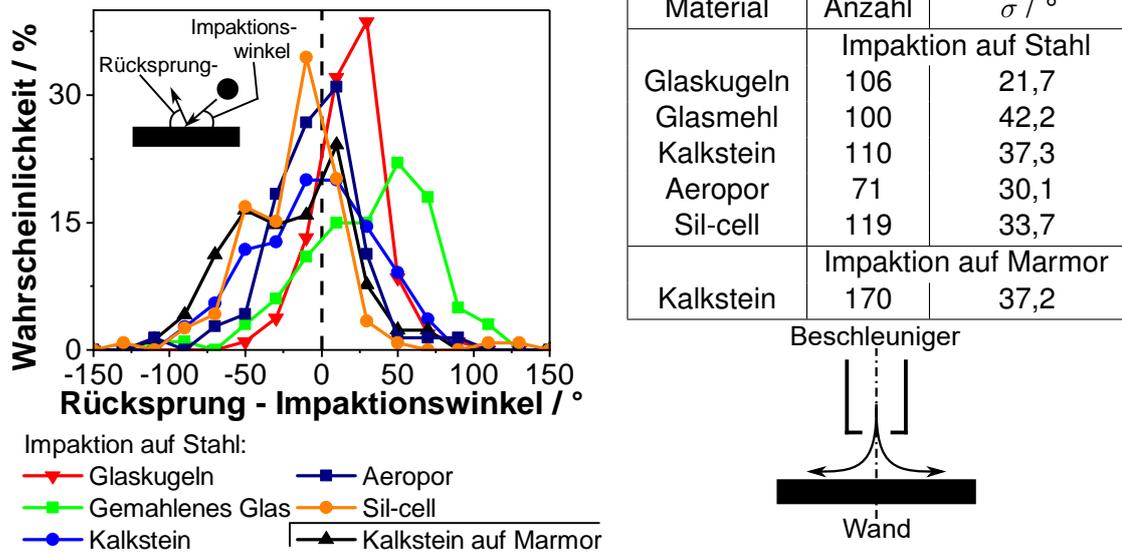


Abbildung 4.36: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Abweichung vom Reflexionsgesetz (Rücksprung–Aufprallwinkel $\neq 0$) im Modellsetup mit stehender Wand gemessen. σ entspricht der Standardabweichung für die Anzahl der ausgewerteten Partikel [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71]. Das Inlay stellt die Spitze des Beschleunigers mit der Wand sowie der Symmetrieachse und möglichen Luftbewegung dar.

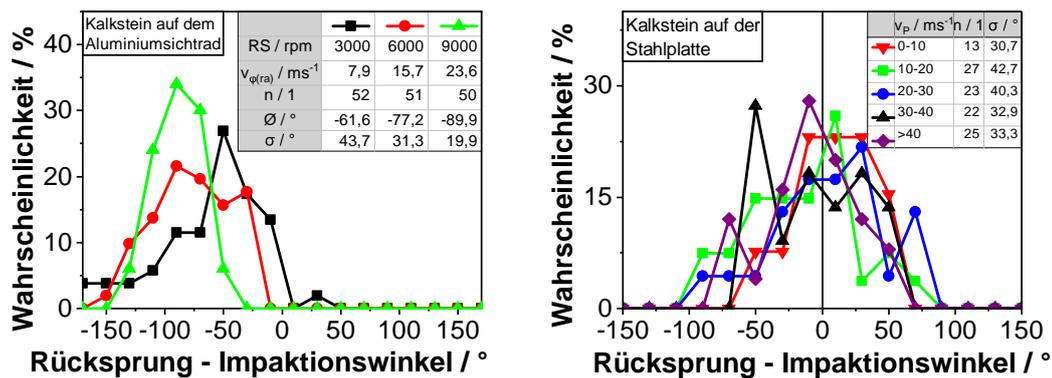


Abbildung 4.37: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Abweichung vom Reflexionsgesetz (Rücksprung–Aufprallwinkel $\neq 0$) bei Kalkstein links im Abweiseradsichter bei unterschiedlicher Drehzahl und rechts im Modellsetup mit stehender Wand gemessen. RS steht für Rotor-Speed, $v_{\varphi(ra)}$ für die Umfangsgeschwindigkeit an der Außenkante des Sichtrades, n für die Anzahl ausgewerteter Partikel, $\bar{\varphi}$ für den Mittelwert der Streuung und σ für die Standardabweichung [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71].

weist nach dem Stoß eine höhere Tangentialgeschwindigkeit und folglich höhere Zentrifugalkraft auf, wodurch das Trennkorn ins Feine verschoben wird. In Gleichung 2.56 wurde der normale Restitutionskoeffizient für die Problematik der bewegten Impaktionsplatte hergeleitet. Abbildung 4.38 zeigt links die im Abweiseradsichter für Kalkstein bestimmten Wahrscheinlichkeiten für den normalen Restitutionskoeffizienten ($nCOR$) und rechts zum Vergleich die mit größerer Auflösung im Modellversuch bestimmten verschiedenen Materialien. Die statistischen Kennwerte zu den in der Abbildung dargestellten Messungen sind in Tabelle 4.1 dargestellt. $\bar{\sigma}$ steht für den Mittelwert und σ für die Standardabweichung. Die Impaktionen befinden sich im elastisch-plastischen Bereich, da die Geschwindigkeit, ab der plastische Verformung auftritt für alle Materialien in der Größenordnung von 10^{-2} m s^{-1} liegt. In Abbildung 4.38 ist im oberen Bereich zusätzlich jeweils der nach dem Modell von Thornton et al. [51, 53] abgeschätzte Restitutionskoeffizient dargestellt. Dieser wurde nach Abschnitt 2.3.1 und mechanischen Kenngrößen aus der Literatur abgeschätzt. Im Gegensatz zu den in Abbildung 4.36 und 4.37 dargestellten Winkeln sind die im Sichter und im Modell bestimmten Restitutionskoeffizienten für Kalkstein näherungsweise gleich. Die Streuung im Sichter ist geringer, was wieder auf fokussierende Effekte, wie in diesem Fall die Zentrifugalkraft, zurückgeführt wird. Die bestimmten Restitutionskoeffizienten für die Impaktion von Kalkstein auf Aluminium, Stahl und Marmor sind den nach dem Modell von Thornton et al. [51, 53] für kugelförmige Partikel sehr ähnlich, obwohl die Partikelform eher als pyramiden- oder würfelförmig bezeichnet werden kann. Die Verläufe der Kurven für Glaskugeln und Glasmehl (gemahlene Glas) unterschieden sich allerdings deutlich. Das Impaktionsverhalten des gemahlene Glases ähnelt dem des Kalksteins stark, während die Glaskugeln den wie abgeschätzt und erwartet hohen Restitutionskoeffizienten aufwiesen. Die Impaktion auf Ecken und Kanten und den dadurch in Rotation verbrauchten Anteil der Impaktionsenergie, führt zu einem Geschwindigkeitsverlust, der dem des deutlich mehr plastisch verformten Kalksteins entspricht. Die Leichtfüllstoffe Aeropon und Sil-cell sind beide keramische Hohlkugeln, zu denen keine mechanischen Kennwerte gefunden werden konnten. Üblicherweise sind keramische Werkstoffe sehr hart/spröde und können die E-Module von Stahllegierungen zum Teil deutlich übertreffen. Daher wurden hier hohe Restitutionskoeffizienten, vergleichbar mit den Glaskugeln, erwartet. Die bestimmten Kurven zeigen allerdings einen im Mittel deutlich niedrigeren COR als für die Glaskugeln. Dafür sind die Verteilungen sehr flach und die Modalwerte nur schwer bestimmbar. Da die beiden Leichtfüllstoffe eine stark poröse Struktur aufweisen, kann der verhältnismäßig niedrige Restitutionskoeffizient auf Bruch zurückgeführt werden. Die durch Zerkleinerungsarbeit umgesetzte Energie kann nicht wieder in kinetische umgewandelt werden. Damit ist die Absprunggeschwindigkeit reduziert.

Der Restitutionskoeffizient ist neben den mechanischen Eigenschaften von der Impaktionsgeschwindigkeit und Partikelgröße abhängig. Mit zunehmender Impaktionsgeschwindigkeit wird ein größerer Anteil der kinetischen Energie des Partikels in plastische Verformung umgewandelt, während der elastisch gespeicherte Anteil aufgrund der etwas vergrößerten Kontaktfläche nur geringfügig zunimmt. Dazu werden bei kleineren Partikeln die Adhäsionskräfte, die in dem hier verwendeten Ansatz [51, 53] vernachlässigt

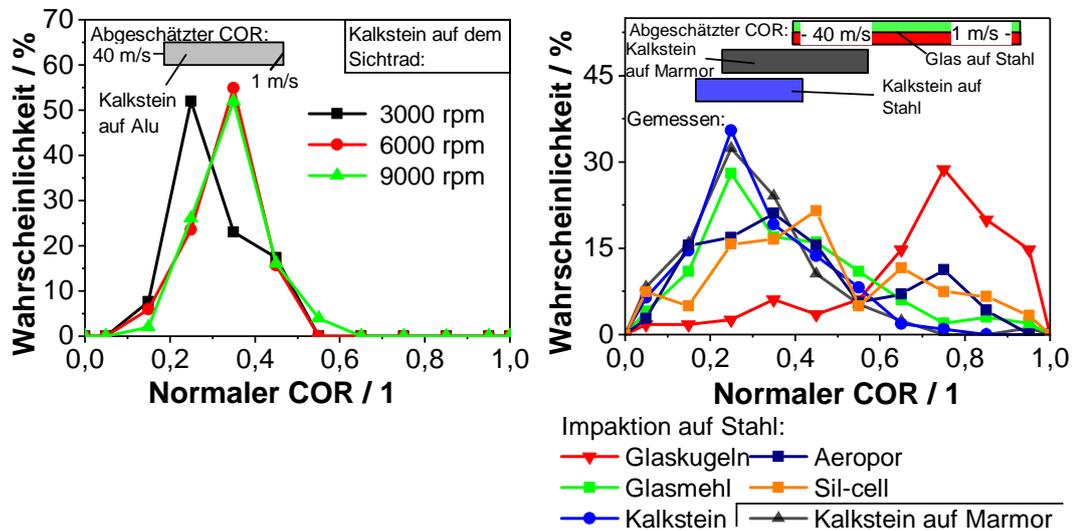


Abbildung 4.38: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für den normalen Restitutionskoeffizient (nCOR) links im Siebter bzw. rechts im Modellversuch bestimmt [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71].

Tabelle 4.1: Kennwerte zu den Daten, die in Abbildung 4.38 dargestellt sind. Links zur Impaktion von Kalksteinpartikeln auf das rotierende Aluminiumsieb und rechts zu den im Modellversuch bestimmten

Bestimmung im Siebter & mit Kalkstein					Bestimmung im Modellaufbau			
Drehzahl	rpm	3000	6000	9000	Material	Anzahl	$\bar{\sigma}$ nCOR	σ nCOR
$v_{\varphi(r_a)}$	m s^{-1}	7,9	16	24		1	1	1
Anzahl	1	52	51	50	Impaktion auf Stahl			
$\bar{\sigma}$ nCOR	1	0,29	0,32	0,34	Kalkstein	110	0,30	0,14
σ nCOR	1	0,09	0,32	0,34	Glaskugeln	106	0,70	0,21
					Glasmehl	100	0,38	0,19
					Aeropor	71	0,42	0,22
					Sil-cell	121	0,45	0,23
					Impaktion auf Marmor			
					Kalkstein	170	0,29	0,15

wurden, immer stärker. Aus diesem Grund sind in Abbildung 4.39 die Rohdaten der im Modellversuch bestimmten normalen Restitutionskoeffizienten gegen die Impaktionsgeschwindigkeit dargestellt. Als schwarze Linie mit grauem Bereich ist der Mittelwert der Restitutionskoeffizienten für alle Partikelgrößen in dem Geschwindigkeitsbereich sowie plus-minus eine Standardabweichung eingetragen. Als unterschiedlich markierte Punkte sind jeweils Partikel in einem gewissen Größenbereich eingetragen. Die gestrichelte Linie stellt den nach Thronton et al. [51, 53] abgeschätzten Restitutionskoeffizienten dar. Für Aeropor und Sil-cell wurde die nach dem Modell berechnete Kurve auf die Messdaten durch Anpassung des E-Moduls des impaktierenden Materials angepasst. In sämtlichen Subabbildungen ist kein größenabhängiger Trend erkennbar. Dies entspricht auch der Erwartung, da Adhäsionskräfte erst bei Partikeln $\leq 10 \mu\text{m}$ eine kritische Rolle spielen und die äußeren Kräfte überwiegen [34]. Auch ist die Abnahme der einzelnen gemessenen Restitutionskoeffizienten mit Zunahme der Geschwindigkeit erkennbar und wird vor allem durch die Mittelwerte für die einzelnen Geschwindigkeitsbereiche deutlich. Hier werden sehr ähnliche Verläufe, wie durch das Modell abgeschätzt erreicht. Nur für die Impaktion von Glaskugeln auf Stahl waren im Bereich höherer Impaktionsgeschwindigkeiten größere Abweichungen zu sehen. Die E-Module aus der Literatur wurden nicht an kleinen, kugelförmigen Glaspartikeln gemessen, sondern an einer vielfach größeren Probe. So steigt beispielsweise die Druckfestigkeit von 360 MPa bei einer 1 mm Glaskugel auf 1200 MPa bei einer 20 μm Glaskugel an [33]. Mit erhöhter Druckfestigkeit wird auch die Lage der Modellkurve stärker an 1 angenähert. Zuletzt soll noch kurz auf die Modellkurve zu den Leichtfüllstoffen Aeropor und Sil-cell eingegangen werden. Für diese keramischen Werkstoffe wurden keine mechanischen Eigenschaften gefunden und die Kurve an die Mittelwerte der Messdaten angepasst. Als variiertes Parameter wurde dazu das E-Modul verwendet und resultiert in 150 GPa, bei einer Poisson-Zahl von 0,3, und einer Zugfestigkeit von 500 N mm⁻². Das so bestimmte E-Modul ist etwas niedriger als die Messwerte (220-400 GPa) von Gust und Royce [101] für andere auf Aluminium basierende keramische Werkstoffe.

Zwischenfazit

In Abschnitt 4.2 werden auf Optik basierende Messungen im Abweiseradsichter gezeigt. Zuerst wurde die Luftströmung im Sichtrad mit Partikeln niedriger Stokes Zahl mittels LDA und PIV untersucht. Dabei zeigten beide Messmethoden sehr ähnliche Ergebnisse, zwischen den Sichtradschaufeln. Während das LDA die Geschwindigkeiten nur an einem Punkt bestimmte, konnte das PIV direkt eine Fläche, wenn auch mit geringerer Anzahl ausgewerteter Partikel, untersuchen. Eine Aufteilung der Messdaten in eine Radial- und eine Tangentialkomponente zeigt, dass die Tangentialgeschwindigkeit der Luft an der Außenkante des Sichtrades langsamer als das Sichtrad ist. Mit abnehmendem Radius überholt die Tangentialgeschwindigkeit der Luft allerdings die Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades, und im Inneren des Sichtrades wird ein Potentialwirbel ausgeprägt. Mit beiden Messsystemen wurde dieser Verlauf mit geringer Abweichung voneinander bestimmt. Eine Abweichung wurde in der Radialkomponente gefunden. Während die LDA Messungen keine ausgeprägten Kanalwirbel zeigten, sondern nur unregelmäßige, aus-

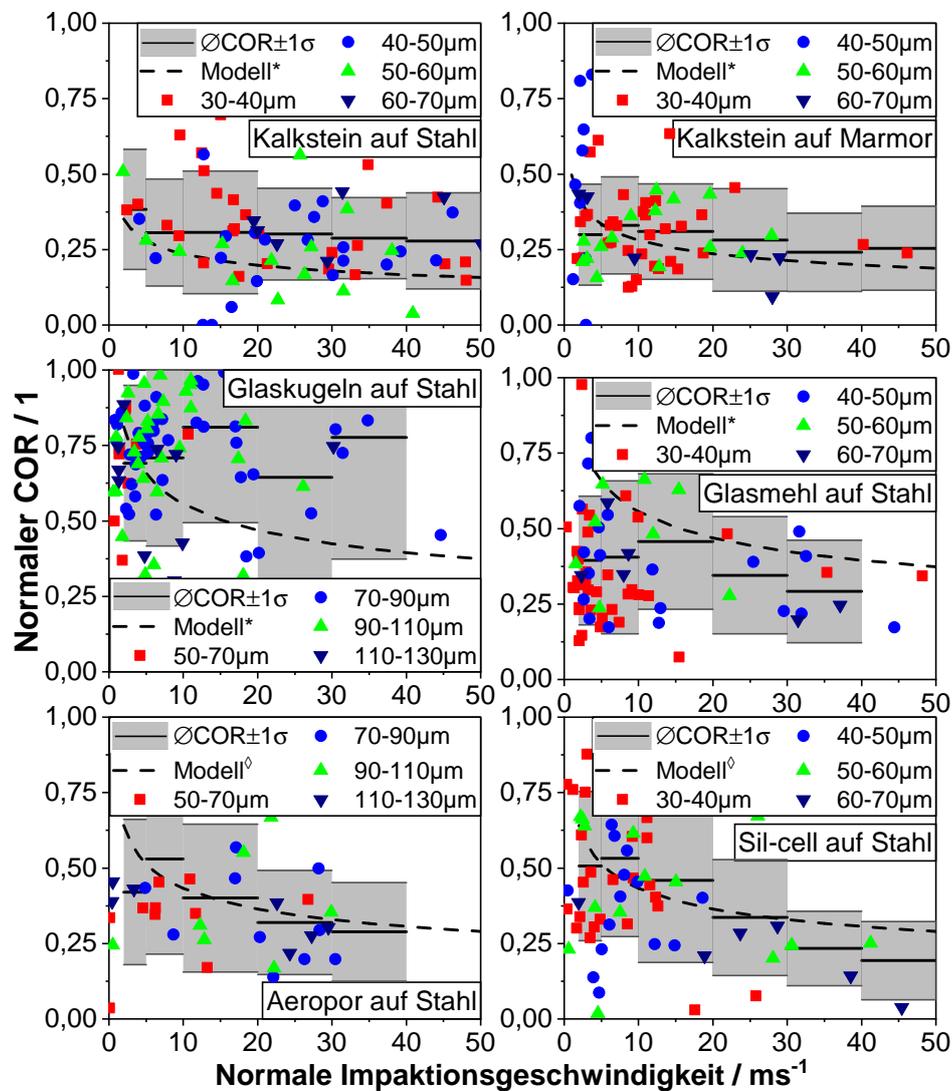


Abbildung 4.39: Im Modellversuch bestimmter normaler Restitutionskoeffizient für verschiedene Materialien. Die gestrichelte Linie („Modell*“) stellt den nach [51, 53] und mechanischen Eigenschaften aus der Literatur abgeschätzten Verlauf des COR für kugelförmige Partikel dar. Für die gestrichelte Linie „Modell[◊]“ wurde wieder das Modell von Thornton et al. verwendet. Es fand eine Anpassung des E-Moduls an den Verlauf der Mittelwerte statt. [Kalkstein auf Stahl und Kalkstein auf Marmor: Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7]

wärts gerichtete Geschwindigkeiten zwischen den Sichtradschaufeln, wurden diese allerdings bei Stender et al. [23], Spötter et al. [24] und auch hier in den PIV Untersuchungen gefunden. In den PIV Messungen wurden bei allen Drehzahlen bis zu 4x schnellere Radialgeschwindigkeiten nahe der nacheilenden Schaufel gefunden, als durch die frei durchströmte Fläche und den Volumenstrom erwartet wurde. Da die Radialgeschwindigkeit einen direkten Einfluss auf das Trennkorn des Abweiseradsichters hat, sollten diese Kanalwirbel nicht vernachlässigt werden. Bezüglich der Luftströmung wurden mittels PIV Messungen von der Seite auch die Existenz von 3 dimensionalen Wirbeln nachgewiesen. Bei höheren Drehzahlen strömte die Luft zum Teil mit über 15 m s^{-1} in Richtung der Glasscheibe. Anschließend wurde die Bewegung von Partikeln mit hoher Stokes Zahl im Sichtradschaufelzwischenraum untersucht und der Grundansatz des in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Modells dargestellt. Partikel hoher Stokes Zahl bewegen sich mit einer Initialgeschwindigkeit in den Sichtradschaufelzwischenraum, kollidieren mit dem Sichtrad und möglicherweise auch mit weiteren Partikeln. Zuerst wurde hier die Initialgeschwindigkeit von Glas- und Kalksteinpartikeln mittels PIV und Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen bestimmt. Während das PIV den gesamten Umfang eines Sichtradschaufelzwischenraumes am Außenradius des Sichtrades abbilden konnte, waren die Hochgeschwindigkeitskamerabilder auf einen kleinen Bereich vor der Sichtradschaufel beschränkt. Dafür konnte in den Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen klar unterschieden werden, welches Partikel bereits vom Sichtrad beschleunigt worden war und welches noch nicht. Beide Messmethoden liefern ähnliche Messergebnisse, die aufgrund der hohen Streuung der Partikelgeschwindigkeiten nicht im Sinne von Trends oder Tendenzen interpretiert werden konnten. Anschließend wurde das Partikelstoßverhalten näher betrachtet. Einerseits wurden Impaktionen mit einem Makroobjektiv im Abweiseradsichter aufgenommen, andererseits erfolgte die Untersuchung mit einem Mikroskopobjektiv in einem Modellaufbau. Beim Stoß einer nicht rotierenden Kugel auf eine glatte Wand sollte der Absprungwinkel gleich dem Impaktionswinkel sein. Daher wurde hier der Absprungwinkel abzüglich des Impaktionswinkels dargestellt. Weder im Modellaufbau noch im Abweiseradsichter lag der Mittelwert der so bestimmten Verteilungen bei 0° . Im Sichter führte die bevorzugte Auswertung größerer Partikel und die Zentrifugalkraft zu einem ins Negative verschobenen Mittelwert, während im Modellaufbau die Position des Fokuspunktes relativ zur Mittelebene aufgrund der Luftströmung zu einer Verschiebung führte. Die Streuung des Impaktions- minus Absprungwinkels war nicht geschwindigkeitsabhängig, aber die Partikelform führte im Vergleich von Glaskugeln zu Glasmehl zu einer doppelt so großen Standardabweichung. Neben dem Absprungwinkel wurde der Restitutionskoeffizient als Maß für den Geschwindigkeitsverlust während der Impaktion für Kalkstein, Glasmehl, Glaskugeln, Aeropor und Sil-cell bestimmt. Hier lagen keine Abweichungen zwischen den Messungen im Sichter und den Ergebnissen aus dem Modellaufbau vor. Die nach dem Modell von Thornton et al. [51, 53] abgeschätzten Restitutionskoeffizienten für kugelförmige Partikel und eine glatte Wand auf Basis der mechanischen Eigenschaften zeigten überwiegend sehr ähnliche Werte, geben aber keinen Anhaltspunkt für die Streubreite, in der Restitutionskoeffizienten auftreten.

4.3 Simulation und Modellbildung

Im nachfolgenden Abschnitt werden zunächst die Ergebnisse der von Herrn Daniel Schulz durchgeführten DEM Simulationen gezeigt und anschließend das hier entwickelte Modell zur Abschätzung des Trennverhaltens des Abweiseradsichters.

4.3.1 DEM Simulation

Die Discrete Element Method (DEM) Simulationen wurden in Anlehnung an die von Elskamp durchgeführten Simulationen in [25] und [24] durchgeführt. In der DEM Simulation wird das Partikelverhalten in einem Sichtradschaufelzwischenraum berechnet, wobei die Partikel gleichmäßig mit der in Abbildung 4.14 gezeigten Massenbeladung von Kalksteinpartikeln zugegeben wird. Die Aufgabegutpartikelgrößenverteilung entspricht der von Saxolith 70 (Abbildung 3.10) und die Startgeschwindigkeit der Partikel entspricht den Messergebnissen der Abbildung 4.35 aus den Bestimmungen mit der Hochgeschwindigkeitskamera. Als Strömungsfeld wurde das mittels PIV gemessene (Abbildung 4.26) verwendet. Für 15000 rpm wurde die Partikel tangentialgeschwindigkeit beim Eintritt in den Zwischenraum als vernachlässigbar gegenüber der Sichtradgeschwindigkeit angenommen, während die Partikel radialgeschwindigkeit zu $5,5 \text{ m s}^{-1}$ extrapoliert wurde. Je Simulation wurde das Verhalten von mindestens 15000 Partikeln verfolgt. Abbildung 4.40 zeigt die Anzahl der Partikel-Partikel Kollisionen gegenüber der Partikelgröße links für Polyeder mit einem Restitutionskoeffizienten von 0,29 (Kalkstein oder Glasmehl) und rechts für Kugeln mit einem Restitutionskoeffizienten von 0,75 (Glaskugeln). In der Abbildung stehen die Fehlerbalken für die Streuung der Geschwindigkeiten. Mit zunehmender Drehzahl wird die Anzahl an Kollisionen größenunabhängig reduziert. Dieses Verhalten entspricht aufgrund der verkürzten Bewegungszeit vor dem Partikel-Sichtrad Kontakt der Erwartung und wird in Abbildung 4.41, noch einmal als Mittelwerte dargestellt. In Abbildung 4.40 steigt mit zunehmender Partikelgröße auch die mittlere Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen. Aus der kinetischen Gastheorie abgeleitet, sollte die Anzahl an Kollisionen proportional zur mittleren Partikelgeschwindigkeit und dem Quadrat des „Kollisionsdurchmessers“, also der Projektionsfläche in Strömungsrichtung, sein [34]. Da die Partikel aber alle ungefähr die gleiche Startgeschwindigkeit hatten und eine relativ gerichtete Partikelbewegung vorliegt, wird die Annahme aus der kinetischen Gastheorie, dass die Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen je Drehzahl quadratisch mit dem Durchmesser anwächst, nicht erfüllt.

In Abbildung 4.41 sind die Messdaten weiter aufbereitet dargestellt. Links ist der Mittelwert der Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen gegenüber der Drehzahl und dem Material dargestellt. Bezüglich des Materials wurden die Form und der Restitutionskoeffizient systematisch variiert. Als Fehlerbalken ist auch hier eine Standardabweichung eingetragen. Die höchste Anzahl an Kollisionen erfuhren die nicht kugelförmigen Partikel mit niedrigem Restitutionskoeffizient, da sie nach dem Sichtrad Kontakt zum Teil stark rotierten und sich länger vor der nacheilenden Schaufel aufhielten. Die nicht kugelförmigen Partikel mit hohem Restitutionskoeffizient zeigen aufgrund der höheren Absprunggeschwindigkeit bereits eine niedrigere Kollisionsanzahl. Die beiden kugelförmigen Materia-

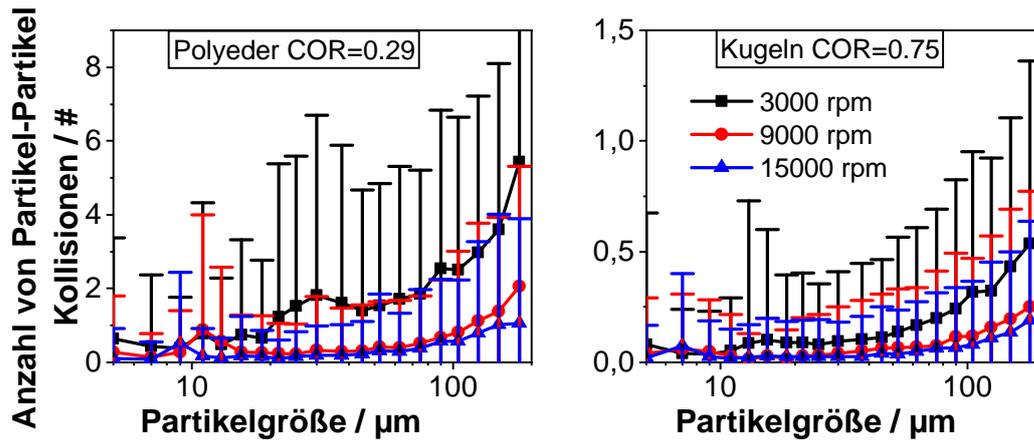


Abbildung 4.40: Anzahl der Partikel-Partikel Kollisionen gegenüber der Partikelgröße für Kalkstein bzw. Glasmehl (links) und für Glaskugeln (rechts)

lien weisen die niedrigsten Kollisionsanzahlen auf. In [71] ist das beschriebene Verhalten in den „Supplementary Materials“ als Video aufbereitet. Zusätzlich ist hier auch deutlich erkennbar, dass eine Verdreifachung der Drehzahl nicht zu $1/3$ der Kontakte führt. Dies wird, genau wie die Diskussion zur Größenabhängigkeit auf die gerichtete Partikelbewegung im Sichtradschaufelzwischenraum zurückgeführt. Abbildung 4.41, rechts zeigt das mittlere Alter des Partikels sowie eine Standardabweichung beim Austritt aus der Sichtzone. Das Alter beschreibt die Zeit von der Generierung, während des Eintritts und der Eliminierung am Auslass und steht für die Partikelverweilzeit im Sichtradschaufelzwischenraum. Die Verweilzeit im Sichtradschaufelzwischenraum nimmt proportional mit der Sichtraddrehzahl ab und der Trennprozess im Sichtrad findet dementsprechend schneller statt.

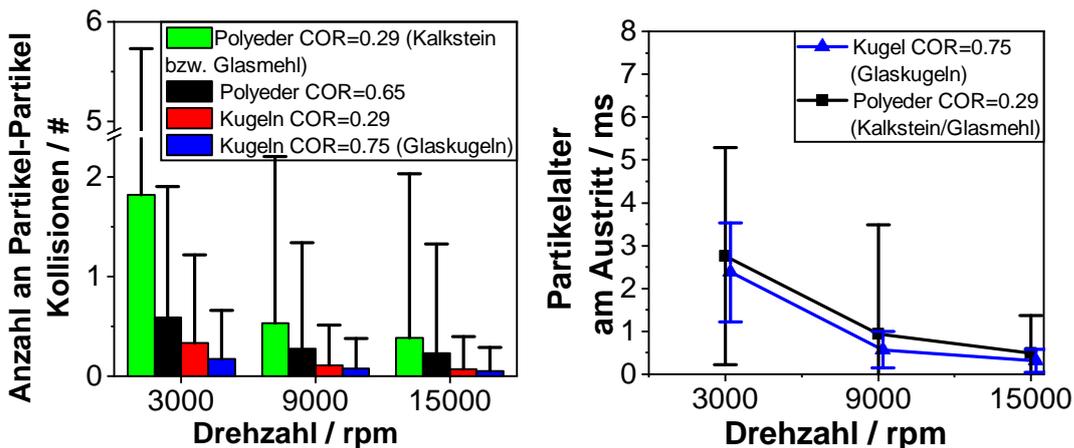


Abbildung 4.41: Links zeigt die mittlere Anzahl der Partikel-Partikel-Kontakte und rechts die Zeitspanne zwischen Generierung beim Eintritt und Löschen des Partikels am Austritt [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71].

Abbildung 4.42 zeigt zum Vergleich die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von 0, 1, 2, ... Partikel-Partikel Kollisionen für die Polyeder mit niedrigem Restitutionskoeffizien-

ten (Glasmehl, Kalkstein) und Kugeln mit hohem Restitutionskoeffizienten (Glaskugeln). Durch die logarithmische Skala der Wahrscheinlichkeit wird der Unterschied in der Wahrscheinlichkeit für 0, 1 und weitere Kollisionsanzahlen deutlich. Unabhängig von der Drehzahl, dem Restitutionskoeffizienten und der Form kollidieren die Partikel während des Trennprozesses wenig mit anderen Partikeln. Wie bereits aus den vorhergehenden Abbildungen ersichtlich, weisen die nicht kugelförmigen Partikel mit niedrigem Restitutionskoeffizient eine höhere Anzahl an Kontakten auf. Hierbei erfahren sogar im schlechtesten Fall (3000 rpm) 56 % der Partikel keine Partikel-Partikel Stöße.

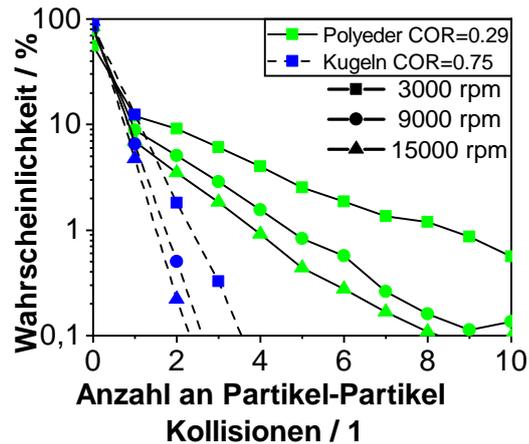


Abbildung 4.42: Wahrscheinlichkeit für die Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen während des Trennprozesses im Sichtradschaufelzwischenraum [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [7].

4.3.2 Trennmodell

Grundsätzlich basiert die Berechnung der Trennkurve auf einer Abschätzung aus Widerstandskraft und Zentrifugalkraft am Partikel im Sichtradschaufelzwischenraum. Die üblichen Annahmen in der Berechnung sind laminar umströmte, kugelförmige Partikel, die an der Außenkante des Sichtrades getrennt werden. Dabei wird die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Luft aus der frei durchströmten Fläche und dem Volumenstrom berechnet. Das resultierende Trennkorn aus Gleichung 2.38 ist in Abbildung 4.43 aufgeführt. Der Ansatz kann leicht optimiert werden, wenn die Partikelform und der Widerstandsbeiwert besser charakterisiert werden. In der Abbildung ist das nach Gleichung 2.42 bestimmte Trennkorn ebenfalls dargestellt. Das Trennkorn ist iterativ für den Übergangsbereich (Partikel-Reynolds Zahl $5 \leq Re_p \leq 90$) nach Gleichung 2.23 berechnet worden. Zum Vergleich sind die experimentell für Kalkstein bestimmten Trennkurven eingezeichnet. Die Abweichung zwischen den einfachen Ansätzen und dem experimentell bestimmten Ergebnis ist gravierend und bedarf einer Optimierung.

Das hier entwickelte Trennmodell für den Abweiseradsichter basiert auf dem Kräftegleichgewicht aus Zentrifugalkraft und Widerstandskraft der Luft am Partikel im Sichtradschaufelzwischenraum (Gleichung 2.42), allerdings mit optimierten Eingangsparametern. Das bereits in Weers et al. [71] gezeigte Modell verwendet 4 optimierte Eingabeparameter, die entweder gut bestimmbar oder aber abschätzbar sind. Die 4 Parameter sind die

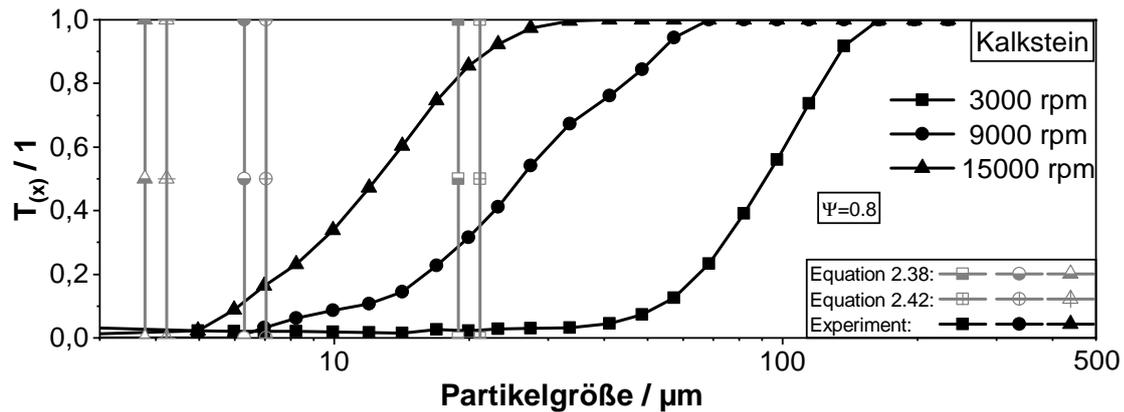


Abbildung 4.43: Aus einfachen Modellen (Gleichung 2.38 und Gleichung 2.42) abgeschätztes Trennkorn verglichen zu experimentell bestimmten Trennkurven bei 5 %_w Feed-Beladung

Partikeltangentialgeschwindigkeit, radiale Luftgeschwindigkeit, Widerstandsbeiwert (c_D) und die Partikelform. Abbildung 4.33, rechts zeigte bereits den grundsätzlichen Ansatz. Partikel treten mit einer Initialgeschwindigkeit über den gesamten Umfang des Sichtradschaufelzwischenraumes ein. Die Partikelinitialgeschwindigkeit wurde in Abbildung 4.35 dargestellt und für 15000 rpm zu $5,5 \text{ m s}^{-1}$ in radialer Richtung und 0 m s^{-1} (vernachlässigbar gegenüber der Sichtradgehwindigkeit) in tangentialer Richtung extrapoliert. Als Streuung der Startgeschwindigkeit wurde die Standardabweichung aus den Bestimmungen mit der Hochgeschwindigkeitskamera bei niedrigerer Drehzahl verwendet. In der Anflugphase wird im Trennmodell der Einfluss der Luftströmung auf die Partikelbewegung vernachlässigt. Abbildung 4.44 zeigt die Impaktionswahrscheinlichkeit von Partikeln auf unterschiedlichen Radien des Sichtrades. Dabei ist 25 mm der Außenradius des Sichtrades und 18 mm der Innenradius. Spötter et al [24] haben durch Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen den minimalen Radius bestimmt, auf dem Partikel bei höherer Beladung, aber noch für optische Messmethoden zugänglich, impaktieren. Dieser Minimalradius ist als vertikale Linie eingezeichnet. Der grün markierte Bereich stellt den Überlappungsbereich dar, in dem die DEM Simulationen und das Trennmodell übereinstimmen. In Blau und Rot sind die Bereiche markiert, die jeweils nur von dem Trennmodell oder der DEM Simulation eingenommen werden. Während die Widerstandskraft und mögliche Partikel-Partikel Kollisionen in der Anflugphase vor dem Sichtradkontakt im Trennmodell vernachlässigt wurden, werden in der DEM Simulation Partikel mit einer Aufgabegutpartikelgrößenverteilung von Saxolith 70 (Abbildung 3.10, links) angenommen. Die Widerstandskraft sowie Partikel-Partikel Kollisionen beeinflussen die Partikelbewegung. Die DEM Simulationen stimmen exakt mit den von Spötter et al. bestimmten Längen überein. Das Trennmodell zeigt eine etwas stärkere Gewichtung der Impaktionswahrscheinlichkeit auf dem äußeren Bereich. Mit zunehmender Drehzahl wird der Einfluss der Widerstandskraft der Luft weniger ausgeprägt. Während die Balken bei 3000 rpm noch von einander abweichen, ist die Abweichung bei 15000 rpm nur gering. Für die hier verwendeten Partikel mit Stokes Zahlen ≥ 33 ist der Einfluss nur bei der hier verwendeten starken Vergrößerung sichtbar und wird im Folgenden vernachlässigt.

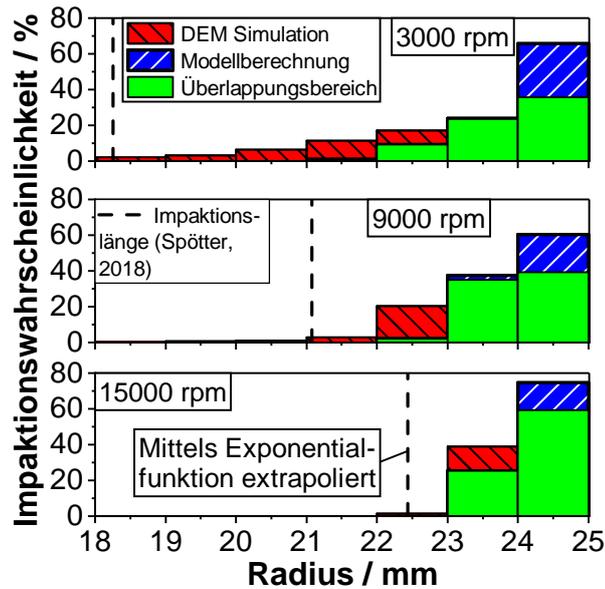


Abbildung 4.44: Impaktionswahrscheinlichkeit für Kalksteinpartikel gegenüber dem Radius. Als vertikale Linie ist die von Spötter et al. [24] bestimmte minimale Impaktionslänge gezeigt [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71].

Die Problematik der Partikel-Partikel Kollisionen kann bei so hohen Beladungen, wie im Abweiseradsichter nicht messtechnisch erfasst werden. Nur Simulationen sind in der Lage, einzelne Partikel bei so hohen Geschwindigkeiten zu verfolgen und die Kollisionsfrequenz zu bestimmen. Da die Simulationen allerdings nicht ohne spezielle Software und Großrechner durchgeführt werden können, wird hier ein Ansatz präsentiert, um das Problem mittels eines Desktop Computers und Matlab lösbar zu machen. Abbildung 4.45 zeigt eine theoretische Einteilung der Stöße anhand der Partikel-Partikel Kollisionsanzahl. Links oben ist der einfachste Fall mit 0 Partikel-Partikel Kollisionen dargestellt. Hier kann ein Partikel nur einmal mit dem Sichtrad kollidieren und wird anschließend getrennt. Dies ist der ideale Ansatz für Fall A.

In **Fall A** werden alle Varianten gezählt, bei denen das Partikel relativ unbeeinflusst von anderen Partikeln mit dem Sichtrad kollidiert und auch nach dem Sichtradkontakt nicht stark beeinflusst wird. Das ist beispielsweise der Fall, wenn beide Partikel jeweils vor dem Sichtradkontakt miteinander kollidieren. Aus der Berechnung der Impaktionswahrscheinlichkeit gegenüber dem Radius (Abbildung 4.44) sind nicht nur der Impaktionsradius, sondern auch radiusabhängige, zugehörige Impaktionsgeschwindigkeitsverteilungen sowie Impaktionswinkelverteilungen bekannt. Je Radius kann aus der Impaktionswinkel- und -geschwindigkeitsverteilung mit der Streuung des Winkelfehlers (Abbildung 4.37, rechts) eine normale Impaktionsgeschwindigkeitsverteilung berechnet werden. Diese kann mit der Restitutionskoeffizientenverteilung (Abbildung 4.38, rechts) in eine normale Partikelrücksprunggeschwindigkeitsverteilung umgerechnet werden. Diese normale Partikelrücksprunggeschwindigkeit mit zugehöriger Ortskoordinate, der Radiusverteilung, ist für einen Großteil der Partikel die Partikelgeschwindigkeit in der Gleichung der Zentrifugalkraft.

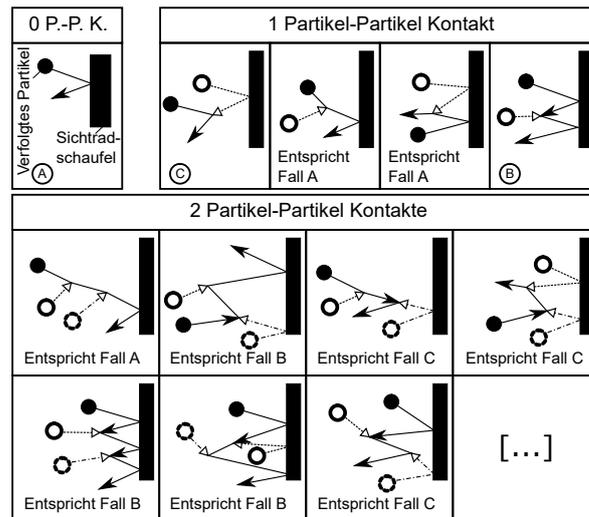


Abbildung 4.45: Theoretische Einteilung der möglichen Partikel-Partikel (P-P. K.) und Partikel-Wand Kontakte für 0, 1, und 2 Partikel-Partikel Kollisionen [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71].

Für den Fall, dass die Partikel während des Trennprozesses mit einem weiteren Partikel kollidieren ergeben sich vier Varianten (Abbildung 4.45, oben rechts). Das momentan verfolgte Partikel kann relativ unbeeinflusst sein (Fall A), beispielsweise wenn die kollidierenden Partikel beide noch vor dem Sichtradkontakt zusammenstoßen oder aber bereits beide vom Sichtrad beschleunigt wurden. Wenn die Partikel mit Geschwindigkeiten zusammenstoßen, die gegensätzlich gerichtet sind, werden sie Fall B oder Fall C zugeordnet, wobei in Fall B das Partikel abgebremst und in Fall C beschleunigt wird.

In **Fall C** sind die Varianten eingegliedert, bei denen der letzte beschleunigende Faktor ein anderes Partikel war. Um die sehr schwer lösbare Problematik der Partikel-Partikel Stöße weiter zu vereinfachen wurde für den beschleunigenden Stoß in Fall C angenommen, dass die Partikel die gleiche Masse aufweisen. Zusätzlich fanden Wu et al. [50, 102] ein signifikant geändertes Rücksprungverhalten, wenn der Impaktionswinkel zwischen Wand und Partikel unter $25-35^\circ$ ($65-55^\circ$ von der normalen Achse) fällt, da hier die Partikel weniger verformt werden, sondern über die Wand gleiten. Als Extrapolation ist der Öffnungswinkel der Partikeltrajektorie in Fall C daher gleichverteilt über 130° (jeweils 65° von der normalen Achse) angenommen, da Partikel sonst durch das Gleiten überwiegend in Rotation versetzt würden, was hier vernachlässigt wurde. Die Impaktionsgeschwindigkeit des Partikel-Partikel Stoßes setzt sich hier aus der Partikelinitialgeschwindigkeit und der in Fall A berechneten normalen Partikelrücksprunggeschwindigkeitsverteilung je Radius zusammen. Als weitere Extrapolation wurde für den Partikel-Partikel Stoß die Verteilung der Restitutionskoeffizienten von Kalksteinpartikeln auf eine Marmorplatte (Abbildung 4.38, rechts) angenommen. Auf diese Weise kann die normale Partikel tangentialgeschwindigkeitsverteilung zusammen mit der Verteilung des Radius für die Berechnung des Trennkorns bestimmt werden.

Fall B werden alle Partikel zugeordnet, die nach einem abbremsenden Stoß wieder vom Sichtrad beschleunigt werden und anschließend relativ unbeeinflusst getrennt werden. Während das soeben beschriebene beschleunigte Partikel Fall C entspricht, wird

das abgebremste Partikel wieder vom Sichtrad eingeholt und stößt erneut unter undefinierten Bedingungen mit diesem zusammen. Da die Sichtradgeschwindigkeit überwiegend deutlich größer als die Partikelgeschwindigkeit des abgebremsten Partikels war, wurde eine normale Impaktion, gleichverteilt über den gesamten Radius der Sichtradschaufel angenommen. Die Relativgeschwindigkeit zwischen dem impaktierenden Partikel und der Sichtradschaufel auf dem Radius konnte allerdings berechnet werden. Die Berechnung der normalen Partikelrücksprunggeschwindigkeit findet nun mit den soeben beschriebenen Parametern analog zu Fall A statt.

Sämtliche in Abbildung 4.45 gezeigten Stöße können den Fällen A „relativ unbeeinflusster Partikel-Sichtrad Stoß“, B „überwiegend wiederbeschleunigt durch das Sichtrad“ und C „hauptsächlich durch ein anderes Partikel beschleunigt“ zugeordnet werden. Nur die Frage, wie viele Varianten bei unterschiedlicher Anzahl an Partikel-Partikel Kontakten möglich sind, ist sogar für diesen stark vereinfachten Ansatz nur schwer zu beantworten. Tabelle 4.2 veranschaulicht das Vorgehen am Beispiel von einem Partikel mit definitionsgemäß einer Partikel-Partikel Kollision. Das Partikel kann maximal drei Stöße erfahren, wenn jeder Stoß die Bewegungsrichtung umkehrt. Das heißt, es stößt zuerst mit der Wand zusammen, kollidiert dann mit einem noch nicht beschleunigten Partikel, wodurch es stark gebremst und folglich in einer weiteren Kollision wieder vom Sichtrad beschleunigt wird. Die maximale Stoßanzahl (N), die ein Partikel erfahren kann, entspricht $(2n+1)$, wobei n die definierte Anzahl an Partikel-Partikel Stößen ist. Um das System übersichtlicher zu gestalten wurde ein Binärsystem eingeführt. Darin entspricht eine Partikel-Sichtrad Kollision aufgrund der Flugrichtungsumkehr einer (-1) und die Partikel-Partikel Kollision entweder einer $(+1)$, wenn sie gleichgerichtet ist oder einer (-1) , wenn sie mit entgegengesetzten Flugrichtungen kollidieren. In der Matrix in Tabelle 4.2 sind auch leere Felder für nicht erfolgte Sichtradkontakte eingezeichnet. Diese werden mit der neutralen Zahl $(+1)$ belegt. Alle möglichen Kombinationen von $(+1)$ und (-1) können durch die Fakultät der maximalen Stoßanzahl ($N!$) berechnet werden, welche für das Beispiel von einer Partikel-Partikel Kollision in Tabelle 4.2 bereits sechs ($3!$) mögliche Kombinationen ergibt. Der erste vernachlässigte Fall ist ein Partikel, das zunächst von einem anderen beschleunigt wurde und anschließend von der Sichtradschaufel getroffen werden sollte. Im Binärsystem: Wenn die Flugrichtung des beobachteten Partikels nach dem ersten Stoß bereits mit (-1) bezeichnet werden kann, wird das Partikel in dieser theoretischen Betrachtung nicht von dem Sichtrad, das sich ebenfalls in Richtung (-1) bewegt, getroffen. Der zweite Fall ist ein Partikel, das zunächst vom Sichtrad beschleunigt wird, dann mit einem gleichgerichteten Partikel zusammenstößt und anschließend wieder mit der Sichtradschaufel kollidiert. Übertragen auf das Binärsystem hat das Partikel vor dem zweiten Sichtradstoß auch hier die Flugrichtung (-1) und sollte daher nicht vom Sichtrad erreicht werden. Nach diesem Korrekturmechanismus kann die Tabelle automatisiert den Fällen A, B und C zugeordnet werden. Die resultierenden Häufigkeiten sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

Zusammenfassend liegen somit die normalen Partikel tangentialgeschwindigkeitsverteilungen für die Fälle A, B, C inklusive der Lageverteilung (Radius) und die Häufigkeiten für das Auftreten von Fall A, B und C vor. Um die Trennkorngrößenverteilung, stellvertre-

Tabelle 4.2: Umwandlung der möglichen Kollisionen für einen Partikel-Partikel Kontakt in ein Binärsystem zur Abschätzung der Häufigkeitsverteilungen für Fall A, B und C. Auf der linken Seite steht in der Tabelle immer der jeweilige Kontaktpartner für das betrachtete Partikel [71]

Stoß 1	Stoß 2	Stoß 3	↓ in binär ↓ ↓ ↓	Stoß 1	Stoß 2	Stoß 3	↓ entspricht ↓	Fall
	Partikel			+1	-1	+1		C
	Partikel	Wand		+1	+1	-1		A
Wand	Partikel			-1	+1	+1		A
Wand	Partikel	Wand		-1	-1	-1		B

Tabelle 4.3: Wahrscheinlichkeit für Fall A, B und C als Funktion der Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen [71]

Anzahl Partikel-Partikel Kollisionen	Häufigkeit von		
	Fall A	Fall B	Fall C
0	1/1	-	-
1	2/4	1/4	1/4
2	3/12	3/12	3/12
3	4/36	9/36	23/36

tend für die Trennkurve, zu berechnen, wird in Gleichung 2.42 neben der Partikeltangentialgeschwindigkeit und dem Radius auch die Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Partikel benötigt. Aus Abbildung 4.30 wurden radialgeschwindigkeitsbezogene, dimensionslose Faktoren χ_{rad} von 2,7, 4,1 und 4,3 für 3000, 9000 und 15000 rpm abgeleitet. Durch diesen Faktor wird hier die reale Luftgeschwindigkeit im Bereich vor der nacheilenden Schaufel, wo die Sichtung stattfindet, beschrieben. Für die Berechnung des Trennkorns wird die Radialgeschwindigkeit der Luft als Relativgeschwindigkeit verwendet, da das Trennkorn weder ein-, noch auswärts bewegt wird. Der Widerstandsbeiwert c_D wird auf Basis der gemessenen 2D Sphärizität (Abbildung 3.12) und der Umrechnung in eine 3D Sphärizität aus Gleichung 2.26 nach Gleichung 2.23 iterativ berechnet, da die Partikel-Reynolds Zahl im Bereich zwischen $5 \leq Re_P \leq 90$ liegt. Für die senkrecht zur Strömung stehende (Ψ_{\perp}) und parallel zur Strömung stehende (Ψ_{\parallel}) Sphärizität werden hier die berechnete 3D Sphärizität Ψ_{3D} verwendet, weil keine Ausrichtungseffekte oder ausgeprägte Längen zu Durchmesser Verhältnisse wie bei Fasern vorliegen. Nach Berechnung der kumulativen Abweisewahrscheinlichkeit für die Fälle A, B und C und eine Gewichtung nach Tabelle 4.3 kann durch die in Abbildung 4.42 gezeigte Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von 0, 1, 2, ... Partikel-Partikel Stößen eine Trennkurve berechnet werden. Abbildung 4.46 zeigt dazu zunächst die berechneten Trennkurven ohne die Gewichtung nach der Anzahl an Partikel-Partikel Stößen aus der DEM Simulation. Auf diese Weise soll der Einfluss von geänderten Betriebsbedingungen und/oder unterschiedlicher, Anzahl an Partikel-Partikel Kontakten gezeigt werden. Die Trennkurven für 0 Partikel-Partikel Stöße in der Abbildung zeigen immer die größte Trennschärfe; die Kurven sind am meisten in das Feine verschoben. Mit zunehmender Partikel-Partikel Stoßanzahl werden einerseits die Trennschärfe reduziert, andererseits aber die Trennkurve in das gröbere verschoben. Zum Vergleich sind die Trennkurven von Kalkstein mit einer

Feed-Beladung von 5 %_w gezeigt. Die berechneten Kurven zeigen bereits eine relativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen und spiegeln die Realität bedeutend besser wider als das mit den üblichen Annahmen berechnete Trennkorn aus Abbildung 4.43.

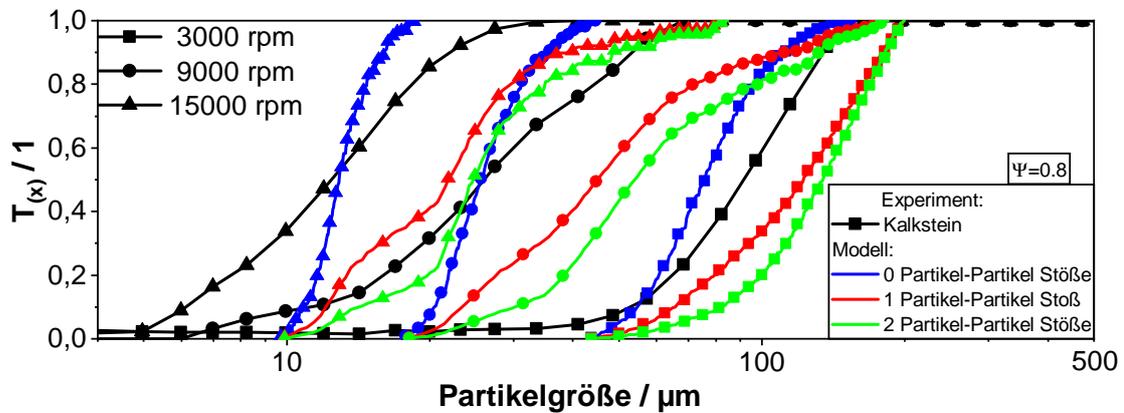


Abbildung 4.46: Experimentell bestimmte Trennkurven verglichen mit den Trennkurven für 0, 1 und 2 Partikel-Partikel Stöße [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71].

Die mittels Abbildung 4.42 gewichteten Trennkurven aus der Modellberechnung für Kalkstein, Glasmehl und Glaskugeln sind in Abbildung 4.47 dargestellt. Zum Vergleich wurden auch hier die experimentell bestimmten Trennkurven bei 5 %_w Feed-Beladung eingezeichnet. Weiterhin sind für die jeweiligen Berechnungen die verwendeten mittleren 2D Sphärizitäten (Ψ_{2D}) eingetragen. Die mit dem Modell berechneten Trennkurven stimmen hinreichend mit den experimentellen Trennkurven überein. Allerdings ist der Kurvenverlauf der mittels Modell abgeschätzten Trennkurve überwiegend steiler, die Trennschärfe also größer als die experimentell bestimmte. Dafür kommen verschiedene Erklärungsmöglichkeiten in Frage. In der Berechnung wird der Turbulenzgrad, den die Luftströmung beim Eintritt in den Sichtradschaufelzwischenraum trägt, vernachlässigt. So kann es sein, dass in einem Moment die Radialgeschwindigkeit der Luft deutlich höher ist, als zu einem anderen Zeitpunkt. Zusätzlich wurde angenommen, dass die Luftströmung rotationssymmetrisch über den gesamten Rotationswinkel gleich einströmt. Die Unterschiede zwischen den LDA und PIV Messergebnissen könnten darauf hindeuten, auch wenn in den PIV Messungen kein Unterschied zwischen der „Ost“ und „West“-Seite gefunden wurde. Ein weiterer Aspekt, der im Modell vernachlässigt wird, ist eine mögliche Trennung, bevor die Partikel das Sichtrad erreichen. Da die Partikelzugabe zwischen dem Grobgutauslass und dem Sichtrad stattfindet, können gerade zugegebene Partikel direkt durch eine herabfallende Partikelsträhne abgeschieden werden, ohne das Sichtrad überhaupt erreicht zu haben. Zuletzt besitzt der Sichter auch keine spezielle Dispergiereinheit, wodurch mangelnde Vereinzelung des feinen Materials mit seinen hohen Kohäsionskräften auftreten kann. Alle vier soeben beschriebenen Aspekte würden die Trennschärfe reduzieren und werden im Modell nicht berücksichtigt.

Mit den Glas- und Kalksteinpartikeln wurden die Partikelform und die mechanischen Eigenschaften variiert und gute Übereinstimmungen zwischen den im Modell berechneten Trennkurven und den experimentell bestimmten gefunden. Da die Partikel mit $2,75 \text{ g cm}^{-3}$

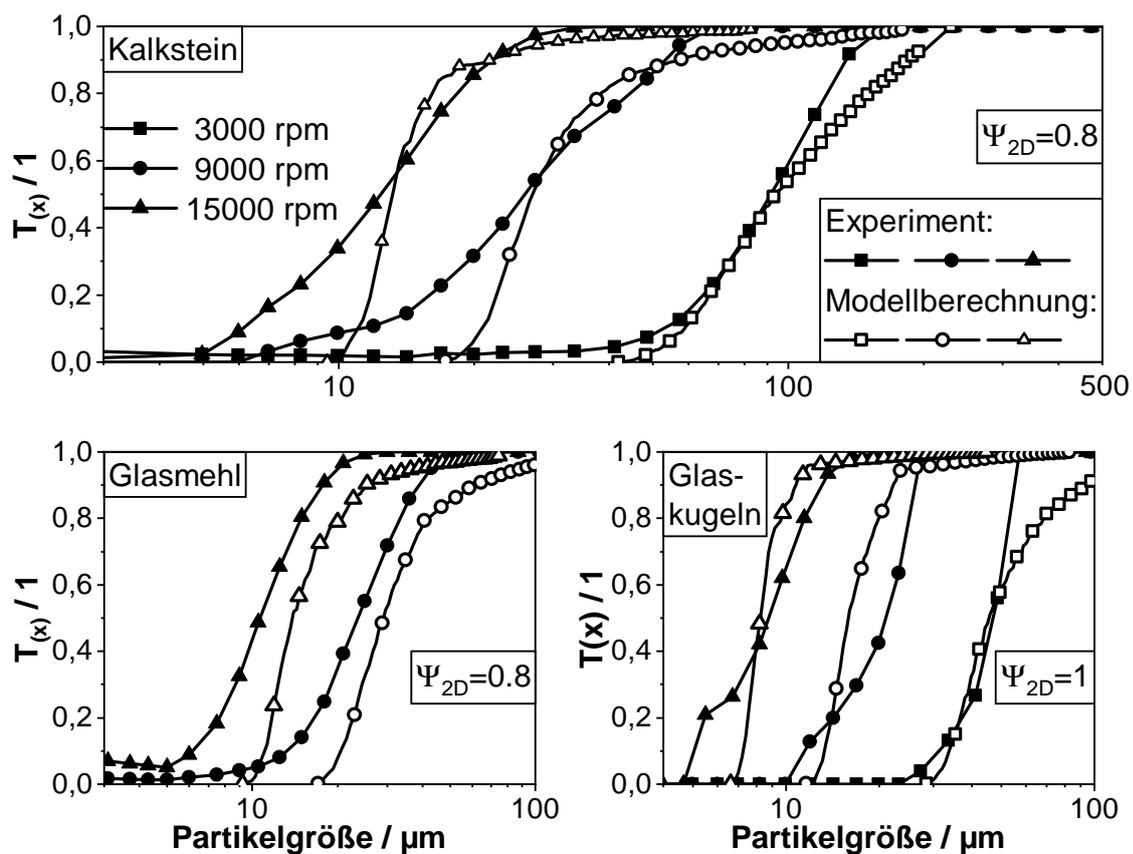


Abbildung 4.47: Durch Experimente bei 5 %_w bestimmte und durch das Modell berechnete Trennkurven für Kalkstein, Glasmehl und Glaskugeln bei unterschiedlichen Drehzahlen [Urheberrechtlich geschützter Nachdruck mit Genehmigung] [71].

(Kalkstein) und $2,5 \text{ g cm}^{-3}$ (Glas) aber ähnliche Dichten aufweisen, wurde die Anwendbarkeit des Modells mit den Leichtfüllstoffen Aeropor ($\rho_P = 0,6-0,7 \text{ g cm}^{-3}$) und Sil-cell ($\rho_P = 0,18-0,32 \text{ g cm}^{-3}$) überprüft. Dazu wurden die Verteilung der Restitutionskoeffizienten und die Absprung- minus Aufprallwinkelverteilung der Leichtfüllstoffe im Modellversuch bestimmt und die Trennkurven mit den für Kalkstein bestimmten Werten berechnet (die Partikelinitialgeschwindigkeiten und die Häufigkeit für Partikel-Partikel Stöße).

Abbildung 4.48 zeigt die berechneten und gemessenen Trennkurven im Vergleich. Zusätzlich ist auch das nach Gleichung 2.38 berechnete Trennkorn eingetragen. Die Kurven zeigen deutlich größere Abweichungen als die in Abbildung 4.47. Während die gezeigte Trennkurve für Sil-cell sehr ähnlich ist, sind die Trennkurven für Aeropor bei 3000 und 9000 rpm mit ähnlichem Verlauf parallel in das Grobe bzw. Feine verschoben. Die experimentell bestimmte Trennkurve für 15000 rpm (Aeropor) wird nicht durch das Modell wiedergespiegelt. Wie bereits in Abbildung 4.47 dargestellt, ist die berechnete Trennschärfe höher als die gemessene. Das wird auf die gleichen oben beschriebenen vier Aspekte zurückgeführt. Zusätzlich wurden durch die in Anhang A.10 gezeigten Zerkleinerungseffekte und Veränderung der Partikelform während des Trennprozesses als weitere Faktoren identifiziert, die im Modell bisher nicht berücksichtigt worden sind. Das sehr poröse Aeropor lässt sich nur schlecht trennen, wie bereits in Abbildung 4.8 gezeigt. Bei 5 %_w Feed-Beladung, handelt es sich teilweise weniger um einer Trennung als viel mehr um eine Materialteilung. Hier erreicht der ATP50 Abweiseradsichter die Grenze seines Einsatzbereichs. Trotz dieser Problematik und den getroffenen Annahmen ist die Abschätzung des Trennverhaltens durch das Modell deutlich realistischer, als das durch Gleichung 2.38 berechnete Trennkorn (mit den bereits zuvor beschriebenen Annahmen).

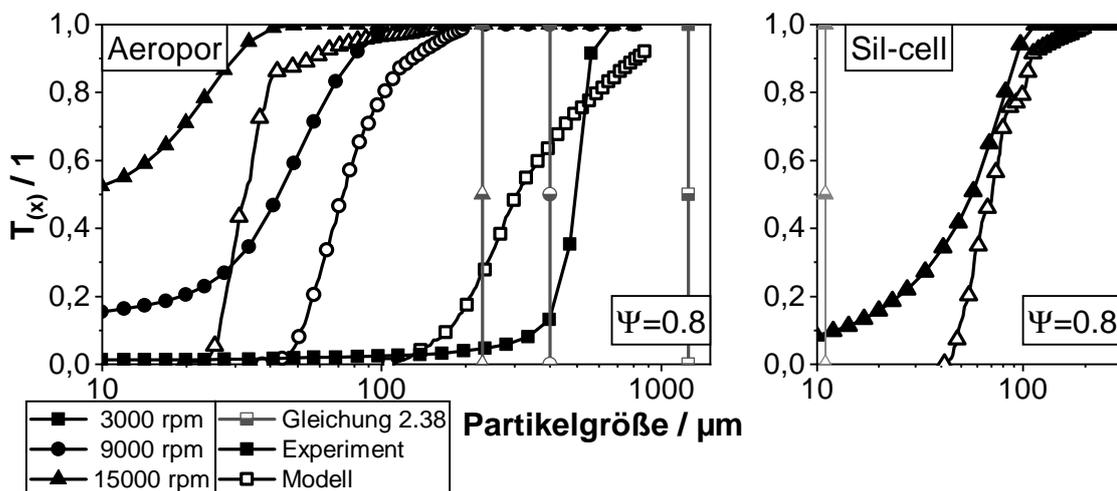


Abbildung 4.48: Durch das Modell berechnete Trennkurven für Aeropor und Sil-cell verglichen mit experimentell bestimmten und dem nach Gleichung 2.38 abgeschätzten Trennkorn. Links für Aeropor mit einer Feed-Beladung von 1 %_w und rechts für Sil-cell mit 5 %_w

5 Zusammenfassung

Im Rahmen der hier verfassten Arbeit wurde die Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters untersucht. Obwohl Abweiseradsichter zur Trennung partikulärer Systeme nach Größe in der Industrie weit verbreitet sind, ist ihr Trennprozess noch immer nicht vollständig verstanden. Die Ergebnisse sind in drei Bereiche gegliedert. Zunächst die Untersuchungen bei regulärer Massenbeladung, dann mittels optischer Messmethoden bei sehr geringer Beladung und zuletzt die DEM Simulation und Ableitung eines Trennmodells auf Basis der vorhergehenden Ergebnisse.

Durch eine Sensitivitätsanalyse konnten verschiedene Einflussgrößen auf die Trenncharakteristik eines modifizierten ATP 50 Abweiseradsichters erkannt und nach Signifikanz gewichtet werden. Zusammenfassend zu diesen Messungen kann der Sichtprozess in vier Aspekte unterteilt werden: (1.) die Partikeldispersierung, (2.) den Transport des zu sichtenden Materials zum Sichtrad, (3.) die eigentliche Trennung im Sichtradschaufelzwischenraum und zuletzt (4.) den Abtransport des Grobgutes.

Jeder der variierten Parameter verbesserte oder verschlechterte einen der genannten Prozessschritte. Beispielsweise werden durch Veränderung des Aufgabegutes die Dispersierbarkeit, die Transportaspekte und die eigentliche Trennung im Sichtradschaufelzwischenraum beeinflusst. Kritische Materialeigenschaften waren dabei die Form, Partikeldichte und mechanischen Eigenschaften. Eine Veränderung der Grobgutauslassgeometrie hatte starke Auswirkungen auf die Trenncharakteristik. Allerdings wurde in den hier durchgeführten Veränderungen die Trennschärfe reduziert. Da das aus Gewichtskraft und Widerstandskraft der Luft berechnete Trennkorn an diesem deutlich größer als die vorkommenden Partikel ist, können diese den Sichter nur durch Strähnenbildung und somit für das Einzelkorn reduzierte Widerstandskraft verlassen. Die Veränderungen am Grobgutauslass verhinderten den Abtransport des Grobgutes so effektiv, dass die Trennung am Sichtrad gestört wurde. Während die Ausrichtung der Sichtrad und Luftwirbelachse zueinander keinen signifikanten Einfluss auf die Lage und den generellen Verlauf der Trennkurve hatte, konnte doch in der coaxialen Ausrichtung eine schlechtere Dispersierung und somit die Bildung eines Teilungsanteils im Bereich kleiner als $10\ \mu\text{m}$ festgestellt werden. Dies ist möglicherweise bedingt durch eine Reduzierung des Turbulenzgrades im Sichtraum. Der Turbulenzgrad könnte auch für die Reduzierung der Trennschärfe mit zunehmender Drehzahl verantwortlich sein. Nachdem Spötter [8] bereits verschiedene Sichtradschaufelgeometrien verwendete und den Einfluss auf die Partikeltrennung durch die unterschiedlich verlaufenden Luftströmungen erklärte, sind in dieser Arbeit noch weitere Aspekte bzgl. des Sichtrades variiert worden. Die hier verwendeten Sichträder bewirkten eine etwas größere Trennschärfe und verschoben das Trennkorn in das Grobe. Während das normalerweise verbaute Sichtrad ein relativ kleines Verhältnis von Sichtradinnendurchmesser zu Wellenaußendurchmesser hat, konnte der Potentialwirbel in den Sichträdern mit veränderter Geometrie als zusätzlicher Trenneffekt für eine verbesserte Trennung verantwortlich sein. Die verwendete Partikelmesstechnik muss

ebenfalls an dieser Stelle Erwähnung finden. In dieser Arbeit wurden alle Partikelgrößenverteilungen mittels eines Laserbeugungssystems gemessen, was der Verteilung eines massengewichteten, optischen Durchmessers entspricht. Der Abweiseradsichter trennt allerdings auf Basis der Widerstands- und Zentrifugalkraft nach einem Stokes Durchmesser im Übergangsbereich. Die mittels Sedigraphen bestimmten Sinkgeschwindigkeitsäquivalentdurchmesser zeigten eine Verschiebung in das Grobe und zusätzlich schmalere Partikelgrößenverteilung. Da das Messprinzip im Sedigraph allerdings auf laminar umströmte sedimentierenden Partikeln basiert, gibt es doch Unterschiede zur Trennmethode im Abweiseradsichter.

Weitere Messungen zielten auf das instationäre Verhalten des Sichters ab. Obwohl der Sichtraum selbst nur etwa 1,6 l fasst und mit bis zu etwa 5 kg h^{-1} Partikel zugegeben werden, benötigt der Sichter bis zu einer Stunde, um den stationären Zustand zu erreichen [8]. Die Erklärung dazu liefern die Partikelmassen, die sich im Sichtraum um das Sichtrad herum und im Feingutbereich im Zyklon ansammeln. Während die Partikelgrößenverteilung des Feingut Hold-ups dem des Feingutes entspricht, ist die Partikelgrößenverteilung des Grobgut Hold-ups leicht in Richtung des Aufgabegutes verschoben. Die Feststoffmenge im Grobgut-Hold-up war vom Partikelmaterial abhängig. Die effektive Beladung im Hold-up lag aber für alle Materialien bei sehr hohen Werten (typischerweise bei ungefähr 40 kg kg^{-1}). Am Grobgutauslass wurde unter Berücksichtigung der Partikelform und des Partikelumströmungszustandes ein Trennkorn ausgerechnet. Dieses ist deutlich größer als die im Aufgabegut vorhandenen Partikel. Daher wird die Schüttdichte als effektive Materialdichte in der Grobgutsträhne zur Berechnung des Trennkorns verwendet. Für Kalkstein, Glaskugeln, Glasmehl und Sil-cell besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der effektiven Volumenbeladung im Grobgut Hold-up und dem zuvor berechneten Trennkorn. Während der Grobgut Hold-up eine Gegenstromanordnung aus Gewichtskraft und Widerstandskraft der Luft darstellt, ist der Bildungsmechanismus für den Feingut Hold-up komplexer. Hier wirken die Gewichtskraft, Wandreibung, Zentrifugalkraft und Widerstandskraft. Die resultierende Beladung des Hold-ups ist mit etwa 20 kg kg^{-1} deutlich geringer als die des Grobgut Hold-ups. Durch zeitaufgelöste Probenahme und einen sprunghaften Materialwechsel konnte das Materialwechselverhalten aufgrund des Glas- bzw. Kalksteinanteils in der Probe bestimmt werden. Während die so bestimmte Verweilzeit für das Grobgut und das Feingut überwiegend recht ähnlich war, war der Grobgutanteil g deutlich größer als der Feingutanteil f . Erst bei $g \gg f$ war die Verweilzeit des Feingutes höher als die des Grobgutes. Unter der Annahme, dass der Grobgutmassenstrom proportional zur momentanen Hold-up Masse ist, konnte mit dem stationären Grobgut und Feingutmassenstrom eine charakteristische Zeit berechnet werden. Diese ist im Grobgut Bereich sehr ähnlich zu der durch Materialwechsel gemessenen. Auch im Feingut Bereich sind die Ergebnisse ähnlich. Aufgrund der Streuung der einzelnen Messergebnisse wurde bei 15000 rpm mit $g \gg f$ eine Grenze der Anwendbarkeit der verwendeten Methoden gefunden. Hier gibt es größere Abweichungen zwischen den aus dem Hold-up abgeschätzten charakteristischen Zeiten und den durch die Anteilsbestimmung ermittelten.

Weiterhin zeigten Untersuchungen der Luftströmung mittels PIV (Particle Image Veloci-

metry) und LDA (Laser Doppler Anemometer) mit ihren jeweiligen charakteristischen Vorteilen eine sehr ähnliche Luftströmung. Während die Umfangsgeschwindigkeit der Luft an der Außenkante des Sichtrades noch nicht die Sichradgeschwindigkeit aufwies, war sie aufgrund der Drehimpulserhaltung am Innenradius bereits schneller. Im Innenraum des Sichtrades konnte sich der Potentialwirbel weiter entfalten und die Umfangsgeschwindigkeit der Luft nahm weiter zu. Die Radialgeschwindigkeit der Luft zeigte einen anderen Verlauf. Kurz hinter der vorhereilenden Schaufel konnte auch bei geringen Drehzahlen bereits eine auswärts gerichtete Strömung gemessen werden, während die Radialgeschwindigkeit nahe der nacheilenden Schaufel bis zu vier mal schneller war, als durch den Volumenstrom und die frei durchströmte Fläche erwartet. Im Innenraum des Sichtrades tritt auch bei der Radialgeschwindigkeit der Luft durch die kleiner werdende durchströmte Fläche eine Beschleunigung auf. Zuletzt konnten mit dem PIV auch 3D Wirbel im Sichtradschaufelzwischenraum nachgewiesen werden.

Die Untersuchungen mit dem PIV wurden nicht für die Luftströmung durchgeführt, sondern auch zur Untersuchung der Bewegung des zu sichtenden Materials, also Partikeln hoher Stokes Zahl, verwendet. Im Bereich nahe der Außenkante des Sichtrades zeigten die Partikel über den gesamten Sichtradschaufelzwischenraum annähernd konstante Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten. Dabei veränderte sich die Partikel tangentialgeschwindigkeit mit der Drehzahl, die Partikelradialgeschwindigkeit nicht. Da im PIV nicht zwischen gerade eintretenden Partikeln und bereits abgewiesenen unterschieden werden konnte, wurden die Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera überprüft. In diesen Aufnahmen konnte die Partikelbewegung allerdings nur nahe der Schaufelfront und nicht über den gesamten Eintrittsumfang untersucht werden. Auch diese Messdaten sind von einer signifikanten Streuung überlagert und liegen in einem ähnlichen Bereich wie die PIV Ergebnisse. In den Hochgeschwindigkeitskammermessungen konnte ein leichter Trend in der Partikelinitialgeschwindigkeit festgestellt werden: Die Umfangsgeschwindigkeit der Partikel nahm mit zunehmender Sichtraddrehzahl ebenfalls zu, und die Radialgeschwindigkeit war stärker einwärts gerichtet. Dieser Trend wurde durch den Einfluss des schnell rotierenden Sichtrades auf die Luft im Außenraum und folglich dort wirkende Beschleunigungseffekte erklärt. In diesen Messungen verhielten sich die Glaskugeln genau wie der gemahlene Kalkstein.

Die Form und mechanischen Eigenschaften hatten dagegen einen großen Einfluss auf das Rücksprungsverhalten der Partikel nach einer Kollision mit einer Wand. Für die nicht kugelförmigen Partikel, die auf eine raue Wand prallen, gilt die Annahme, dass der Rücksprungwinkel gleich dem Aufprallwinkel ist, allerdings nur bedingt. Die Abweichung dieser Winkel voneinander wurde durch das Modell Set-up und Untersuchungen mit einem Mikroskopobjektiv verdeutlicht. Sogar bei den kugelförmigen Partikeln (Glaskugeln) liegt die Standardabweichung der Winkeldifferenz bei 22° . Hier verhält sich das gemahlene Glas wie der ebenfalls durch Zerkleinerungsprozesse aufbereitete Kalkstein und nicht wie die Glaskugeln. Im Modellversuch konnte kein geschwindigkeitsabhängiger Trend erkannt werden, während diese Winkeldifferenz bei Kalksteinpartikeln nach der Impaktion auf die Sichtradschaufeln einen eindeutigen Trend zeigten. Der Mittelwert der Verteilung wurde mit zunehmender Drehzahl stärker in das Negative verschoben. Das bedeutet,

dass hier ein aus dem Außenraum kommendes Partikel nach dem Sichtradkontakt durch die Zentrifugalkraft wieder nach außen fliegt.

Neben der Untersuchung der Aufprall- zu Absprungwinkeldifferenz ist die Frage nach dem Partikelgeschwindigkeitsverhältnis vor und nach dem Aufprall für nicht kugelförmige Partikel nur schwer zu beantworten. Der Restitutionskoeffizient wurde für die hier untersuchten Materialien nach dem Modell von Thornton et al. [51, 53] geschwindigkeitsabhängig abgeschätzt und stimmt sogar für die nicht kugelförmigen Partikel recht gut mit den gemessenen Restitutionskoeffizienten überein. Allerdings verhielt sich auch hier das gemahlene Glas mehr wie der Kalkstein und weniger wie die Glaskugeln. Aus den gemessenen normalen Restitutionskoeffizienten wurde nach dem Modell von Thornton et al. ein E-Modul für zwei untersuchte Leichtfüllstoffe abgeschätzt, das etwas geringer ist, als für verschiedene auf Aluminium basierende Keramiken üblich ist. Durch die hochporöse Struktur und den damit auftretenden Partikelbruch konnte das Verhalten erklärt werden. In diesen Messungen gab es keine erwähnenswerte Differenz zwischen den im Abweiseradsichter und im Modell Set-up gewonnenen Daten.

Die anschließend durchgeführten DEM Simulationen basieren auf den zuvor gemessenen experimentellen Daten und dienen dazu, die Partikel-Partikel Interaktionen im Sichtradschaufelzwischenraum zu erfassen. Der Großteil der Partikel (>50 %) erfuhr trotz der sehr hohen Massenbeladung im Sichtradaußenraum keine Partikel-Partikel Stöße im Sichtradschaufelzwischenraum. Allerdings wurden die Partikel-Partikel Stöße häufiger, wenn die Partikelform von kugelförmig zu eckig wechselte bzw. wenn der Restitutionskoeffizient reduziert wurde. Da beide Aspekte eine längere Verweilzeit nahe der nacheilenden Schaufel bewirken, konnte das Verhalten so erklärt werden. Die Partikel weisen ungefähr die gleiche Startgeschwindigkeit auf, weshalb in Anlehnung an die kinetische Gastheorie erwartet werden könnte, dass die Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen proportional mit der Partikelprojektionsfläche zunimmt. In der nach Partikelgröße aufgelösten Darstellung nahm die Partikel-Partikel Kollisionsanzahl allerdings nur geringfügig mit dem Durchmesser zu. Dieses Verhalten wurde durch die gerichtete Partikelbewegung erklärt, die die Teilchen in der kinetischen Gastheorie nicht aufweisen.

In dem abschließend entwickelten Trennmodell wird die Partikelflugbahn des Partikels vor dem Sichtradstoß auf Basis der gemessenen Partikelinitialgeschwindigkeitsverteilungen in radialer und tangentialer Richtung berechnet. Somit liegt eine Impaktionswinkel-, Impaktionsgeschwindigkeits- und Impaktionsradiusverteilung vor. Die so berechneten Impaktionsradiusverteilungen sind ähnlich zu den durch Spötter et al. [24] gemessenen minimalen Impaktionsradien und den durch die DEM Simulationen berechneten Impaktionsradiusverteilungen. Während in der Modellberechnung der Einfluss der Luftströmung auf die Partikelbewegung vernachlässigt wird, ist dies nicht der Fall in der DEM Simulation.

Durch eine theoretische Aufteilung, wie wahrscheinlich eine beschleunigende / abbremsende Partikel-Partikel Kollision ist, konnten drei Fälle unterschieden werden: (A) eine relativ unbeeinflusste Partikelflugbahn mit Impaktion auf das Sichtrad, (B) ein überwiegend vom Sichtrad mit nicht definierter radialer Position beschleunigtes Partikel und (C) ein vornehmlich von einem anderen Partikel beschleunigtes Partikel. Aufgrund der Anzahl

an möglichen Interaktionen kann mittels Permutation und anschließender Plausibilitätsprüfung eine Häufigkeitsverteilung von Fall A, B und C für die aus der DEM bestimmte Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen abgeschätzt werden. Das Ziel ist die Abschätzung einer Partikeltangentialgeschwindigkeit für das Kräftegleichgewicht aus Zentrifugal- und Widerstandskraft.

In Fall A erfolgt die Berechnung der Partikeltangentialgeschwindigkeits- und Radiusverteilung aus der Faltung der bereits berechneten Impaktionswinkel-, Impaktionsgeschwindigkeits- und Impaktionsradiusverteilungen mit den partikelabhängigen Restitutionskoeffizienten- und der Absprung- minus Aufprallwinkelverteilungen. In Fall B und C kollidieren jeweils zwei Partikel mit entgegengesetzten Bewegungsrichtungen. Das Partikel aus Fall B war bereits vom Sichtrad beschleunigt worden und überträgt seine Bewegungsenergie in das noch nicht beschleunigte Partikel aus Fall C, wodurch dieses gleichverteilt im Bereich eines durch den Öffnungswinkel aufgespannten Konus abspringt. Dadurch wird das Partikel aus Fall B abgebremst und kollidiert erneut auf einem undefinierten Radius (gleichverteilt über die Sichtradradien) und einem 90° Stoß mit dem Sichtrad. Die Berechnung der Partikeltangentialgeschwindigkeit erfolgt nun analog zu A. Als Maß für den Energieverlust durch die Partikel-Partikel Kollision wird der im Modell Set-up bestimmte mittlere Restitutionskoeffizient von Kalksteinpartikeln bei der Impaktion auf eine Marmorplatte verwendet. Die Berechnung der kumulativen Abweisewahrscheinlichkeit als Variante der Trennkurve erfolgte zuletzt unter Berücksichtigung der Partikeltangentialgeschwindigkeits- und Radiusverteilungen mit Berücksichtigung der mittleren Partikelform und der radialen Luftgeschwindigkeit im Bereich nahe der nacheilenden Schaufel. Die zugrunde liegenden Rohdaten können entweder durch Messungen mit relativ geringem Aufwand oder aber durch Abschätzung auf verschiedene Materialien bzw. Sichtergeometrien übertragen werden. Hier wurden die berechneten Trennkurven für Kalksteinpartikel, gemahlene Glaspartikel, Glaskugeln sowie die Leichtfüllstoffe Aeropor und Sil-cell durch experimentell gewonnene überprüft. Dies beeinflusst neben der Partikelform auch die mechanischen Eigenschaften und die Dichte. Insgesamt spiegeln die berechneten Trennkurven die experimentell bestimmten in einem akzeptablen Bereich wieder, wobei für die Untersuchung mit deutlich reduzierter Partikeldichte ein gewisses Optimierungspotential vorliegt.

6 Ausblick

Trotz der umfangreichen Messungen und resultierenden Modellbildungen in dieser Dissertation ist das Trennverhalten von Abweiseradsichtern nicht vollständig erklärt. Einteilung des Sichtprozesses in vier Unteraspekte ist ein sinnvoller Anfang, der weiter verfolgt werden sollte. Die Einteilung war in (1.) Dispergierung des Aufgabegutes, (2.) Transport des Aufgabegutes zum Sichtrad, (3.) die Trennung im Sichtradschaufelzwischenraum und (4.) den Abtransport des Grobgutes. Das genaue Zusammenspiel und die Abhängigkeiten voneinander sind entscheidend für ein vollständiges, dynamisches Modell zum Sichtprozess in Abweiseradsichtern. In der hier durchgeführten Analyse zum Hold-up werden die Dispergierung und die zwei Transportprozesse zusammengefasst und können durch genauere Messmethoden sowie weitere konstruktive Maßnahmen umfassend erweitert werden. So sollten allgemeingültige Regeln ableitbar sein. Beispielsweise kann die Zirkulationsrate des Sichtgutes zwischen Sichtrad und Grobgutauslass genauer erfasst werden. Diese ist theoretisch analog zur Wirbelschicht im fördernden Zustand mit einer Rückführung und kann durch weitere Simulationen ein besseres Verständnis für die einzelnen Prozesse liefern. Auf dieser Basis kann auch die Untersuchung des Zerkleinerungsprozesses optimiert werden. Einerseits sollen Partikelagglomerate im Sieb aufgebrochen werden, aber andererseits kann Zerkleinerung zu Produktverlust führen, wenn das Grobgut die Zielgröße ist. Auch in diesem Beispiel sind die oben genannten Prozesse miteinander verknüpft, da ein höherer Turbulenzgrad höhere Scherkräfte und somit eine optimierte Dispergierung bewirken kann, aber andererseits die Trennung im Sichtradschaufelzwischenraum negativ beeinflusst wird. Der Einfluss der Hold-up Massenbeladung bzw. des Feedmassenstromes auf die Wirbelausprägung im Sichtradschaufelzwischenraum ist eine weitere offene Frage mit größerem Potential. Ein höherer Feingutmassenstrom im Sichtradschaufelzwischenraum bedeutet auch mehr Impuls aufnehmende Partikel und eine gleichmäßigere Luftströmung. Eine durch konstruktive Maßnahmen oder wie hier bereits durch Partikeldichte stark veränderte Hold-up Beladung muss einen bisher nicht untersuchten Einfluss auf die Anzahl an Partikel-Partikel Kollisionen im Sichtradschaufelzwischenraum haben. Zusätzlich sind Partikel-Partikel Kollisionen sogar für kugelförmige, homogene Partikel nur schwer zu charakterisieren. Für nicht kugelförmige oder nicht homogene Partikel, die spröde brechen können, liegt auch noch Forschungsbedarf vor. Im Rahmen dieser Untersuchungen kann auch der einfachere Fall der Impaktion der oben genannten Partikel auf eine raue Wand besser erfasst und Regeln zum Abschätzen aufgestellt werden.

7 Literaturverzeichnis

- [1] Stieß M. 1997 *Mechanische Verfahrenstechnik 2*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. (doi:10.1007/978-3-662-08599-8).
- [2] Stieß M. 2009 *Mechanische Verfahrenstechnik - Partikeltechnologie 1*. Springer-Verlag. (doi:10.1007/978/3-540-32552-9).
- [3] Hinds WC. 1999 *Aerosol Technology Auszug*. Los Angeles: John Wiley & Sons, Inc., 2 ed. (doi:10.1533/9781845695750.frontmatter).
- [4] Höffl K. 1986 *Zerkleinerungs- und Klassiermaschinen*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. (doi:10.1007/978-3-642-82710-5).
- [5] Rumpf H, Kaiser F. 1952 Der Mikroplex-Spiralwindsicher, eine neue Einrichtung zur scharfen Korntrennung unterhalb des Siebbereiches. *Die Stärke* **6**, 162–166.
- [6] Furchner B, Zampini S. 2009 Air Classifying. *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry* pp. 215–234. (doi:10.1002/14356007.b02).
- [7] Weers M, Wollmann A, Teipel U, Weber AP. 2020 Dynamics of separation characteristics of sieving and flow classification processes. In: Heinrich S (ed.), *Dynamic Flowsheet Simulation of Solids Processes*, chap. 10. Berlin: Springer Nature. (doi:10.1007/978-3-030-45168-4).
- [8] Spötter C. 2018 *Dynamik der Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters*. Dissertation, TU- Clausthal.
- [9] Köninger B. 2020 *Charakterisierung des dynamischen Zerkleinerungsverhaltens in Fließbettgegenstrahlmühlen*. Ph.D. thesis, Friedrich Alexander Universität.
- [10] Rumpf H, Raasch J. 1962 Desagglomeration in Stroemungen. In: *Symposium SZerkleinern", Frankfurt am Main*. Weinheim: Verlag Chemie.
- [11] Rumpf H, Leschonski K. 1967 Prinzipien und neuere Verfahren der Windsichtung. *Chemie Ingenieur Technik* **21**, 39, 1231–1241. (doi:10.1002/cite.330392105).
- [12] Rumpf H, Sommer K, Stieß M. 1974 Berechnung von Trennkurven für Gleichgewichtssichter. *Verfahrenstechnik* **8**, 9, 261–263.
- [13] Molerus O. 1967 Stochastisches Modell der Gleichgewichtssichtung. *Chemie Ingenieur Technik* **13**, 39, 792–796.
- [14] Molerus O, Hoffmann H. 1969 Darstellung von Windsichtertrennkurven durch ein stochastisches Modell. *Chemie Ingenieur Technik* **5+6**, 41, 340–344.
- [15] Schubert H. 1968 *Aufbereitung fester mineralischer Rohstoffe - Band 1*. Leipzig: Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie.

-
- [16] Husemann K. 1990 Modellierung des Sichtprozesses am Abweiserrad / Modelling of a Classifying Process Using a Deflecting Wheel. *Aufbereitungstechnik* **31**, 7, 359–366.
- [17] Legenhausen K. 1991 *Untersuchung der Strömungsverhältnisse in einem Abweiseradsichter*. Dissertation, TU- Clausthal. (doi:10.12681/eadd/1834).
- [18] Sun Z, Sun G, Liu J, Yang X. 2017 CFD simulation and optimization of the flow field in horizontal turbo air classifiers. *Advanced Powder Technology* **28**, 6, 1474–1485. (doi:10.1016/j.apt.2017.03.016).
- [19] Xing W, Wang Y, Zhang Y, Yamane Y, Saga M, Lu J, Zhang H, Jin Y. 2015 Experimental study on velocity field between two adjacent blades and gas-solid separation of a turbo air classifier. *Powder Technology* **286**, 240–245. (doi:10.1016/j.powtec.2015.06.044).
- [20] Toneva P, Epple P, Breuer M, Peukert W, Wirth KE. 2011 Grinding in an air classifier mill - Part I: Characterisation of the one-phase flow. *Powder Technology* **211**, 1, 19–27. (doi:10.1016/j.powtec.2011.03.009).
- [21] Toneva P, Wirth KE, Peukert W. 2011 Grinding in an air classifier mill - Part II: Characterisation of the two-phase flow. *Powder Technology* **211**, 1, 28–37. (doi:10.1016/j.powtec.2011.03.010).
- [22] Betz M, Gleiss M, Nirschl H. 2021 Effects of Flow Baffles on Flow Profile, Pressure Drop and Classification Performance in Classifiers. *Processes* **9**, 7, 1213. (doi:10.3390/pr9071213).
- [23] Stender M, Legenhausen K, Weber AP. 2015 Visualisierung der Partikelbewegung in einem Abweiseradsichter. *Chemie Ingenieur Technik* **87**, 10, 1392–1401. (doi:10.1002/cite.201400149).
- [24] Spötter C, Legenhausen K, Weber AP. 2018 Separation characteristics of a deflection wheel classifier in stationary conditions and at high loadings: New insights by flow visualization. *KONA Powder and Particle* **34**, 34, 1–14. (doi:10.14356/kona.2018003).
- [25] Spötter C, Elskamp F, Hennig M, Teipel U, Weber AP, Kruggel-Emden H. 2017 Trennkurven in Siebung und Gegenstromsichtung bei geringen Gutbeladungen. *Chemie-Ingenieur-Technik* **89**, 12, 1726–1738. (doi:10.1002/cite.201600156).
- [26] Spötter C, Legenhausen K, Weber AP. 2018 Einfluss der Sichtradgeometrie auf die Sichtluftströmung und Partikelbewegung eines Abweiseradsichters. *Chemie Ingenieur Technik* **4**, 493–506. (doi:10.1002/cite.201700080).
- [27] Leschonski K. 1981 *IFPRI-Report on Classification of Particles in Gases*. Clausthal-Zellerfeld: Kurt Leschonski.
- [28] Bauer U. 2002 *Zur trennscharfen Feinstsichtung in Fiehkraft Abweiseradsichtern*. Ph.D. thesis, TU-Clausthal.

-
- [29] Guizani R, Mokni I, Mhiri H, Bournot P. 2014 CFD modeling and analysis of the fish-hook effect on the rotor separator's efficiency. *Powder Technology* **264**, 149–157. (doi:10.1016/j.powtec.2014.05.020).
- [30] Sun Z, Sun G, Yang X, Yuan Y, Wang Q, Liu J. 2017 Effects of fine particle outlet on performance and flow field of a centrifugal air classifier. *Chemical Engineering Research and Design* **117**, 139–148. (doi:10.1016/j.cherd.2016.10.028).
- [31] Zhao H, Liu J, Yu Y. 2018 Effects of the impeller blade geometry on the performance of a turbo pneumatic separator. *Chemical Engineering Communications* **205**, 12, 1641–1652. (doi:10.1080/00986445.2018.1464918).
- [32] Betz M, Nirschl H, Gleiss M. 2021 Development of a new solver to model the fish-hook effect in a centrifugal classifier. *Minerals* **11**, 7. (doi:10.3390/min11070663).
- [33] Schubert H. 2003 *Handbuch der mechanischen Verfahrenstechnik*. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- [34] Hinds WC. 1999 *Aerosol Technology*. Los Angeles: John Wiley & Sons, Inc., 2 ed.
- [35] Cengel Y, Cimbala J. 2006 *Fluid Mechanics*. New York: Mc Graw Hill.
- [36] White F. 2009 *Fluid mechanics*. New York: Mc Graw Hill.
- [37] Erbrecht R, Felsch M, König H, Kricke W, Martin K, Pfeil W, Winter R, Wörstenfeld R. 2008 *Das große Tafelwerk*. Berlin: Cornelsen Verlag.
- [38] Bräunling WJ. 2015 *Flugzeugtriebwerke*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. (doi:10.1007/978-3-642-34539-5).
- [39] Rick H. 2013 *Gasturbinen und Flugantriebe*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. (doi:10.1007/978-3-540-79446-2).
- [40] Ren W, Liu J, Yu Y. 2016 Design of a rotor cage with non-radial arc blades for turbo air classifiers. *Powder Technology* **292**, 46–53. (doi:10.1016/j.powtec.2016.01.024).
- [41] Montazerin N, Akbari G, Mahmoodi M. 2015 *Developments in turbomachinery flow: Forward curved centrifugal fans*. Cambridge: Elsevier. (doi:10.1016/C2014-0-03018-3).
- [42] Van den Braembussche R. 2019 *Design and Analysis of Centrifugal Compressors*. Hoboken: Wiley, sulzer ed.
- [43] Rorato R, Arroyo M, Andò E, Gens A. 2019 Sphericity measures of sand grains. *Engineering Geology* **254**, April, 43–53. (doi:10.1016/j.enggeo.2019.04.006).
- [44] Hölzer A, Sommerfeld M. 2008 New simple correlation formula for the drag coefficient of non-spherical particles. *Powder Technology* **184**, 3, 361–365. (doi:10.1016/j.powtec.2007.08.021).

-
- [45] Nied R. 2004 Fine classification with vaned rotors: At the outer edge of the vanes or in the interior vane free area? *International Journal of Mineral Processing* **74**, 137–145. (doi:10.1016/j.minpro.2004.07.029).
- [46] Weers M, Hansen L, Wollmann A, Weber AP. 2020 Entwicklung eines Modells zur Trenncharakteristik von Abweiseradsichtern. In: *Forschungsfeld Rohstoffsicherung und Ressourceneffizienz*. Clausthal-Zellerfeld: Langefeld, Oliver; Mrotzek-Blöß.
- [47] Eswaraiah C, Narayanan S, Jayanti S. 2008 A reduced efficiency approach-based process model for a circulating air classifier. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* **47**, 9-10, 1887–1900. (doi:10.1016/j.cep.2007.10.016).
- [48] Zlokarnik M. 2005 *Scale-up: Modellübertragung in der Verfahrenstechnik*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag, 2. ed.
- [49] Yu Y, Liu J, Zhang K. 2014 Establishment of a prediction model for the cut size of turbo air classifiers. *Powder Technology* **254**, 274–280. (doi:10.1016/j.powtec.2014.01.009).
- [50] Kleinhans U, Wieland C, Frandsen FJ, Spliethoff H. 2018 Ash formation and deposition in coal and biomass fired combustion systems: Progress and challenges in the field of ash particle sticking and rebound behavior. *Progress in Energy and Combustion Science* **68**, 65–168. (doi:10.1016/j.pecs.2018.02.001).
- [51] Thornton C, Ning Z. 1998 A theoretical model for the stick / bounce behaviour of adhesive, elastic-plastic spheres. *Powder Technology* **99**, 154–162.
- [52] Antonyuk S. 2006 *Deformations- und Bruchverhalten von kugelförmigen Granulaten bei Druck- und Stoßbeanspruchung*. Ph.D. thesis, Otto von Guericke Universität Magdeburg.
- [53] Thornton C, Cummins SJ, Cleary PW. 2017 On elastic-plastic normal contact force models, with and without adhesion. *Powder Technology* **315**, 339–346. (doi:10.1016/j.powtec.2017.04.008).
- [54] Wu CY, Thornton C, Li LY. 2009 A semi-analytical model for oblique impacts of elastoplastic spheres. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **465**, 2103, 937–960. (doi:10.1098/rspa.2008.0221).
- [55] Sommerfeld M, Huber N. 1999 Experimental analysis of modelling of particle-wall collisions. *International Journal of Multiphase Flow* **25**, 6-7, 1457–1489. (doi:10.1016/S0301-9322(99)00047-6).
- [56] Konan NA, Kannengieser O, Simonin O. 2009 Stochastic modeling of the multiple rebound effects for particle-rough wall collisions. *International Journal of Multiphase Flow* **35**, 10, 933–945. (doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.05.006).

-
- [57] Glielmo A, Gunkelmann N, Pöschel T. 2014 Coefficient of restitution of aspherical particles. *Physical Review E* **90**, 5, 1–7. (doi:10.1103/PhysRevE.90.052204).
- [58] Kuwabara G, Kono K. 1987 Restitution coefficient in a collision between two spheres. *Japanese Journal of Applied Physics* **26**, 8, 1230–1233. (doi:10.1143/JJAP.26.1230).
- [59] Luding S. 1998 Collisions & Contacts between Two Particles. *Physics of Dry Granular Media* pp. 285–304. (doi:10.1007/978-94-017-2653-5_20).
- [60] Oesterle B, Petitjean A. 1993 Simulation of particle-to-particle interactions in gas solid flows. *International Journal of Multiphase Flow* **19**, 1, 199–211. (doi:10.1016/0301-9322(93)90033-Q).
- [61] Yang FL, Hunt ML. 2006 Dynamics of particle-particle collisions in a viscous liquid. *Physics of Fluids* **18**, 12. (doi:10.1063/1.2396925).
- [62] Antonyuk S. 2019 *Particles in Contact*. Cham: Springer-Nature. (doi:10.1007/978-3-030-15899-6).
- [63] Van Buijtenen MS, Deen NG, Heinrich S, Antonyuk S, Kuipers JA. 2009 A discrete element study of wet particle-particle interaction during granulation in a spout fluidized bed. *Canadian Journal of Chemical Engineering* **87**, 2, 308–317. (doi:10.1002/cjce.20144).
- [64] Goldschmidt MJ, Kuipers JA, Van Swaaij WP. 2001 Hydrodynamic modelling of dense gas-fluidised beds using the kinetic theory of granular flow: Effect of coefficient of restitution on bed dynamics. *Chemical Engineering Science* **56**, 2, 571–578. (doi:10.1016/S0009-2509(00)00262-1).
- [65] van de Hulst HC. 1981 *Light scattering by small particles*. New York: Dover Publication.
- [66] Bohren C, Huffman D. 2004 *Absorption and scattering of light by small particles*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag.
- [67] Sympatec. 2022. Partikelgrößenanalyse mit Laserbeugung. <https://www.sympatec.com/de/partikelmesstechnik/glossar/laserbeugung/>, 21.06.2022.
- [68] Albrecht HE, Damaschke N, Borys M, Tropea C. 2003 *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Heidelberg: Springer-Verlag, 1 ed. (doi:10.1007/978-3-662-05165-8).
- [69] Tropea C, Yarin AL, Foss JF. 2007 *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Heidelberg: Springer-Verlag, 1 ed. (doi:10.1007/978-3-540-30299-5).
- [70] Czeslik C, Seemann H, Winter R. 2010 *Basiswissen Physikalische Chemie*. Wiesbaden: Teubner Verlag. (doi:10.1007/978-3-8348-9359-8).

-
- [71] Weers M, Hansen L, Schulz D, Benker B, Wollmann A, Kykal C, Kruggel-Emden H, Weber AP. 2022 Development of a Model for the Separation Characteristics of a Deflector Wheel Classifier Including Particle Collision and Rebound Behavior. *Minerals* **12**, 4. (doi:10.3390/min12040480).
- [72] Di Felice R. 1994 The voidage function for fluid-particle interaction systems. *International Journal of Multiphase Flow* **20**, 1, 153–159. (doi:10.1016/0301-9322(94)90011-6).
- [73] Vollmari K, Jasevičius R, Kruggel-Emden H. 2016 Experimental and numerical study of fluidization and pressure drop of spherical and non-spherical particles in a model scale fluidized bed. *Powder Technology* **291**, 506–521. (doi:10.1016/j.powtec.2015.11.045).
- [74] Zou F, Fang Zf, Xia My. 2016 Study on Dynamic Mechanical Properties of Limestone under Uniaxial Impact Compressive Loads. *Mathematical Problems in Engineering* **2016**, 1–11. (doi:10.1155/2016/5207457).
- [75] Stowe R. 1969 Strength And Deformation Properties of Granite, Basalt, Limestone And Tuff at Various Loading Rates. Tech. rep., U. S. Corps of Engineers.
- [76] Makishima A, Mackenzie JD. 1975 Calculation of bulk modulus, shear modulus and Poisson's ratio of glass. *Journal of Non-Crystalline Solids* **17**, 2, 147–157. (doi:10.1016/0022-3093(75)90047-2).
- [77] Gomeringer R, Kilgus R, Menges V, Oesterle S, Rapp T, Scholer C, Stenzel A, Stephan A, Wieneke F. 2020 *Tabellenbuch Metall*. Haan-Gruiten: Verlag Europa-Lehrmittel, 48 ed.
- [78] Meerkamm H. 2013 *Technisches Taschenbuch*. Herzogenaurach: Schaeffler Technologies GmbH & Co. KG, 2. ed.
- [79] Chang SH, Yun KJ, Lee Cl. 2002 Modeling of fracture and damage in rock by the bonded-particle model. *Geosystem Engineering* **5**, 4, 113–120. (doi:10.1080/12269328.2002.10541196).
- [80] Acheli S, Weers M, Wollmann A, Weber AP. 2022 Dynamisches Verhalten eines Abweiseradsichters beim Anfahrprozess und Materialwechsel. *Chemie Ingenieur Technik* **94**, 1-2, 1–10. (doi:10.1002/cite.202200127).
- [81] Gallenkämper T. 2020 *Charakterisierung des Hold-up in einem Abweiseradsichter und seine Beeinflussung durch das Stoßverhalten des Einzelkorns*. Master thesis, TU-Clausthal.
- [82] Richardson JF, Zaki WN. 1954 The sedimentation of a suspension of uniform spheres under conditions of viscous flow. *Chemical Engineering Science* **3**, 65–73. (doi:10.1016/0009-2509(54)85015-9).
- [83] Galk J. 1995 *Feinstsichtung in Abweiseradsichtern*. Ph.D. thesis, TU-Clausthal.

-
- [84] Königer B, Spötter C, Romeis S, Weber AP, Wirth KE. 2019 Classifier performance during dynamic fine grinding in fluidized bed opposed jet mills. *Advanced Powder Technology* **30**, 8, 1678–1686. (doi:10.1016/j.apt.2019.05.018).
- [85] Szekely J, Carr R. 1966 Heat transfer in a cyclone. *Chemical Engineering Science* **21**, 12, 1119–1132.
- [86] Li S, Yang H, Zhang H, Yang S, Lu J, Yue G. 2009 Measurements of solid concentration and particle velocity distributions near the wall of a cyclone. *Chemical Engineering Journal* **150**, 1, 168–173. (doi:10.1016/j.cej.2008.12.019).
- [87] Jain A, Paul AR, Aggarwal SK, Mohanty B, Mani BP. 2011 A new correlation for holdup in gas-solids cyclone. *International Conference on Applied and Computational Mathematics* pp. 117–126.
- [88] Alghamdi Y, Peng Z, Shah K, Moghtaderi B, Doroodchi E. 2016 A correlation for predicting solids holdup in the dilute pneumatic conveying flow regime of circulating and interconnected fluidised beds. *Powder Technology* **297**, 357–366. (doi:10.1016/j.powtec.2016.04.037).
- [89] Mills D. 2016 *Pneumatic Conveying Design Guide*. Oxford: Elsevier Ltd, 3 ed.
- [90] Siegel W. 1991 *Pneumatische Förderung*. Würzburg: Vogel Verlag und Druck KG.
- [91] Acheli S. 2022 *Untersuchung der Verweilzeit von Partikeln im Hold-up eines Abweiseradsichters*. Master thesis, TU Clausthal.
- [92] Rußig S, Gonzalez V, Schurz M, Krzack S, Kleeberg J, Guhl S, Meyer B. 2019 Particle residence time measurement in a pressurized drop-tube reactor with radioactive tracer. *Fuel* **252**, October 2018, 37–46. (doi:10.1016/j.fuel.2019.03.134).
- [93] Gao Y, Muzzio FJ, Ierapetritou MG. 2012 A review of the Residence Time Distribution (RTD) applications in solid unit operations. *Powder Technology* **228**, 416–423. (doi:10.1016/j.powtec.2012.05.060).
- [94] Harris AT, Davidson JF, Thorpe RB. 2003 Particle residence time distributions in circulating fluidised beds. *Chemical Engineering Science* **58**, 11, 2181–2202. (doi:10.1016/S0009-2509(03)00082-4).
- [95] Chen K, Bachmann P, Bück A, Jacob M, Tsotsas E. 2019 CFD simulation of particle residence time distribution in industrial scale horizontal fluidized bed. *Powder Technology* **345**, 129–139. (doi:10.1016/j.powtec.2018.12.086).
- [96] Börner M, Bück A, Tsotsas E. 2017 DEM-CFD investigation of particle residence time distribution in top-spray fluidised bed granulation. *Chemical Engineering Science* **161**, 187–197. (doi:10.1016/j.ces.2016.12.020).

-
- [97] Elskamp F, Kruggel-Emden H. 2015 Review and benchmarking of process models for batch screening based on discrete element simulations. *Advanced Powder Technology* **26**, 3, 679–697. (doi:10.1016/j.apt.2014.11.001).
- [98] Guío-Pérez DC, Pröll T, Wassermann J, Hofbauer H. 2013 Design of an inductance measurement system for determination of particle residence time in a dual circulating fluidized bed cold flow model. *Industrial and Engineering Chemistry Research* **52**, 31, 10732–10740. (doi:10.1021/ie400211h).
- [99] Pietsch S, Schönherr M, Kleine Jäger F, Heinrich S. 2020 Measurement of Residence Time Distributions in a Continuously Operated Spouted Bed. *Chemical Engineering and Technology* **43**, 5, 804–812. (doi:10.1002/ceat.201900453).
- [100] Andreux R, Petit G, Hemati M, Simonin O. 2008 Hydrodynamic and solid residence time distribution in a circulating fluidized bed: Experimental and 3D computational study. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* **47**, 3, 463–473. (doi:10.1016/j.cep.2007.01.023).
- [101] Gust WH, Royce EB. 1971 Dynamic yield strengths of B₄C, BeO, and Al₂O₃ ceramics. *Journal of Applied Physics* **42**, 1, 276–295. (doi:10.1063/1.1659584).
- [102] Wu CY, Thornton C, Li LY. 2003 Coefficients of restitution for elastoplastic oblique impacts. *Advanced Powder Technology* **14**, 4, 435–448. (doi:10.1163/156855203769710663).

8 Veröffentlichungen und betreute Arbeiten

Schriftliche Veröffentlichungen (Erstautorschaften fett)

- *Triboelectric charging and separation of fine powder mixtures*,
Hansen, Leonard; Weers, Martin; Wollmann, Annett; Weber, Alfred,
Chemical Engineering & Technology, 2020, doi 10.1002/ceat.201900558
- *Dynamics of separation characteristics of sieving and flow classification processes*,
Weers, Martin; Wollmann, Annett; Teipel, Ulrich; Weber, Alfred,
Dynamic Flowsheet Simulation of Solids Processes, Stefan Heinrich (Hrsg.),
Springer Nature, 2020, doi 10.1007/978-3-030-45168-4, ISBN 978-3-030-45168-4
- *Triboelektrische Trennung von feinen Pulvergemischen*,
Hansen, Leonard; Weers, Martin; Wollmann, Annett; Benker, Bernd; Weber,
Alfred,
Forschungsfeld Rohstoffsicherung und Ressourceneffizienz, Langefeld, Oliver;
Mrotzek-Blöß, Asja (Hrsg.), Papierflieger Verlag, 2020, ISBN 978-3-86948-767-0
- *Entwicklung eines Modells zur Trenncharakteristik von Abweiseradsichtern*,
Weers, Martin; Hansen, Leonard; Wollmann, Annett; Benker, Bernd; Weber,
Alfred,
Forschungsfeld Rohstoffsicherung und Ressourceneffizienz, Langefeld, Oliver;
Mrotzek-Blöß, Asja (Hrsg.), Papierflieger Verlag, 2020, ISBN 978-3-86948-767-0
- *Forced Triboelectrification of Fine Powders in Particle Wall Collisions*,
Hansen, Leonard; Weers, Martin; Wollmann, Annett; Weber, Alfred,
Minerals, 2022, doi 10.3390/min12020132
- *Development of a model for the separation characteristics of a deflector wheel classifier including the particle collision and rebound behavior*,
Weers, Martin; Hansen, Leonard; Schulz, Daniel; Benker, Bernd; Wollmann,
Annett; Kykal, Carsten; Kruggel-Emden, Harald; Weber, Alfred,
Minerals, 2022, doi 10.3390/min12040480
- *Dynamisches Verhalten eines Abweiseradsichters beim Anfahrprozess und Materialwechsel*,
Acheli, Sonia; Weers, Martin; Wollmann, Annett; Weber, Alfred,
Chemie Ingenieur Technik, 2022, doi 10.1002/cite.202200127

Konferenzbeiträge (nur von M. Weers präsentierte)

- *Untersuchungen zum Restitutionskoeffizienten für einen Abweiseradsichter*, Vortrag, Jahrestreffen der ProcessNet-Fachgruppen Partikelmesstechnik und Aerosoltechnologie, 06.-07.03.2019, Frankfurt am Main
- *Investigation of Coefficients of Restitution for a Deflector Wheel Classifier*, Vortrag, PARTEC - International Congress on Particle Technology, 09.-11.04.2019, Nürnberg
- *Investigation of the Airflow in a Deflector Wheel Classifier*, Vortrag, EMECE - International Mechanical Engineering Congress & Exposition, 11.-14.11.2019, Salt Lake City, Utah, USA
- *Untersuchung der Luftströmung in einem Abweiseradsichter*, Vortrag, Hybrides Jahrestreffen der ProcessNet-Fachgruppe Partikelmesstechnik und des Arbeitsausschusses Feinstäube, 14.-16.09.2020, virtuelle Konferenz & Clausthal-Zellerfeld
- *Untersuchung der Verweilzeit von Partikeln im Hold-up eines Abweiseradsichters*, Vortrag, Jahrestreffen der ProcessNet-Fachgruppen Gasreinigung und Partikelmesstechnik, 18.-19.02.2021, virtuelle Konferenz
- *Untersuchung der Partikel-Wand-Interaktion und ihr Einfluss auf die triboelektrische Aufladung*, Poster, Jahrestreffen der ProcessNet-Fachgruppe Aerosoltechnik, 17.05.2021, virtuelle Konferenz

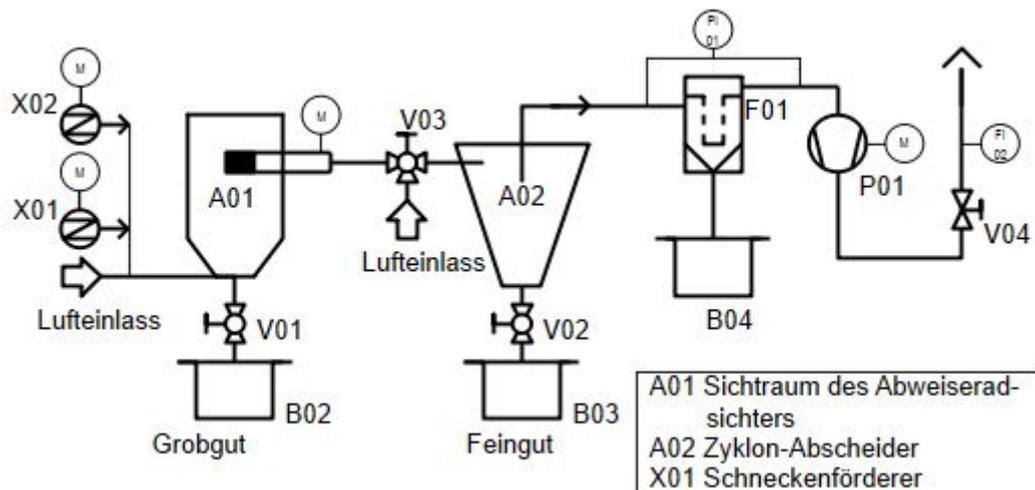
Betreute studentische Arbeiten

- *Untersuchung des Stoßverhaltens nicht sphärischer Partikel im niedrigen Mikrometerbereich*, Shiyi Wu, Projektarbeit, 2020
- *Parametrische Untersuchung zur Trennschärfe eines Abweiseradsichters für Trennungen im niedrigen Mikrometerbereich*, Tessa Gallenkämper, Projektarbeit, 2020
- *Untersuchung der Aufladeparakteristik von pflanzlichem Material in Abhängigkeit relevanter Inhaltsstoffe*, Gesa Marie Weber, Masterarbeit, 2020
- *Charakterisierung des Hold-up in einem Abweiseradsichter und seine Beeinflussung durch das Stoßverhalten des Einzelkorns*, Tessa Gallenkämper, Masterarbeit, 2021
- *Konzeptentwicklung zur Untersuchung der Verweilzeit von Partikeln im Hold-up eines Abweiseradsichters*, Ali Absheena, Sonia Acheli, Mayara Rivellis Gemza, Gruppenarbeit, 2021
- *Untersuchung des Stoßverhaltens von Partikeln in einem Lineardispersierer*, Marius Schneider, Alexander Plack, Gruppenarbeit, 2021

- *Untersuchung der Verweilzeit von Partikeln im Hold-up eines Abweiseradsichters*
Sonia Acheli, Masterarbeit, 2022
- *Bestimmung des Stoßverhaltens von Leichtfüllstoffen und ihres Trennverhaltens in einem Abweiseradsichter*, Alisar Abdallah, Gabriel Lukas Muangombe, Eshan Nohekhan, Gruppenarbeit, 2022

9 Anhang

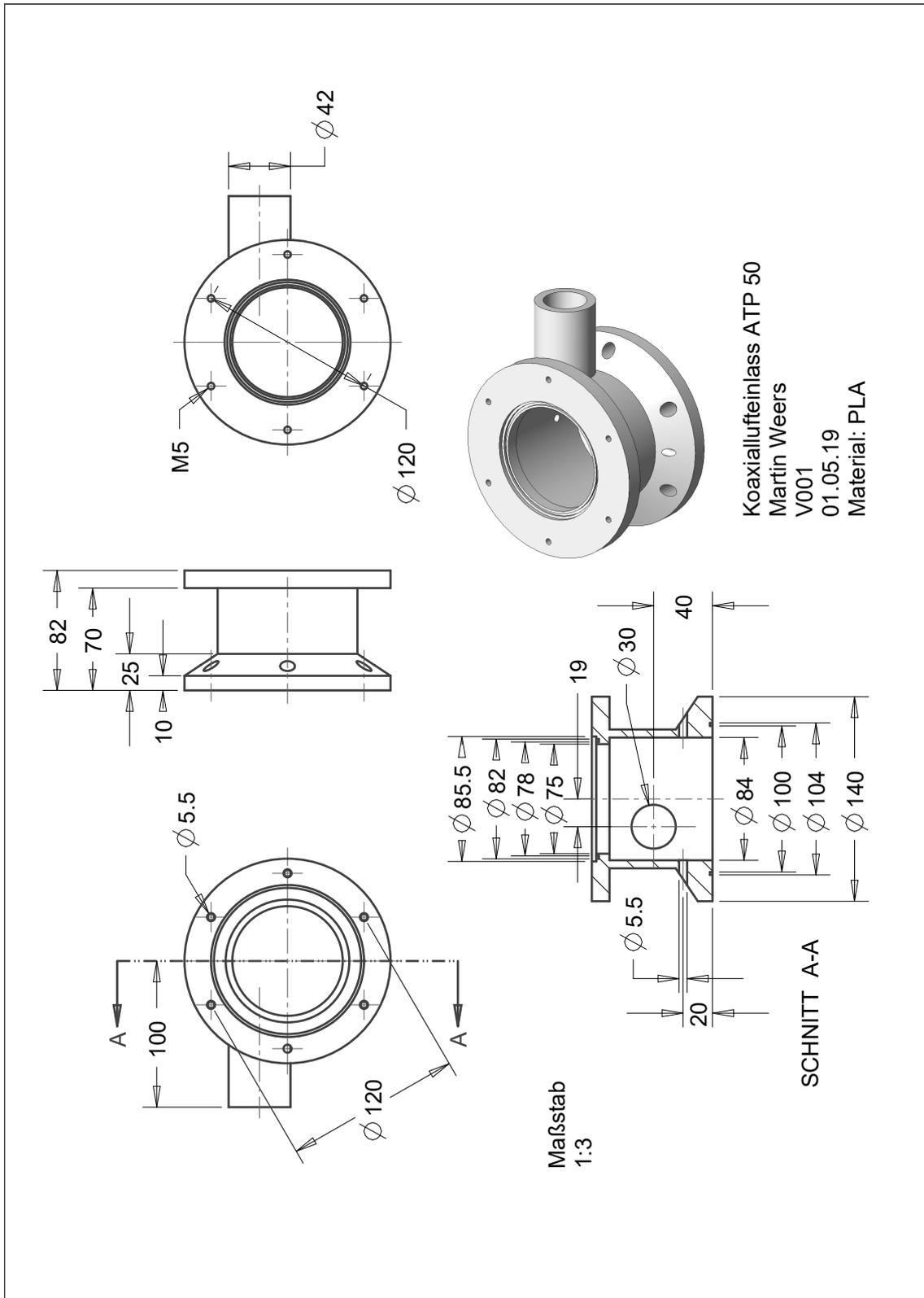
A.1 Schematischer Versuchsaufbau zur Untersuchung des instationären Verhaltens



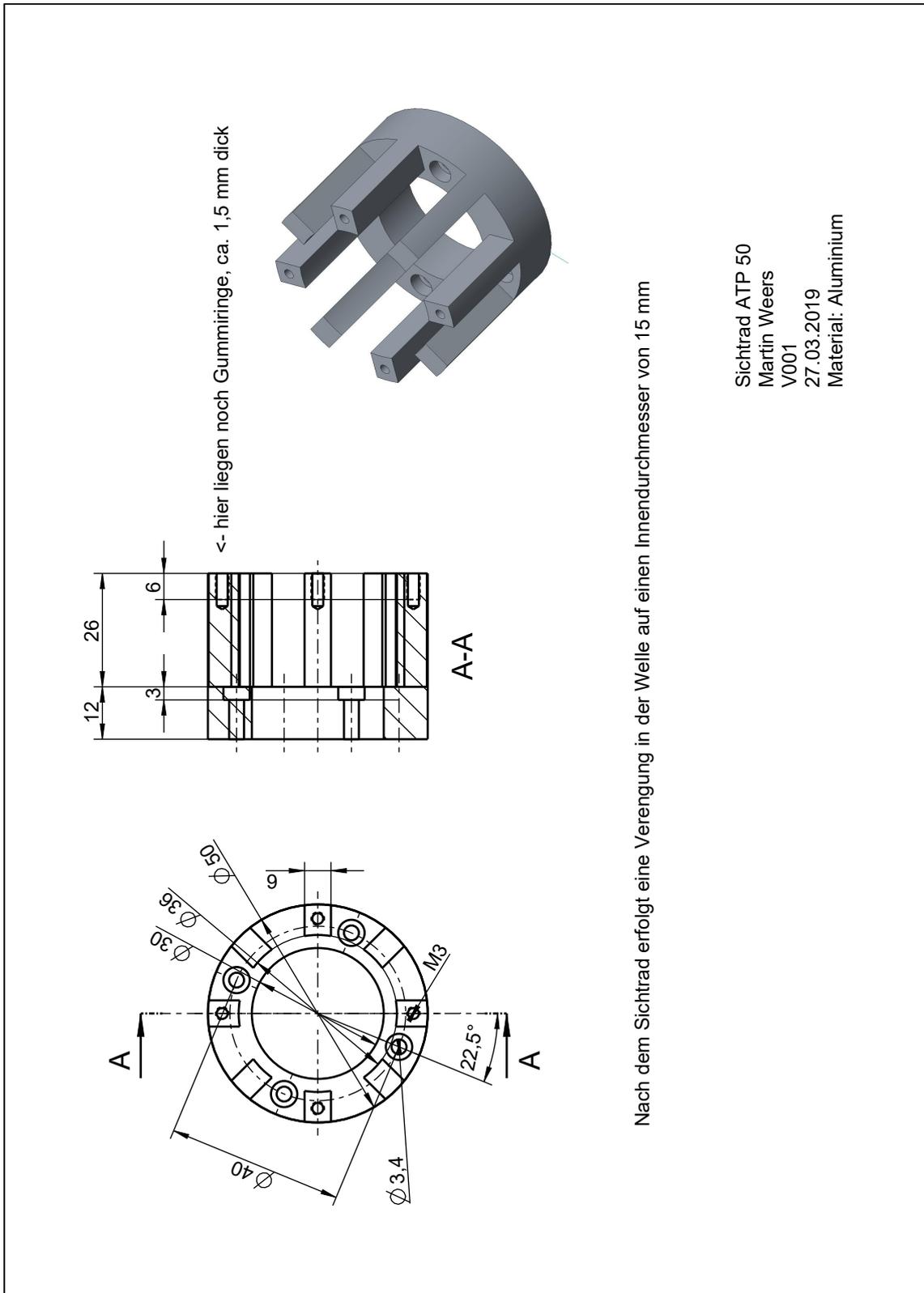
A.9 Durch den Trichter des modifizierten Deckels gesogene Nebenluft bei $75 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ Sichtluftstrom, gemessen mittels Sensidyne Gilibrator 2, Gilian Instrument Corp.

Drehzahl	Luftstrom
rpm	$\text{m}^3 \text{ h}^{-1}$
3000	1,17
6000	1,04
9000	1,10
12000	0,98
15000	0,87

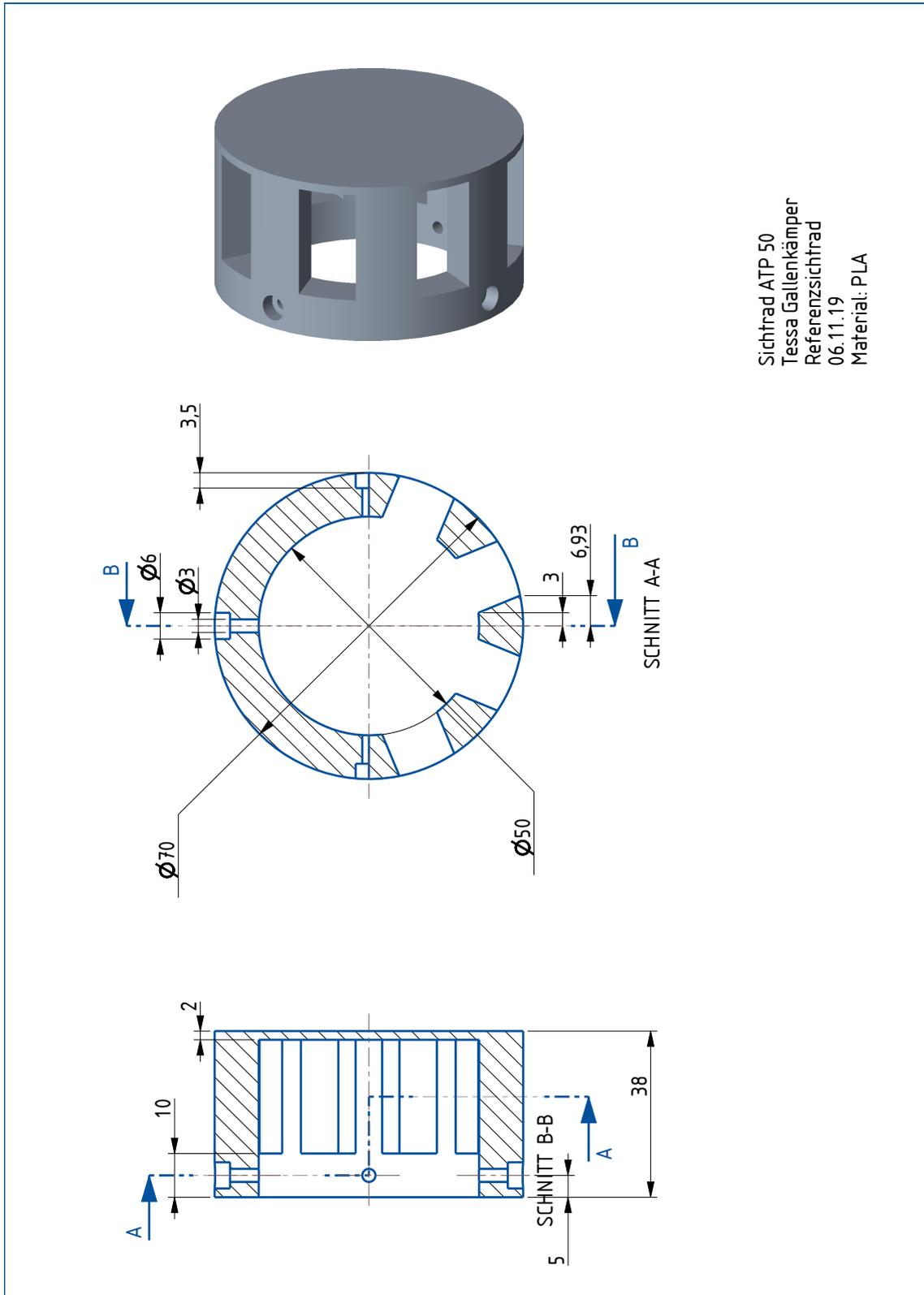
A.2 Zeichnung des Koaxiallufteinlasses



A.3 Zeichnung des üblicherweise verbauten Sichtrades

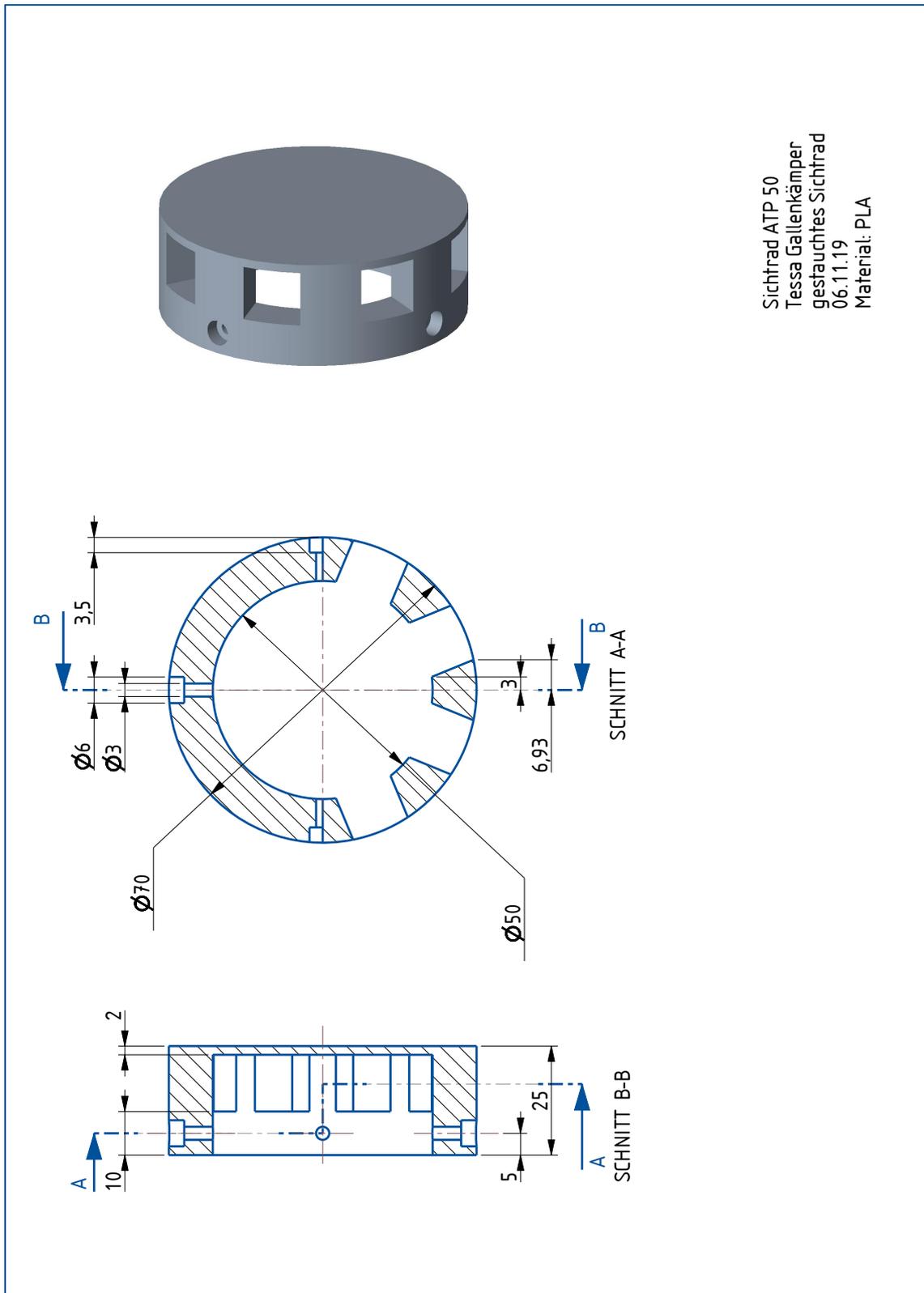


A.4 Zeichnung des Referenzsichtrades



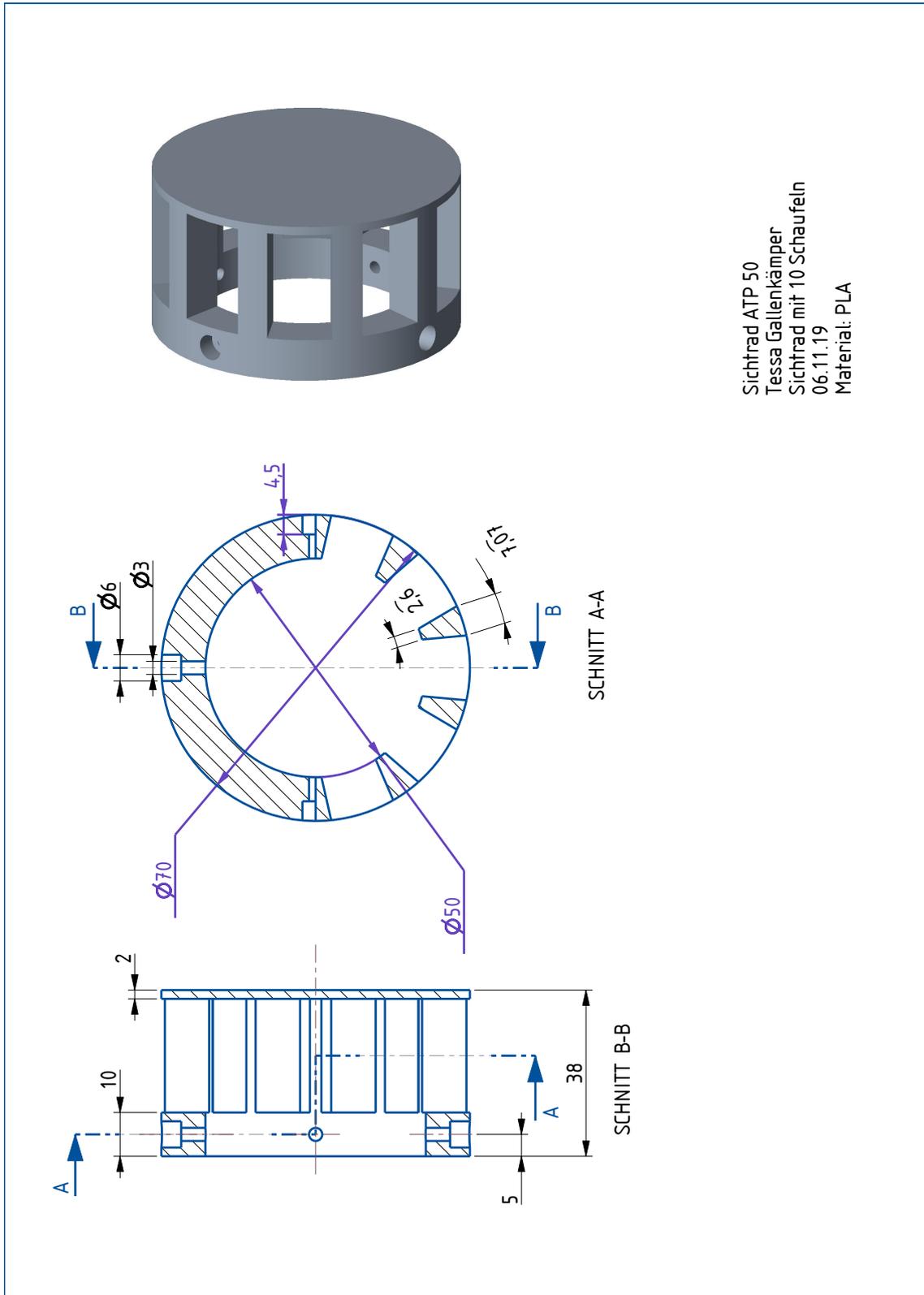
[81]

A.5 Zeichnung des gestauchten Sichtrades

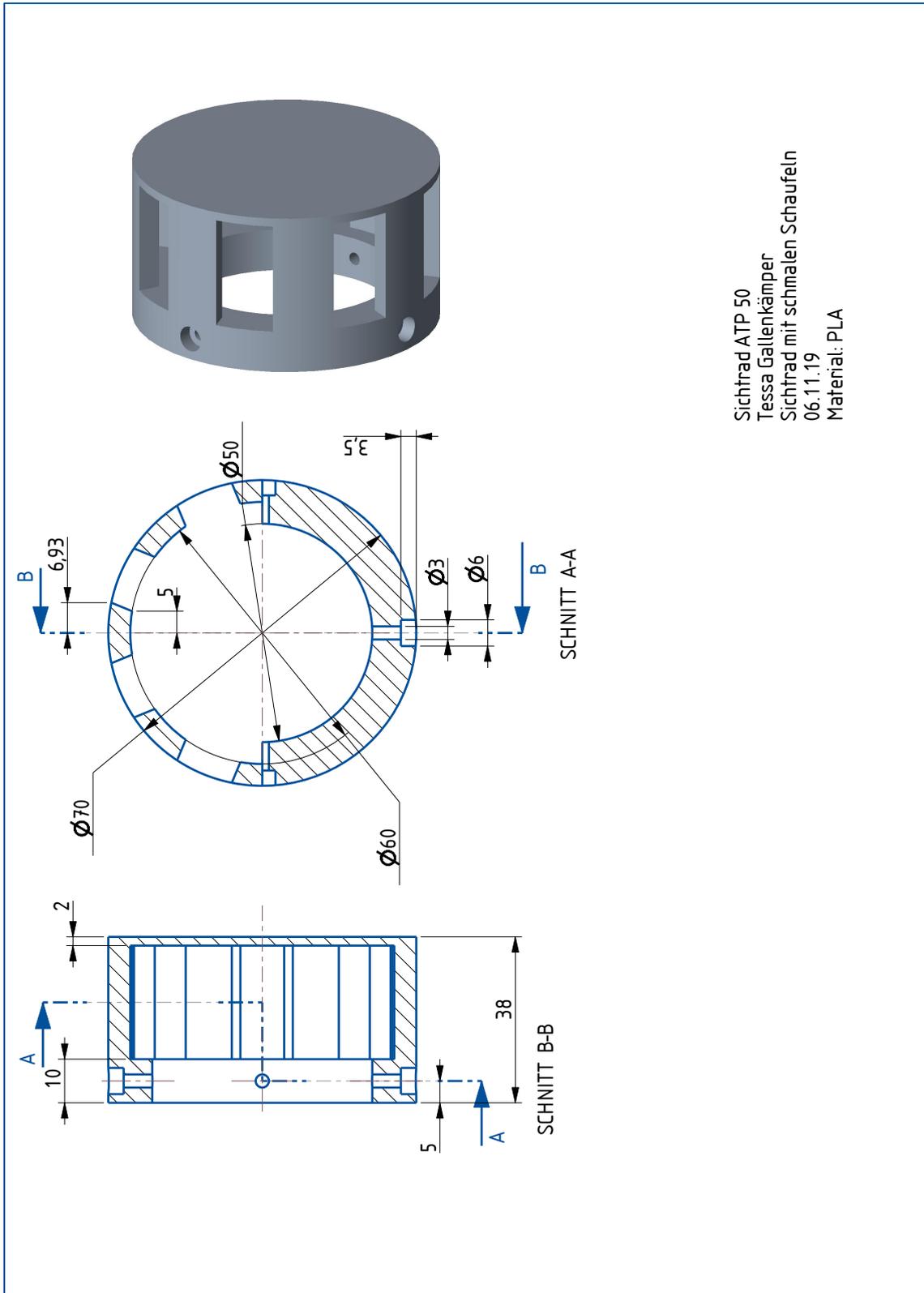


[81]

A.6 Zeichnung des Sichtrades mit 10 Schaufeln

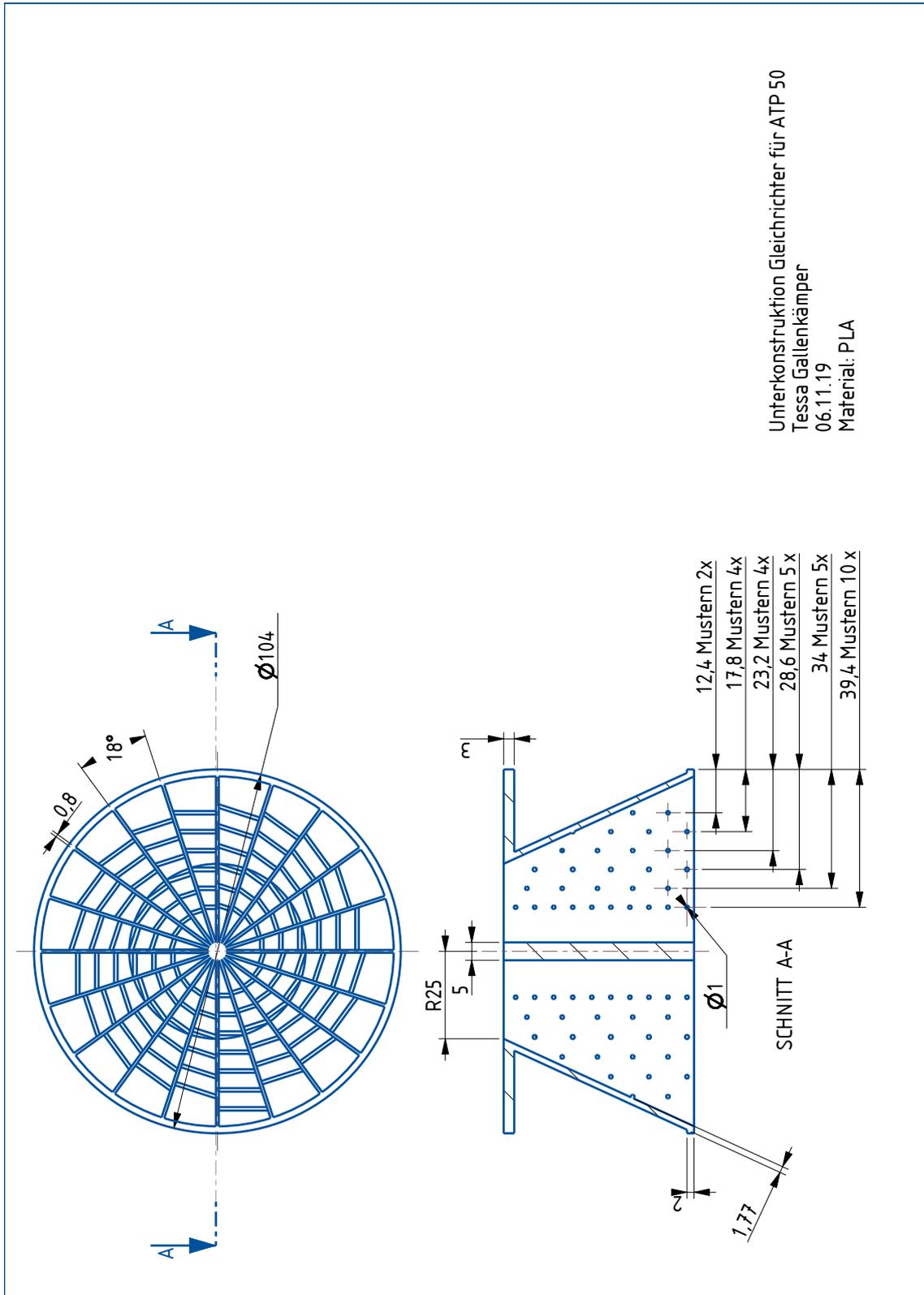


A.7 Zeichnung des Sichtrades mit schmalen Schaufeln



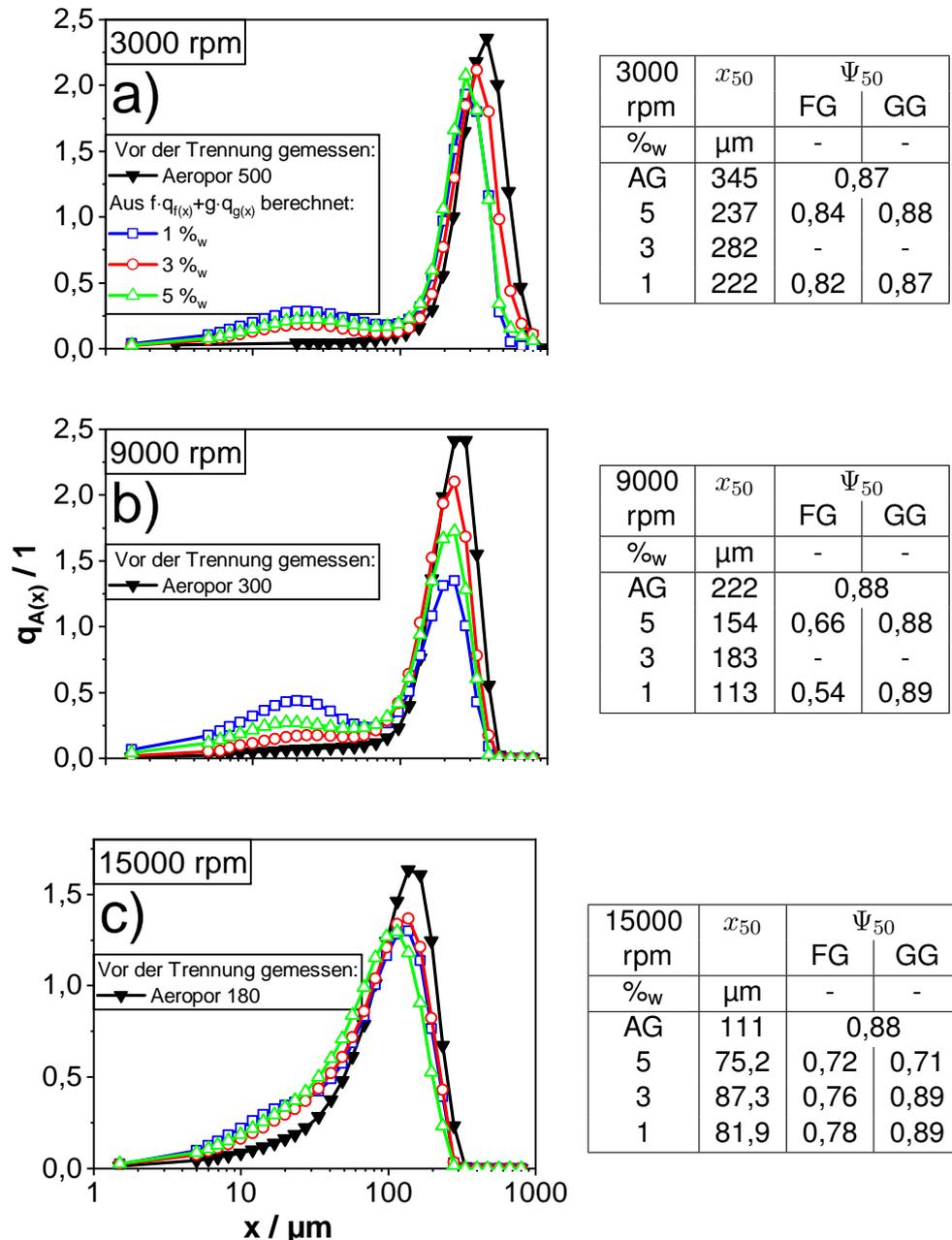
[81]

A.8 Zeichnung des Gleichrichters



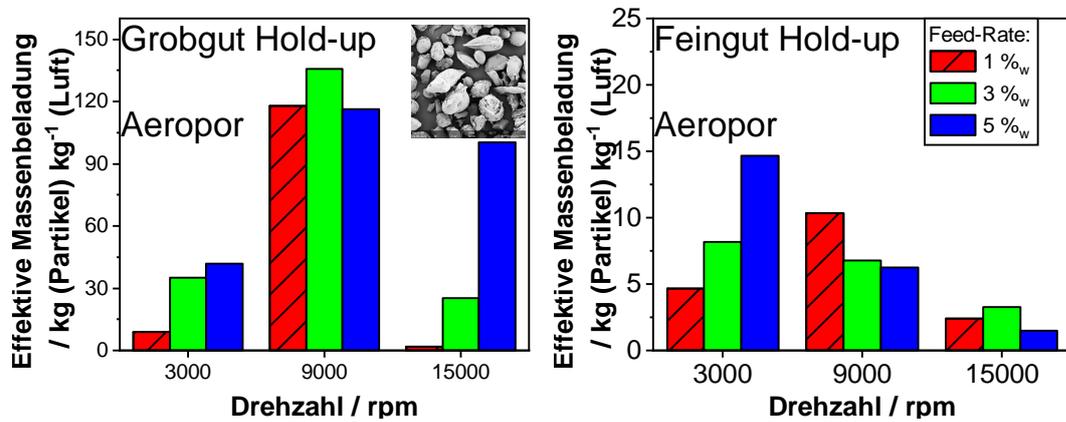
[81]

A.10 Zerkleinerung von Aeropors während des Trennprozesses

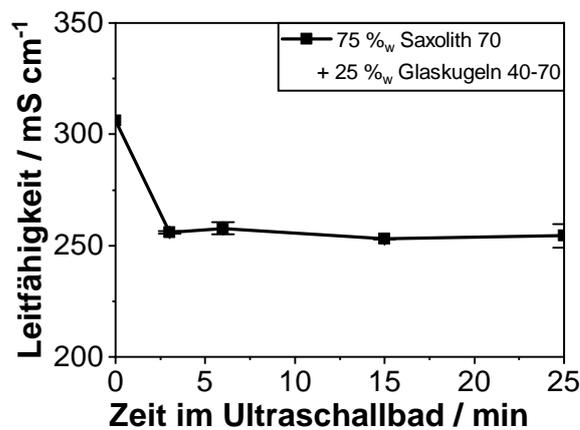


Partikelgrößenverteilungen von Aeropors, gefüllte Symbole stellen die vor dem Klassierprozess gemessene Verteilung dar und die ungefüllten Symbole die berechnete Summe der gewichteten Fraktionen. (a) ist für die Trennung bei 3000 rpm, (b) bei 9000 rpm und (c) bei 15000 rpm. x_{50} ist der Modalwert der Aufgabegutverteilungen, entweder direkt am Aufgabegut gemessen (AG), oder nach der Trennung berechnet aus der Feingut und Grobgutfraktion (1, 3, 5 %_w). Ψ_{50} beschreibt die mittlere Sphärizität für das Aufgabegut, Feingut (FG) oder Grobgut (GG).

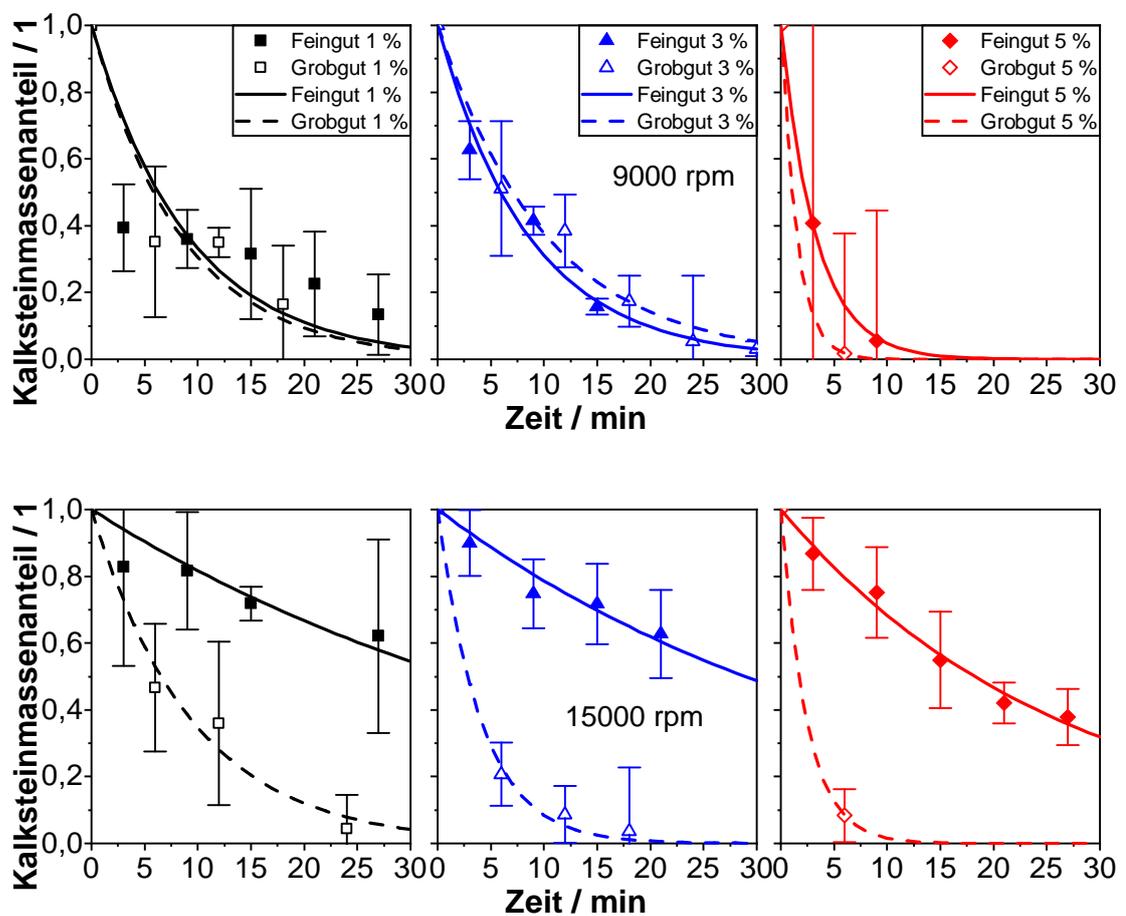
A.11 Effektive Massenbeladung für Aeropor im Grob- und Feingut Hold-up



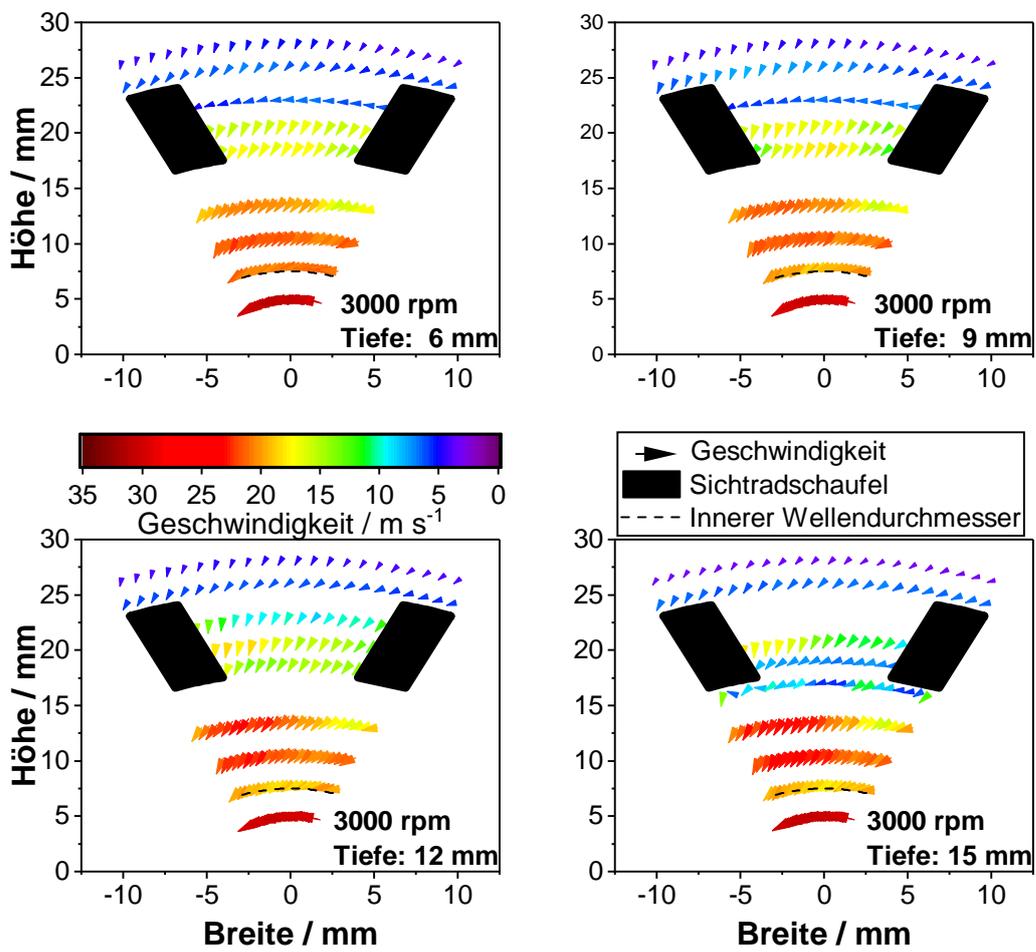
A.12 Einfluss der Zeit im Ultraschallbad auf die Leitfähigkeit bei 75 %_w Kalkstein



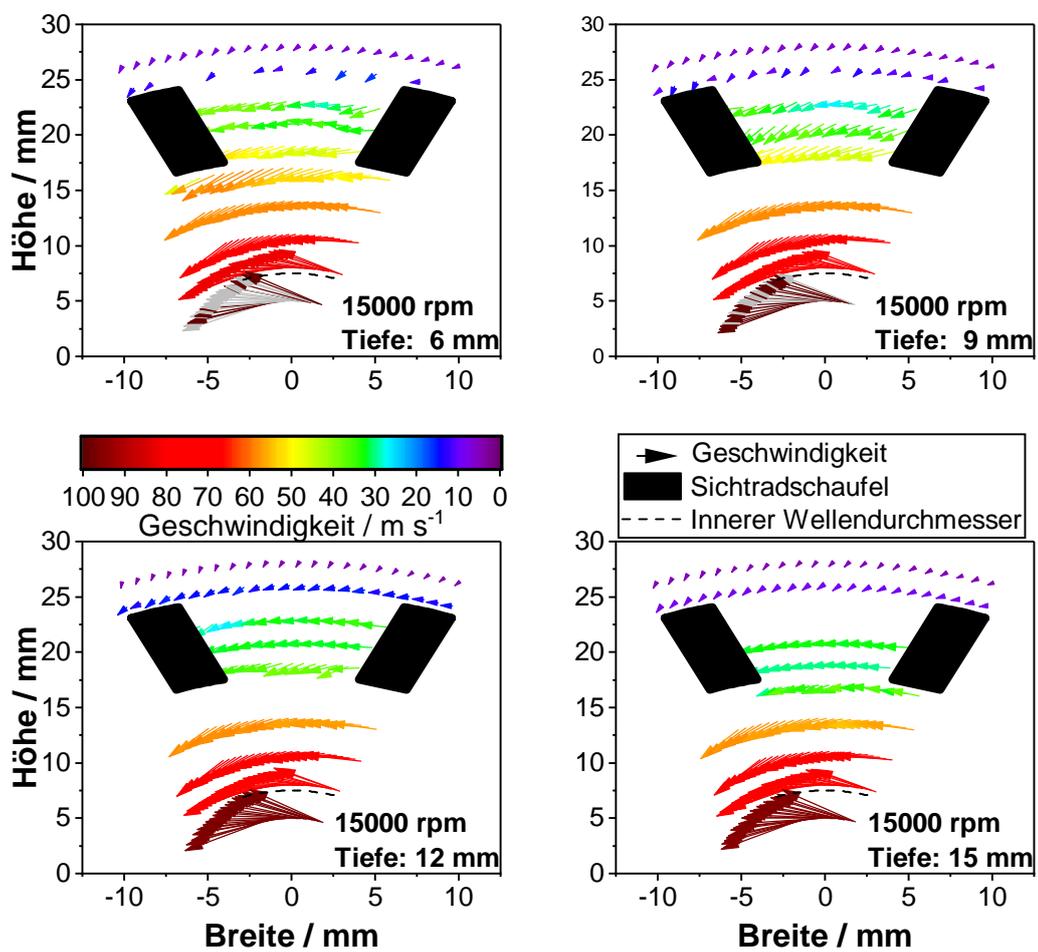
A.13 Kalksteinmassenanteil in der Grobgut und Feingut Probe gegenüber der Zeit für 9000 und 15000 rpm



A.14 Mittels LDA gemessene Strömungsgeschwindigkeiten bei 3000 rpm



A.15 Mittels LDA gemessene Strömungsgeschwindigkeiten bei 15000 rpm



A.16 Lebenslauf

Name:	Martin Weers
Geburtsdatum /-ort:	07.10.1993 in Leer
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	ledig
2005-06/2012	Abitur: Teletta-Groß-Gymnasium, Leer Allgemeine Hochschulreife
09/2012-03/2016	Fachhochschule Flensburg Bachelor: Biotechnologie und Verfahrenstechnik (B. Sc.) Schwerpunkt: Verfahrenstechnik
08/2015-02/2016	Praktikum & Bachelorarbeit Klinge Paperwerke GmbH & Co. KG, Weener
03/2016-11/2017	Hochschule Flensburg Master: Biotechnology and Process Engineering (M. Sc.) Schwerpunkt: Separation Technology
03/2017-11/2017	Praktikum & Masterarbeit Dräger Safety AG & Co. KGaA, Lübeck
12/2017-01/2022	Technische Universität Clausthal, Clausthal-Zellerfeld