

Petya Ivanova Toneva

**Experimentelle und numerische
Untersuchungen zur Mehrphasenströmung
in Sichter­mühlen**



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Mehrphasenströmung in Sichtertermühlen

**Der Technischen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades**

DOKTOR – INGENIEUR

vorgelegt von

Petya Ivanova Toneva

Erlangen – 2010

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2010

Zugl.: Erlangen-Nürnberg, Univ., Diss., 2010

978-3-86955-590-4

Als Dissertation genehmigt von der Technischen Fakultät der
Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 04.12.2009
Tag der Promotion: 28.05.2010
Dekan: Prof. Dr.-Ing. R. German
Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. W. Peukert
Prof. Dr.-Ing. E. Schlücker

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2010

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

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

1. Auflage, 2010

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86955-590-4

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 2003 bis 2007 während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Feststoff- und Grenzflächenverfahrenstechnik (LFG) der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Peukert, für die Unterstützung, das entgegengebrachte Vertrauen und für die mir bei der Arbeit gewährten Freiheit. Seine Anregungen sowie die fachlichen Diskussionen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Eberhard Schlücker danke ich für die bereitwillige Übernahme des Korreferats. Dem fachfremden Gutachter Herrn Prof. Dr.-Ing. Dietmar Drummer sei ebenso gedankt wie Herrn Prof. Dr. rer. nat. Andreas Wierschem für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes. Ein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Karl-Ernst Wirth für seine ständige Diskussionsbereitschaft, für die wertvollen Anregungen sowie für die gute Zusammenarbeit der vergangenen Jahre.

Den Herren Dr.-Ing. Philipp Epple und Chuslove Illich danke ich für die Gittergenerierung und für die besonders hilfreiche Unterstützung bei der numerischen Berechnung. Mein Dank gilt der Firma Hosokawa Alpine GmbH, insbesondere Herrn Dr.-Ing. Bodo Furchner, für die Bereitstellung der Versuchsmühle sowie für die mitgeteilten Erfahrungen aus der Praxis.

Ich bedanke mich herzlich bei allen ehemaligen Kollegen, die mich auf vielfacher Weise bei meiner Arbeit unterstützt haben. Die hilfsbereite und humorvolle Atmosphäre, in der viele Freundschaften entstanden, wird mir dauerhaft in Erinnerung bleiben. Mein ausdrücklicher Dank gilt den Herren Peter Rollig und Heinrich Drost, sowie den Herren Franz-Joseph Nagel und Rolf Zech, die mich bei den anfallenden Auf- und Umbauten der Versuchsanlage tatkräftig unterstützt haben. Frau Sieglinde Winter sei für die Unterstützung bei allen organisatorischen Belangen gedankt.

Bei allen Studenten, die in Form von Diplom- und Projektarbeiten oder als hilfswissenschaftliche Kräfte einen unverzichtbaren Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben, bedanke ich mich recht herzlich.

Das größte Dankeschön gebührt jedoch meinem Mann Lars, der mich uneingeschränkt unterstützte und mir den nötigen Freiraum für die Fertigstellung der Arbeit sicherte. Bei ihm, sowie bei meiner Tochter Maya, bedanke ich mich für die stets entgegengebrachte Liebe, Toleranz und Geduld. Mein Dank gilt auch meinen Eltern, die mich immer in jeder Hinsicht unterstützt haben.

Kurzfassung

Sichtermühlen gehören zu den weltweit am häufigsten eingesetzten Mühlentypen und ermöglichen die Herstellung von Produkten mit engen Partikelgrößenverteilungen und wohl definiertem Oberkorn. Zur Erzielung der geforderten Produktspezifikation findet jedoch meistens eine empirische, oft intuitive, Optimierung des Betriebs statt. Dies ist häufig mit einem erheblichen experimentellen Aufwand verbunden. Ein vertieftes Verständnis der komplexen Zusammenhänge zwischen den einzelnen Prozessschritten in der Sichter-mühle (Zerkleinern, Klassieren, Transport, Mischen) würde eine realistische mathematische Abbildung der einzelnen Vorgänge ermöglichen und dadurch den experimentellen Aufwand beim technischen Mühlenbetrieb verringern.

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit steht die erstmalige systematische experimentelle und numerische Untersuchung der Ein- und Mehrphasenströmung in einer Sichter-mühle. Es werden grundlegende Erkenntnisse über den Strömungseinfluss auf die Beanspruchungsintensität der Mahlgutpartikeln im Mahlraum sowie auf die am Sicht-rad stattfindende Klassierung gewonnen. Diese werden zur Weiterentwicklung eines allgemeinen Zerkleinerungsmodells herangezogen.

Abstract

Air classifier mills are used world-wide in various industrial sectors in order to provide narrow particle size distributions and a sharp cut-off at the top size. To achieve the required product specifications in most cases an empirical, often even intuitive, optimisation of the grinding circuit takes place. This frequently involves considerable experimental efforts. A profound understanding of the complex interactions between the unit operations taking place inside the air classifier mill (grinding, classification, transport, mixing) would allow for realistic modelling of the grinding circuit. Consequently, the experimental efforts for operating technical mills would be reduced.

The scope of the present work is the systematical experimental and numerical investigation of the single and two-phase flow inside an air classifier mill. Fundamental findings about the flow influence on the stress intensity of the grinding stock as well as on the classification at the impeller wheel classifier are gained. These are used for the further development of a general grinding model.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis.....	iii
1 Einleitung.....	1
2 Stand des Wissens bei der Prallzerkleinerung.....	3
2.1 Untersuchungen auf Material- und Einzelpartikelebene	4
2.2 Untersuchungen auf Prozessebene - technische Prallzerkleinerung.....	9
2.3 Einige Aspekte zur Modellierung der technischen Zerkleinerung	11
2.4 Strömungseinflüsse auf das Zerkleinerungs- und Klassierergebnis	13
2.4.1 Zerkleinerung.....	13
2.4.2 Klassierung	19
3 Zielsetzung und Konzept.....	25
4 Experimentelle Untersuchungen des Strömungsfeldes	27
4.1 Verwendete Sichter­mühle.....	27
4.2 Aufbau der Versuchsanlage	28
4.3 Stiftgeometrien.....	30
4.4 Messtechnik zur Strömungsfelduntersuchung.....	31
4.4.1 Strömungsfelduntersuchung mittels Particle Image Velocimetry	32
4.4.2 Messdatenverarbeitung	34
4.5 Verwendete Tracer.....	35
4.5.1 Einphasige Strömung	35
4.5.2 Partikelbeladene Strömung	36
4.6 Bereiche der Strömungsfelduntersuchung und Betriebseinstellungen	40
5 Numerische Berechnung der Strömung in der Sichter­mühle	43
5.1 Berechnung der fluiden Phase	43
5.1.1 Modellierung der Turbulenz	45
5.2 Berechnung der dispersen Phase.....	48
5.3 Numerisches Gitter	55
5.4 Randbedingungen	58
6 Ergebnisse und Diskussion	61
6.1 Druckverlust in der Sichter­mühle.....	61

6.2	Einphasige Strömung in der Nähe der Mahlstifte.....	62
6.2.1	Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit	64
6.2.2	Einfluss der Sichradgeschwindigkeit.....	69
6.2.3	Vergleich der Strömungsprofile aus zwei parallelen Messebenen.....	70
6.3	Einphasige Strömung am Sichrad.....	71
6.3.1	Strömungsprofil im Abweiseradsichter	72
6.3.2	Ergebnisse der PIV-Messungen am Sichrad	80
6.4	Einphasige Strömung zwischen der Mahlscheibe und dem Sichrad.....	91
6.5	Gas-Feststoff-Strömung.....	96
6.5.1	Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln auf die Mahlstifte.....	97
6.5.2	Partikelbewegung im Sichrad.....	109
7	Fließschemasimulation der Grundvorgänge in der Sichtertermühle.....	119
7.1	Die Fließschemasimulation komplexer Feststoffprozesse.....	119
7.2	Aufbau von SolidSim.....	120
7.3	Modellierung der Zerkleinerung in SolidSim.....	121
7.4	Modellierung der Klassierung in SolidSim	128
7.5	Die Anwendung von SolidSim am Beispiel der Sichtertermühle.....	129
7.5.1	Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit....	137
7.5.2	Berücksichtigung der Materialermüdung	143
8	Zusammenfassung	147
9	Literaturverzeichnis	153
A	Anhang.....	165
A.1	Reproduzierbarkeit der PIV-Messungen	165

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

a	-	Funktion der Partikel-Reynolds-Zahl
a	m	halbe Stifthöhe
a	-	Parameter der Bruchfunktion nach Kerlin [62]
A	m ²	Fläche
A	-	Parameter der Glättungsfunktion im SST-Modell
A_f	m ²	freie Durchtrittsfläche am Außenumfang des Sichtrads
A_P	m ²	Partikelquerschnitt
A_S	m ²	Mantelfläche des Sichtrads
b	-	Massenübergangskoeffizient
b_{Sch}	m	Schaufelbreite
$ \mathbf{b} $	-	Matrix der Massenübergangskoeffizienten
B	m	charakteristische Abmessung des Prallelements
B	-	Bruchfunktion
c	s/m	Parameter der Bruchfunktion nach Vogel [154]
$const$		Konstante
C	-	Korrekturterm in Berechnungsgleichungen für Strömungskräfte auf Partikeln
C_1, C_2		Konstanten
$C_{\varepsilon,1}, C_{\varepsilon,2}, C_\mu$	-	Konstanten im k- ε -Modell
$C_{k\omega}$	kg/(m ³ s ²)	Parameter der Glättungsfunktion im SST-Modell
d	-	Parameter der Bruchfunktion nach Vogel [154]
d_P	m	Partikeldurchmesser
$d_{P,krit}$	m	kritischer Partikeldurchmesser
D	m	Durchmesser des zylindrischen Prallelements
e	-	Restitutionskoeffizient
f_{Mat}	kg/(Jm)	massenspezifischer Materialparameter
F	-	Glättungsfunktion im SST-Modell
\vec{F}	N	Kraft

g	-	Gesamtabscheidegrad
\bar{g}, g	m/s^2	Erdbeschleunigung
h	-	dimensionslose Höhe des Prallelements
H	m	Höhe des Prallelements
$ \mathbf{I} $	-	Einheitsmatrix
I_P	kg m^2	Massenträgheitsmoment der Partikel
k	-	Beanspruchungsanzahl
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
k	-	Parameter in der Gleichung für die Trennfunktion nach Husemann [55]
l	-	dimensionslose Schaufellänge
l_E	m	charakteristische Wirbellänge
L	m	charakteristische Stiftabmessung
m_0	kg/s	Parameter in der Gleichung für die Trennfunktion nach Husemann [55]
m_i		Masse im Partikelgrößenintervall i
m_P	kg	Partikelmasse
\vec{m}_A	kg	Vektor der Partikelgrößenverteilung des Aufgabeguts
\vec{m}_E	kg	Vektor der Partikelgrößenverteilung des Zerkleinerungsprodukts
\dot{m}	kg/s	Feststoffmassenstrom
\dot{m}_A	kg/s	Massenstrom des Aufgabeguts
n	-	Exponent
n	-	Anzahl der Beanspruchungen im Zerkleinerungsmodell
p	Pa	Druck
p_{rel}	Pa	relativer Druck
P	Pa	zeitgemittelter (lokal) Druck
$Q_3(x)$	-	Massensummenverteilung der Partikelgröße
r	m	radiale Position
r_f	m	Radius des Feingutaustritts am Sichtrad
r_g	m	Radius des Grobgutaustritts am Sichtrad

r_y	m	radiale Position im Sichtrad entlang der y-Koordinate
r_z	m	radiale Position im Sichtrad entlang der z-Koordinate
\vec{r}	m	Ortsvektor
R	m	Radius
R_S	m	Sichtradradius
Re	-	Reynolds-Zahl
Re_P	-	Partikel-Reynolds-Zahl
Re_x	-	Reynolds-Zahl bezogen auf eine charakteristische Abmessung x
s_0	m	Bremsweg
s_{Sch}	m	freier Abstand zwischen den Sichtradschaufeln
S	% bzw. -	Bruchwahrscheinlichkeit
$ \mathbf{S} $	-	Matrix der Bruchwahrscheinlichkeit
t	s	Zeit
T	s	Zeit
T	-	Trennfunktion
\vec{T}	Nm	Drehmoment
\mathbf{u}_i	m/s	momentane Strömungsgeschwindigkeit
\mathbf{u}'_i	m/s	Schwankungswert der Strömungsgeschwindigkeit
$\vec{\mathbf{u}}_F, u_F$	m/s	Fluidgeschwindigkeit
$u_{F,\infty}$	m/s	Fluidanströmungsgeschwindigkeit in weiter Entfernung vom Stift
$\vec{\mathbf{u}}_P$	m/s	Vektor der Partikelgeschwindigkeit
$\vec{\mathbf{u}}_P^*$	m/s	Vektor der Partikelgeschwindigkeit relativ zu einem rotierenden Bezugssystem
u_P	m/s	Partikelgeschwindigkeit normal zur Wand
$u_{P,Max}$	m/s	Partikelgeschwindigkeit am Maximum der Maxwell-Verteilung
u_r	m/s	Radialgeschwindigkeit des Fluids
$u_{\varphi,F}$	m/s	Tangentialgeschwindigkeit des Fluids
$u_{\varphi,P}$	m/s	Tangentialgeschwindigkeit der Partikeln
\mathbf{U}_i	m/s	zeitgemittelte (lokal) Strömungsgeschwindigkeit

\mathbf{v}'	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit eines Wirbels
v_M	m/s	stationäre Sinkgeschwindigkeit der Partikel im Zentrifugalfeld
\vec{v}_{rel}, v_{rel}	m/s	Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel
$v_{\varphi,M}$	m/s	Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe
$v_{\varphi,MM}$	m/s	Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe am Messort
$v_{\varphi,S}$	m/s	Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads
\dot{V}_{Luft}	m ³ /s	Luftvolumenstrom
w_0	m/s	Anfangsgeschwindigkeit der Partikel
$w_{P,tot}$	m/s	absolute Partikelgeschwindigkeit
$W_{m,min}$	J/kg	massenspezifische Mindestenergie
$W_{m,kin}$	J/kg	massenspezifische kinetische Energie
x	m	Partikelgröße
x	m	kartesische Koordinatenrichtung
$x_{10,3}$	m	Partikelgröße bei der die Massensummenverteilung 10% beträgt
$x_{50,3}$	m	Massenmedianwert der Partikelgrößenverteilung
$x_{90,3}$	m	Partikelgröße bei der die Massensummenverteilung 90% beträgt
x_t	m	Trenngrenze
y	m	kartesische Koordinatenrichtung
z	m	kartesische Koordinatenrichtung
$ \mathbf{Z} $	-	Zerkleinerungsmatrix

Griechische Symbole

α	–	Konstante im k- ω -Modell
α	°	Auftreffwinkel
β, β'	-	Konstante im k- ω -Modell
β	-	Parameter der Bruchfunktion nach Gotsis et al. [47]
γ	-	Parameter der Bruchfunktion nach Gotsis et al. [47]
Γ	-	Gaußverteilung

Δ	-	Intervall
δ_{ij}	-	Kronecker-Delta-Funktion
δ_x	m	Grenzschichtdicke
ε	-	Anteil des Hohlraumvolumens
ε	W/kg	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie k
η	Pa s	dynamische Viskosität des Fluids
λ	m	mittlere freie Weglänge
μ_t	kg/ (m s)	Wirbelviskosität
ν_F	m ² /s	kinematische Viskosität des Fluids
θ	-	Maxwell-Summenverteilung der Partikelgeschwindigkeit
ρ_F	kg/m ³	Fluiddichte
ρ_P	kg/m ³	Partikeldichte
σ	m	Standardabweichung der Partikelgrößenverteilung
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	-	Konstanten im k- ε -Modell
σ_k, σ_ω	-	Konstanten im k- ω -Modell
τ_E	s	Wirbellebendauer
ϕ	-	beliebige physikalische Größe
ϕ'	-	Schwankungswert einer beliebigen physikalischen Größe
$\bar{\phi}$	-	Mittelwert einer beliebigen physikalischen Größe
Φ	-	Parameter der Bruchfunktion nach Gotsis et al. [47]
Ψ	-	Stokes-Zahl
ω	1/s	spezifische Dissipationsrate
$\vec{\omega}_F$	1/s	Rotation der Fluidströmung
$\vec{\omega}_P$	1/s	Partikelrotation
$\vec{\omega}_{rel}$	1/s	relative Rotationsgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid
$\vec{\Omega}$	1/s	Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Koordinatensystems

Indices

aa flächengemittelt

<i>abs</i>	absolut
<i>B</i>	Basset
<i>ext</i>	extern
<i>F</i>	Fluid
<i>frei</i>	frei
<i>g</i>	Gravitation
<i>ges</i>	gesamt
<i>G</i>	Gewicht
<i>i</i>	Laufvariable
<i>j</i>	Laufvariable
<i>krit</i>	kritisch
<i>Ma</i>	Magnus
<i>mfa</i>	massenstromgemittelt
<i>P</i>	Partikel
<i>Sa</i>	Saffman
<i>VM</i>	virtuelle Masse
<i>tot</i>	gesamt
<i>W</i>	Widerstand

1 Einleitung

Sichtermühlen werden häufig zur Trockenzerkleinerung in verschiedenen Industriezweigen wie zum Beispiel der Kunststoff-, der Lebensmittel- sowie der chemischen und pharmazeutischen Industrie eingesetzt. Sie sind eine Kombination aus einer Prallmühle und einem integrierten Sieb und ermöglichen die Herstellung enger Partikelgrößenverteilungen mit wohl definiertem Oberkorn. In dieser Arbeit werden Rotorprallmühlen behandelt. Die Ansätze sind aber weitgehend auf andere Mühlentypen, wie z.B. Strahlmühlen, übertragbar. Rotorprallmühlen sind in der Lage, weiche bis mittelharte Produkte mit maximalen Partikelgrößen unterhalb von $10\ \mu\text{m}$ herzustellen. Bei ihrer Ausführung als Sichtermühlen sind einige Variationen in Bezug auf Form der Zerkleinerungswerkzeuge, Siebgeometrie, Antrieb des Mühlenrotors und des Siebers sowie räumliche Trennung von Mahl- und Klassierzone möglich [130]. In allen Fällen laufen trotz des unterschiedlichen Aufbaus die gleichen verfahrenstechnischen Teilprozesse ab: Zerkleinerung, Trennung, Mischen und Transport.

Die Auslegung von Mühlen und Zerkleinerungsprozessen ist mit erheblichem experimentellem Aufwand verbunden. Allgemeingültige physikalische Modelle zur Erfassung der Vorgänge in Sichtermühlen und in technischen Prallzerkleinerungsmaschinen existieren nicht. Um diesem Ziel näher zu kommen, verfolgen die publizierten Forschungsarbeiten zwei Aspekte. Einerseits wird das spezifische Bruchverhalten der Partikeln in Abhängigkeit ihrer Materialeigenschaften und der Beanspruchungsmechanismen untersucht. Experimentell erfolgt dies an Einzelpartikeln. Numerische Berechnungen können wichtige Erkenntnisse über die Rissausbreitung und die resultierende Bruchstückgrößenverteilung, die experimentell schwer zugänglich sind, liefern. Andererseits wird ein weiterer Schwerpunkt durch Arbeiten gebildet, die den Einfluss der Mühengeometrie und der Betriebsparameter auf das Zerkleinerungsprodukt untersuchen.

Bei der Modellierung der technischen Zerkleinerung wird die Mühle bzw. der Mahlraum meist als ‚black box‘ betrachtet. Größen, die das aus der Mühle austretende Feststoff-Gas-Gemisch kennzeichnen, wie Partikelgrößenverteilung, Beladung usw., werden mit den Eingangsgrößen, der Aufgabegutverteilung und der zugeführten Energie, zum großen Teil empirisch korreliert, ohne den Teilchentransport und die Beanspruchungsbedingungen in der Mühle zu kennen. Die gewonnenen Erkenntnisse aus den Untersuchungen an Einzelpartikeln, die unter wohl definierten Bedingungen stattfinden, können nicht ohne Berücksichtigung der Strömungssituation auf die technische Zerkleinerung übertragen werden. Die Fluidodynamik beeinflusst die Beanspruchungsintensität und die Beanspruchungshäufigkeit der Partikeln und damit die Feinheit des Zerkleinerungsprodukts. Während diese Größen bei den Untersuchungen an Einzelpartikeln durch die wohl definierten Versuchsbedingungen eindeutig bestimmbar sind, gibt es bis jetzt keine Arbeiten, die den Einfluss der Mehrphasenströmung bei der Ü-

bertragung der Ergebnisse der Einzelkornzerkleinerung auf technische Mühlen berücksichtigen.

Das Verständnis der komplexen Zusammenhänge zwischen Zerkleinerung und Transport in der Mühle wird eine realistische mathematische Abbildung des Zerkleinerungsvorgangs ermöglichen.

Gegenstand dieser Arbeit ist die erstmalige systematische experimentelle und numerische Untersuchung der Strömungsvorgänge in einer Sichtertermühle. Der Strömungseinfluss auf die Beanspruchungsintensität der Mahlgutpartikeln im Mahlraum ist ebenfalls Gegenstand dieser Arbeit. Es werden vertiefte Erkenntnisse über die in der Mühle tatsächlich vorliegenden Transportvorgänge und über die Wechselwirkung zwischen der Zerkleinerungs- und Klassierzone gewonnen. Diese werden zur Weiterentwicklung eines allgemeinen Zerkleinerungsmodells herangezogen. Das Modell wird so gestaltet, dass es die Anforderungen zur Fließschemasimulation von komplexen Feststoffprozessen erfüllt. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, durch beliebig komplizierte Verschaltungen einzelner Verfahrensschritte die komplexen Vorgänge in einem Apparat abzubilden. Zusätzlich können vielfältige Feststoffprozesse realistisch berechnet werden und Optimierungsstudien durchgeführt werden.

2 Stand des Wissens bei der Prallzerkleinerung

Ziel der Zerkleinerung ist die Herstellung von Produkten mit wohl definierten Partikelgrößenverteilungen. Im technischen Maßstab erfolgt dies trotz jahrelanger Forschung auf diesem Gebiet immer noch empirisch auf der Basis von Erfahrungswerten. Um zu einer quantitativen Modellierung des Zerkleinerungsvorgangs zu gelangen ist es zweckmäßig, den Gesamtprozess in mehrere Schritte zu unterteilen und gezielt Teilaspekte systematisch zu untersuchen. Peukert [93] stellt zur Beschreibung der Zerkleinerung einen Mehrskalensatz vor, der sich von der molekularen Skala bis zur Skala des verfahrenstechnischen Prozesses ausstreckt. Auf der *Ebene der Molekulardynamik* (MD) wird das Aufbrechen chemischer Bindungen oder zwischenmolekularer Wechselwirkungen behandelt. Auf der folgenden *Materialebene* wird das mechanische Materialverhalten, welches durch kontinuumsmechanische Eigenschaften wie z.B. Elastizitätsmodul, Zugfestigkeit oder Risszähigkeit bestimmt wird, betrachtet. Auf dieser Ebene werden die Spannungs- und die Verformungszustände des Materials und ihr Einfluss auf die Bruchentstehung und die Bruchfortpflanzung untersucht. Aus der Materialreaktion auf die Beanspruchung und durch die gewünschte Feinheit des Zerkleinerungsprodukts kann bereits auf dieser Ebene die geeignete Mühlenart festgelegt werden. Die Kriterien zur Auswahl der Mühle in Abhängigkeit der Materialeigenschaften können in einer Matrixform zusammengefasst werden [89].

Auf der *Einzelpartikelebene* wird die Partikel als eine Einheit betrachtet, die durch ihre Form, Größe und Bruchfestigkeit charakterisiert wird. Auf dieser Ebene wird der Einfluss der Beanspruchungsart und der Beanspruchungsintensität auf die resultierende Bruchstückgrößenverteilung untersucht. Die Studien an Einzelpartikeln finden unter wohl definierten, meist idealisierten Bedingungen im Gegensatz zu der Beanspruchung in technischen Mühlen statt.

Auf *Prozessebene* wird die Zerkleinerung durch die *Prozessfunktion* und durch die *Eigenschaftsfunktion* charakterisiert. Letztere wird von Rumpf [109] eingeführt und beschreibt den Zusammenhang zwischen den dispersen Eigenschaften partikulärer Systeme und den Produkteigenschaften. Unter dispersen Eigenschaften wird die Lage und Form der Partikelgrößenverteilung, sowie Partikelform, -morphologie und Grenzflächeneigenschaften verstanden. Die Prozessfunktion setzt die Apparate- und Betriebsparameter mit den resultierenden Produkteigenschaften in Beziehung und wird von Krekel und Polke [66] bei der Analyse verfahrenstechnischer Prozesse eingeführt. Vogel und Peukert [92] unterteilen die Prozessfunktion in *Maschinen-* und *Materialfunktion*. Bezogen auf die Zerkleinerung fasst die Maschinenfunktion die Beanspruchungsbedingungen, die konstruktiven Mühlencharakteristiken und die Betriebsparameter zusammen. Die Materialfunktion beschreibt die Reaktion der Partikeln auf die Beanspruchung, z.B. in Form von Bruchwahrscheinlichkeit und Bruchfunktion. Diese

Reaktion hängt von den mechanischen Materialeigenschaften aber auch von der Größe und der Form der Partikeln ab.

Durch die Trennung von Maschinen- und Materialfunktion ist es zum ersten Mal gelungen, einen quantitativen Ansatz zur Bestimmung der Bruchwahrscheinlichkeit unterschiedlicher prallbeanspruchter Materialien auf Einzelpartikelebene abzuleiten [155]. Eine Trennung von Maschinen- und Materialfunktion ist auf Prozessebene noch nicht gelungen. Dieses Vorgehen soll bei der Untersuchung der Zerkleinerung und allgemein von verfahrenstechnischen Prozessen in Zukunft angestrebt werden, um dadurch die systematische Erfassung des Zerkleinerungsprozesses voranzubringen und die anpassbaren Parameter auf den einzelnen Modellebenen durch physikalisch begründete Modellparameter zu ersetzen.

Die bis jetzt durchgeführten Forschungsarbeiten, die mit dem Zerkleinerungsprozess in Zusammenhang gebracht werden können, erstrecken sich über den gesamten von Peukert [93] eingeführten Skalenbereich. Die Übertragung der Ergebnisse aus den molekulardynamischen Simulationen auf den makroskopischen Zerkleinerungsvorgang ist noch nicht gelungen. Diese tragen jedoch dazu bei, die Mechanismen zur Entstehung von Defekten in der Mikrostruktur der Partikeln zu verstehen [3]. Die Ebene der Molekulardynamik wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter betrachtet. Die kontinuumsmechanischen Untersuchungen finden an einzelnen Teilchen (einzelne Agglomerate oder Primärpartikeln) statt, so dass die Studien auf Materialebene und auf Einzelpartikelebene oft ineinander greifen. Deshalb werden die Forschungsarbeiten aus diesen zwei Teilbereichen zusammen im Abschnitt 2.1 betrachtet. Der Schwerpunkt wird dabei auf Arbeiten über die Einzelkornzerkleinerung gelegt. Die bekannten Studien über die Prallzerkleinerung, die auf Prozessebene stattfinden, werden in Abschnitt 2.2 vorgestellt.

2.1 Untersuchungen auf Material- und Einzelpartikelebene

Einen umfassenden Überblick über die Bedeutung der Einzelkornzerkleinerung für die Zerkleinerungstechnik wird von Rumpf [107] gegeben. Die systematische Untersuchung der physikalischen Grundvorgänge, die bei der Zerkleinerung ablaufen, ist einer der Schwerpunkte seiner Arbeiten [105-108, 111, 112]. Er teilt die Zerkleinerung in Mühlen anhand des dominierenden Beanspruchungsmechanismus in Prall, Druck, Druck-Schub, Scherung in einem umgebenden Fluid und Zerkleinerung durch nicht mechanische Energiezufuhr ein. Die Untersuchung der einzelnen Zerkleinerungsmechanismen in Einzelkornversuchen, bei welchen die Partikeln einer definierten Beanspruchung unterworfen werden, liefert wertvolle Erkenntnisse über den Partikelbruch und das spezifische Materialverhalten. Eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse wird von Schönert [129] gegeben, der neben Rumpf einen bedeutenden Beitrag zur Zerkleinerungsforschung leistet [122-131]. Im Folgenden wird auf einige wichtige Arbeiten zur Einzelkornzerkleinerung eingegangen.

Durch experimentelle und theoretische Untersuchung des Spannungszustands in prall- und druckbeanspruchten Kugeln liefern Gildemeister [44] und Stieß [142] wichtige Erkenntnisse über den Bruchbeginn und die Form der entstehenden Bruchstücke. Ein Vergleich der Spannungsverteilung in beiden Fällen wird von Schönert [127, 131] vorgenommen. Die Spannungsverteilung an der Kontaktstelle ist in beiden Fällen qualitativ identisch, unterhalb der Kontaktfläche resultiert ein Feingutkegel. Der Spannungszustand hängt allerdings von der Art der Verformung in der Kontaktstelle ab. Bei überwiegender Elastizität entstehen Ringrisse und Kegelbrüche. Auftretende inelastische Verformungen unterhalb der Kontaktfläche lösen Meridianbrüche aus. Bei einer Prallbeanspruchung wird der Partikel Energie über eine Kontaktfläche zugeführt, während bei der Druckbeanspruchung die Energiezufuhr über zwei Kontaktflächen stattfindet. Die gleiche Beanspruchungsenergie bewirkt deshalb im ersten Fall lokal größere Spannungen, die zu unterschiedlichen Bruchbildern führen. Die Bruchwahrscheinlichkeit der Prallbeanspruchung liegt über dieser der Druckbeanspruchung.

Neben experimentellen und analytischen Betrachtungen werden vermehrt numerische Methoden zur Erklärung des spezifischen Bruchverhaltens unterschiedlicher Materialien eingesetzt, die die Behandlung von Inhomogenitäten und unregelmäßig geformter Strukturen ermöglichen. Studien zum besseren Verständnis der Brucheinleitung und Bruchausbreitung bei der Druck- und Prallbeanspruchung von heterogenen, kugelförmigen Granulaten werden von Khanal [63] sowohl versuchstechnisch als auch theoretisch mit FEM (Finite Elemente Methode) und DEM (Diskrete Elemente Methode) durchgeführt. Es wird beobachtet, dass die Bruchstückgrößenverteilung von der Form der primären Partikeln im Granulat abhängt. Diese beeinflusst auch das Bruchverhalten des Granulats.

Subero et al. [144] wenden DEM zur Untersuchung des Einflusses der Beanspruchungsgeschwindigkeit und der Bindungsenergie zwischen den Primärpartikeln auf die Bruchfestigkeit von sphärischen Agglomeraten an. Wie erwartet, steigt der Fragmentierungsgrad der Agglomerate mit zunehmender Beanspruchungsenergie. Es wird jedoch eine Grenze erreicht, ab der keine weitere Aggregatzerstörung beobachtet wird. Dies wird auf zusätzliche dissipative Effekte mit zunehmender Beanspruchungsgeschwindigkeit zurückgeführt. Der Einfluss der Bindungsstärke auf den Fragmentierungsgrad nimmt mit zunehmender Beanspruchungsgeschwindigkeit ab.

Thornton et al. [147] untersuchen das Bruchverhalten von fehlerstellenbehafteten Agglomeraten mittels zweidimensionaler DEM-Simulationen und beobachten in Übereinstimmung mit Potapov et al. [95] die Ausbreitung einer Kompressionswelle durch die Agglomerate. Hinter der Wellenfront überwiegen Druckkräfte, die plastische Deformationen im Agglomerat auslösen. Die Zerstörung der Kontakte in der plastischen Zone erfolgt durch die am Ende der Wellenfront auftretenden Zugkräfte. Unterhalb einer Grenzgeschwindigkeit, die mit der Bindungsstärke exponentiell zunimmt, zeigen die Agglomerate keine Brucherscheinungen. Bei folgenden dreidimensionalen DEM-

Rechnungen mit regelmäßig geformten Agglomeraten wird von Kafui und Thronton [60] beobachtet, dass für jede Bindungsstärke eine Geschwindigkeit existiert, bei der eine maximale Anzahl von Bruchflächen erzeugt wird. Bei einer weiteren Erhöhung der Beanspruchungsenergie werden keine neuen Bruchflächen gebildet, sondern die entstandenen Bruchstücke geschwächt und weiter zerstört.

Entscheidenden Einfluss auf das Bruchverhalten eines Partikels hat die Stoßrichtung. Durch den schiefen Stoß kommt es zu einer überlagerten Schubbeanspruchung, die den Spannungszustand in der Partikel verändert, und somit das Zerkleinerungsergebnis beeinflusst. In [50, 139] wird der Einfluss der überlagerten Schubbeanspruchung bei der Druckzerkleinerung untersucht. Ruppel [113] untersucht direkt den Einfluss der Prallgeschwindigkeit und des Aufprallwinkels auf die Bruchwahrscheinlichkeit bei der Prallzerkleinerung von Partikeln aus Glas, Steatit, Polyoximethylen und Quarz. Samimi et al. [114] und Moreno et al. [86] studieren experimentell bzw. theoretisch mittels DEM die Auswirkung dieser Parameter auf das Bruchverhalten von Agglomeraten. Es zeigt sich, dass die Normalkomponente der Prallgeschwindigkeit der Haupteinflussfaktor ist. Übereinstimmend wird eine Zunahme der Bruchwahrscheinlichkeit bzw. der entstandenen Fragmente mit zunehmender Schubbeanspruchung bei gleicher Beanspruchungsenergie festgestellt. Das bedeutet für die Prallbeanspruchung, dass der schiefe Stoß für den Partikelbruch energetisch günstiger ist als der senkrechte Stoß.

Über den qualitativen Einfluss der Partikelgröße und der Beanspruchungsgeschwindigkeit auf das Bruchverhalten unterschiedlicher Materialien wird von mehreren Autoren berichtet [16, 24, 29, 51, 96, 139, 145]. Zur Beurteilung der Materialreaktion auf die Beanspruchung werden die Bruchwahrscheinlichkeit und die Bruchfunktion ermittelt. Die Bruchwahrscheinlichkeit wird als der Anteil der bei einer bestimmten Beanspruchung gebrochenen Partikeln definiert, während die Bruchfunktion die Partikelgrößenverteilung der Bruchstücke darstellt. Die Bestimmung der Bruchwahrscheinlichkeit setzt voraus, dass die Partikeln nach der Beanspruchung einzeln ausgewertet werden. Um diesen enormen experimentellen Aufwand zu reduzieren, wird oft stattdessen der Bruchanteil bestimmt. Dieser gibt den Massenanteil an Partikeln an, der nach einer bestimmten Beanspruchung kleiner ist als die Ausgangspartikelgröße. Im Fall einer engen Ausgangsfraktion geht der Bruchanteil in die Bruchwahrscheinlichkeit über [129].

Unabhängig von der Beanspruchungsart wird von allen Autoren festgestellt, dass die volumenspezifische Energie, die für den Bruch benötigt wird, mit abnehmender Partikelgröße ansteigt. Ein wichtiger Befund der Untersuchungen an Einzelteilchen ist, dass selbst spröde Materialien wie Glas sich mit abnehmender Partikelgröße zunehmend plastisch verformen [34]. Das Verformungs- und Bruchverhalten von Materialien, die visko-elastische Materialeigenschaften aufweisen, wird am Beispiel von PMMA eingehend in [127] diskutiert.

Der Einfluss der Beanspruchungsenergie und der Ausgangspartikelgröße auf das Zerkleinerungsergebnis bei der Einzelkornzerkleinerung wird im überwiegenden Teil der Arbeiten meist qualitativ anhand der Partikelgrößenverteilung des Produkts und der Bruchbilder der zerstörten Partikel diskutiert. In der Regel werden zur mathematischen Beschreibung der Bruchwahrscheinlichkeit und der Bruchfunktion empirische Gleichungen aufgestellt, die an experimentelle Ergebnisse angepasst werden. Eine Übertragung dieser Gleichungen auf andere Betriebs- und Beanspruchungsbedingungen ist somit oft nicht möglich.

Im Bereich des Abriebs in Folge von Prallbeanspruchung gelingt es Ghadiri und Zhang [43, 169] einen Ansatz herzuleiten, der das Abriebsverhalten mit kontinuumsmechanischen Größen verknüpft und dabei den Einfluss von Materialparametern und Beanspruchungsbedingungen getrennt berücksichtigt. Ansätze, das Zerkleinerungsverhalten eines Materials mit seinen mechanischen Materialeigenschaften zu verknüpfen, finden sich in den Arbeiten von Rumpf [111] und Weichert [160]. Rumpf [111] beschreibt das Bruchverhalten unterschiedlicher Materialien mittels eines Satzes dimensionsloser Kennzahlen. Weichert [160] geht einen anderen Weg und führt die von Weibull [159] entwickelte Wahrscheinlichkeitsverteilung zur Beschreibung der Bruchwahrscheinlichkeit bei der Zerkleinerung ein. Diese Verteilung beruht auf dem Prinzip des schwächsten Gliedes in einer Kette und beschreibt die Versagenswahrscheinlichkeit für verschiedene Problemstellungen.

Aufbauend auf den oben aufgeführten Arbeiten von Rumpf und Weichert leitet Vogel [155] eine Berechnungsgleichung für die Bruchwahrscheinlichkeit prallbeanspruchter Partikeln her. Damit können zum ersten Mal bruchmechanische Betrachtungen mit dem Zerkleinerungsverhalten quantitativ verknüpft werden. Dabei werden die Einflüsse der Beanspruchungsbedingungen, d.h. der Maschinenfunktion, und der Material- bzw. Partikeleigenschaften getrennt erfasst. Der Ansatz für die Bruchwahrscheinlichkeit wird wie folgt formuliert:

$$S = 1 - \exp\{-f_{Mat} \cdot x \cdot k \cdot (W_{m,kin} - W_{m,min})\} \quad (2.1)$$

f_{Mat} ist ein Materialfaktor, der die Prallfestigkeit des Materials charakterisiert. k gibt die Anzahl der Beanspruchungen an, x ist die Partikelgröße, $W_{m,kin}$ ist die massenspezifische Zerkleinerungsenergie und $W_{m,min}$ stellt eine massenspezifische Energieschwelle dar. Für massenspezifischen Energien kleiner als $W_{m,min}$ findet keine Zerkleinerung statt. $W_{m,min}$ wird zusammen mit dem Materialparameter f_{Mat} durch Anpassung von Gl. (2.1) an experimentellen Daten ermittelt. Vogel multipliziert $W_{m,min}$ mit der Partikelgröße x . Das Produkt wird als Materialkonstante betrachtet. Die von Vogel eingeführten Parameter f_{Mat} und $xW_{m,min}$ beschreiben quantitativ das Zerkleinerungsverhalten eines Materials bezüglich der Bruchwahrscheinlichkeit und werden von Materialeigenschaften wie dem Elastizitätsmodul, der Bruchflächenenergie, und der Härte aber auch durch schwer zu bestimmende Parameter wie Fehlstellenverteilung oder durch die Partikelform bestimmt. f_{Mat} und $xW_{m,min}$ sind in erster Näherung umgekehrt proportional

zueinander, spröde Materialien beispielsweise sind durch große Werte von f_{Mat} und kleine Werte von $xW_{m,min}$ gekennzeichnet. Der Ansatz von Vogel ermöglicht es, die Bruchwahrscheinlichkeit aller Materialien durch eine einheitliche Masterkurve für alle eingesetzten Partikelgrößen darzustellen (Abb. 2.1).

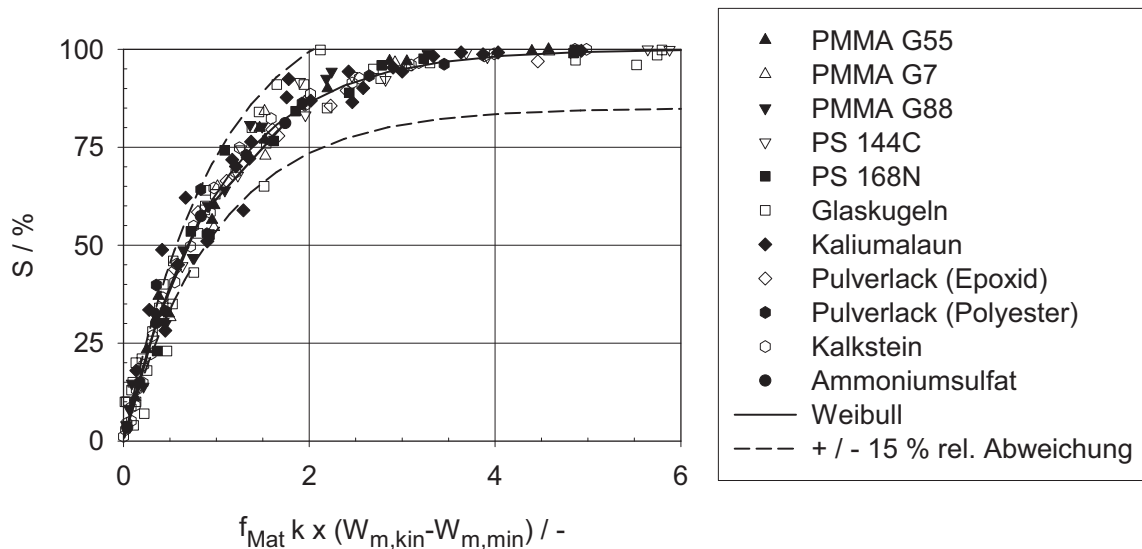


Abb. 2.1: Masterkurve für die Bruchwahrscheinlichkeit prallbeanspruchter Partikeln [154]

Die Gültigkeit des Ansatzes wird auch bei der Prallbeanspruchung von pharmazeutischen Pulvern im Partikelgrößenbereich von einigen zehn Mikrometern bestätigt [79]. Die Übertragbarkeit von Gl. (2.1) auf die Fragmentierung von nanoskaligen Agglomeraten wird in [133] diskutiert. Toneva und Peukert [149] zeigen, dass der Ansatz von Vogel auch auf andere Zerkleinerungsmechanismen, wie z.B. auf die Druck- und Fallkörperzerkleinerung übertragbar ist. Die Materialparameter f_{Mat} und $xW_{m,min}$ zeigen jedoch eine Abhängigkeit von der Beanspruchungsart.

Die Parameter f_{Mat} und $xW_{m,min}$ beeinflussen systematisch auch den Massenmedianwert der Bruchstückgrößenverteilung [154]. Aufbauend auf diese Erkenntnisse ziehen Meier und Peukert [80] beide Parameter zur Beschreibung der Bruchfunktion von pharmazeutischen Pulvern bei Bruchwahrscheinlichkeiten unter 90% heran. Die von ihnen vorgeschlagene Gleichung der Bruchfunktion stellt eine bimodale logarithmische Normalverteilung dar, bei der die Standardabweichungen der resultierenden Peaks und der Medianwert der größeren Partikelgrößenverteilung eine Abhängigkeit von dem dimensionslosen Materialparameter $f_{Mat} \cdot x \cdot k \cdot (W_{m,kin} - W_{m,min})$ zeigen. Obwohl bei der Herleitung dieser Bruchfunktion die Annahme gleicher Bruchwahrscheinlichkeiten für alle Partikelgrößen zugrunde liegt, ist das die einzige bis jetzt bekannte Gleichung, die den Einfluss der bruchmechanischen Materialeigenschaften auf die Bruchstückgrößenverteilung berücksichtigt und nicht nur auf empirischen Korrelationen beruht.

2.2 Untersuchungen auf Prozessebene - technische Prallzerkleinerung

Im Gegensatz zu der Einzelkornzerkleinerung, bei der unter streng definierten Bedingungen die zum Bruch benötigte Energie eindeutig festgelegt werden kann, ist dies bei der maschinellen Zerkleinerung nicht der Fall. Der Energiebeitrag für den reinen Zerkleinerungsprozess beträgt wenige Prozent vom Gesamtenergieeintrag in der Mühle. Ein großer Teil des Energieeintrags wird in verschiedenen Energiearten überführt, wie z.B. in kinetische Energien der Bruchstücke, in plastische Deformationen usw.. In einer Analyse zur Wirtschaftlichkeit von Zerkleinerungsprozessen kommt Stairmand [138] zu dem Ergebnis, dass bei der technischen Zerkleinerung in Hammermühlen höchstens eine Effektivität von 17 bis 25% gegenüber der Einzelkornzerkleinerung erreicht werden kann. Nach Schönert [129] liegt der Wirkungsgrad von Prallmühlen sogar nur bei 1 bis 10% im Vergleich zu der Einzelkornzerkleinerung. Daraus ist das große Verbesserungspotential bei der Optimierung der Prallmühlen und der Energieausnutzung zu erkennen. Die Untersuchungen der Zerkleinerung auf Prozessebene konzentrieren sich auf den Einfluss der Anlage- und Betriebsparameter auf die Dispersität des zerkleinerten Produkts. Die gewünschten industriellen Anwendungen gehen zu immer feineren und engeren Partikelgrößenverteilungen.

Systematische Zerkleinerungsversuche in unterschiedlichsten Zerkleinerungsmaschinen können bisher nur Einflüsse der Betriebsparameter und der Geometrievariation auf das Zerkleinerungsergebnis aufzeigen, liefern aber keine quantitativen Aufschlüsse über die in der Mühle tatsächlich ablaufenden Vorgänge.

Gehrke [42] und Kerlin [62] untersuchen die Zerkleinerung von Mais bzw. Steinkohle in Siebhammermühlen unterschiedlicher Abmessungen. Auf der Basis umfangreicher Zerkleinerungsversuche stellen sie Kennliniendiagramme und empirische Gleichungen auf, die den Einfluss verschiedenster Maschinen- und Betriebsparameter auf die Feinheit des Zerkleinerungsprodukts darstellen. Beide entwickeln Zerkleinerungsmodelle, die die maschinelle Zerkleinerung als Folge einzelner Zerkleinerungsschritte betrachten. Zur Charakterisierung des Bruchverhaltens des Materials ziehen sie Ergebnisse aus Einzelkornversuchen heran.

Wegen der hohen Mahlscheibengeschwindigkeiten einerseits und der unbekanntenen Strömungssituation im Mühleninnenraum andererseits wird üblicherweise die Annahme einer idealen Vermischung im Mahlraum bei der Modellierung der Zerkleinerung in Hammermühlen getroffen [7, 156-158].

Eine modellbasierte Untersuchung der diskontinuierlichen und kontinuierlichen Zerkleinerung in Hammermühlen wird seit mehreren Jahrzehnten von Austin und Mitarbeitern durchgeführt [4-7, 10-12, 46, 47, 58]. Ausgangspunkt für die Modellierung ist die als ‚Population Balance Model‘ bekannte Gleichung, die zuerst von Reid [100] zur mathematischen Behandlung der absatzweisen Zerkleinerung vorgeschlagen wird. Austin und Jindal [7] betrachteten die Mühle als idealen Mischer und überlagern der

Zerkleinerung eine Siebklassierung. Der Zerkleinerungsfortschritt wird durch eine Kinetik erster Ordnung beschrieben. Im Modell wird angenommen dass nur ein Teil des Feinguts unmittelbar nach seiner Entstehung die Mühle verlässt. Das restliche Feingut wird dem Mahlraum erneut zurückgeführt. Die nötigen Modellparameter werden für das Modellbeispiel mit Hilfe von Batch-Versuchen und empirischen Korrelationen ermittelt. Eine Modellerweiterung durch Berücksichtigung der Abnahme der spezifischen Zerkleinerungsenergie nach jeder erneuten Partikelbeanspruchung in der Mühle wird an einem Rechenbeispiel in [11] vorgestellt.

Schallnus [117] untersucht das Verweilzeitverhalten des Mahlgutes in einer kontinuierlich betriebenen Siebhammermühle mit Hilfe von markiertem Zerkleinerungsgut. Die Ergebnisse zeigen, dass die partikelgrößenabhängige Verweilzeit des Materials im Mahlraum der Mühle systematisch mit den Betriebsparametern Rotordrehzahl und Siebmaschenweite variiert. Aufbauend auf experimentell bestimmten Daten wird mit Hilfe empirischer Gleichungen ein Berechnungsmodell entworfen. Eine Übertragung des Modells auf andere Mahlgüter oder auf Zerkleinerungsmaschinen mit ähnlicher Konstruktion ist jedoch nicht möglich.

Tschorbadjiski [152, 153] formuliert einen Ansatz für die Zerkleinerung in Siebhammermühlen, bei dem im Mahlraum von örtlich variablen Feststoffmassenströmen und örtlich variablen Partikelgrößenverteilungen ausgegangen wird. Dabei wird eine zweistufige Zerkleinerung angenommen. Die erste Stufe beschreibt die Zerkleinerung beim ersten Aufprall gegen die Mahlstifte mit maximaler Intensität. Die zweite Stufe stellt die Zerkleinerung in der umlaufenden Gutwalze mit einer Beanspruchungsintensität dar, die aus der Differenz der Geschwindigkeit der Gutwalze und der Umfangsgeschwindigkeit der Hämmer resultiert. Um die örtliche Abhängigkeit der Massenströme der Gutwalze und deren Partikelgrößenverteilungen zu erfassen, wird die Ableitung der Zusammenhänge in Abhängigkeit der Umfangslänge des Siebmantels anstatt der Zeit aufgestellt. Die Koeffizienten des Modells werden durch diskontinuierliche Versuche ohne Sieb bei Variation der Betriebsparameter bestimmt. Unbekannt bleibt jedoch die Partikelgeschwindigkeit im Mahlraum.

In [91] und [70] wird die Kaltzerkleinerung von Gewürzen und Kunststoffen untersucht. Neben energetischen Überlegungen wird auch die Beanspruchungssituation betrachtet. In beiden Fällen ist der Zerkleinerung eine Klassierung der Partikeln durch das Sieb und somit eine material- und größenabhängige Verweilzeit überlagert. Diese Ergebnisse können zum qualitativen Vergleich mit ähnlichen Prozessen herangezogen werden.

Die Zerkleinerung in Stiftmühlen ist Gegenstand der Untersuchungen von Husemann [54, 148]. In [54] wendet er die BET-Oberfläche des Mahlguts zur Charakterisierung der Abhängigkeit des Zerkleinerungsvorgangs von den Betriebsparametern an und schlägt ein mathematisches Modell vor, das sich aus der allgemeinen Transportbilanzgleichung ableiten lässt. Anhand der Partikelbewegung in der Mühle wird in [148] die

Stoßanzahlverteilung in der Mühle rechnerisch abgeschätzt und als Eingangsgröße für die Simulation des Zerkleinerungsprozesses verwendet. Wegen unzureichender Information über die tatsächliche Strömungs- bzw. Beanspruchungssituation in der Mühle werden neben mehreren unbekanntenen Größen, die durch einen Zufallsgenerator ermittelt werden auch viele vereinfachte Annahmen getroffen. So wird die Prallgeschwindigkeit gleich der Stiftgeschwindigkeit gesetzt. Es wird unter anderem vorausgesetzt, dass jedes Stossereignis an den Schlagstiften mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% zum Bruch führt.

Drögemeier [28] und Itika [57] entwickeln durch Überlegungen zur Optimierung der Beanspruchungsbedingungen zwei neue Prallmühlen für die Feinstzerkleinerung. Bei der konstruktiven Gestaltung der Mahlzone wird davon ausgegangen, dass ohne überlagerte Klassierung ein möglichst feines Produkt dann erreicht wird, wenn die Prallgeschwindigkeit [28] und Beanspruchungshäufigkeit [57] auch für bereits sehr feine Partikeln möglichst hoch sind.

2.3 Einige Aspekte zur Modellierung der technischen Zerkleinerung

Eine realistische rechnerische Erfassung von Zerkleinerungsprozessen basiert auf der Populationsbilanz, die eine Methode zur mathematischen Behandlung von Partikeleigenschaften in einem verfahrenstechnischen Prozess darstellt. Die Grundlagen sowie die Bedeutung der Populationsbilanz für die Verfahrenstechnik werden von Ramkrishna [99] und Prusher [97] diskutiert.

Im Bereich der Zerkleinerung wird die Populationsbilanz meistens zur Beschreibung der Änderung der Partikelgrößenverteilung mit dem Zerkleinerungsfortschritt benutzt. Für die Zerkleinerung in Rührwerkskugelmühlen sind Ansätze vorhanden, die parallel zu den Zerkleinerungs- auch auftretende Agglomerationsvorgänge behandeln [134, 141]. Über die Zerkleinerung hinaus bietet die Fließschemasimulation von Feststoffprozessen die Möglichkeit, gesamte Verfahrensprozesse oder einzelne komplexe Apparate durch die Zusammenschaltung mehrerer verfahrenstechnischer Schritte zu behandeln [31, 48].

In der Literatur sind Modelle mit unterschiedlicher Struktur und Modellierungstiefe zur mathematischen Beschreibung von Zerkleinerungsprozessen vorhanden. Eine Aufteilung der Modelle in Abhängigkeit des behandelten Mühlentyps sowie eine Diskussion der existierenden Modellierungstiefen und Vorgehensweisen bei der Modellierung der Zerkleinerung wird von Toneva und Peukert in [150] gegeben und wird an dieser Stelle nicht erneut aufgeführt. Es sollen im Folgenden lediglich einige Aspekte bei der rechnerischen Behandlung der Zerkleinerung angesprochen werden.

Die Herausforderung bei der Anwendung der Populationsbilanz zur Beschreibung der Zerkleinerung besteht darin, physikalisch begründete Modelle zur Bestimmung der einzelnen Ausdrücke einzubinden (vergl. Abschnitt 7.3). Für einzelne Modellbausteine

ist das bereits gelungen [156]. In den meisten Fällen wird jedoch von empirischen Abhängigkeiten, deren Ableitung mit hohem experimentellem Aufwand verbunden ist, ausgegangen.

Zur Bestimmung der Zerkleinerungskinetik und der Bruchfunktion, die zum Lösen der Populationsbilanz benötigt werden, gibt es einige Ansätze. Einige Autoren ermitteln beide Größen für jede Größenklasse direkt durch die Invertierung der Populationsbilanz unter Verwendung von Ergebnissen aus Mühlenversuchen [81, 118, 163]. Andere Autoren bestimmen einzelne Parameter der von ihnen aufgestellten Modellgleichungen für die Bruchfunktion und die Zerkleinerungsrate in Mühlenversuchen [4-7, 19, 20, 58]. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Bruchwahrscheinlichkeit und die Bruchfunktion in Einzelkornversuchen zu bestimmen. Diese Methode eignet sich hervorragend für die Modellierung der Prallbeanspruchung [158]. Gegenüber den anderen zwei Vorgehensweisen hat sie den Vorteil, dass die Zerkleinerung unter wohl definierten Beanspruchungsbedingungen, d.h. bei bekannter Mühlenfunktion, stattfindet und die Bestimmung von materialspezifischen Zerkleinerungseigenschaften möglich ist. Zur Übertragung der Ergebnisse der Einzelkornzerkleinerung auf technische Mühlen ist die Kenntnis der Beanspruchungsintensität- und der Beanspruchungshäufigkeit notwendig.

Unabhängig von der Vorgehensweise zur Bestimmung der Zerkleinerungskinetik und der Bruchfunktion ist es wegen vieler sich überlagernder physikalischer Vorgänge noch nicht gelungen, allgemeine physikalisch basierte Modelle für die technische Zerkleinerung aufzustellen.

Wesentliche Fortschritte im Verständnis der Prallzerkleinerung werden durch eine konsequente Trennung von Material- und Maschinenfunktion erreicht [92, 155]. Im Gegensatz zu publizierten Ansätzen, in denen der Zerkleinerungsprozess meist nur abgebildet und nicht prädiktiv beschrieben wird, eröffnet diese systematische Trennung der Maschinen- und Materialparameter zwei neue Möglichkeiten. Durch Zerkleinerungsversuche bei definierten Bedingungen, d.h. in einer Mühle mit bekannter Maschinenfunktion, können die zerkleinerungstechnischen Materialeigenschaften bestimmt und so ein Mahlgut quantitativ charakterisiert werden. Diese Mahlguteigenschaften, d.h. die Materialfunktion kann dann für die Simulation weiterer Mühlen verwendet werden. Somit wird ermöglicht sowohl verschiedene Apparate systematisch zu beschreiben, als auch verschiedene Mahlgüter quantitativ, übertragbar und unabhängig von Mühleneigenschaften zu charakterisieren.

Um allgemeine Zerkleinerungsmodelle zu entwickeln, die unterschiedliche physikalische Effekte von der Material- über die Einzelpartikel- bis zur Prozessebene berücksichtigen, ist eine einheitliche erweiterbare Programmstruktur notwendig, in der die aus aufwendiger Arbeit resultierenden Erkenntnisse unterschiedlicher Forschungsgruppen eingebaut werden und somit allgemeine Zerkleinerungsmodelle unterschiedlicher Modellierungstiefe aufgestellt werden.

2.4 Strömungseinflüsse auf das Zerkleinerungs- und Klassierergebnis

2.4.1 Zerkleinerung

Um das Bruchverhalten des Mahlguts in einer technischen Mühle zu beschreiben, ist die Kenntnis der Beanspruchungsbedingungen in der Zerkleinerungszone, d.h. der Beanspruchungsenergie und der Beanspruchungshäufigkeit notwendig. Die Bestimmung dieser Größen ist möglich, wenn die Bewegung der Partikeln in der Zerkleinerungszone bekannt ist. Die Stoßgeschwindigkeiten im Mahlraum können sehr unterschiedlich sein. Deswegen ist es sinnvoll, mit einer Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit zu rechnen. Schönert [125] zeigt, wie die Verteilung der Beanspruchungshäufigkeit, der Beanspruchungsenergie und des Anteils an beanspruchten Partikeln durch entsprechende Verteilungsdichtefunktionen in der Populationsbilanz berücksichtigt werden können. Da die Beanspruchungsbedingungen in Prallmühlen nicht bekannt sind, um realistische Verteilungsfunktionen von Prallenergie und –häufigkeit zu implementieren, existieren bis jetzt keine Modelle, die die in der Mühle herrschenden Beanspruchungssituation beschreiben. In [62] und [28] wird z.B. die Häufigkeitsverteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit mittels einer Maxwell-Verteilung beschrieben. Genaue Untersuchungen und eine experimentelle Bestätigung der getroffenen Annahme liegen nicht vor.

Auf der Basis theoretischer Überlegungen können Abschätzungen zum Partikelverhalten im Mahlraum gemacht werden. Auf ihrem Weg durch die Mühle treffen die Partikeln auf Grund ihrer Trägheit auf Hindernisse, Prallelemente bzw. andere Partikeln. Partikeln unterhalb einer bestimmten Partikelgröße werden auf ihrem Weg zum Prallorgan abgebremst und folgen nahezu schlupffrei der sie umgebenden Strömung. Die charakteristische Größe, die dieses Partikelverhalten beschreibt ist der Bremsweg. Das ist die Strecke, die eine Partikel in einem ruhenden Fluid bis zum Stillstand zurücklegt. Eine Prallbeanspruchung ist nur dann möglich, wenn der Bremsweg der Partikel länger ist als ihre freie Weglänge. Die freie Weglänge beschreibt den zurückgelegten Weg einer Partikel ohne Kollision mit anderen Partikeln oder mit Prallflächen und liefert Information darüber, welche Art von Stößen in der Maschine vorherrscht.

Der Bremsweg s_0 einer kugelförmigen Partikel lässt sich nach Rumpf [105] aus dem Kräftegleichgewicht von Trägheit und Widerstandskraft wie folgt berechnen:

$$s_0 = \frac{4}{3} \cdot x \cdot \frac{\rho_P}{\rho_F} \cdot \frac{1}{a} \cdot \ln \left(\frac{a w_0 + 24 \nu_F x}{24 \nu_F x} \right) \quad (2.2)$$

x ist der Partikeldurchmesser, w_0 gibt die Anfangsgeschwindigkeit des Teilchens in ruhender Luft an, ρ_P und ρ_F sind die Partikel- bzw. die Fluidichte und ν_F ist die kinematische Viskosität des Fluids.

Zum Aufstellen der Gl. (2.2) wird für den Widerstandsbeiwert c_W folgender Ansatz benutzt:

$$c_W = a + \frac{24}{Re_P} \quad (2.3)$$

Hier ist a eine Funktion der Partikel-Re-Zahl Re_P (vergl. [77]).

Rumpf [105] gibt folgende Beziehung zur Abschätzung der mittleren freien Weglänge λ nach der kinetischen Gastheorie an:

$$\lambda \approx \frac{x}{10(1-\varepsilon)} \quad (2.4)$$

Die mittlere freie Weglänge λ wird vom Hohlraumvolumen ε und von Teilchengröße x beeinflusst und steigt mit zunehmender Partikelgröße und abnehmender Volumenkonzentration an. Abb. 2.2 zeigt den Verlauf der Bremsstrecke und der mittleren freien Weglänge für einen in Prallmühlen üblichen Feststoffvolumenanteil von 10^{-3} bis 10^{-2} . Für die Berechnung werden die Anfangsgeschwindigkeiten des Feststoffs von 10 bis 100 m/s variiert und es wird eine Feststoffdichte von 1000 kg/m^3 angenommen.

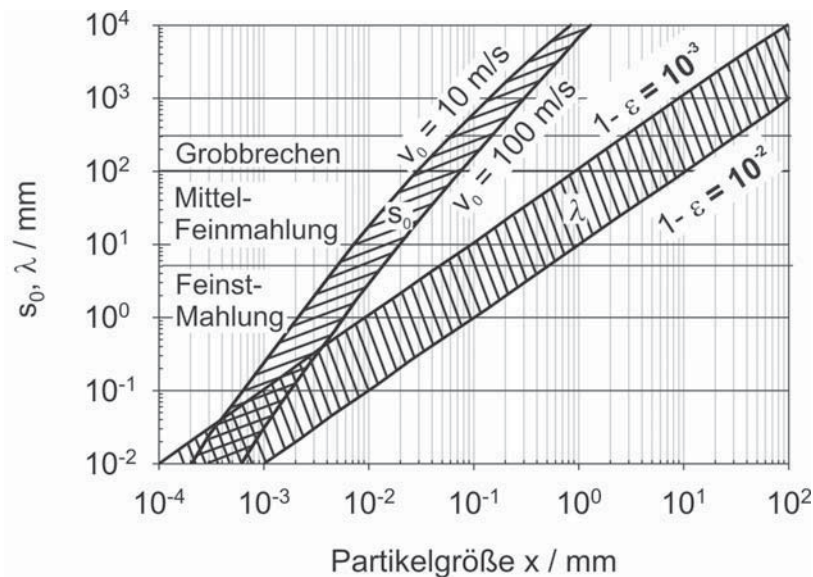


Abb. 2.2: Bremsstrecke s_0 und mittlere freie Weglänge λ als Funktion der Partikelgröße ($\rho_p=1000 \text{ kg/m}^3$) [105]

Haben die mittlere freie Weglänge und der Bremsweg den gleichen Betrag, ist eine Prallzerkleinerung kaum noch möglich. Ist die mittlere freie Weglänge einer Partikel größer als ihr Bremsweg, wird die Partikel auf eine Relativgeschwindigkeit von 0 abgebremst bevor ein Stoßereignis stattfindet.

Die Prallmahlung wird jedoch durch einen weiteren Effekt bestimmt. Mahlwerkzeuge und Partikeln werden von Trägergas umströmt und die Wahrscheinlichkeit des Zusammenstoßes zwischen Mahlwerkzeug und der zu zerkleinernden Partikel oder zwi-

schen zwei Partikeln hängt von den Umströmungsbedingungen und von geometrischen Parametern ab.

Als Maß für das Vermögen von Partikeln, der umgebenden Strömung zu folgen, wird die Stokes-Zahl Ψ verwendet, die das Verhältnis vom Bremsweg zu einer charakteristischen Abmessung B des Prallelements darstellt. Die Stokes-Zahl lässt sich für den laminaren Bereich bei einem gasförmigen Strömungsmittel wie folgt berechnen:

$$\Psi = \frac{s_0}{B} = \frac{\rho_P x^2 u_{F,\infty}}{18 \eta B} \quad (2.5)$$

Bei der Berechnung gehen die Partikeldichte ρ_P , die Partikelgröße x , die Anströmgeschwindigkeit $u_{F,\infty}$, die dynamische Fluidviskosität η und die charakteristische Abmessung des Prallelements B ein. Eine Stokes-Zahl größer als 1 bedeutet, dass sich die Strömung schneller ändert, als die Partikel dieser Änderung folgen kann. Für den Bereich der Prallzerkleinerung genügt unabhängig vom Re -Regime die Feststellung, dass die Stokes-Zahl den Wert 1 erreichen oder übersteigen soll [105], um einen hohen Auftreffgrad zu gewährleisten. Der Auftreffgrad gibt den Anteil an Partikeln an, der bei der Stiftumströmung der Strömung nicht folgen kann und auf den Schlagstift prallt. Demnach soll die charakteristische Abmessung B des Prallelements auf ein Minimum reduziert werden, um die Auftreffwahrscheinlichkeit von Partikeln mit geringeren Durchmessern zu erhöhen.

Der Auftreffgrad unterschiedlich feiner Partikeln wird sowohl theoretisch als auch experimentell von Löffler und Muhr [76] untersucht. Betrachtet man die Schlagelemente als Zylinder und die Umströmung der Elemente als Potentialströmung, so kann dieser aus Partikelbahnrechnungen bestimmt werden. Dabei werden Partikeln betrachtet, die in großer Entfernung von dem Stift innerhalb dessen Projektionsfläche starten. In die Bewegungsgleichung der Partikeln gehen die Partikelträgheit und die Widerstandskraft ein.

Die Partikelbahnen eines $5 \mu\text{m}$ großen Teilchens mit einer Dichte von 1000 kg/m^3 bei der Potentialumströmung eines Zylinders sind in Abb. 2.3 dargestellt. Die numerische Berechnung der Teilchenbahn erfolgt mit der Anfangsbedingung, dass in einer Entfernung, die das Zehnfache der charakteristischen Abmessung des Prallelements beträgt, die Geschwindigkeit und die Richtung für Gas und Teilchen übereinstimmen. Die Anfangsgeschwindigkeit $u_{F,\infty}$ ist 100 m/s . Das zylindrische Prallelement weist einen Durchmesser von 8 mm auf. Dieser ist identisch mit dem Durchmesser der im Rahmen der untersuchten Arbeit verwendeten zylindrischen Stiftgeometrien (vergl. Abschnitt 4.3). Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass auch Partikeln dieser Größe auf den Stift auftreffen können, während bei Partikeln mit einem Durchmesser von $1 \mu\text{m}$ die Partikelbahnen mit den Stromlinien des Fluids übereinstimmen. Letztere treffen somit nicht auf den Stift auf.

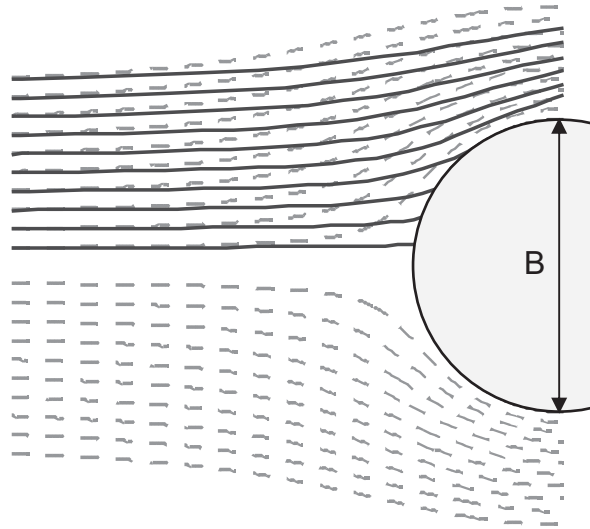


Abb. 2.3: Partikelbahnen (in schwarz) eines $5\mu\text{m}$ großen Teilchens bei der Potentialumströmung (grau) eines Zylinders ($B=8\text{ mm}$, $u_{F,\infty}=100\text{ m/s}$, $\rho_P=1000\text{ kg/m}^3$)

Der aus der vereinfachten Partikelbahnrechnung resultierende Auftreffgrad am Zylinder ist für unterschiedliche Partikelgrößen in Abb. 2.4 über der Stokes-Zahl aufgetragen. Für einen Auftreffgrad von über 75% wird demnach eine Stokes-Zahl größer als 4 benötigt. Diese entspricht für die oben angegebenen Bedingungen einer Partikelgröße von etwa $10\mu\text{m}$.

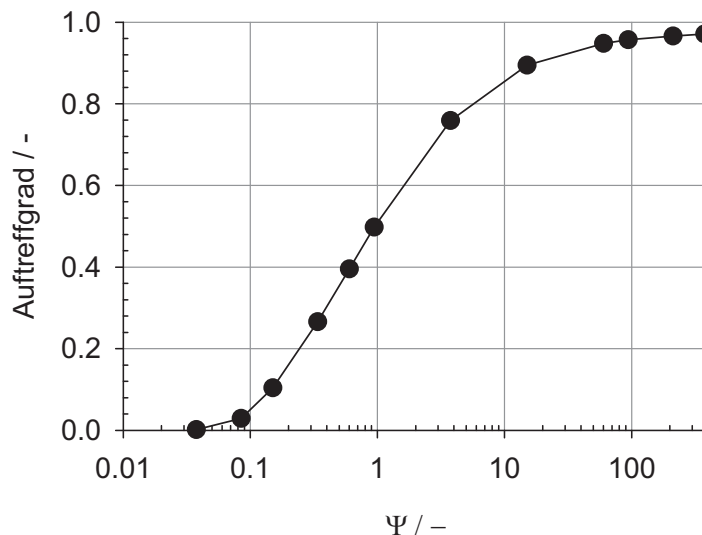


Abb. 2.4: Auftreffgrad an einem zylindrischen Pallelement ($B=8\text{ mm}$, $u_{F,\infty}=100\text{ m/s}$, $\rho_P=1000\text{ kg/m}^3$)

Die Hauptbeanspruchung der Partikeln ist bei Rotorprallmühlen auf der Stirnseite der Pallelemente zu erwarten, da die Rotorgeschwindigkeit meist groß gegenüber der Partikelgeschwindigkeit ist. Es gibt jedoch von Jindal et al. [58] Hinweise darauf, dass ein

Teil der Partikeln an der Wand bricht. Dieser Anteil ist im Vergleich zum Bruch an den Mahlstiften gering.

Trifft eine Partikel auf die Prallelemente, wird das Zerkleinerungsergebnis von der Beanspruchungsintensität beeinflusst. Liegt die Beanspruchungsenergie unterhalb der minimalen Energieschwelle, die nötig ist um einen Bruch auszulösen, findet keine Zerkleinerung statt. Grundlage zur Berechnung der Auftreffgeschwindigkeit und des Aufprallorts von Partikeln auf einem Prallorgan ist das Aufstellen des Kräftegleichgewichts an einer Partikel. Die entstehende Differentialgleichung der Partikelbewegung ist nur unter mehreren vereinfachenden Annahmen und Randbedingungen analytisch lösbar (vergl. Abschnitt 5.2).

Zu einer ersten Abschätzung der Partikelbahn wird eine Lösungsmethode von Kürten et al. [68] vorgeschlagen. Danach wird die Kräftebilanz bei gasförmigen Strömungsmedien und *Re*-Zahlen oberhalb des Bereichs der laminaren Partikelumströmung zu einem Gleichgewicht zwischen der Widerstandskraft und der Trägheitskraft reduziert. Die Lösung der Differentialgleichung wird durch charakteristische Kennlinien, die eine Abhängigkeit von der *Re*-Zahl aufweisen, in Diagrammform dargestellt. Diese Lösung ist unter folgenden Annahmen gegeben: glatte, kugelförmige Partikeln, kein Wandeinfluss, inkompressibles Strömungsmedium, zeitlich konstantes Strömungsfeld, keine Turbulenzeinflüsse, hinreichend große freie Weglänge der Moleküle des Strömungsmediums gegenüber der Teilchengröße (Vernachlässigung der Cunningham-Korrektur), konstante Richtung der Relativgeschwindigkeit (örtlich und zeitlich konstantes Strömungsfeld), Approximationsfunktion für den Widerstandsbeiwert. Unter diesen Bedingungen ist die von der Strömung auf die Partikel ausgeübte Kraft nur noch von der *Re*-Zahl abhängig. Die Voraussetzung eines konstanten Strömungsfeldes in der Nähe der Prallorgane stellt allerdings eine grobe Vereinfachung dar. Um eine höhere Genauigkeit zu erreichen, zieht Menzel [83] Messungen der örtlichen Strömungsgeschwindigkeiten zur Entwicklung eines vereinfachten Strömungsmodells heran, welches die Bestimmung der Partikelauftreffgeschwindigkeit auf einer Prallplatte ermöglicht. Unter der Annahme einer inkompressiblen, rotationssymmetrischen Stau-punktströmung um eine Platte wendet er die oben beschriebene Berechnungsmethode nach Kürten et. al. [68] an, wobei er kleine Zeitschritte bildet, in denen die Strömungsgeschwindigkeit als konstant angenommen wird. Ziel seiner Arbeit ist die Steigerung des Zerkleinerungserfolgs in Prallplatten-Strahlmühlen durch Optimierung von Geometrie- und Betriebsbedingungen.

Das Zerkleinerungsergebnis wird des Weiteren von der Stoßart beeinflusst, die wiederum vom Strömungsfeld bestimmt wird. Bei der Prallzerkleinerung wird zwischen geraden zentralen, geraden exzentrischen und schiefen Stößen unterschieden [105]. Zentrale Stöße ermöglichen die höchste Beanspruchungsintensität und ergeben den maximalen Zerkleinerungsgrad [83, 113]. Infolge der Vielfalt der Stoßmöglichkeiten ist die Wahrscheinlichkeit für zentrale Stöße gering [105].

Der Partikel-Wand-Stoßvorgang wird in der Arbeitsgruppe von Sommerfeld [136, 137] experimentell und theoretisch in einer feststoffbeladenen horizontalen Kanalströmung untersucht. Hauptaugenmerk liegt dabei beim Einfluss der Wandrauigkeit und der Partikelform auf den Stoßvorgang. Beide Effekte zeigen eine erhebliche Auswirkung auf die Stoß- und Rückprallereignisse. In Simulationen kann weiterhin gezeigt werden, dass die Partikel-Partikel-Wechselwirkungen selbst bei niedrigen Feststoffbeladungen einen Einfluss auf das Strömungsprofil haben [136]. In [69] werden fortführend umfangreiche experimentelle Messungen in einer mit nichtsphärischen Partikeln beladenen Strömung vorgestellt. Durch Änderung verschiedener Parameter wie die Wandrauigkeit, die Partikelgröße und -form, die Beladung, das Partikelmaterial und auch die Transportgeschwindigkeit werden die Einflüsse der jeweiligen Prozessbedingungen im Einzelnen experimentell nachgewiesen. Die Partikelform, die Größe der Partikeln und die Materialeigenschaft zeigen einen wesentlichen Einfluss auf die Folgen interpartikulärer Kollisionen. Ein weiterer Befund dieser Untersuchungen ist, dass die Wandkollisionsfrequenz der Partikeln bei Zunahme der Wandrauigkeit ansteigt.

Im Gegensatz zu den experimentellen und theoretischen Untersuchungen der Partikelbewegung im horizontalen Strömungskanal und in anderen Apparaten wie Elektroabscheidern [22, 121] und Zyklonen [45, 53, 64, 87] sind bisher kaum Arbeiten durchgeführt worden, die sich mit der Ein- bzw. Mehrphasenströmung in Prallmühlen beschäftigen. Zu Sichtertermühlen ist keine einzige Arbeit bekannt.

Strömungstechnische Untersuchungen führt Menzel [83] an einer Prallplatten-Strahlmühle durch. Mit einer unter der Prallplatte angeordneten Kraftmessdose misst er den Impulsstrom der reinen Gasströmung und der Gas-Feststoff-Strömung in Richtung der Strömungsachse und zieht diesen zur Abschätzung mittlerer Partikelgeschwindigkeiten heran. Auf der Basis der erhaltenen Ergebnisse wird festgestellt, dass das Zerkleinerungsergebnis neben der Partikelgröße und -geschwindigkeit maßgeblich von der Lage der Partikeln im Querschnitt der Düsenmündung abhängt.

Hochgeschwindigkeitsfilmaufnahmen der Partikelbewegung in Hammermühlen [41, 140] sowie in einer Turbomühle mit axialer Mahlgutzufuhr [70] zeigen, dass die Partikeln beim Eintritt in die Zerkleinerungszone nahezu auf radiale Bahnen umgelenkt werden. Die Beschleunigung der Feststoffteilchen erfolgt beim ersten Prall auf den Hämmer. In Richtung des Siebes nimmt ihre Geschwindigkeit ab. Die mittlere Partikelgeschwindigkeit u_P hängt neben der Hammerumfangsgeschwindigkeit v_H auch von mehreren Geometrieparametern, wie z.B. von der Art der Prallelemente, vom Abstand der Prallelemente zum Sieb und von der Art des Siebmantels, ab. Die gemessenen mittleren Partikelgeschwindigkeiten reichen von $u_P = (0,1 \div 0,3)v_H$ bis $u_P = (0,45 \div 0,75)v_H$. Die Bruchstücke fliegen mit erhöhter Geschwindigkeit in die rotierende Strömung zurück. Ihre Abbremsung auf die niedrigste Geschwindigkeit der Strömung erfolgt dabei innerhalb weniger Millisekunden.

Ein vereinfachtes Modell zur Berechnung des Zerkleinerungsergebnisses unter Berücksichtigung der sich in einer Hammermühle ausbildenden Zweiphasenströmung wird von Anagnostopoulos [2] vorgeschlagen. In diesem Modell werden zusätzlich die Feuchtigkeitsfreisetzung und die Mühlenerosion berücksichtigt. Die große Anzahl an anpassbaren Parametern im Modell erschwert allerdings die systematische Untersuchung der einzelnen in der Mühle auftretenden Mechanismen. Eine experimentelle Bestätigung der für die Abbildung der Mehrphasenströmung getroffenen Annahmen wird nicht durchgeführt.

2.4.2 Klassierung

Beim Mühlenbetrieb transportiert die Sichtluft den Feststoff zum Abweiseradsichter, an dem eine Fliehkraft-Gegenstromsichtung erfolgt. Die Effektivität der Klassierung hängt im Wesentlichen vom Strömungsfeld am Sichtrad ab. Beim Abweiseradsichter durchströmt die Sichtluft den beschauften Rotor von außen nach innen, wo sie zentral abgesaugt wird. Grobe Partikeln werden durch die Rotorscheufeln abgewiesen, während das Feingut der Sichtluftströmung durch den Rotor folgt.

Sowohl die Trenngrenze als auch die Trennschärfe werden von Strömungsschwankungen und Schwankungen im Feststoffdurchsatz sowie durch andere stochastische Größen beeinflusst. Der Einfluss des Dispergierens und des Dosierens bei der Feinsttrennung in Abweiseradsichtern wird ausführlich in der Arbeitsgruppe von Leschonski behandelt [39, 72-75]. Damit hohe Trennschärfen erzielt werden, ist es erforderlich, die Partikeln einzeln und unter konstanten Randbedingungen der Trennzone zuzuführen. Bei ungünstigen Einströmbedingungen in den Sichtradrotor können Strömungsablösungen an den Schaufeln auftreten, die das Erreichen hoher Trennschärfen beeinträchtigen. Die entstehenden Ablösewirbel sperren ein Teil der für die Luftströmung zur Verfügung stehenden Durchströmfläche ab und führen dadurch zu höheren radialen Strömungsgeschwindigkeiten zum Inneren des Sichtrads. Folglich verschiebt sich die Trenngrenze ins Grobe. Eine Zusammenstellung der wesentlichen Einflussgrößen, die bei der Partikelbahnrechnung meist vernachlässigt werden, geben Rumpf und Leschonski [110].

Die Trenngrenze wird bei Gegenstromsichtern durch das Aufstellen eines Gleichgewichts der auf die Partikeln angreifenden Kräfte bestimmt. Bei Fliehkraft-Gegenstromsichtern wird das Kräftegleichgewicht in radialer Richtung aufgestellt. Werden die Druckkräfte infolge einer beschleunigten Luftbewegung, die Corioliskraft sowie Kräfte durch gegenseitiger Beeinflussung der Partikeln untereinander vernachlässigt, so wird die Trenngrenze x_t an einer bestimmten radialen Position r aus dem Gleichgewicht zwischen der nach außen gerichteten Zentrifugalkraft und der nach innen gerichteten Widerstandskraft bestimmt (vergl. Abschnitt 5.2). Für kugelförmige Partikeln im Bereich der schleichenden Strömung ($Re_p < 0,25$) ergibt sich die Trenngrenze x_t zu

$$x_t = \sqrt{\frac{18\eta u_r r}{\rho_P u_\phi^2}} \quad (2.6)$$

Danach ist die Trenngrenze proportional zur Wurzel aus der Radialluftgeschwindigkeit u_r und umgekehrt proportional zur Umfangsgeschwindigkeit u_ϕ der Luft am Radius r . ρ_P bedeutet die Partikeldichte und η steht für die dynamische Viskosität der Luft. Da die Trennung am Außenumfang des Sichtrads stattfindet, sind nach Gl. (2.6) für das Erreichen geringer Trenngrenzen neben niedrigen Radialgeschwindigkeiten und hohen Umfangsgeschwindigkeiten auch kleine Sichtraddurchmesser anzustreben. Auf dem Markt sind deshalb Konstruktionen verfügbar, die auf dem Mehrtradprinzip beruhen. Dabei werden mehrere Sichträder kleinerer Durchmesser in einem Apparat integriert. Bei einer gegebenen Sichtradgeometrie ist der Radius r vorgegeben und die Trenngrenze kann nur durch die Betriebsparameter beeinflusst werden. Da die Radialgeschwindigkeit zum Luftvolumenstrom \dot{V}_L proportional ist und die Umfangsgeschwindigkeit von der Winkelgeschwindigkeit des Rotors ω abhängt, ergibt sich folgende Abhängigkeit der Trenngrenze von den Betriebsparametern:

$$x_t \sim \frac{\sqrt{\dot{V}_{Luft}}}{\omega} \quad (2.7)$$

Die Variationsspanne beider Betriebsparameter ist jedoch begrenzt. Der Luftvolumenstrom kann nicht beliebig verringert werden, weil dadurch auch der durchgesetzte Feststoffmassenstrom abnehmen muss. Dies wird dadurch bedingt, dass die Feststoffbeladung nicht beliebig groß werden kann. Nach Leschonski [74] fällt die Trennschärfe bei Feststoffbeladungen oberhalb von 1 stark ab, weil der Impulsaustausch zwischen den Partikeln und der Luft sowie zwischen den Partikeln untereinander zu groß wird.

Aus konstruktiven Gründen ist der Rotorumfangsgeschwindigkeit eine obere Grenze gesetzt. Beim Betrieb von technischen Abweiseradsichtern werden maximale Umfangsgeschwindigkeiten von ca. 125 m/s erreicht. In der Arbeitsgruppe von Leschonski wurde jedoch ein Hochgeschwindigkeitssichter entwickelt, der bis zu Umfangsgeschwindigkeiten von ca. 250 m/s betrieben werden kann [39].

Die Gasströmung in einem Fliehkraft-Gegenstromsichter wird vereinfachend als eine Wirbelströmung mit überlagerter Senke betrachtet [77, 104]. Die Senkenströmung liegt in radialer Richtung vor. Dabei gilt

$$u_r r = C_1 = const \quad (2.8)$$

wobei r die radiale Position darstellt.

Für rotationssymmetrische Strömungen gilt

$$u_{\varphi} r^n = \text{const} \quad (2.9)$$

Der Exponent n beschreibt die Art des Wirbels und hängt von den Randbedingungen ab. Im Fall eines Potentialwirbels (auch freier Wirbel genannt), der reibungsfrei und rotationsfrei ist, beträgt der Exponent $n=1$.

$$u_{\varphi} r = C_2 = \text{const} \quad (2.10)$$

Nach Gl. (2.10) strebt die Tangentialgeschwindigkeit gegen unendlich am Radius $r=0$. Im Realfall fällt sie im Wirbelkern auf den Wert 0 ab und der Wirbelkern rotiert näherungsweise wie ein Starrkörper. Für reale reibungsbehaftete Strömungen, wie sie im Zyklon oder im Spiralwindsichter auftreten, werden in der Literatur für n Werte im Bereich von $0,5 < n < 0,85$ angegeben [77]. Der Exponent n nimmt dabei auf Grund von Impulsaustauschvorgängen mit steigender Feststoffkonzentration ab.

Wird eine Starrkörperrotation aufgezwungen, beträgt der Exponent $n=-1$. Somit gilt für den Starrkörperwirbel

$$\frac{u_{\varphi}}{r} = \omega = \text{const} \quad (2.11)$$

Obige Ansätze können die reale Strömung in der Sichterzone nur unzureichend beschreiben [71]. Dennoch kann durch diese Modellvorstellungen der Einfluss des Strömungsfeldes auf die Trenngrenze auf einfache Weise veranschaulicht werden.

Je nach angenommener Modellströmung im Sichtrad ergeben sich unterschiedliche Abhängigkeiten der Trenngrenze vom Radius r . Wird eine freie Wirbelströmung in der Klassierzone angenommen, so ergibt sich die Trenngrenze nach Gl. (2.8) und Gl. (2.10) zu

$$x_t = \sqrt{\frac{18\eta}{\rho_P}} \sqrt{\frac{C_1}{C_2^2}} r = \text{const} \cdot r \quad (2.12)$$

Die Trenngrenze nimmt im Fall eines Potentialwirbels linear mit dem Radius ab. Die Partikeln erreichen je nach Größe einen bestimmten Radius, an dem das Kräftegleichgewicht zwischen Zentrifugal- und Widerstandskraft erfüllt ist. Sie können sich nicht weiter nach Innen bewegen und verbleiben auf diesem Radius, da die Trenngrenze nach Innen zunimmt.

Im Fall des Starrkörperwirbels gilt für die Trenngrenze unter Berücksichtigung von Gl. (2.8) und Gl. (2.11):

$$x_t = \sqrt{\frac{18\eta}{\rho_P}} \sqrt{\frac{C_1}{\omega^2}} \frac{1}{r} = \text{const} \cdot \frac{1}{r} \quad (2.13)$$

In diesem Fall ist die Trenngrenze umgekehrt proportional zum Radius und steigt zum Wirbelkern aufgrund der mit abnehmendem Radius kleiner werdenden Umfangsgeschwindigkeit an. Somit werden bei der Starrkörperrotation Partikeln, die kleiner sind als die an einem Radius herrschende Trenngrenze auf Grund der zum Wirbelzentrum ansteigenden Trenngrenze auf jeden Fall nach Innen transportiert. Der prinzipielle Trenngrenzenverlauf bei der freien und erzwungenen Wirbelsenkströmung ist in Abb. 2.5 über dem Radius aufgetragen.

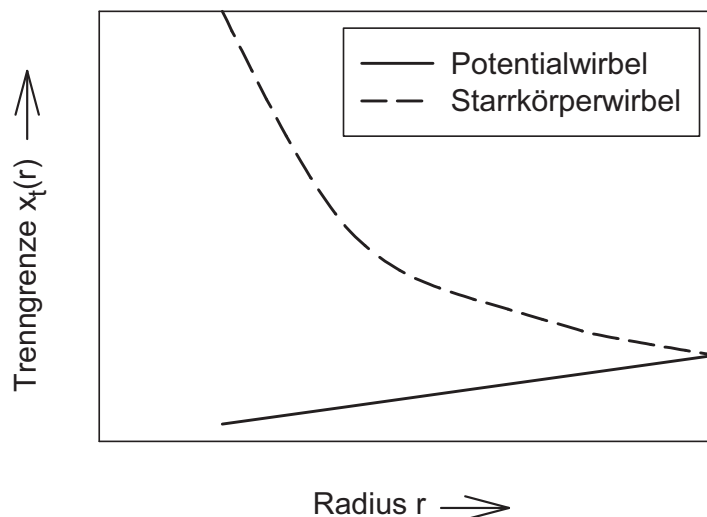


Abb. 2.5: Radialer Trenngrenzverlauf im Potential- und im Starrkörperwirbel

Es wird deutlich, dass auch das Trennergebnis maßgeblich vom Strömungsfeld bestimmt wird. Zur Erzielung hoher Trennschärfen ist es erforderlich, dass das Sichtrad gleichmäßig durchströmt wird. Eine Starrkörperrotation im Sichtrad würde nach der obigen Diskussion den Feingutabtransport begünstigen. Gelangen jedoch große Partikeln auf Grund ungünstiger Strömungsbedingungen (z.B. Wirbelbildung zwischen den Sichtradschaufeln) in den Starrkörperwirbel, so können diese auf Grund der zum Zentrum steigenden Trenngrenze leichter mit dem Feingut aus der Mühle ausgetragen werden. Dies würde die Trennschärfe negativ beeinflussen. Der günstigste Fall für eine scharfe Trennung besteht dann, wenn die relativen Stromlinien tangential zu den Rorschaukeln verlaufen. Ein wesentlicher Vorteil des Starrkörperwirbels ist der geringere Druckverlust im Vergleich zum Potentialwirbel [1, 39, 71]. Für den Grobgutabtransport, der auf größere Radien als das Sichtradradius stattfindet, sollte die Trenngrenze mit zunehmendem Radius zunehmen. Für die Grobgutabführung eignet sich somit der Potentialwirbel.

In [18] wird der Einfluss der Betriebsparameter und der Geometrie der Trennzone auf die Partikelbewegung beim Querstromsichtprinzip im Schwerkraftfeld untersucht. Messungen der einphasigen Strömung am Wassermmodell eines Abweiseradsichters werden von Legenhausen [71] mittels Laser-Doppler-Anemometrie durchgeführt. Er

beobachtet, dass sich zwischen den Schaufeln Ablösegebiete ausbilden, deren Ausdehnung vom Verhältnis der Fluid- zur Rotorumfangsgeschwindigkeit abhängt. Ein konstantes Verhältnis von Fluid- zu Rotorumfangsgeschwindigkeit führt dabei zu ähnlichen Strömungsverhältnissen zwischen den Sichtradschaufeln. Optimale Strömungsbedingungen für eine Trennung werden dann erreicht, wenn das Fluid beim Eintritt in den Schaufelbereich die gleiche Umfangsgeschwindigkeit hat wie der Rotor. Die Trennung soll am Außenradius des Sichters stattfinden. Im Inneren des Sichtrads soll nur eine schnelle Abführung des Feinguts gewährleistet sein. Legenhausen stellt auch fest, dass eine Verdoppelung der Schaufelanzahl die radiale Ausdehnung der Ablösegebiete reduziert und zu einer Vergleichmäßigung der Strömung führt. In Bezug auf den schnellen Feingutabtransport schlägt er vor, auch im Kern des Sichtrads eine erzwungene Wirbelsenkströmung anzustreben. Seine Erkenntnisse werden von anderen Autoren zur Optimierung von Abweiseradsichtern herangezogen [1, 15, 39, 40].

Bauder et al. [14] untersuchen den Einfluss der Sichtradgeometrie und der Betriebsparameter auf die Trennwirkung von Abweiseradsichtern. Sie vergleichen zwei Sichtradgeometrien miteinander. Bei der ersten Sichtradgeometrie handelt es sich um einen zylindrischen Abweiseradsichter mit radial angeordneten Schaufeln, während im zweiten Fall ein konisches Sichtrad mit schräg angestellten Schaufeln benutzt wird. Das konische Sichtrad liefert bei sonst gleichen Betriebsbedingungen stets ein Produkt mit einem feineren Trennkorn aber mit einer deutlich niedrigeren Trennschärfe im Vergleich zum zylindrischen Sichtrad. Diese Unterschiede werden geringer mit steigender Zentrifugalbeschleunigung. Ein weiterer Befund der experimentellen Untersuchungen ist, dass eine Reduzierung des Durchmesser der Absaugöffnung des Sichtrads unabhängig von der Sichtradgeometrie zu feineren Trennkorngrößen führt. Eine Erhöhung der Feststoffbeladung ergibt feinere Trenngrößen und die Trennschärfe wird geringer.

In [59] wird mittels CFD-Simulationen das stationäre Betriebsverhalten in einem Abweiseradsichter untersucht, wobei die feste Phase als eine zweite kontinuierliche Phase modelliert wird und die Berechnung zweidimensional ist. Das resultierende einphasige Strömungsfeld ist asymmetrisch und wird auf den instationären Charakter der Strömung im Sichtrad zurückgeführt. Nach Berücksichtigung des Impulsaustausches zwischen beiden Phasen konvergiert die Lösung auf Grund der sich abzeichnenden instationären Strömungsvorgänge nicht. Eine Analyse der Ergebnisse ergibt, dass die Partikeln eine starke Turbulenzdämpfung in der Strömung bewirken.

Eine mathematische Abbildung der Strömungssituation in einem konischen Sichtrad wird unter Berücksichtigung mehrerer Geometrievariationen in [61] vorgestellt. Dabei wird auf den Einfluss der Partikeln auf die Fluidströmung nicht eingegangen. Die Simulationsergebnisse können somit nur zur Analyse von Strömungen mit geringen Feststoffbeladungen herangezogen werden. Die Berechnungen ergeben, dass das Strömungsprofil stark von der Form der Schaufeln und der Position der Ein- und Ausgangsöffnungen abhängt. Aus Partikelbahnrechnungen wird geschlossen, dass die Par-

tikelbewegung hauptsächlich durch die Zentrifugalkraft, die Widerstandskraft und den Wandabprall beeinflusst wird.

Auf der Basis stark vereinfachender Annahmen bezüglich der sich in einem Abweiseradsichter ausbildenden turbulenten Mehrphasenströmung fasst Husemann [55] den Einfluss der wesentlichen konstruktiven Parameter und der Betriebsparameter auf die Trennfunktion in einem analytischen Ansatz zusammen. Diesen erweitert er später, indem er die bei der Feinstklassierung auftretenden Agglomerationsvorgänge in Betracht zieht [56]. Die im Sichter räumlich und zeitlich ablaufenden Transportvorgänge werden im Modell wegen mangelnder Untersuchungen nicht behandelt.

3 Zielsetzung und Konzept

Alle aufgeführten Arbeiten zu der Prallzerkleinerung und Sichtung zeigen, dass eine physikalisch basierte Modellierung der in der Sichtermühle ablaufenden verfahrenstechnischen Grundoperationen eine ausreichende Kenntnis über die Beanspruchungsbedingungen und die Transportvorgänge in der Mühle voraussetzt.

Die vorliegende Arbeit konzentriert sich daher im ersten Teil (Abschnitt 4 bis 6) darauf, einen Beitrag zum Verständnis der Strömungssituation in Sichtermühlen zu leisten. Zum einen werden eingehende experimentelle Untersuchungen zur Charakterisierung der ein- und mehrphasigen Strömung in unmittelbarer Nähe der rotierenden Prallelemente durchgeführt. Ziel dabei ist, grundlegende Zusammenhänge zwischen den Betriebsparametern und den an den Prallelementen herrschenden Strömungsgeschwindigkeiten zu finden. Es wird geklärt, welche mittlere Beanspruchungsgeschwindigkeiten beim Aufprall der Partikeln auf die Prallelemente auftreten. Zum anderen wird die Strömung im Sichertad für unterschiedliche Mahlscheiben- und Rotorumfangsgeschwindigkeiten charakterisiert und ihr Einfluss auf die Klassierung bestimmt. Die gegenseitige Beeinflussung der Zerkleinerungs- und Klassierzone wird untersucht.

Die experimentellen Untersuchungen werden zur Validierung des numerisch berechneten Strömungsfeldes in der gesamten Sichtermühle herangezogen. Aufbauend auf die Berechnung der einphasigen Strömung wird das Modell auf die Gas-Feststoffströmung erweitert. Der Schwerpunkt der theoretischen Untersuchung zur Gas-Feststoffströmung liegt auf der Bestimmung der Auftreffgeschwindigkeit und der Auftrefforte der Partikeln über der gesamten Oberfläche der Prallelemente.

In einem weiteren Teil der Arbeit (Abschnitt 7) wird der heutige Stand des Wissens über die Modellierung der Zerkleinerung in Hammermühlen in ein allgemeines, erweiterbares Populationsbilanzmodell überführt. Dieses berücksichtigt die gewonnenen Erkenntnisse aus der Strömungsuntersuchung in der Sichtermühle. Als Teil der Modellbibliothek eines Fließschemasimulationsprogramms von Feststoffprozessen ermöglicht es die Behandlung von mehreren verteilten Partikeleigenschaften und von Feststoffgemischen. Am Beispiel der Sichtermühle werden die Möglichkeiten zu Prozessstudien und Verfahrensoptimierung durch die Nutzung der Fließschemasimulation diskutiert. Dazu wird die Sichtermühle mit Hilfe der wesentlichen in diesem Apparat stattfindenden verfahrenstechnischen Grundoperationen abgebildet. Durch eine geeignete Modellwahl werden die Grundvorgänge Zerkleinern, Transport, Mischen und Klassieren in der Sichtermühle simuliert. Das berechnete Feingut am Austritt der Sichtermühle wird mit Ergebnissen experimenteller Untersuchungen verglichen.

4 Experimentelle Untersuchungen des Strömungsfeldes

4.1 Verwendete Sichertermühle

Die Untersuchung des Strömungsfeldes erfolgt an einer Zirkoplex® Sichertermühle ZPS Typ100 (Fa. Hosokawa Alpine AG). Diese ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Sichertermühle wird von Luft durchströmt. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen wird der benötigte Luftvolumenstrom durch einen am Feingutaustritt der Mühle angeschlossenen Industriesauger bereitgestellt (vergl. Abb. 4.2). Das Aufgabegut wird der Mühle durch eine Dosierschnecke zugeführt und gelangt in die Zerkleinerungszone. Dort ist die rotierende Mahlscheibe auf einem Durchmesser von 200 mm mit 4 Schlagelementen ausgestattet. Die Partikeln werden an den Schlagelementen und am Mahlring beansprucht und anschließend durch die überlagerte Luftströmung zum Abweiseradsichter, der einen Durchmesser von 100 mm hat, transportiert. Partikeln, die fein genug sind um der Strömung entgegen der Zentrifugalkraft durch das rotierende Sichertad zu folgen, verlassen die Mühle mit der Abluft. Grobe Partikeln werden abgewiesen und durch die interne Luftströmung wieder der Zerkleinerungszone zugeführt. Dort werden sie erneut beansprucht.

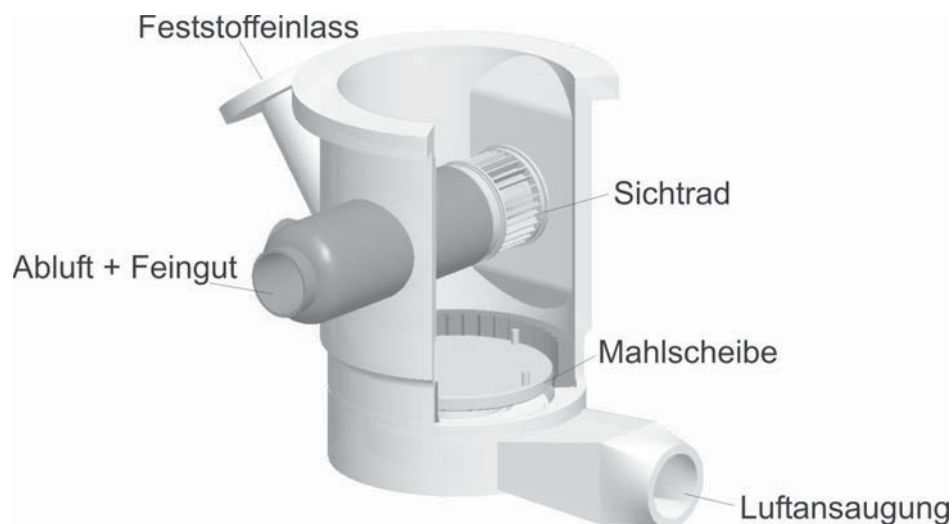


Abb. 4.1 Zirkoplex Sichertermühle ZPS Typ 100 (Fa. Hosokawa Alpine AG)

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Strömung in der Mühle mittels optischer Messtechnik untersucht (vergl. Abschnitt 4.4.1). Zur Sicherstellung der optischen Zugänglichkeit im Innenraum der Sichertermühle werden 3 Sichtfenster mit einer Breite von 4 mm über die gesamte Länge des Mühlengehäuses eingebaut. Um eine schnelle Abnutzung der Sichtscheiben zu vermeiden, werden diese aus Borosilikatglas gefertigt.

4.2 Aufbau der Versuchsanlage

Die Versuchsanlage zur Untersuchung des einphasigen Strömungsfeldes in der Sichter­mühle ist schematisch in Abb. 4.2 dargestellt. Der Aufbau der Anlage im Fall der Untersuchung der partikelbeladenen Strömung ist der Abb. 4.3 zu entnehmen.

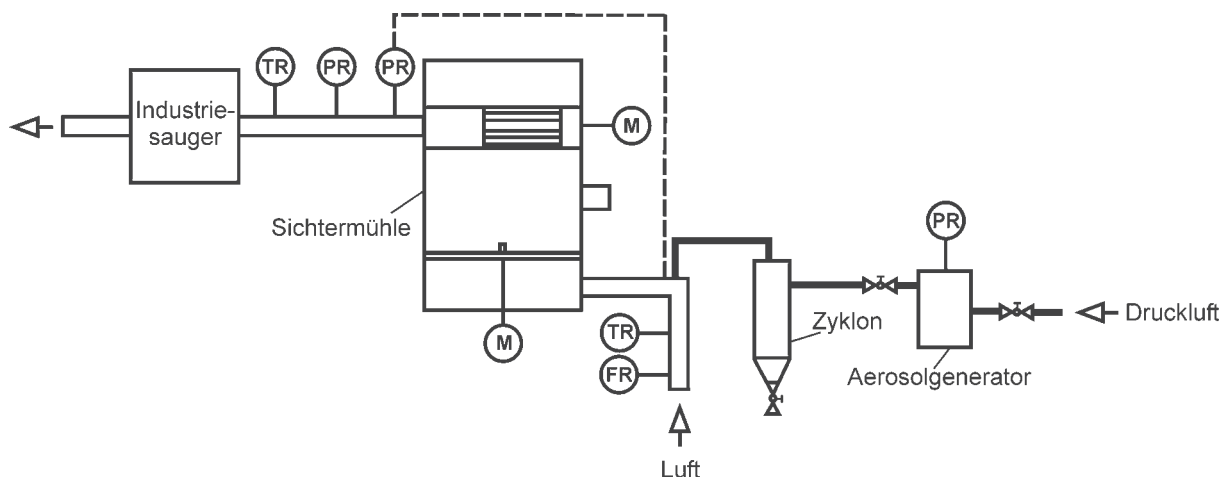


Abb. 4.2: Schema der Versuchsanlage zur Untersuchung der einphasigen Strömung

Um den nötigen Luftvolumenstrom für den Mühlenbetrieb bereitzustellen, wird ein Industriesauger (IS-56 Filter, Fa. Wieland Lufttechnik GmbH & Co. KG) am Ausgang der Sichter­mühle angeschlossen. Der aus der Mühle angesaugte Gas-Feststoff-Strom wird im Industriesauger durch einen Fliehkraftvorabscheider vom Förderluftvolumenstrom getrennt und die Partikeln werden in einem Sammelbehälter abgeschieden. Der Feinstaub wird im Sauger durch einen Taschenfilter (Filterfläche 2 m^2) zurückgehalten und beim Abreinigen des Taschenfilters ebenfalls im Sammelbehälter abgeschieden. Der Förderluftvolumenstrom ($\text{max } 520 \text{ m}^3/\text{h}$) wird von einer Seitenkanalvakuumpumpe erzeugt. Bei nachlassender Saugleistung wird eine Druckluftreinigung des Filters betätigt.

Im Fall der Messung der einphasigen Luftströmung findet keine Feststoffzugabe in die Mühle statt und der Feststoffeinlass wird verschlossen (Abb. 4.2). Um die Luftströmung für die optische Messung sichtbar zu machen, wird ein Aerosolgenerator (ILA-TEC 12, Fa. ILA GmbH) am Lufteinsaugstutzen der Mühle angeschlossen. Dieser bezieht Druck aus dem Druckluftnetz und verwendet 12 Laskin-Düsen um feine Flüssigkeitströpfchen ($x_{50,3}=0,72 \text{ }\mu\text{m}$) für das Seeding zu erzeugen. Die Wirkungsweise der Laskin-Düse beruht auf der hohen Scherung zwischen dem Aerosol und der mit großer Geschwindigkeit vorbeiströmenden Druckluft. Ein interner Impaktor blockiert große Tropfen, sodass sie nicht in den aus dem Gerät austretenden Tropfenstrom gelangen, wodurch es möglich ist, Partikeln mit einer sehr engen Korngrößenverteilung zu erzeugen. Ein Ventil und ein Druckmessgerät ermöglichen eine problemlose Steuerung des Einlassluftdrucks. Der für den Betrieb des Aerosolgenerators eingestellte Luft-

druck beträgt für alle Versuche 1 bar (rel). Um sicher zu stellen, dass keine groben Tracertropfen in die Mühle gelangen, wird nach dem Aerosolgenerator ein Zyklonabscheider angeschlossen. Die vom Aerosolgenerator erzeugten Tropfen werden von der eingesaugten Luft mitgenommen und durch den Spalt zwischen Mahlscheibe und Mahlring in den Innenraum der Mühle transportiert.

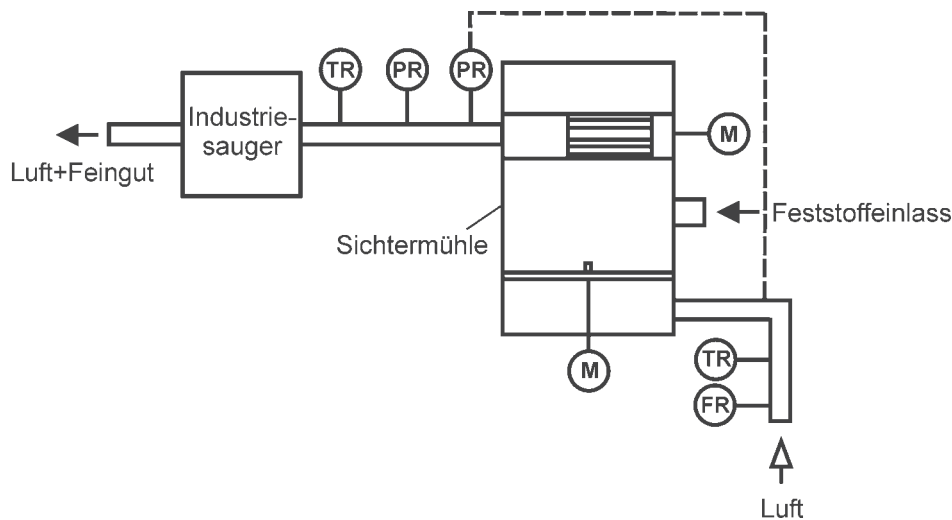


Abb. 4.3: Schema der Versuchsanlage zur Untersuchung der partikelbeladenen Strömung

Zur Untersuchung der partikelbeladenen Strömung wird der Aerosolgenerator abgebaut und die Öffnung für die Tracertropfen versperrt (Abb. 4.3). Der Feststoff wird mittels einer Dosierschnecke am Feststoffeinlass zugegeben.

An der Versuchsanlage befinden sich Messstellen zur Bestimmung des Luftvolumenstroms, des Druckverlustes sowie des Drucks und der Temperatur am Mühlenein- und Ausgang. Die Messung des Luftvolumenstroms wird am Luftansaugstutzen in feststofffreier Luft durchgeführt. Als Messgerät dient eine SDF-Durchflusssonde (Fa. S.K.I. Schlegel & Kremer Industrieautomation GmbH) bei der der Volumenstrom aus der Druckdifferenz zwischen dem Staudruck und dem hinter der Sonde herrschenden Unterdruck ermittelt wird.

Zur Kontrolle des für den Aerosolgenerator benötigten Luftvolumenstroms wird ein Schwebekörperdurchflussmesser (Fa. Krohne Messtechnik GmbH & Co. KG) benutzt. Dieser Volumenstrom beträgt für alle Versuche $3 \text{ m}^3/\text{h}$.

Zur Messung des auftretenden Druckverlustes im Mühleninnenraum während des Mühlenbetriebs wird ein Differenzdruckaufnehmer (Fa. Bronkhorst GmbH) an der Mühle angeschlossen. Zusätzlich zur Differenzdruckmessung wird der Druck am Einsaugstutzen sowie am Feingutaustritt gemessen. Diese Messungen dienen zum Vergleich mit den Simulationsergebnissen. Zur Messung werden drei Drucktransmitter (Typ CTE7000, Fa. Sensortech GmbH) verwendet. Die Positionierung der Drucktransmitter an der Anlage ist der Abb. 4.2 bzw. an der Abb. 4.3 zu entnehmen.

Die Temperatur am Ein- und Ausgang der Mühle wird mittels zweier Thermoelemente erfasst.

4.3 Stiftgeometrien

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das Strömungsfeld in der Zerkleinerungszone an zwei unterschiedlichen Stiftgeometrien untersucht. Diese sind in Abb. 4.4 dargestellt. Auf der linken Seite ist ein zylindrisches Prallelement dargestellt, das einen Durchmesser von 8 mm aufweist. Seine für den Partikelaufrall zur Verfügung stehende Höhe beträgt 15 mm. Auf der rechten Seite von Abb. 4.4 ist ein prismatischer Prallklotz dargestellt, der 6 mm breit ist. Seine für den Partikelaufrall zur Verfügung stehende Höhe ist 10 mm. Die kürzere Länge am oberen Klotzrand beträgt 12 mm während die Länge, mit der der prismatische Klotz auf der Mahlscheibe liegt, 21 mm ist.

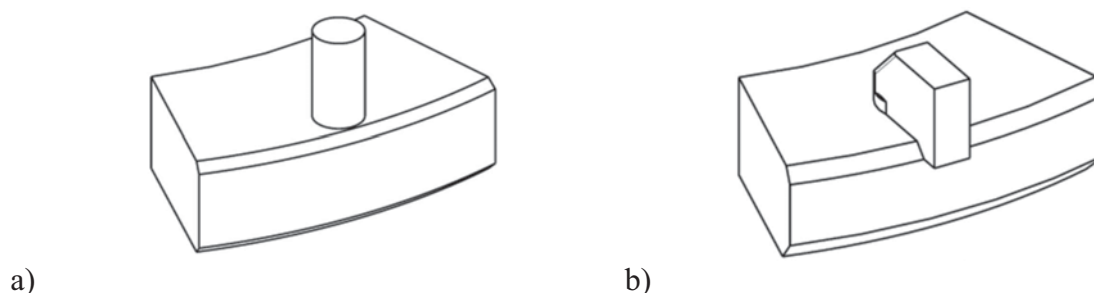


Abb. 4.4: Untersuchte Stiftgeometrien: a) zylindrische Prallelemente b) prismatische Prallelemente

Nach Rumpf [105] ist die Länge eines prismatischen Prallelements etwa zwei bis dreimal größer als die Breite zu wählen, um nach den Stoßgesetzen zu gewährleisten, dass der Stoß nicht auf die Aufhängung übertragen wird. Das ist für die hier untersuchte prismatische Geometrie gewährleistet. Sowohl für die zylindrischen als auch für die prismatischen Prallelemente werden die charakteristischen Abmessungen möglichst gering gehalten, um maximale Stokes-Zahlen und damit erhöhte Auftreffwahrscheinlichkeiten auch für feine Partikeln zu gewährleisten (vergl. Gl. (2.5)). Die hier gewählten Maße ergeben sich aus konstruktiven Gesichtspunkten, die die Befestigung der Prallelemente in der Mahlscheibe berücksichtigen.

Je nach Ausrichtung der zylindrischen Prallelemente zu den Sägezähnen des Mahlrings (vergl. Abb. 4.1) kann ihr Abstand zum Mahlring zwischen 6,5 und 11,5 mm variieren. Während die zylindrischen Stifte 1,5 mm vor dem Mahlscheibenrand enden, ragen die prismatischen Prallklötze um 1 mm aus der Mahlscheibe hinaus. Dadurch verringert sich ihr Abstand zum Mahlring im Vergleich zu den zylindrischen Stiften. Dieser variiert zwischen 4 und 9 mm.

4.4 Messtechnik zur Strömungsfelduntersuchung

Zur Strömungsfelduntersuchung werden berührungslose und nicht berührungslose Messmethoden eingesetzt. Im Gegensatz zu klassischen Methoden der Geschwindigkeitsmessung in Strömungen (Hitzdraht-Anemometer, Prandtl'sches Staurohr) arbeitet ein optisches Messverfahren berührungslos, d.h. ohne Störung der zu untersuchenden Strömung. Die Bewegung des Fluids wird dabei durch Zugabe einer dispersen Tracer-Phase sichtbar gemacht. Die in der Praxis eingesetzten Methoden der optischen Strömungsmesstechnik unterscheiden sich in ihrem zeitlichen und räumlichen Auflösungsvermögen. Im Folgenden wird auf die am meisten eingesetzten optischen Messmethoden zur Strömungsfelduntersuchung kurz eingegangen.

Bei der *Laser-Doppler-Anemometrie* (LDA) wird der Laserstrahl in zwei parallele Lichtstrahlen geteilt und mittels einer Linse auf einen gemeinsamen Brennpunkt fokussiert. In diesem Punkt überlagern sich die kohärenten Lichtstrahlen unter einem festen Winkel. Es entsteht im Fokus ein Interferenzmuster. Wenn eine Partikel dieses Muster durchquert, registriert ein Detektor ein kurzes Streulichtsignal. Aus der Frequenz der Intensitätsschwankung kann die Geschwindigkeit der Partikel bestimmt werden. Die LDA ist vor allem geeignet, den zeitlichen Ablauf der Geschwindigkeit in einem Punkt der Strömung zu messen.

Bei der *Phasen-Doppler-Anemometrie* (PDA) wird das Streulichtsignal zusätzlich mit einem zweiten Detektor unter einem anderen Winkel erfasst. Abhängig von der Partikelgröße erreicht das Streulichtsignal die Detektoren zu verschiedenen Zeiten. Die Signale weisen eine Phasendifferenz auf. Mit Hilfe der Streulichttheorie nach Mie [84] kann dieser Phasendifferenz eine Partikelgröße zugeordnet werden. Da mit diesem Verfahren neben der Geschwindigkeit auch die Größe einer Partikel gemessen wird, ist es zur Bestimmung des Massen- und Impulstransports in einer Mehrphasenströmung besonders geeignet.

Bei der *Particle-Tracking-Velocimetry* (PTV) werden mit einer Kamera die Bahnkurven einzelner Partikeln in der Strömung verfolgt. Zeitliche Änderungen der Geschwindigkeit können somit erfasst werden. Auf Grund der zur eindeutigen Bahnverfolgung erforderlichen geringen Partikelkonzentrationen ist die lokale Auflösung des Strömungsfeldes gering.

Die *Particle-Image-Velocimetry* (PIV) unterscheidet sich von der PTV nur durch eine höhere Partikelkonzentration. Die lokale Verteilung der Geschwindigkeit in einer Ebene der Strömung wird mit hoher Auflösung zu einem festen Zeitpunkt bestimmt. Dabei wird nicht nach der Bewegung einzelner Partikeln gesucht, sondern nach einer mittleren Bewegung der Partikeln in einzelnen kleinen Bildsegmenten der Aufnahme. Die PIV ist ein so genanntes Ganzfeldverfahren. Die Aufnahme des gesamten Geschwindigkeitsfeldes zu einem bestimmten Zeitpunkt verkürzt gegenüber punktuell messen-

den Verfahren nicht nur erheblich die Messzeiten, sondern erlaubt auch z.B. die Detektion von zeitlich veränderlichen Wirbeln.

4.4.1 Strömungsfelduntersuchung mittels Particle Image Velocimetry

Zur Aufzeichnung und Charakterisierung des Strömungsfeldes in der Sichtermühle wird ein PIV-System der Firma ILA GmbH eingesetzt. Das PIV-System besteht aus der Lichtschnitterzeugung, der Synchronisation und der Bilderfassung und Bildauswertung. Der Aufbau und die Hauptkomponenten einer typischen PIV-Messtechnik sind in Abb. 4.5 schematisch dargestellt.

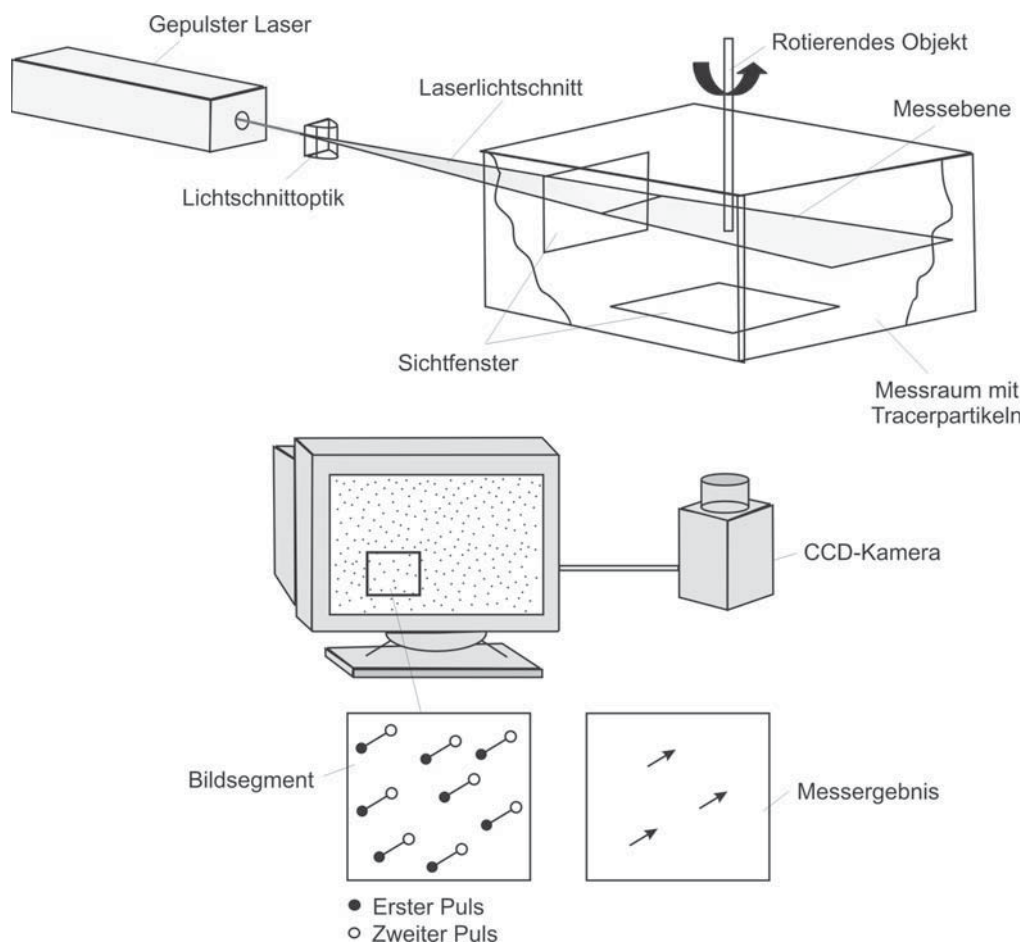


Abb. 4.5: PIV-Aufbau

Zur Lichtschnitterzeugung wird als Lichtquelle ein doppelt gepulster Nd:YAG-Laser (Typ Solo PIV III-15, Fa. New-Wave Research Co. Ltd.) mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von 50 mJ/Puls verwendet. Ein flexibler Lichtarm dient zur Übertragung des Laserstrahls zur Lichtschnittoptik. Im Lichtarm befinden sich antireflexbeschichtete Präzisionsspiegel, die eine nahezu verlustfreie Übertragung des Laserlichtes ermöglichen. Über ein System von optischen Linsen erzeugt der Laser einen dünnen Lichtschnitt der in den zu untersuchenden Strömungsraum gelenkt wird. Die

Lichtschnittoptik generiert aus dem Laserstrahl die Lichtschnittebene, deren Dicke und Aufweitungswinkel stufenlos verstellbar sind.

Bewegen sich nun in die Strömung eingebrachte Partikeln durch die Lichtschnittebene, werden sie beleuchtet und damit sichtbar. Eine hochauflösende CCD-(Charge-Coupled-Device)-Kamera (PCO.1600, 1600 x 1200 Pixel, 14 Hz, Fa. PCO AG), die unter einem Winkel von 90° zur beleuchteten Ebene eingebracht wird, erfasst durch Pulsen des Laserlichtschnitts zwei aufeinander folgende Momentaufnahmen der in der Strömung mitgeführten Partikeln. Die Pulsdauer des eingesetzten Lasers liegt bei 3 bis 5 ns, so dass selbst bei Strömungsgeschwindigkeiten von einigen hundert m/s die Partikeln in der Aufnahme scharf abgebildet werden können. Die Wiederholrate des Lasers beträgt 15 Hz. Der Grundgedanke des Verfahrens besteht darin, die Position der Tracerpartikeln an zwei exakt definierten und unmittelbar aufeinander folgenden Zeitpunkten in der gesamten Bildebene zu erfassen. Aus der Ortsverschiebung der Teilchen und der Zeit zwischen zwei Belichtungen lassen sich dann die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten mit Hilfe von Korrelationstechniken exakt berechnen. Die Bilddaten werden mit Hilfe von Glasfasern von der CCD-Kamera zum Rechner übertragen und von der PIV-Software (VidPIV®, Fa. ILA GmbH) erfasst, ausgewertet, archiviert und dargestellt. Die Synchronisation zwischen Laser und Kamera steuert der PIV-Synchronizer, der auch durch externe Ereignisse (z.B. Drehwinkelgebersignale) steuerbar ist.

Ein wichtiger Anhaltspunkt bei der Untersuchung der Strömungsvorgänge in der Sichertmühle ist die Messung des Strömungsfeldes an den rotierenden Teilen im Apparat, z.B. im Sichtradr kern oder an einem Mahlstift. Die Mahlscheibe und das Sichtrad drehen sich mit einer Geschwindigkeit von bis zu 11200 U/min. Durch diese Rotation ändert sich periodisch die vom Lichtschnitt beleuchtete Ebene. Um die Strömung bei einer festgelegten, konstanten Position der rotierenden Elemente zu untersuchen, werden hoch aufgelöste drehwinkelkorrelierte PIV-Messungen durchgeführt. Hierfür werden an den Rotorwellen der Mahlscheibe und des Sichtrads präzise Inkrementalgeber (Typ RI 58, Fa. Hengstler GmbH) mit 720 Schrittzahlen pro Umdrehung montiert. Die Drehgeber dienen als externe Triggerimpulsgeber für das PIV-System. Der Synchronizer empfängt das vom Drehgeber erzeugte Signal für das Erreichen der gewünschten Messposition. Der Laser wird anschließend zu diesem externen Nullimpuls phasensynchron ausgelöst.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Doppelbilder mit einer Frequenz von 10 Hz aufgenommen. Der zeitliche Versatz zwischen den Bildern im Bildpaar variiert je nach Messposition und Betriebsparameter zwischen $2,48 \mu\text{s}$ und $12 \mu\text{s}$ und wird in Vorversuchen in Abhängigkeit des Messortes für jede Betriebseinstellung separat festgelegt. Der zeitliche Versatz beider Lichtpulse muss optimal an die zu messenden Strömungsgeschwindigkeiten angepasst werden. Ist er zu kurz, wird der relative Fehler der Geschwindigkeitsmessung zu groß, da die Partikeln in der Doppeltaufnahme

scheinbar ruhen. Bei zu langer Zeitdauer zwischen den Pulsen lässt sich ein Strömungsmuster kaum oder gar nicht erkennen, da ein Großteil der Partikeln, die auf der ersten Aufnahme zu sehen sind, bei der zweiten Aufnahme die Messebene bereits verlassen hat. Es ist zu beachten, dass Partikeln die Messebene auch senkrecht zum Lichtschnitt verlassen können. Dies kann zu fehlerhaft berechneten Vektoren führen, die während der Messdatenverarbeitung korrigiert werden müssen.

4.4.2 Messdatenverarbeitung

Zur Auswertung der Bilder wird die PIV-Software VidPIV® der Fa. ILA GmbH eingesetzt. Für die Messdatenverarbeitung werden die Bildaufnahmen in quadratischen Segmenten unterteilt. Zu jedem Segment im ersten Bild existiert ein korrespondierendes Segment im zweiten Bild, das dieselbe Lage und Größe hat. Die Segmente bei den durchgeführten Messungen weisen eine Kantenlänge von 32×32 bzw. 16×16 Pixeln auf. Diese überlappen sich mit den benachbarten Segmenten, um Partikelkollektive an den Segmentgrenzen zu berücksichtigen. Mittels Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion korrespondierender Segmente wird das Vektorfeld ermittelt. Details zur Kreuzkorrelationsbestimmung sind in [65, 98] zu finden.

Das direkt durch die Kreuzkorrelation ermittelte Vektorfeld enthält vereinzelt fehlerhaft berechnete Vektoren (sog. Outliers). Diese werden durch eine mathematische Nachbehandlung (Filterung) der direkt erhaltenen Vektorfelder korrigiert. Dazu gehören z.B. unterschiedliche Validierungs- und Glättungsalgorithmen. Fehlerhaft berechnete Vektoren entstehen neben dem Transport von Partikeln senkrecht zur Messebene auch z.B. durch inhomogenes Seeding, durch Partikelverlust oder in abgeschatteten Bereichen des Lichtschnitts.

In einem ersten Validierungsschritt wird zur Fehlerkorrektur ein Diagramm aus allen im Bild berechneten Vektoren gebildet, wobei alle Vektoren im Koordinatenursprung ihren Anfang haben. Dadurch entsteht ein Cluster, der durch bewegliche Grenzen umrahmt wird. Die Vektoren innerhalb der Clustergrenzen sind gültig, der Rest außerhalb der Grenzen wird als ungültige Vektoren markiert. In diesem Schritt können nur die ungültigen Vektoren gefunden werden, deren Länge ein Vielfaches der Vektorlänge der gültigen Vektoren beträgt. Im Strömungsbild sind jedoch ungültige Vektoren vorhanden, deren Länge vergleichbar mit der Länge der Mehrzahl der gültigen Vektoren ist aber ihre Richtung von der Strömungsrichtung in der benachbarten Umgebung abweicht. Diese Vektoren werden in einem zweiten Validierungsschritt als ungültig markiert. Dazu werden für jeden Vektor mit Hilfe der Nachbarn in einer 3×3 Nachbarschaft der Medianwert und die Standardabweichung berechnet. Weicht der Vektor zu stark vom Medianwert seiner Nachbarn ab, so wird er als ungültig gekennzeichnet. In einem folgenden Schritt werden in den vorherigen Filteroperationen erkannte ungültige Vektoren durch Interpolation der benachbarten Vektoren ersetzt. Hier wird auch

eine 3 x 3 Nachbarschaft gewählt. Zum Schluss werden die einzelnen instationären PIV-Messungen zeitlich gemittelt.

Die Messung der Strömung beschränkt sich für jede Versuchseinstellung auf Grund der schnellen Verschmutzung der Sichtfenster auf 500 Doppeltbildaufnahmen. Aus dieser Vielzahl aufeinander folgender Bilder wird dann das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld berechnet.

4.5 Verwendete Tracer

Für den optischen Zugang zur Strömung werden Tracerpartikeln benötigt, die das anfallende Licht streuen. Entscheidend bei der Auswahl des Tracers sind seine Form und Partikelgrößenverteilung. Um eine Beschädigung des Chips der CCD-Kamera durch starke Reflektionen, verursacht durch größere Partikeln im Lichtschnitt, zu vermeiden, ist eine eng verteilte Tracerfraktion notwendig. Es sind sphärische Teilchen zu bevorzugen, so dass das Streusignal unabhängig von der Orientierung der Partikel im Lichtschnitt ist. Trifft das nicht zu, kommt es je nach Partikelorientierung zur CCD-Kamera zu unerwünschten lokalen Über- bzw. Unterbelichtungen des Bildes.

Zur Untersuchung der Luftströmung muss gewährleistet sein, dass die Tracerpartikeln der Strömung trägheitslos folgen. Bei der Messung der Mehrphasenströmung dienen die Feststoffpartikeln selbst als Tracer. In diesem Fall wird auf Grund der Partikelträgheit die Geschwindigkeit der Partikeln im Strömungsmedium gemessen.

4.5.1 Einphasige Strömung

Zur Messung der Luftströmung in der Mühle wird Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) als Tracer eingesetzt. DEHS hat eine Dichte von 912 kg/m^3 und ist eine in Wasser unlösliche, farb- und geruchslose Flüssigkeit, die sich sehr gut zur Erzeugung von stabilen Aerosolen eignet. Zu den Vorteilen von DEHS als Aerosolmaterial zählt die lange Standzeit der Partikeln. DEHS verdampft nach längerer Zeit rückstandsfrei ($0,3 \mu\text{m}$ -Partikeln verdampfen nach etwa 4 Stunden). Durch Verdüsen von DEHS mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen Aerosolgenerator entstehen sphärische Tropfen. Die im Aerosolstrom mittels eines Laserbeugungsspektrometers (HELOS, Fa. Sympatec) gemessene Partikelgrößenverteilung der Tracertropfen ist in Abb. 4.6 dargestellt. 72% der Tropfen sind kleiner als $1 \mu\text{m}$. Mit einem Trägheitsparameter von $\Psi=0,03$ (bei einem Tropfendurchmesser von $1 \mu\text{m}$) ist das erzeugte Aerosol bestens geeignet zur trägheitslosen Markierung der Luftgeschwindigkeit.

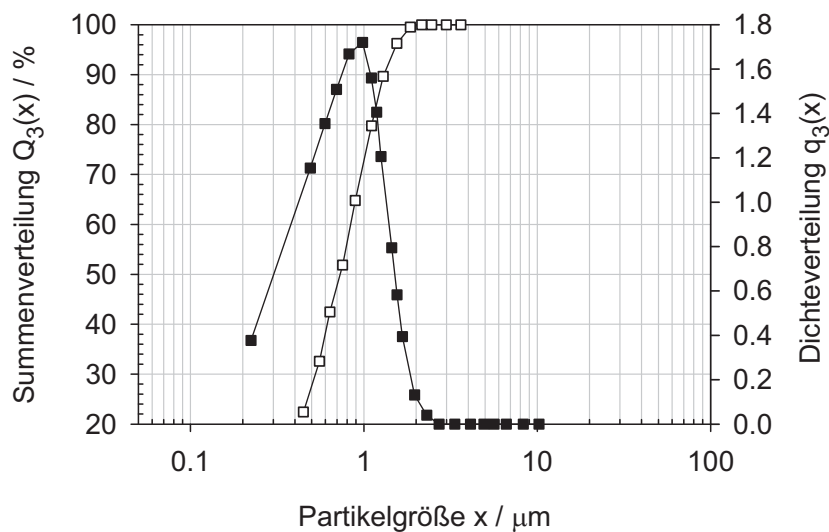


Abb. 4.6: Partikelgrößenverteilung der vom Aerosolgenerator erzeugten DEHS-Tröpfchen ($p=1$ bar)

4.5.2 Partikelbeladene Strömung

Bei der Untersuchung der partikelbeladenen Strömung dienen die Feststoffpartikeln als Tracer. Die Spezifikationen der Feststoffe zur Untersuchung des Strömungsfeldes an den Prallelementen sowie die für die Versuche eingesetzten Beladungen sind der Tab. 4.1 zu entnehmen.

Tab. 4.1 Eingesetzte Feststoffe zur Untersuchung der partikelbeladenen Strömung

Feststoff	Pulverlack	Polystyrol		Wachs
Firmenbezeichnung	PH62-0800 9721	Dynoseeds TS140	Dynoseeds TS500	Licowax CP
Hersteller	BASF AG	Microbeads AS	Microbeads AS	Clariant GmbH
Charakt. Partikelgrößen				
$x_{10,3}$ [μm]	18	106	425	124
$x_{50,3}$ [μm]	29	143	573	221
$x_{90,3}$ [μm]	44	194	764	378
Dichte [kg/m^3]	1690 (bei 20°C)	1050 (bei 20°C)	1050 (bei 20°C)	1000 (bei 23°C)
Beladung [kg Fest/kg Luft]	0,0013	0,067	0,038	0,02

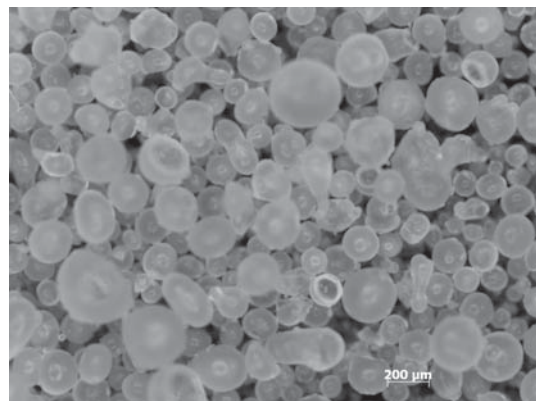
Die charakteristischen Beladungen beim Betrieb von Sichter­mü­hlen liegen zwischen 0,1 und 1 $\text{kg}_{\text{Festst}}/\text{kg}_{\text{Luft}}$. Zur Untersuchung des Strömungsfeldes mittels PIV sind diese Beladungen jedoch zu hoch und führen einerseits zu Überbelichtung des gesamten Bildes und andererseits zu einer schnellen Verschmutzung der Sichtfenster. Die Feststoffbeladungen werden für die Messung deswegen so gewählt, dass eine optimale Partikelkonzentration in der Messebene für die PIV-Aufnahmen vorhanden ist.

Für die Untersuchung des partikelbeladenen Strömungsfeldes am Sichter­rad wird bereits in der Mühle beanspruchtes Polystyrol aus der Fraktion TS140 eingesetzt. Dazu wird die sich im Sauger angesammelte Feingutmenge mit dem Feststoff aus dem Mahlraum vermischt. Dadurch wird ein erhöhter Feingutanteil und entsprechend eine erhöhte Feststoffkonzentration im Sichter­rad erzeugt, die eine verbesserte Aufnahmequalität liefert.

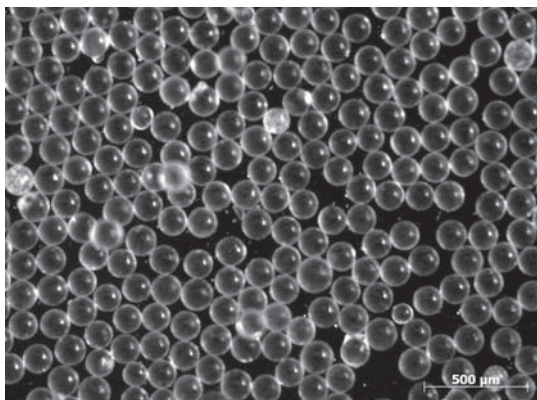
Wie der Abb. 4.7 zu entnehmen ist sind alle Partikeln bis auf Pulverlack sphärisch. Im Korngrößenbereich von 20 bis 50 μm konnte kein für die PIV-Messungen geeignetes Material mit sphärischer Form gefunden werden.



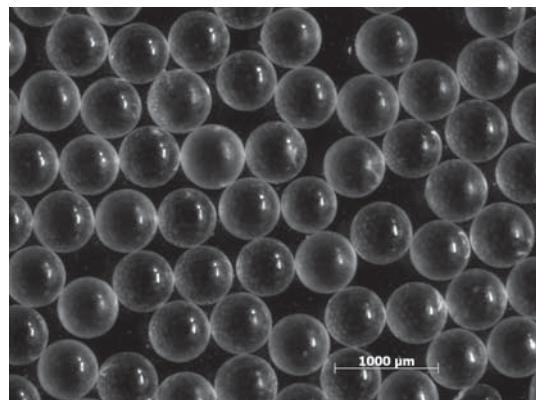
Pulverlack



Licowax CP



TS140



TS500

Abb. 4.7: REM-Aufnahmen der Feststoffpartikeln für die PIV-Messung

Bei den Messungen mit Pulverlack ist eine Zugabe des Materials über den Feststoffeinlass nicht geeignet, da die Partikeln beim eingestellten Luftvolumenstrom in zu geringer Konzentration die für die Messung interessante Zerkleinerungszone erreichen. Deshalb werden sie der Mühle durch einen Bürstendispersier (RBG-1000, Fa. Palas GmbH) direkt am Lufteinsaugrohr zugeführt.

Alle eingesetzten Materialien für die Untersuchung der Strömung an den Prallelementen weisen enge Partikelgrößenverteilungen auf. Diese sind in Abb. 4.8 dargestellt. Die charakteristischen Korngrößen sind für jede Verteilung in Tab. 7.7 aufgelistet.

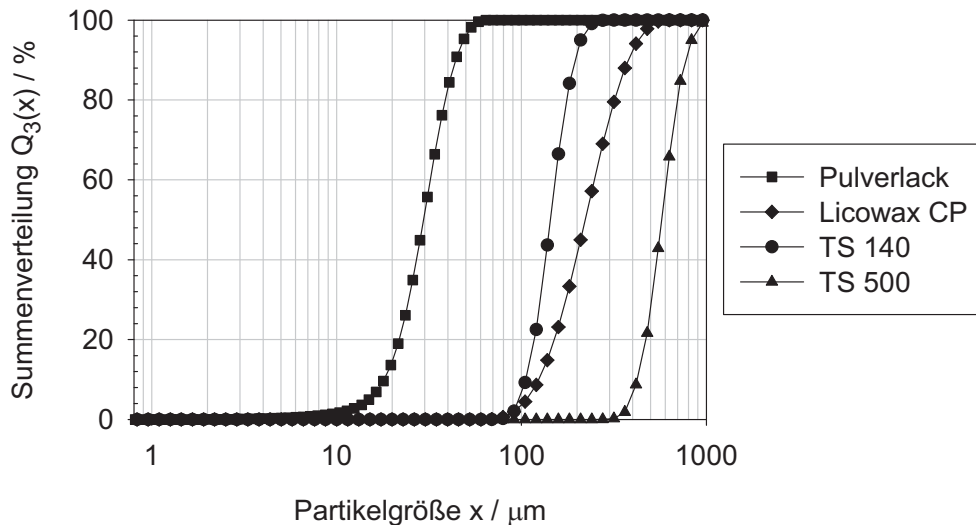


Abb. 4.8: Partikelgrößenverteilungen der eingesetzten Feststoffe zur Untersuchung der Mehrphasenströmung in der Sichtermühle

Bei der Untersuchung der partikelbeladenen Strömung in der Mühle ist weiterhin zu erwähnen, dass die Partikeln während der Messung an den Prallelementen zerkleinert werden können. Es wird davon ausgegangen, dass eventuell vorhandene Bruchstücke einen vernachlässigbaren Einfluss auf das gemessene mittlere Geschwindigkeitsfeld haben. Dies wird im Folgenden qualitativ begründet.

Die PIV-Messung findet in einer Ebene statt, so dass die Wahrscheinlichkeit, dass bereits entstandene Bruchstücke in der Messebene für die Dauer der Doppelbildaufnahme bleiben, äußerst gering ist. Zudem wird das Feingut mit der Luftströmung zum Sichter transportiert und verschwindet somit aus der Zerkleinerungszone. Für die PIV-Messung wird außerdem eine optimale Lichtschnittintensität für die Ausgangsfraction eingestellt. Auf Grund der Reduzierung der Partikelgröße durch in der Mühle stattfindende Zerkleinerungsvorgänge, reicht die ursprünglich eingestellte Lichtintensität nicht aus, um das entstehende Feingut von der CCD-Kamera zu erfassen. Die Tatsache, dass im Gültigkeitsbereich der geometrischen Optik (Fraunhofer-Bereich) die Streulichtintensität zu der zweiten Potenz des Partikeldurchmessers proportional ist [146], reicht im Fall der Kamerabilderfassung nicht aus, um Angaben darüber zu ma-

chen, ab welcher Größe die Bruchstücke von der CCD-Kamera nicht detektiert werden und somit unberücksichtigt bei der Auswertung des Geschwindigkeitsfeldes bleiben. Im betrachteten Bereich der geometrischen Optik führt alleine eine Abnahme der Partikelgröße um 10% zu einer Abnahme der Streulichtintensität um 19%. Wird noch berücksichtigt, dass bei der PIV-Auswertung Partikelkollektive und keine einzelnen Partikeln verfolgt werden und dazu im Rahmen der Arbeit mittlere Strömungsfelder über mehrere hundert Doppeltbildaufnahmen analysiert werden, kann angenommen werden, dass die Beeinträchtigung des Geschwindigkeitsfelds durch den Bruchvorgang vernachlässigt werden kann.

Es sei noch zu erwähnen, dass die Mehrzahl der Messungen mit Polystyrolpartikeln (TS140 und TS500) durchgeführt wird. Dabei ist die Bruchwahrscheinlichkeit der Partikeln aus der gröberen Fraktion (TS500) größer im Vergleich zu der Bruchwahrscheinlichkeit der feineren Partikeln aus der Fraktion TS140. Eine Analyse der Partikelgrößenverteilung von TS500 im Mahlraum nach der PIV-Messung zeigt eine steilere Partikelgrößenverteilung im Vergleich zu der Ausgangsverteilung und keine Reduzierung der Partikelgröße (vergl. Abb. 4.9). Es kann somit angenommen werden, dass während der Versuchsdurchführung unabhängig von der eingesetzten Polystyrolfraktion keine Zerkleinerung stattfindet.

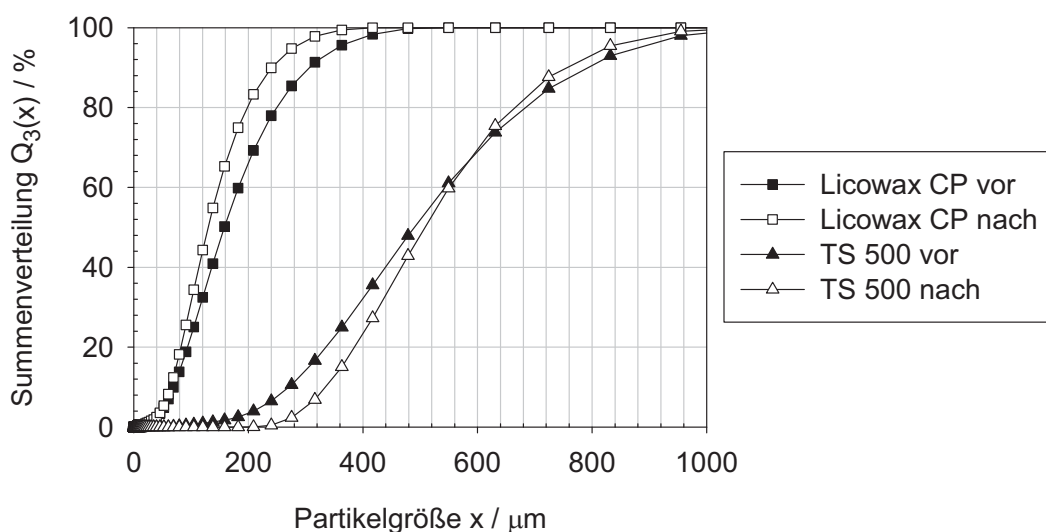


Abb. 4.9: Vergleich der Partikelgrößenverteilung der Ausgangsfraktion mit der Partikelgrößenverteilung im Mahlraum nach der PIV-Messung am Beispiel einer Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s und einer Sichtradgeschwindigkeit von 50 m/s

Die Verschiebung der Partikelgrößenverteilung zu größeren Korngrößen wird auf die in der Mühle stattfindende Klassierung und die Abführung des Feinguts mit der Sichtluft zurückgeführt. Für Licowax CP, der bei einer einzigen Versuchsreihe eingesetzt wird, ist die gemessene Partikelgrößenverteilung im Mahllinnenraum auf Grund stattfindender Zerkleinerungsvorgänge zu kleineren Korngrößen verschoben, so dass eine

Zerkleinerung der Partikeln während der Messung stattfindet. Der $x_{50,3}$ -Wert der Partikelgrößenverteilung wird in diesem Fall von 158 μm auf 129 μm reduziert.

4.6 Bereiche der Strömungsfelduntersuchung und Betriebseinstellungen

Mit den hier geplanten Messungen mittels PIV sollen in diskreten Zeitintervallen die Strömungsgeschwindigkeiten in der Zerkleinerungs- und Klassierzone aufgezeichnet werden. Besondere Aufmerksamkeit bei den Strömungsfelduntersuchungen wird der Strömung in den Bereichen der rotierenden Teile - an den Mahlstiften und im Kernbereich des Sichtrads - gewidmet.

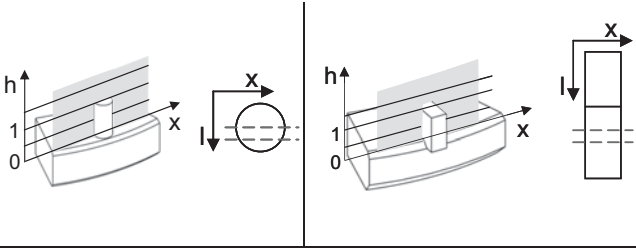
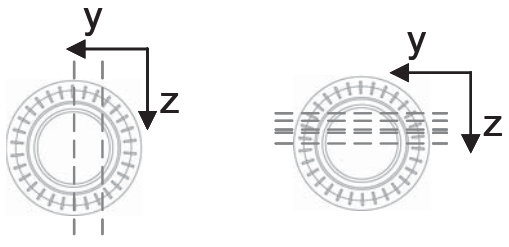
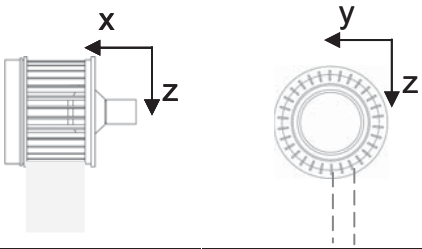
Zur Untersuchung der Strömung in der Nähe der Mahlstifte werden PIV-Messungen in zwei vertikalen parallelen Ebenen, die durch den Stift gehen, durchgeführt. Die erste Messebene geht durch die Mitte des zylindrischen Stiftes und die zweite ist um 2 mm in Richtung der Gehäusewand parallel versetzt. Beide Ebenen sind senkrecht zur Mahlscheibe und parallel zum Sichtfenster angeordnet. Die Umfangsgeschwindigkeiten der Mahlscheibe $v_{\varphi,M}$ sowie die entsprechenden Umfangsgeschwindigkeiten $v_{\varphi,MM}$ in den Messebenen, die vertikal durch die Prallelemente gehen, sind der Tab. 4.2 zu entnehmen.

Tab. 4.2: Rotordrehzahl und entsprechende Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe $v_{\varphi,M}$ sowie zugehörige Umfangsgeschwindigkeiten $v_{\varphi,MM}$ in den vertikalen Messebenen, die durch die Stifte gehen

Rotordrehzahl / 1/min	7639	9549	10505
$v_{\varphi,M}$ / m/s ($r_{\text{Mahlscheibe}}=100$ mm)	80	100	110
$v_{\varphi,MM}$ / m/s, Ebene I bei $r=94,5$ mm	75,6	94,5	104
$v_{\varphi,MM}$ / m/s, Ebene II bei $r=96,5$ mm	77,2	96,5	106,2

Bei den strömungsmechanischen Untersuchungen am Sichtrad verlaufen die Messebenen sowohl parallel als auch senkrecht zur Mahlscheibe. Die variierten Parameter zur Untersuchung der Luftströmung sind der Tab. 4.3 zu entnehmen. Im Fall der Gas-Feststoffströmung finden die Messungen in den gleichen Messebenen wie bei der einphasigen Strömung statt.

Tab. 4.3: Variierte Parameter zur Untersuchung des Strömungsfeldes in der Sichter­mühle

Umströmung der Prallelemente	
Geometrie Prallelemente	zylindrisch / prismatisch
Umfangsgeschw. Mahlscheibe, m/s	80 / 100 / 110
Umfangsgeschw. Sichtrad, m/s	30 / 40 / 50
Messebenen: 	vertikal: Mitte des zylindrischen Stifts (vertikal) Parallelversatz um 2 mm zum Außen­umfang der Mahlscheibe
Strömung im Sichtrad	
Umfangsgeschw. Mahlscheibe, m/s	80 / 100 / 110
Umfangsgeschw. Sichtrad, m/s	30 / 40 / 50
Messebenen 	<u>vertikal</u> : Sichtradmitte Parallelversatz um 25 mm zum Außen­umfang des Sichtrads <u>horizontal</u> : Sichtradmitte Messungen in der oberen Hälfte: Parallelversatz um 6, 10, 16 und 25 mm zum Außen­umfang des Sichtrads
Übergangsbereich zwischen Zerkleinerungs- und Klassierzone	
Umfangsgeschwindigkeit Mahlscheibe, m/s	80 / 100 / 110
Umfangsgeschwindigkeit Sichtrad, m/s	30 / 40 / 50
Messebenen: 	vertikale Messebene entlang der Rotationsachse des Sichtrads Parallelversatz um 25 mm zum Außen­umfang des Sichtrads

5 Numerische Berechnung der Strömung in der Sichtertermühle

Zur Berechnung der Zweiphasenströmung in der Sichtertermühle wird das Softwarepaket ANSYS CFX 11.0, welches nach der Finite-Volumen-Methode arbeitet, verwendet. Dabei wird das Euler-Lagrange-Verfahren benutzt, bei dem das Fluid als Kontinuum betrachtet wird und die disperse Phase als eine Menge diskreter Einzelteilchen repräsentiert wird. In der vorliegenden Arbeit wird die Luft als ideales Gas betrachtet. Die disperse Phase ist aus sphärischen Partikeln zusammengesetzt.

Die kontinuierliche Phase wird durch Lösung der zeitgemittelten Navier-Stokes Gleichungen in Verbindung mit einem geeigneten Turbulenzmodell (vergl. Abschnitt 5.1.1) berechnet. Die disperse Phase wird numerisch berechnet, indem eine Vielzahl von Partikeln unter Beachtung der auf sie wirkenden Kräfte und Momente durch das zuvor berechnete Strömungsfeld verfolgt wird (vergl. Abschnitt 5.2). Die Wechselwirkungen zwischen beiden Phasen werden in dieser Betrachtung durch Quellterme in den Erhaltungsgleichungen der fluiden Phase berücksichtigt.

5.1 Berechnung der fluiden Phase

Die Grundlage für die Berechnung der fluiden Phase bilden die Kontinuitätsgleichung und die auch als *Navier-Stokes-Gleichungen* bezeichneten Impulserhaltungsgleichungen. Diese sind in differentieller Form, bezogen auf ein kartesisches Koordinatensystem und unter Benutzung der Einstein'schen Summennotation, in Gl. (5.1) und Gl. (5.2) angegeben. Mit \mathbf{u}_i wird der Vektor der Fluidgeschwindigkeit bezeichnet, \mathbf{x}_i ist der Ortsvektor, t ist die Zeit, \mathbf{g}_i ist der Vektor der Erdbeschleunigung und p bezeichnet den Druck.

$$\frac{\partial \rho_F}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_F \mathbf{u}_i)}{\partial \mathbf{x}_i} = 0 \quad \text{mit} \quad \mathbf{u}_i = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{x}_i = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial(\rho_F \mathbf{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_F \mathbf{u}_k \mathbf{u}_i)}{\partial \mathbf{x}_k} = -\frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}_i} + \eta \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial \mathbf{x}_k \partial \mathbf{x}_k} + \rho_F \mathbf{g}_i \quad (5.2)$$

Da im Rahmen der Arbeit von einem inkompressiblen Gas ausgegangen wird, ist der erste Term in Gl. (5.1) vernachlässigbar. Eine direkte Berechnung des Strömungsfeldes unter Benutzung der Navier-Stokes-Gleichungen stößt bei turbulenten Strömungen auf praktische Schwierigkeiten. In diesem Fall muss die Berechnung numerisch mit Hilfe von Rechengittern durchgeführt werden, deren Gitterzellengröße kleiner ist als die so genannte *Kolmogorov-Länge*. Diese gibt die Ausdehnung der kleinsten Wirbel im Strömungsfeld an, welche die turbulente Schwankungsenergie dissipieren [36]. Die

notwendige feine räumliche und zeitliche Auflösung ist mit einem erheblichen rechnerischen Aufwand verbunden, so dass die Anwendung dieses als *Direkte Numerische Simulation* (DNS) bekannten Verfahrens hauptsächlich auf Grundlagenforschung an einfachen Geometrien bei niedrigen bis moderaten Reynolds-Zahlen beschränkt ist.

Bei vielen technischen Problemen wird auf eine vollständige zeitliche und räumliche Auflösung der turbulenten Strömung verzichtet, so dass nur zeitliche Mittelwerte und statistische Größen von Bedeutung sind. In diesem Fall wird eine Aufspaltung der allgemeinen Strömungsgrößen aus den Navier-Stokes-Gleichungen in einen zeitlichen Mittelwert und in eine stochastische Schwankungsgröße vorgenommen. Dieses Vorgehen wird auch als *Reynolds-Aufspaltung* bezeichnet. Für stationäre Strömungen lässt sich jede physikalische Größe ϕ_i durch die Reynolds-Aufspaltung in einen zeitlichen Mittelwert $\bar{\phi}_i$ und einen Schwankungswert ϕ'_i wie folgt darstellen:

$$\phi(\mathbf{x}_i, t) = \bar{\phi}(\mathbf{x}_i) + \phi'(\mathbf{x}_i, t) \quad \text{mit} \quad \bar{\phi}(\mathbf{x}_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T-t} \int_t^T \phi(\mathbf{x}_i, t) dt \quad (5.3)$$

Das Mittelungsintervall (T-t) muss groß im Vergleich zu der Zeitskala der Fluktuationen sein. Bei instationären Strömungen kann keine zeitliche Mittelung benutzt werden. In diesem Fall wird die so genannte *Ensemble-Mittelung* angewandt, bei der sowohl der Schwankungswert als auch der Mittelwert der physikalischen Größe zeitabhängig sind [35].

Die Durchführung der Reynolds-Aufspaltung für den Druck p und die Geschwindigkeit \mathbf{u}_i in Gl. (5.1) und (5.2) führt nach anschließender zeitlicher Mittelung zu:

$$\frac{\partial(\rho_F \mathbf{U}_i)}{\partial \mathbf{x}_i} = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial(\rho_F \mathbf{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_F \mathbf{U}_i \mathbf{U}_j)}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial(\rho_F \overline{\mathbf{u}'_i \mathbf{u}'_j})}{\partial \mathbf{x}_j} = -\frac{\partial P}{\partial \mathbf{x}_i} + \eta \frac{\partial^2 \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j \partial \mathbf{x}_j} + \rho_F \mathbf{g}_i \quad (5.5)$$

Diese Gleichungen sind auch als *Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Equations* (RANS) bekannt. Die neu erscheinenden Terme (dritter Quotient in Gl. (5.5)), die so genannten *Reynolds-Spannungen*, enthalten unbekannte Korrelationen der Schwankungsgeschwindigkeiten und führen dazu, dass das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen ist. Die Reynolds-Spannungen wirken wie eine zusätzliche Schubspannung im Fluid, die durch den Impulsaustausch auf Grund der turbulenten Schwankungsbewegung verursacht wird.

Die Aufgabe der Turbulenzmodellierung besteht nun in der Berechnung der neu entstandenen Terme. Die meist eingesetzten Verfahren zur Modellierung der unbekanntenen Korrelationen basieren auf einem Ansatz, der erstmals von Boussineq [23] vorge-

schlagen wird. Danach wird in Analogie zum Newton'schen Schubspannungsgesetz die Annahme getroffen, dass die Reynolds-Spannungen proportional zu den Gradienten der Hauptströmungsgeschwindigkeit sind. Somit ergeben sich für inkompressible Medien die Reynolds-Spannungen zu:

$$-\rho_F \overline{\mathbf{u}'_i \mathbf{u}'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) - \frac{2}{3} \rho_F k \delta_{ij} \quad (5.6)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie k

$$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}'_i \mathbf{u}'_i} \quad (5.7)$$

δ_{ij} ist die Kronecker-Delta-Funktion. Bei der hier eingeführten *turbulenten Viskosität* (oder auch als *Wirbelviskosität* bekannt) μ_t handelt es sich um eine Austauschgröße, die in keinem physikalischen Zusammenhang mit der dynamischen Viskosität steht.

5.1.1 Modellierung der Turbulenz

Generell werden die Turbulenzmodelle nach der Anzahl der zusätzlich zu den RANS-Gleichungen zu lösenden Differentialgleichungen klassifiziert. Nullgleichungsmodelle verwenden algebraische Beziehungen. Die Eingleichungsmodelle lösen eine Differentialgleichung, beispielsweise für die zeitlich gemittelte Turbulenzenergie, und verwenden eine zweite algebraische Gleichung für den Längenmaßstab. Die in der Praxis am weitesten verbreiteten Zweigleichungsmodelle werden nachfolgend etwas ausführlicher erläutert. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, Reynolds-Spannungsmodelle einzusetzen. Sie enthalten sechs separate und zudem gekoppelte Differentialgleichungen für die Reynolds-Spannungen und erfordern einen beträchtlichen, jedoch im Vergleich zu der Direkten Numerischen Simulation (DNS) oder zu der Large-Eddy-Simulation (LES), deutlich reduzierten numerischen Aufwand [36].

Zur Berechnung der Strömung für industrielle Anwendungen werden Zweigleichungsmodelle benutzt, die einen guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand darstellen. Innerhalb der vorliegenden Arbeit werden alle Berechnungen der Fluidströmung mit dem von Menter [82] eingeführten *Shear-Stress-Transport-Modell* (SST) durchgeführt. Da es sich hierbei um eine Kombination von zwei Basismodellen handelt, werden die zugrunde liegenden Turbulenzmodelle kurz vorgestellt.

5.1.1.1 Das k - ε -Turbulenzmodell

Das am häufigsten eingesetzte Modell für technische Strömungsberechnungen ist das *k - ε -Turbulenzmodell*. Im Folgenden wird das Modell kurz vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung des Modells und ausführliche Diskussion der im Modell getroffenen Annahmen finden sich in der Arbeit von Schmid [121]. Beim k - ε -Turbulenzmodell wird davon ausgegangen, dass sich die Turbulenz durch eine charakteristische Länge

als Maß für eine typische Wirbelgröße und eine charakteristische Zeit für die typische Wirbellebensdauer beschreiben lässt. Dieses Modell basiert auf der Berechnung zweier zusätzlicher statistischer Turbulenzgrößen - die turbulente kinetische Energie k (Gl. (5.7)) und deren Dissipationsrate ε , die wie folgt definiert wird:

$$\varepsilon = \frac{\eta}{\rho_F} \frac{\overline{\partial \mathbf{u}'_i \partial \mathbf{u}'_i}}{\partial \mathbf{x}_k \partial \mathbf{x}_k} \quad (5.8)$$

Zunächst wird aus den RANS-Gleichungen jeweils eine exakte Transportgleichung für k und ε abgeleitet. Diese enthalten einige nicht mehr algebraisch zu vereinfachende Terme, die einer geeigneten Modellierung bedürfen. Für das hier beschriebene Standard- k - ε -Modell wird nach dimensionsanalytischen Überlegungen eine isotrope Wirbelviskosität μ_t eingeführt:

$$\mu_t = C_\mu \rho_F \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5.9)$$

Bei C_μ handelt es sich um eine Konstante. In Verbindung mit anderen Modellannahmen (vergl. [121]), führt Gl. (5.9) zu den modellierten Transportgleichungen für k bzw. ε :

$$\frac{\partial(\rho_F \mathbf{U}_j k)}{\partial \mathbf{x}_j} = \left(\mu_t \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} - \rho_F \varepsilon + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \mathbf{x}_j} \right) \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial(\rho_F \mathbf{U}_j \varepsilon)}{\partial \mathbf{x}_j} = \frac{C_{\varepsilon,1} \varepsilon}{k} \left(\mu_t \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} - \rho_F C_{\varepsilon,2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{x}_j} \right) \quad (5.11)$$

Diese beiden Gleichungen bilden zusammen mit der Kontinuitätsgleichung (5.4), den RANS-Gleichungen (5.5) und der Gleichung für die Berechnung der Wirbelviskosität (5.9) das komplette Gleichungssystem zur Berechnung des Strömungsfeldes mit den unbekanntem \mathbf{U}_i , P , k , und ε . Die fünf in den Modellgleichungen auftretenden Konstanten sind in Tab. 5.1 angegeben.

Tab. 5.1: Konstantensatz für das k - ε -Modell

Konstante	C_μ	$C_{\varepsilon,1}$	$C_{\varepsilon,2}$	σ_k	σ_ε
Wert	0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Im industriellen Umfeld wird das Standard- k - ε Modell häufig verwendet, da es stabil ist und nur wenig zusätzlichen Rechenaufwand benötigt. Es hat sich bei der Berechnung von freien Scherströmungen bewährt. Allerdings hat das k - ε -Modell einige

Schwächen, z.B. die Vorhersage von Strömungsablösung aufgrund von Druckgradienten und die Berechnung einer deutlich überhöhten Turbulenzproduktion an Staupunkten. Zudem ist das Modell unsensibel gegenüber Stromlinienkrümmungen und Prallströmungen [121].

5.1.1.2 Das k - ω -Turbulenzmodell

Ein weiteres weit verbreitetes Wirbelviskositätsmodell ist das k - ω -Modell von Wilcox [162]. Es verwendet die Gleichung für die turbulente kinetische Energie k und eine Gleichung für die spezifische Dissipationsrate ω . Beim k - ω -Modell wird die Energiedissipationsrate ε durch die spezifische Dissipationsrate ersetzt.

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad (5.12)$$

Im Modell von Wilcox [162] werden die Gleichungen für die turbulente kinetische Energie und die spezifische Dissipationsrate wie folgt angegeben:

$$\frac{\partial(\rho_F \mathbf{U}_j k)}{\partial \mathbf{x}_j} = \left(\mu_t \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} - \rho_F \beta' k \omega + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial \mathbf{x}_j} \right) \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial(\rho_F \mathbf{U}_j \omega)}{\partial \mathbf{x}_j} = \frac{\alpha \omega}{k} \left(\mu_t \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial \mathbf{x}_j} - \rho_F \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{x}_j} \right) \quad (5.14)$$

In diesem Modell gilt folgende Abhängigkeit für die Wirbelviskosität:

$$\mu_t = \rho_F \frac{k}{\omega} \quad (5.15)$$

Die Modelkonstanten sind in Tab. 5.2 angegeben.

Tab. 5.2: Konstantensatz für das k - ω -Modell

Konstante	α	β	β'	σ_k	σ_ω
Wert	5/9	0,075	0,09	2,0	2,0

Das k - ω -Modell ist besser geeignet für die Berechnung verzögerter Strömungen und modelliert Ablösungen deutlich realistischer. Es ist allerdings empfindlich in der Berechnung der turbulenten Außenströmung.

5.1.1.3 Das Shear-Stress-Transport-Modell

Die Bestrebung, die Vorteile beider Modelle zu nutzen, führt zur Entstehung des *Shear-Stress-Transport-Modells* (SST) [82]. Es nutzt die Eigenschaften des k - ω -Modells zur Berechnung der Strömung in Wandnähe und verwendet das k - ε -Turbulenzmodell zur Berechnung der Kernströmung. Durch das SST-Modell werden Ablösungen realistischer vorhergesagt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird dieses Modell zur numerischen Berechnung der fluiden Strömung eingesetzt.

Zur einheitlichen Behandlung wird das k - ε -Modell in eine k - ω -Formulierung umgewandelt. Anschließend werden beide Gleichungen addiert. Um einen gleichmäßigen Übergang zwischen dem wandnahen Bereich und der Kernströmung zu gewährleisten, wird eine Glättungsfunktion F verwendet. Dabei wird das k - ω -Modell mit der Funktion F und das k - ε -Modell mit $(F-1)$ multipliziert. F beträgt 1 an der Wand und verringert sich bis auf 0 in der Grenzschicht. F ist eine tangenshyperbolische Funktion, die vom Abstand zu der nächstliegenden Fläche y und den Strömungsvariablen abhängt.

$$F = \tanh(A^4) \text{ mit } A = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\eta}{\rho_F y^2 \omega}\right); \frac{3,42\rho_F k}{C_{k\omega} y^2}\right) \text{ und} \quad (5.16)$$

$$C_{k\omega} = \max\left(\frac{1,7\rho_F}{\omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_i}; 1e-10\right)$$

Zusätzlich wird im Modell eine besondere Form der Wirbelviskositätsformulierung verwendet, die eine Begrenzung der Wirbelviskosität miteinschließt. Eine detaillierte Beschreibung des Modells findet sich in [82].

5.2 Berechnung der dispersen Phase

Zur Berechnung der dispersen Phase wird das *Lagrange'sche Verfahren* benutzt. Im Unterschied zum *Euler'schen Verfahren*, bei dem die disperse Phase als eine zweite kontinuierliche Phase modelliert wird, wird hier eine endliche Menge diskreter Teilchen betrachtet.

Die Gleichungen zur Beschreibung des Bewegungsverhaltens einer Partikel haben folgende Form:

$$\text{Koordinatenänderung: } \frac{d\vec{x}_P}{dt} = \vec{u}_P \quad (5.17)$$

$$\text{Translation: } m_P \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \sum_i \vec{F}_{ext,i} \quad (5.18)$$

Rotation:
$$I_P \frac{d\vec{\omega}_P}{dt} = \vec{T} \quad (5.19)$$

\vec{x}_P gibt die Partikelposition an, \vec{u}_P ist die Partikelgeschwindigkeit, m_P die Partikelmasse, $\vec{F}_{ext,i}$ sind die von außen angreifenden Kräfte, $\vec{\omega}_P$ die Partikelrotation. I_P ist das Partikelträgheitsmoment und \vec{T} das an der Partikel angreifende Moment.

Die Gleichung (5.19) für die Rotationsbewegung eines Teilchens wird von Rubinow und Keller [103] für sphärische Partikeln bei Stokes'scher Umströmung gelöst. Da das auf die Partikeln wirkende Drehmoment von der Rotations-Reynolds-Zahl Re_ω abhängt, wird zur Erweiterung auf höhere Re_ω -Zahlen der Rotationsbeiwert c_ω eingeführt. Auf der Basis von numerischen Berechnungen [27] und experimentellen Ergebnissen [115] werden empirische Korrelationen entwickelt, die die Abhängigkeit $c_\omega(Re_\omega)$ beschreiben. Da über diese Untersuchungen hinaus jedoch keine Literaturwerte für höhere Re_ω -Zahlen vorliegen [26], wird die Partikelrotation in vielen Studien und auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt. Somit wird die Partikelbewegung lediglich durch die Impulsgleichung (5.18) beschrieben, nach der die Änderung des Partikelimpulses gleich der Summe der auf die Partikel einwirkenden äußeren Kräfte ist. Diese Gleichung basiert im Wesentlichen auf Arbeiten von Basset [13], Boussinesq [23] und Oseen [90] und ist daher als *Basset-Boussinesq-Oseen-(BBO)-Gleichung* bekannt. In diesen Arbeiten wird die Bewegung eines starren, kugelförmigen, nicht rotierenden Teilchens bei schleichender Umströmung untersucht. Das umgebende Fluid wird dabei als ruhend angenommen. Die BBO-Gleichung gilt in ihrer exakten analytisch hergeleiteten Form nur unter folgenden Voraussetzungen:

- Die Partikelbewegung erfolgt isoliert, d.h. ein hinreichend großer Abstand zwischen den Partikeln ist erforderlich.
- Es treten keine Wechselwirkungen mit festen Wänden auf.
- Die Partikel-Reynolds-Zahl Re_P erfüllt die Bedingung $Re_P \ll 1$, so dass unter anderem nichtlineare konvektive Terme vernachlässigt werden können.
- Der Partikeldurchmesser ist klein im Vergleich zu der Längenskala auf der sich das turbulente Strömungsfeld ändert.

Für turbulente Mehrphasenströmungen können konvektive Terme nicht mehr vernachlässigt werden. Dann wird die BBO-Gleichung modifiziert, wobei in einige Terme semiempirische Abhängigkeiten eingeführt werden [36].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die BBO-Gleichung zur Berechnung der Partikelbahnen in folgender Form verwendet:

$$m_P \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \vec{F}_W + \vec{F}_G + \vec{F}_P + \vec{F}_{VM} + \vec{F}_B \quad (5.20)$$

Die Indizes repräsentieren folgende Kräfte: W steht für Widerstandskraft, G für die Gewichtskraft, P für die Druckkraft, VM für die virtuelle Masse und B für Basset-Kraft.

Die Widerstandskraft ist in aller Regel die dominierende Kraft auf ein Teilchen in einer Strömung. Sie wird wie folgt berechnet:

$$\vec{F}_W = \frac{1}{2} C_W \rho_F A_P |\vec{u}_F - \vec{u}_P| (\vec{u}_F - \vec{u}_P) \quad (5.21)$$

wobei C_W der Widerstandsbeiwert ist. Dieser hängt im Wesentlichen von der Partikel-Reynolds-Zahl Re_P ab. Im Bereich kleiner Partikel-Reynoldszahlen ($Re_P \ll 1$, sog. schleichende Strömung) ergibt sich der Widerstandsbeiwert zu $C_W = 24/Re_P$. Mit steigender Re_P nimmt die Bedeutung der Trägheitskräfte zu. Für die Bestimmung von C_W sind auf der Basis von Experimenten mehrere Approximationsfunktionen aufgestellt worden [77]. Im Rahmen dieser Arbeit wird folgende von Schiller und Naumann [119] vorgeschlagene Korrelation verwendet:

$$C_W = \frac{24}{Re_P} \left(1 + 0,15 Re_P^{0,687} \right) \quad \text{für } Re_P < 1000 \quad \text{mit } Re_P = \frac{\rho_F d_P |\vec{v}_{rel}|}{\eta} \quad (5.22)$$

In der Formel für die Partikel-Reynolds-Zahl Re_P bezeichnet d_P die charakteristische Partikelgröße und \vec{v}_{rel} ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel.

$$\vec{v}_{rel} = \vec{u}_F - \vec{u}_P \quad (5.23)$$

Im Bereich $10^3 < Re_P < 3 \cdot 10^5$ liegt ein nahezu konstanter Widerstandsbeiwert von $C_W \approx 0,44$ vor. Höhere Reynoldszahlen werden bei partikelbeladenen Strömungen selten erreicht.

Die auf eine Partikel der Masse m_P wirkende Gravitationskraft wird wie folgt berechnet:

$$\vec{F}_G = m_P \vec{g} \quad (5.24)$$

Wenn im Strömungsfeld ein Druckgradient besteht, werden vom Strömungsmittel Druckkräfte \vec{F}_P auf die Partikel ausgeübt. Mit der Annahme eines konstanten Druckgradienten über die Partikel gilt:

$$\vec{F}_P = m_P \frac{\rho_F}{\rho_P} \frac{d\vec{u}_F}{dt} - m_P \frac{\rho_F}{\rho_P} \vec{g} \quad (5.25)$$

Die Druckkraft ist nur dann von Bedeutung, wenn der Druckgradient sehr groß ist oder wenn die Teilchendichte gering oder vergleichbar mit der des Fluids ist. Für Gas-Feststoff-Strömungen kann daher diese Kraft vernachlässigt werden.

Die Kraft der virtuellen Masse \vec{F}_{VM} wird durch die Mitbeschleunigung des die Partikel umgebenden Fluids ausgelöst und lässt sich in folgender Form ausdrücken:

$$\vec{F}_{VM} = m_P \frac{C_{VM}}{2} \frac{\rho_F}{\rho_P} \left(\frac{d\vec{u}_F}{dt} - \frac{d\vec{u}_P}{dt} \right) \quad (5.26)$$

wobei der Koeffizient C_{VM} unter anderem von der Partikel-Reynoldszahl abhängt. Diese Kraft ist ebenfalls proportional zum Dichteverhältnis der Fluid- zur Partikelgeschwindigkeit ρ_F/ρ_P und wird daher im Rahmen der vorliegenden Arbeit vernachlässigt.

Die Basset-Kraft \vec{F}_B beschreibt den Einfluss der Vorgeschichte auf die Teilchenbewegung und ergibt sich durch die Berücksichtigung von viskosen Effekten durch die instationäre, relative Beschleunigung des Teilchens zum Fluid.

$$\vec{F}_B = C_B \frac{3}{2} d_P^2 \sqrt{\pi \rho_F \eta} \int_0^T \frac{d\vec{u}_F}{dt} - \frac{d\vec{u}_P}{dt} \frac{dt}{\sqrt{T-t}} \quad (5.27)$$

C_B ist der Beiwert der Basset-Kraft. Die massenbezogene Basset-Kraft ist proportional zu $\sqrt{\rho_F/\rho_P}$ und wird wie die virtuelle Masse und die Druckkraft in den vorliegenden Untersuchungen vernachlässigt. Eine weiterführende Diskussion der Basset-Kraft findet sich unter anderem bei Crowe et al. [26].

Zusätzlich zu den in der BBO-Gleichung enthaltenen Kräften werden in einzelnen Fällen die als *Lift-Forces* bekannten Magnus-Kraft \vec{F}_{Ma} und Saffman-Kraft \vec{F}_{Sa} bei der Berechnung der Partikelbewegung berücksichtigt.

Befindet sich die Partikel in einer Scherströmung, stellt sich eine ungleichmäßige Druckverteilung über der Teilchenoberfläche ein. Folglich resultiert senkrecht zur Anströmungsrichtung die Saffman-Kraft, welche hin zur größeren Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel ausgerichtet ist. Mey [78] gibt für diese Querkraft an:

$$\vec{F}_{Sa} = 1,615 d_P^2 \sqrt{\rho_F \eta} \frac{\vec{v}_{rel} \times \vec{\omega}_F}{\sqrt{|\vec{\omega}_F|}} \quad (5.28)$$

Hierbei ist $\vec{\omega}_F$ die Rotation des Fluids am Partikelort. Die Grundvoraussetzung zur Berücksichtigung der Saffman-Kraft in der Partikelbewegungsgleichung ist, dass eine Strömung mit hohen Geschwindigkeitsgradienten vorliegt. Sommerfeld [135] approximiert das Verhältnis der Widerstands- zur Saffman-Kraft für den Fall einer Partikelbewegung in Richtung der x-Koordinate durch folgende Gleichung, die den kritischen Partikeldurchmesser $d_{P,krit}$ angibt, bei dem beide Kräfte gleich groß sind:

$$d_{P,krit} = 0,588 \sqrt{\frac{\eta}{\rho_F}} \left| \frac{\partial u_F}{dy} \right|^{-0,5} \quad (5.29)$$

Danach ergibt sich der kritische Durchmesser für Luft und einen Schergradienten von 500 s^{-1} zu $105 \text{ }\mu\text{m}$. Diese Beziehung macht deutlich, dass die Saffman-Kraft in Strö-

mungen mit hohen Geschwindigkeitsgradienten von großer Bedeutung ist. Allerdings ist auch die Verweilzeit der Partikel in der Scherschicht zu berücksichtigen. Ist die Ausdehnung der Scherschicht gering, ergibt sich eine Verweilzeit der Partikeln in dieser Scherschicht, die wesentlich geringer als die Zeitkonstante der Partikelbewegung ist. In solchen Fällen kann der Einfluss der Saffman-Kraft trotz der hohen Geschwindigkeitsgradienten vernachlässigt werden.

Die Magnus-Kraft resultiert aus der Eigenrotation der Partikel in der Fluidströmung. Auf der Seite der Partikel, die sich in Strömungsrichtung bewegt, wird das Fluid beschleunigt, und auf der gegenüberliegenden Seite verzögert. Dadurch sinkt der Druck auf der beschleunigten Seite. Auf der verzögerten Seite steigt er an. Aus dieser Druckdifferenz resultiert die Magnus-Kraft als eine Querkraft auf die Partikel, die senkrecht zur Richtung der Fluidströmung orientiert ist. Die Magnus-Kraft wird nach [26] wie folgt definiert:

$$\vec{F}_{Ma} = C_{Ma} \frac{\pi}{8} \rho_F d_P^2 \frac{v_{rel}}{\omega_{rel}} (\vec{\omega}_{rel} \times \vec{v}_{rel}) \quad (5.30)$$

Hier bezeichnet $\vec{\omega}_{rel}$ die relative Rotationsgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid. Bei hohen Rotationsgeschwindigkeiten der Teilchen kann die Magnus-Kraft deren Bewegung signifikant beeinflussen. Besonders bei Strömungen mit vielen Wandkollisionen, welche große Rotationsgeschwindigkeiten induzieren können, ist mit einer größeren Bedeutung zu rechnen. Analog zur Saffman-Kraft setzt Sommerfeld [135] auch die Magnus-Kraft in Verhältnis zur Widerstandskraft. Der Grenzdurchmesser $d_{P,krit,Ma}$ ab dem die Magnus-Kraft größer als die Widerstandskraft wird lässt sich nach Gl. (5.31) bestimmen.

$$d_{P,krit,Ma} = \sqrt{2,4 \frac{\eta}{\rho_F} \frac{1}{\vec{\omega}_P}} \quad (5.31)$$

$\vec{\omega}_P$ ist hier die Rotationsgeschwindigkeit der Partikel um die eigene Achse. In Luft ergibt sich der Grenzdurchmesser bei einer Eigenrotationsgeschwindigkeit von 1000 s^{-1} zu $195 \text{ }\mu\text{m}$.

Für die hier betrachtete Gas-Feststoff-Strömung ergeben sich die Widerstandskraft und die Gewichtskraft als relevante wirkende Kräfte auf die Partikeln. Die Partikelbewegungsgleichung in der vorliegenden Arbeit wird mit diesen Kräften bilanziert. Die Kraft durch die virtuelle Masse, die Saffman-Kraft, die Magnuskraft, die Druckkraft sowie die Basset-Kraft werden nach obiger Diskussion vernachlässigt.

Da im Fall der Bewegung in der Sichter-mühle sowohl an der Mahlscheibe als auch am Sichtrad eine Rotationsbewegung stattfindet, ist es zweckmäßig die Bewegung von Partikeln und Fluid auf ein mit einer Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ mitrotierendes Koordinatensystem zu beziehen. Durch die Transformation der Trägheitskraft erhält man

im rotierenden Koordinatensystem zusätzliche Terme für die Coriolis- und die Zentrifugalkraft:

$$\vec{F}_R = -m_P \left[\left(2\vec{\Omega} \times \vec{u}_P^* \right) + \vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{r} \right) \right] \quad (5.32)$$

\vec{u}_P^* bezeichnet die Partikelgeschwindigkeit relativ zum rotierenden Bezugssystem und \vec{r} ist der Ortsvektor.

Da die Widerstandskraft \vec{F}_W , der Widerstandsbeiwert C_W und die Partikel-Reynoldszahl Re_P mit der Relativgeschwindigkeit gebildet werden, werden diese auch im rotierenden Koordinatensystem mit den Gleichungen (5.21) und (5.22) berechnet.

Bei der Transformation auf ein mit $\vec{\Omega}$ rotierendes Koordinatensystem erhält man für die Schwerkraft:

$$\vec{F}_G = m_P \left[\left(2\vec{\Omega} \times \vec{u}_g \right) + \vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{x}_g \right) \right] \quad (5.33)$$

Die Rotationsachse der Mahlscheibe verläuft parallel zum Vektor der Erdbeschleunigung. In diesem Fall bleibt die Gewichtskraft bei der Transformation auf das mit der Winkelgeschwindigkeit der Mahlscheibe rotierende Koordinatensystem unverändert, da dann sowohl die durch die Gravitation resultierende Geschwindigkeit \vec{u}_g mit $d\vec{u}_g/dt = \vec{g}$ als auch der resultierende Weg \vec{x}_g mit $d\vec{x}_g/dt = \vec{u}_g$ parallel zu $\vec{\Omega}$ verlaufen und sich somit die Vektorprodukte aus Gl. (5.33) zu Null berechnen.

Auf der Basis der oben aufgeführten Diskussion ergibt sich die Partikelbewegungsgleichung für den Fall der rotierenden Mahlscheibe in der Form:

$$\frac{\pi d_P^3}{6} \rho_P \frac{d\vec{u}_P^*}{dt} = \frac{\pi}{8} C_W \rho_F d_P^2 |\vec{v}_{rel}| \vec{v}_{rel} + \frac{\pi}{6} d_P^3 \rho_P \vec{g} - m_P \left(2\vec{\Omega} \times \vec{u}_P^* \right) - m_P \left[\vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{r} \right) \right] \quad (5.34)$$

Im Fall der Sichtradrotation ist die Drehachse des Sichtrads nicht mehr parallel sondern senkrecht zur Erdbeschleunigung ausgerichtet. Wird dann die Bewegungsgleichung auf das mit der Winkelgeschwindigkeit des Sichtrads mitrotierende Koordinatensystem bezogen, müssen die nach Gl. (5.33) resultierenden Terme für die Gewichtskraft berücksichtigt werden.

Da für die Berechnung der Partikelbahnen an der Mahlscheibe und am Sichtrad separate Simulationen durchgeführt werden (vergl. Abschnitt 5.3), wird bei der Berechnung der Partikelbahnen auf die Berücksichtigung der Gravitation in der Sichtradzone verzichtet, da dort die Zentrifugalbeschleunigung deutlich höher als die Erdbeschleunigung ist.

Für die Modellierung der Fluidturbulenz und ihre Berücksichtigung bei der Berechnung der Partikelbahnen und die daraus resultierende Partikeldispersion finden sich in der Literatur diverse Modelle unterschiedlichster Komplexität [26]. Bei den vorliegen-

den Untersuchungen wird zur Bestimmung der aktuellen Fluktuationsgeschwindigkeiten des Fluids am Partikelort das Konzept der *diskreten turbulenten Wirbel* benutzt. Danach befindet sich die Partikel immer in einem einzelnen turbulenten Wirbel. Jeder Wirbel wird durch eine charakteristische Fluktuationsgeschwindigkeit, Größe und Lebensdauer gekennzeichnet. Die Fluktuationsgeschwindigkeit wird als Zufallswert aus einer Gaußverteilung Γ bestimmt und gilt für den aktuellen Wirbel. Sobald der vorliegende Wirbel dissipiert ist oder das Teilchen den Wirbel verlassen hat, tritt es in einen neuen Wirbel ein und eine neue Schwankungsgeschwindigkeit wird generiert. Die Schwankungsgeschwindigkeit \mathbf{v}' sowie die charakteristische Wirbellänge l_E und die Lebensdauer τ_E der durch die Turbulenz entstehenden Wirbel werden wie folgt berechnet:

$$\mathbf{v}' = \Gamma \sqrt{\frac{2k}{3}} \quad (5.35)$$

$$l_E = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (5.36)$$

$$\tau_E = \frac{l_E}{\sqrt{2k/3}} \quad (5.37)$$

In der Literatur sind zahlreiche Modifikationen der oben aufgeführten Gleichungen zu finden (vgl. [26]), die prinzipielle Vorgehensweise bleibt jedoch unverändert.

Zur Berechnung der Partikelbahnen wird im Rahmen der Arbeit das Prinzip der Zwei-Wege-Kopplung benutzt. Die Wechselwirkungen zwischen beiden Phasen werden in dieser Betrachtung durch Quellterme in den Impulsgleichungen der Gasphase berücksichtigt. In den Transportgleichungen für die Modellierung der Turbulenz werden hingegen keine Quellterme von turbulenter Energieproduktion oder Dissipation definiert. Somit wird die Beeinflussung der turbulenten Eigenschaften durch die Anwesenheit von Partikeln allein durch den übertragenen Impuls bewirkt.

Bei der numerischen Berechnung wird zunächst eine Lösung des Gleichungssystems der kontinuierlichen Phase gesucht. Anschließend werden die Partikeltrajektorien unter Berücksichtigung der turbulenten Dispersion berechnet. Zur Begrenzung der Rechenzeit repräsentiert jede simulierte Partikel eine Mehrzahl an Partikeln identischer Eigenschaften und gleicher Anfangsbedingungen¹. Entlang der aus der Bewegungsgleichung durch schrittweise zeitliche Integration ermittelten Trajektorien bewegt sich

¹ In der englischsprachigen Literatur werden die repräsentativen Partikeln, welche Partikelkollektive darstellen, auch als *Parcels* bezeichnet.

somit pro Zeiteinheit eine Partikelanzahl N_P , die stellvertretend auf jeder Partikelbahn einen Anteil des gesamten Partikelmassenstroms einnimmt.

Nach der Verfolgung einer statistisch signifikanten Anzahl repräsentativer Partikeln im Fluidfeld werden für jedes Kontrollvolumen durch Anzahlmittelung die Eigenschaften zur Charakterisierung der dispersen Phase bestimmt. Um statistisch zuverlässige Werte zu erhalten, ist es in der Regel erforderlich, mehrere tausend Partikelbahnen zu berechnen.

5.3 Numerisches Gitter

Die numerische Berechnung des Strömungsfeldes in der Sichtertermühle erfolgt mit dem kommerziellen Softwarepaket ANSYS CFX 11.0. Die Diskretisierung des Strömungsgebietes basiert dabei auf der *Finite-Volumen-Methode* (FVM) [35]. Bei der FVM wird das Berechnungsgebiet in eine Vielzahl von Kontrollvolumina unterteilt. Das numerische Gitter stellt die Grenzflächen zwischen den Kontrollvolumina dar. Details zu der numerischen Behandlung sind der Dokumentation des Softwarepakets zu entnehmen.

Das numerische Gitter wurde vom Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Erlangen-Nürnberg, der eine langjährige Erfahrung bei der Simulation von Strömungen in Apparaten mit rotierenden Elementen hat, erstellt².

Eine transiente Berechnung der Rotor-Stator-Wechselwirkungen in der Sichtertermühle erweist sich bei der verwendeten Geometrie und der feinen lokalen Netzauflösung an den Mahlstiften und am Sichtrad, sowie im Hinblick auf die anschließenden Partikelbahnrechnungen mit der zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten als sehr zeitaufwendig (zur Berechnung der reinen Luftströmung für 25 Rotorumdrehungen sind mindestens 6750 Iterationsschritte nötig). Deswegen wird eine stationäre Berechnung gegenüber dem transienten Verfahren als ökonomische Alternative bevorzugt und bei den vorliegenden Untersuchungen eingesetzt.

Das dreidimensionale Rechenggebiet wird in 5 Gitterblöcke (sog. *Domänen*) unterteilt. Diese sind das Ansaugrohr, die Mahlscheibe, das Mühlengehäuse, das Sichtrad und das Austragsrohr. Aneinander grenzende Gitterblöcke werden durch ein *General-Grid-Interface (GGI)* miteinander vernetzt. Das GGI erlaubt das beliebige Zusammenfügen von Teilgittern. Weder die Knotenverteilung noch die Gitterstruktur müssen an der gemeinsamen Schnittfläche übereinstimmen. Dadurch kann jedes Rechenggebiet separat mit der jeweils optimalen Topologie vernetzt werden. Die per GGI verbundenen

² Das numerische Gitter, auf dem die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Simulationen basieren, wurde am Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Erlangen-Nürnberg von Dr. Philipp Epple und Chusslove Illic erstellt.

Teilgebiete können sich gegeneinander verschieben bzw. mit unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeiten drehen.

Aufgrund der vorhandenen rotierenden Teile in der Sichter­mühle werden bei der Berechnung des Strömungsfeldes drei Bezugssysteme in Betracht gezogen: das Referenzsystem für die rotierende Mahlscheibe mit vertikaler Rotationsachse, das Referenzsystem für das rotierende Sichtrad mit horizontaler Rotationsachse und das Koordinatensystem für alle fest stehenden Teile. Die Rotor-Stator-Wechselwirkungen in der Sichter­mühle werden durch die *Frozen-Rotor*-Methode modelliert. Dabei werden die entsprechenden Gitterblöcke in ihrem jeweiligen Referenzsystem betrachtet, so dass die Strömung in jedem Gitterblock als stationär angesehen werden kann. Dazu bleibt die relative Position der rotierenden und der feststehenden Komponenten zueinander während der gesamten Rechnung unverändert.

Die Beschaffenheit des verwendeten Rechengitters hat entscheidenden Einfluss auf die Qualität der numerischen Lösung. Eine feine Gitterauflösung des gesamten Apparates inklusive Zu- und Ablaufzonen wird wegen der damit verbundenen langen Rechenzeiten und den benötigten hohen Rechnerkapazitäten nicht angestrebt. Stattdessen werden in den aus verfahrenstechnischer Sicht interessanten Gebieten lokale Gitterverfeinerungen vorgenommen. Je nachdem ob die Strömung in der Zerkleinerungszone oder am Sichtrad detailliert untersucht wird, stehen zwei Rechengitter zu Verfügung. Die Anzahl der Volumenelemente der einzelnen Gitterblöcke sind für beide Fälle in Tab. 5.3 zusammengefasst.

Tab. 5.3: Feinheit der für die numerische Berechnung benutzten Rechengitter: Gitter I – fein aufgelöste Mahlstifte; Gitter II – fein aufgelöstes Sichtrad

		Gitter I	Gitter II
Mühlengehäuse		1.146.153	1.146.153
Mahlscheibe	Zyl. Stifte	3.030.974	184.948
	Prism. Stifte	3.215.063	-
Sichtrad		451.951	7.353.460
Einsaugrohr		1.037.837	1.037.837
Austragsrohr		1.191.786	1.191.786
Gesamt mit zyl. Stiften		6.858.701	11.990.487
Gesamt mit prism. Stiften		7.042.790	-

Zur Untersuchung des Strömungsfeldes in der Zerkleinerungszone wird ein feines Gitter mit über 3×10^6 Volumenelementen an der rotierenden Mahlscheibe und insbesondere in der Nähe der Mahlstifte generiert. In diesem Fall ist die Strömung in der Klassierzone von untergeordnetem Interesse. Die Netzauflösung ist für beide Stiftgeometrien in Abb. 5.1 dargestellt.

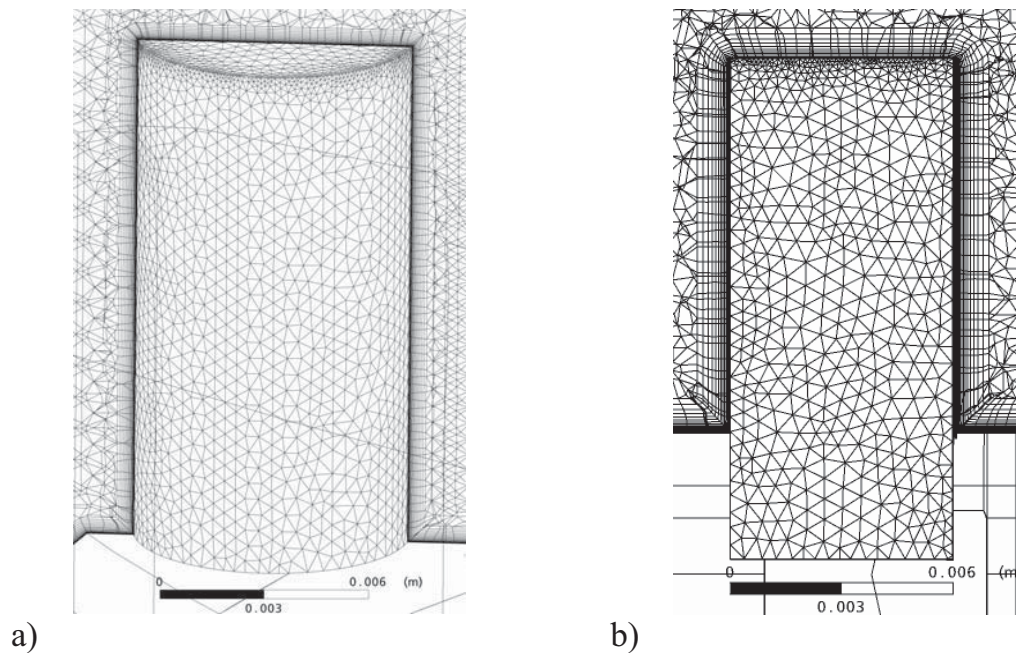


Abb. 5.1: Gitterauflösung für beide Stiftgeometrien. a) zylindrische Stifte, b) plattenförmige Stifte

Um die benötigte Gitterfeinheit in Stiftnähe zu bestimmen, wird die auf eine charakteristische Stiftabmessung L bezogene Reynolds-Zahl Re_L berechnet.

$$Re_L = \frac{u_F L \rho_F}{\eta} \quad (5.38)$$

Die charakteristische Stiftabmessung L ist im Fall des zylindrischen Stiftes dem Stiftdurchmesser ($L=8$ mm) und im Fall des prismatischen Prallklotzes der mittleren Klotzbreite ($L=15,5$ mm) gleichgesetzt. Somit beträgt die Reynolds-Zahl für Luft bei 25°C für die zylindrische und prismatische Stiftgeometrie $Re_L=5 \times 10^4$ und $Re_L=9,8 \times 10^4$. Zdravkovich [168] zeigt, dass für eine Zylinderumströmung die Grenzschicht am Zylinder bis zu einer Reynolds-Zahl von 10^5 laminar ist. Somit wird zu einer Abschätzung der Dicke δ_L der laminaren Grenzschicht die Formel zur Berechnung der Grenzschichtdicke einer laminar umströmten Platte herangezogen [120]:

$$\delta_L = \frac{5L}{\sqrt{Re_F}} \quad (5.39)$$

Die Grenzschichtdicke am zylindrischen und am prismatischen Prallelement ergibt sich zu $\delta_L = 1,78 \times 10^{-4}$ m bzw. $\delta_L = 2,48 \times 10^{-4}$ m. Wird eine minimale Gitterauflösung von mindestens 10 Zellen in der Grenzschicht angenommen, so ist die erste Zelle etwa $1,78 \times 10^{-5}$ m bzw. $2,48 \times 10^{-5}$ m breit. Die numerische Auflösung der laminaren Grenzschicht in Wandnähe der Stifte erfolgt durch eine Prismenschicht (vergl. Abb. 5.1).

Zur detaillierten Charakterisierung der Strömung am Sichtrad steht ein fein aufgelöstes strukturiertes numerisches Gitter mit über 7×10^6 Hexaedern für das Sichtrad zu Verfügung. Dieses ist in Abb. 5.2 dargestellt. In diesem Fall wird auf die hohe Gitterfeinheit in der Zerkleinerungszone verzichtet.

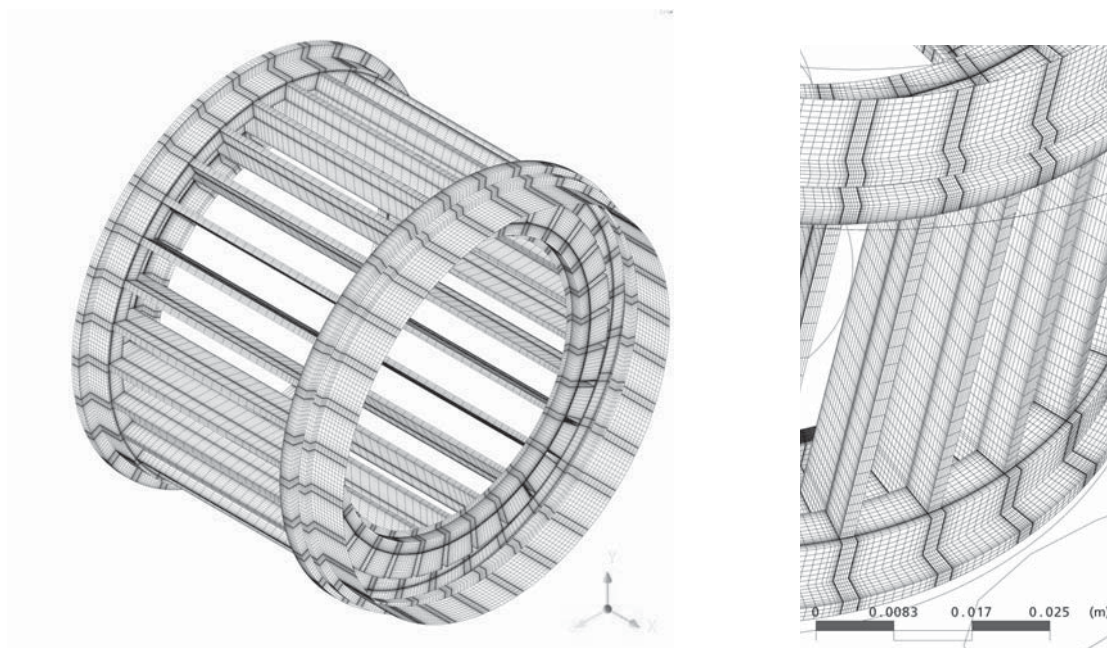


Abb. 5.2: Gitterauflösung am Abweiseradsichter

Im ersten Fall der fein aufgelösten Mahl­stifte weist das gesamte Rechengitter eine Zellenanzahl von etwa 7×10^6 auf, während die Anzahl der Volumenelemente im Fall des fein aufgelösten Sicht­rads fast 12×10^6 beträgt (vergl. Tab. 5.3). Im Fall der numerischen Berechnung der partikelbeladenen Strömung werden zusätzliche Gitterverfeinerungen im Mühlengehäuse vorgenommen.

5.4 Randbedingungen

Als Randbedingungen für die numerische Berechnung wird ein relativer Druck von 0 Pa am Lufteingangsstutzen definiert. Weiterhin wird am Mühlenaustritt ein Luftvolumenstrom von $300 \text{ m}^3/\text{h}$ bei 25°C festgelegt. Für die sekundäre Öffnung, durch die im Experiment die Aerosolzugabe stattfindet, wird in Übereinstimmung mit den Versuchen ein Luftmassenstrom von $3 \text{ m}^3/\text{h}$ gesetzt. Im Fall der Lagrange'schen Berech-

nung wird diese sekundäre Öffnung durch eine Wand ersetzt. Dann wird der Feststoff direkt in das Mühlengehäuse unter einem Winkel von 45° eingespeist. Für die Feststoffzugabe wird eine Kreisfläche mit einem Radius von 23 mm am unteren Ende des Feststoffeintragsrohrs definiert. Die Eintrittsgeschwindigkeit der Partikeln beträgt 1,8 m/s. Sie sind sphärisch und werden gleichmäßig verteilt in die Strömung eingespeist.

Zur Untersuchung der Partikelauftreffgeschwindigkeit an den Mahlstiften wird der Feststoff aus gleich großen Partikeln zusammengesetzt angenommen. Um den Einfluss der Partikelgröße auf die Auftreffgeschwindigkeit zu untersuchen, wird der Partikeldurchmesser zwischen $140 \mu\text{m}$ und $500 \mu\text{m}$ variiert. Die Partikeldichte beträgt 1050 kg/m^3 . Die Feststoffbeladung ist $0,1 \text{ kg Feststoff/kg Luft}$, so dass 30 kg/h Feststoff in die Mühle eingespeist werden. Die Berechnung wird mit 10^5 Partikeln durchgeführt, damit eine statistisch signifikante Partikelanzahl verfolgt wird. Auf Grund fehlender Information über den Abprallwinkel der Partikeln nach einem Stoßvorgang, werden Partikel-Wand-Stöße als vollständig elastisch mit einem Restitutionskoeffizienten von $e=1$ modelliert.

Das Rechengebiet ist am Beispiel der Berechnung der einphasigen Strömung in Abb. 5.3 skizziert. Das Einlaufrohr wird während der experimentellen Untersuchung benötigt, um ein vollständig entwickeltes Geschwindigkeitsprofil für die Messung des eingesaugten Volumenstroms zu gewährleisten. Am Mühlenaustritt wird im Experiment ein Industriesauger angeschlossen, welcher bei der numerischen Berechnung durch die Vorgabe des Einsaugvolumenstroms berücksichtigt wird.

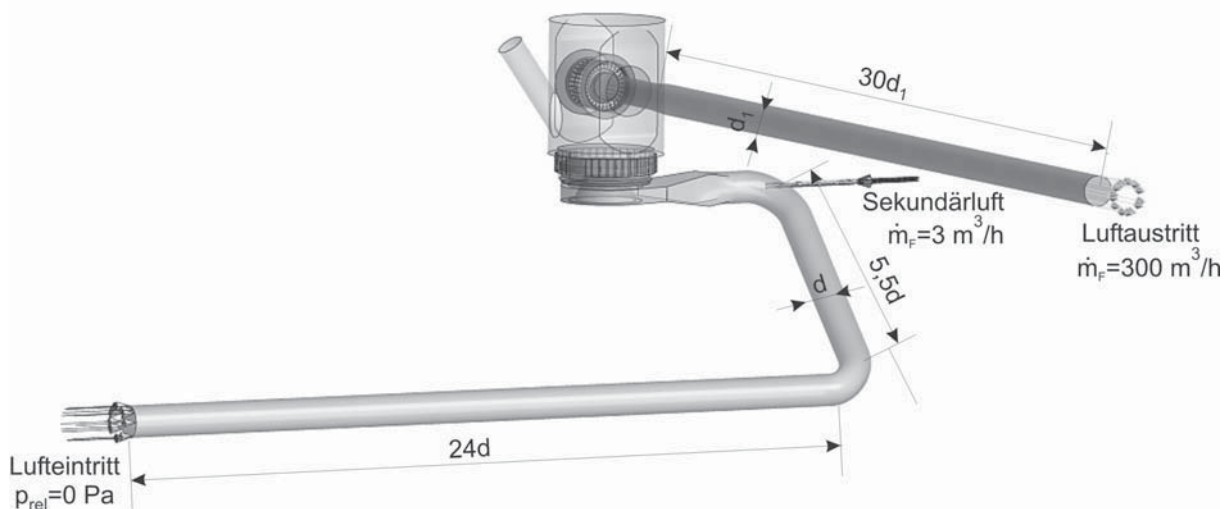


Abb. 5.3: Rechengebiet und Randbedingungen für die numerische Strömungsberechnung in der Sichtertermühle im Fall der einphasigen Strömung.

6 Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Abschnitt werden die Mess- und Simulationsergebnisse zur Strömungscharakterisierung sowie zur Partikelbewegung dargestellt und diskutiert. Um einen Vergleich der mittels PIV aufgenommenen Strömungsgeschwindigkeiten mit den Strömungsgeschwindigkeiten aus der Berechnung zu ermöglichen, werden die Geschwindigkeiten herangezogen, die in denselben Ebenen sowohl numerisch berechnet als auch gemessen wurden. Diese werden dann für unterschiedliche Betriebsbedingungen miteinander verglichen. Alle diskutierten Ergebnisse aus der PIV-Untersuchung sind zeitlich gemittelt über die Gesamtanzahl der im entsprechenden Versuch aufgenommenen Bilder.

Nach einem Vergleich des gemessenen und des berechneten Druckverlustes in der Sichtertermühle wird die reine Luftströmung in der Sichtertermühle betrachtet. Diese Untersuchungen dienen zum einen dazu, ein grundlegendes Verständnis des Strömungszustandes in der Sichtertermühle zu erlangen und zum anderen zur Validierung des numerischen Strömungsmodells. Anschließend wird die Partikelbewegung in der Mühle diskutiert. Schwerpunkt dieser Untersuchungen ist die Bestimmung der Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln auf den Mahlstiften.

Die Darstellung und die Diskussion der Ergebnisse sind wie folgt aufgebaut. Zuerst werden charakteristische Strömungsbilder aus Messung und Simulation qualitativ miteinander verglichen. Anschließend wird der Einfluss einzelner Betriebsparameter auf die Strömung diskutiert. Die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse wird in Anhang A behandelt.

6.1 Druckverlust in der Sichtertermühle

Zur Beurteilung der Qualität der Simulationsergebnisse wird zunächst der gemessene Druckverlust in der Sichtertermühle mit diesem aus der numerischen Berechnung verglichen. Zum Vergleich werden die Ergebnisse aus der Untersuchung der einphasigen Strömung herangezogen. Der Druckverlust in der Mühle wird hauptsächlich durch die Sichtradrotation verursacht. In Abb. 6.1 wird der gemessene mit dem berechneten Druckverlust für unterschiedliche Sichtradgeschwindigkeiten $v_{\phi,S}$ verglichen. Die Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$ ist konstant und beträgt 100 m/s. Die relative Abweichung zwischen der Messung und der Simulation steigt mit zunehmender Sichtradgeschwindigkeit an. Die maximale Abweichung beträgt dabei 15%. Aus Abb. 6.1 ist weiterhin zu entnehmen, dass sowohl der gemessene als auch der berechnete Druckverlust durch eine quadratische Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads approximiert werden kann.

Unter Berücksichtigung der getroffenen Modellannahmen (vergl. Abschnitt 5) sowie der komplexen Mühlengeometrie kann auf der Basis des Druckverlustvergleichs zu-

sammengefasst werden, dass die in der Mühle ablaufenden makroskopischen Strömungsvorgänge mit dem aufgestellten mathematischen Modell realistisch und mit einer für technische Optimierungsaufgaben guten Genauigkeit wiedergegeben werden.

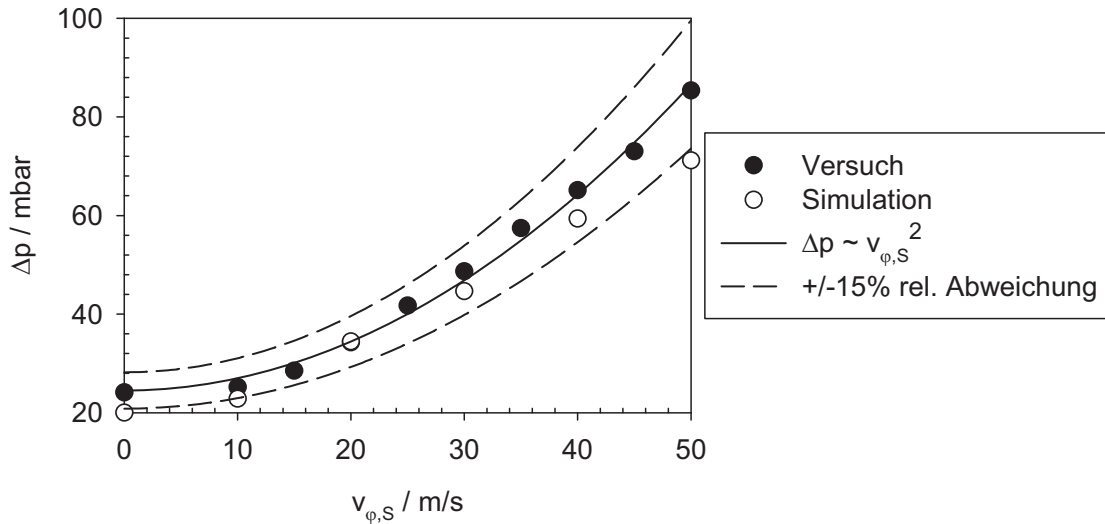


Abb. 6.1: Vergleich des gemessenen und des berechneten Druckverlustes in der Sichter­mühle für unterschiedliche Sichtradumfangsgeschwindigkeiten $v_{\phi,S}$ und eine konstante Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe von 100 m/s

6.2 Einphasige Strömung in der Nähe der Mahl­stife

Im folgenden Abschnitt sind alle Geschwindigkeiten relativ zum rotierenden Stift dargestellt. Abb. 6.2a zeigt exemplarisch das zeitgemittelte Geschwindigkeitsprofil in einer vertikalen Messebene, die durch die Mitte des zylindrischen Stiftes geht. Die dazugehörigen Fluktuationen während der Messung sind der Abb. 6.2b zu entnehmen. Das Ergebnis aus der stationären numerischen Berechnung ist in Abb. 6.2c zum Vergleich dargestellt. Die Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe $v_{\phi,M}$ beträgt 100 m/s und die des Sichtrads ist 30 m/s. Das für den prismatischen Mahlklotz charakteristische Strömungsbild aus Messung und numerischer Berechnung sowie die zur Messung zugehörigen Standardabweichungen sind für die gleichen Versuchsbedingungen in Abb. 6.3 dargestellt. Für beide Prallelemente wird eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erreicht.

Unabhängig von der Stiftgeometrie, treten die höchsten Fluidgeschwindigkeiten auf der Stirnseite des Prallelements auf. Hinter dem Stift entstehen Wirbel, die durch das Ablösen der Strömung an der Stiftoberfläche verursacht werden. In diesem Nachlaufbereich ist die Fluidgeschwindigkeit am geringsten.

Während sich der Wirbel beim zylindrischen Prallelement entlang des Stiftes ausbreitet, verläuft dieser im Fall des prismatischen Klotzes auch oberhalb der Klotzhöhe.

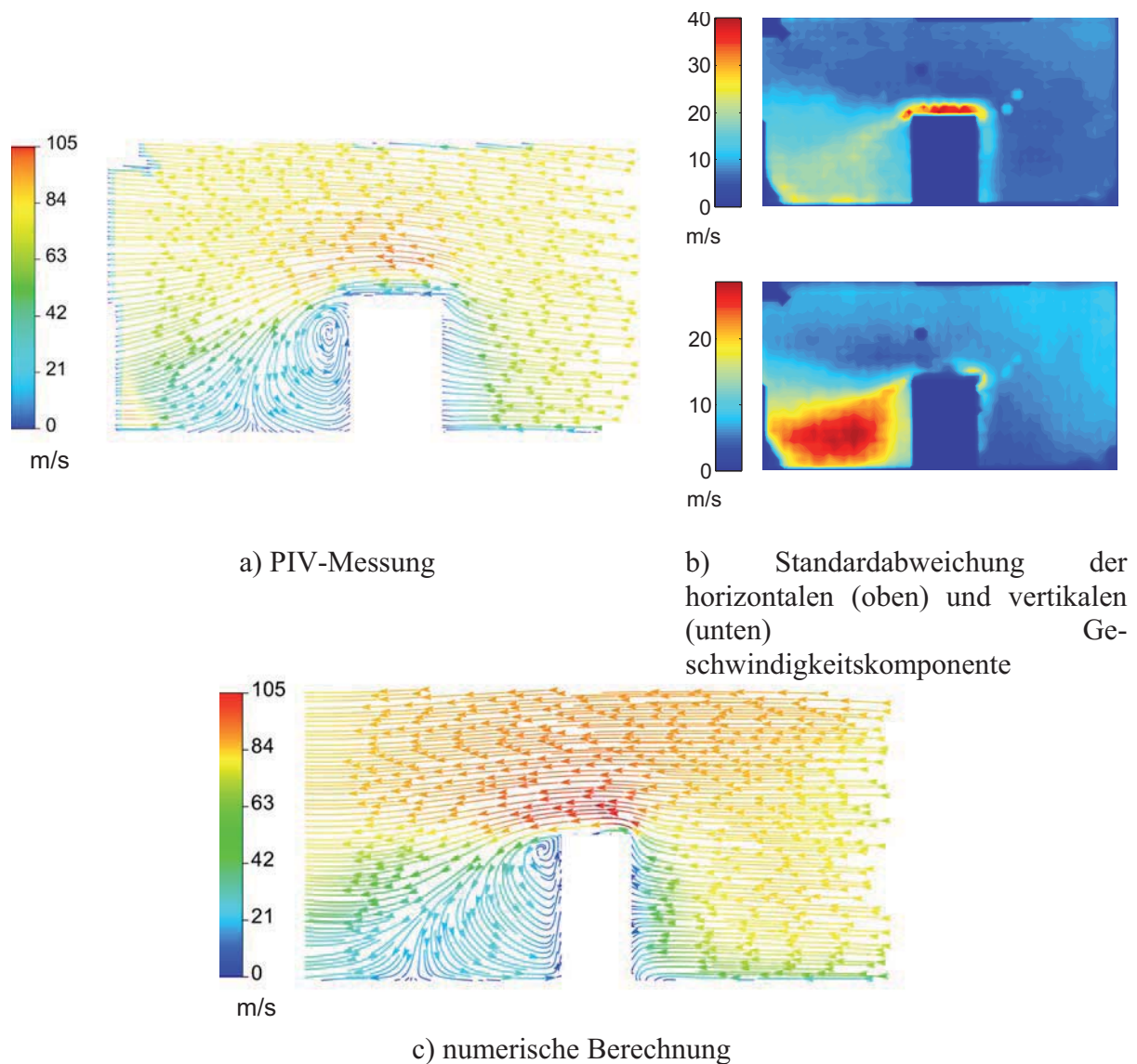


Abb. 6.2: Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld und zugehörige Standardabweichung aus der PIV-Messung am zylindrischen Mahlstift sowie Ergebnis aus der numerischen Berechnung (vertikale Messebene durch die Stiftmitte, $v_{\varphi,M}=100$ m/s, $v_{\varphi,S}=30$ m/s)

Aus der Messung wird ersichtlich, dass die höchsten Geschwindigkeitsschwankungen auf der Nachlaufseite der Stifte auftreten, während auf der Stifanströmseite die Fluidgeschwindigkeit mit der Zeit konstant bleibt. Dass die Nachlaufströmung von quer angeströmten stumpfen Körpern stets instationär ist [67], wird durch den Versuch bestätigt. Wird alleine der Zerkleinerungsvorgang betrachtet, der auf der Stirnseite des Stiftes erfolgt, so folgt aus diesen Ergebnissen, dass es zur Modellierung des Zerkleinerungsprozesses an den Mahlstiften in der Sichertmühle keiner transienten Strömungsberechnung bedarf, da die gemessene Strömung auf der Stifanströmseite stationär ist. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass ein Teil des resultierenden Feinguts in der Lage ist, der Strömung hinter dem Stift zu folgen und somit das Wirbelgebiet zu erreichen. Dadurch kann sich die Verweilzeit für diese Partikeln in der Mühle erhöhen. Für einen wirtschaftlichen Betrieb der Mühle und zur Steigerung der Effektivität der Zerkleinerung ist jedoch ein schneller Abtransport des entstandenen Feinguts aus der

Mühle von Vorteil. Die Vermeidung der Verwirbelungen hinter den Stiften ist nicht möglich. An der Stiftoberfläche kommt es zur Strömungsablösung und somit auch zur Wirbelbildung. Die Auswirkung des Wirbelgebiets hinter dem Stift auf die Partikelbewegung wird in Abschnitt 6.5.1 näher erläutert.

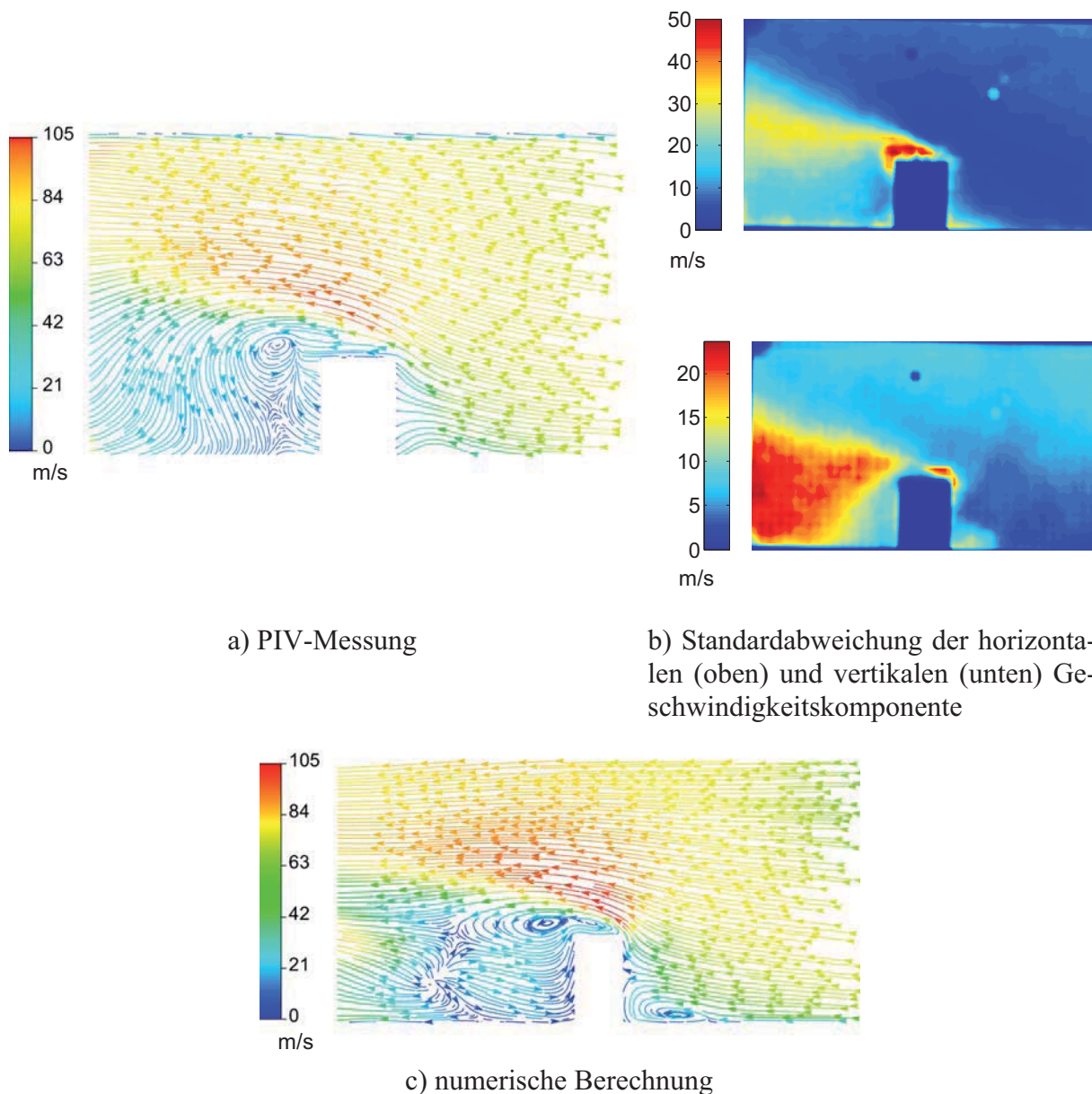


Abb. 6.3: Zeitlich gemitteltetes Strömungsfeld und zugehörige Standardabweichung aus der PIV-Messung am prismatischen Mahlklotz sowie Ergebnis aus der numerischen Berechnung (vertikale Messebene durch die Klotzmitte, $v_{\varphi,M}=100$ m/s, $v_{\varphi,S}=30$ m/s)

6.2.1 Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit

Um den Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf das Strömungsprofil an den Pallelementen zu untersuchen, wird bei konstanter Sichtradgeschwindigkeit die Mahlscheibengeschwindigkeit variiert. Wenn die Fluidgeschwindigkeit mit der Umfangsge-

schwindigkeit der Mahlscheibe in der Messebene $v_{\varphi,MM}$ normiert wird, fallen sowohl die berechneten als auch die gemessenen Geschwindigkeiten zusammen. Dies wird für die horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponenten exemplarisch für zwei Mahlscheibengeschwindigkeiten entlang unterschiedlicher dimensionsloser Stifthöhen h in Abb. 6.4 gezeigt. Die Ergebnisse resultieren aus dem Experiment. Es gilt $h=y/H$, wobei H die Stifthöhe ist. Für die Normierung der Koordinate in Hauptströmungsrichtung wird der Stiftdurchmesser D bzw. die Stiftbreite B benutzt.

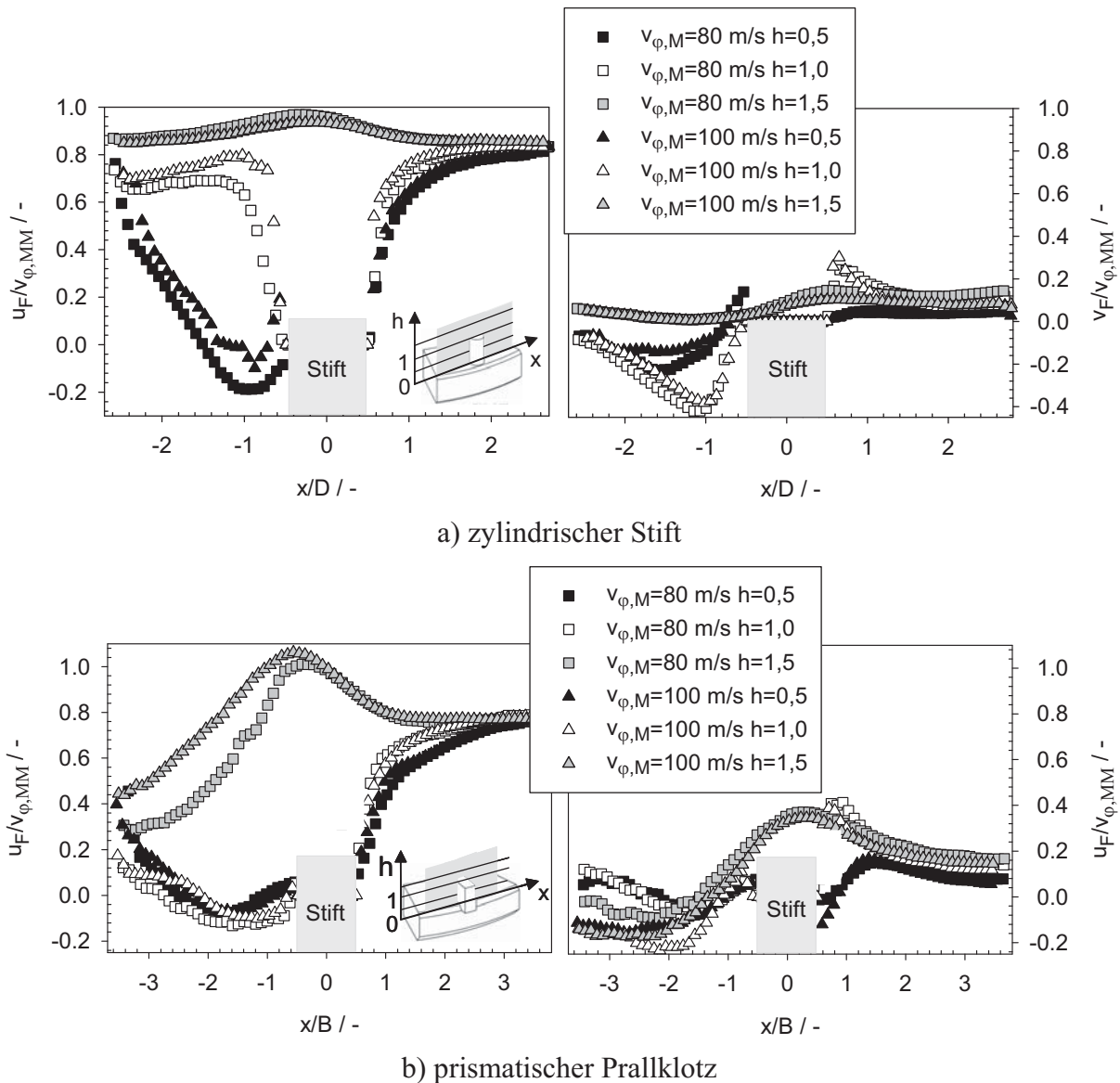


Abb. 6.4: Normierte Geschwindigkeitsprofile entlang der dimensionslosen Stifthöhe h am Beispiel von zwei Mahlscheibengeschwindigkeiten $v_{\varphi,M}$ ($v_{\varphi,S}=30$ m/s, links – horizontale Geschwindigkeitskomponente, rechts – vertikale Geschwindigkeitskomponente)

Auf der Stirnseite des Pallelements (x/D bzw. $x/B > 0$) fallen sowohl die horizontalen als auch die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten aufeinander. Es sind jedoch gewisse Unterschiede im Wirbelbereich hinter dem Stab in Hauptströmungsrichtung vorhanden, die auf die instationären Strömungsbedingungen im Nachlaufbereich zu-

rückgeführt werden. Aus Abb. 6.4 wird zudem deutlich, dass ab einer Entfernung vom Stift von ca. einer Stiftbreite die Geschwindigkeitskomponente u_F in Hauptströmungsrichtung (d.h. in horizontaler Richtung) dominiert. Diese ist je nach vertikaler Position fünf- bis achtfach so groß wie die vertikale Geschwindigkeitskomponente. Nur in unmittelbarer Nähe des Stiftes steigt die vertikale Geschwindigkeitskomponente an (vergl. Abb. 6.2 und Abb. 6.3) und nimmt in etwa den Betrag der Komponente in Hauptströmungsrichtung an. Aus Abb. 6.4 kann entnommen werden, dass sowohl im Fall des zylindrischen als auch im Fall des prismatischen Pallelements die maximale Fluidgeschwindigkeit auf der Anströmseite der Pallelemente 80% der Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeit in der Messebene beträgt.

Da die Zerkleinerung an der Stirnseite der Pallelemente stattfindet und für den Zerkleinerungserfolg die Partikelauftreffgeschwindigkeit normal zum Pallelement entscheidend ist [83, 113], erfolgt die weitere graphische Darstellung zwecks besserer Übersicht nur bezüglich dieser Geschwindigkeitskomponente auf der Anströmseite der Pallelemente.

Abb. 6.5 und Abb. 6.6 zeigen die normierten Geschwindigkeitsprofile für drei verschiedene Mahlscheibengeschwindigkeiten aus den experimentellen Untersuchungen und der numerischen Berechnung in einer Ebene, die vertikal durch die Mitte der zwei Stiftgeometrien verläuft.

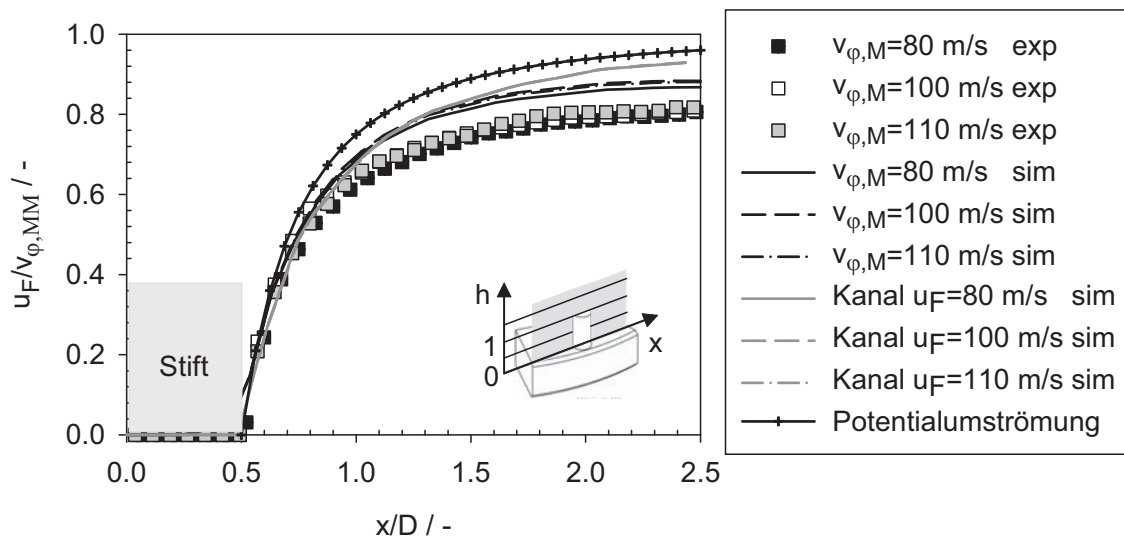


Abb. 6.5: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Umströmung des zylindrischen Pallelements ($v_{\phi,S}=30$ m/s, $h=0,5$). Vergleich zwischen Simulation und Experiment sowie Gegenüberstellung mit vereinfachten Strömungsberechnungen

Die Simulation bestätigt die soeben dargestellten Ergebnisse der Messung (siehe Abb. 6.4), dass die mit der Mahlscheibengeschwindigkeit normierten Geschwindigkeitsprofile in horizontaler und vertikaler Richtung aufeinander fallen.

Sobald die Strömung den Einfluss der Stiftwand erfährt, ändert sich die Richtung der Stromlinien, wobei die Geschwindigkeit direkt in Richtung des Stiftes bis auf Null abnimmt. Der Einfluss des Stiftes auf die Stromlinien beginnt sowohl im Versuch als auch in der Simulation beim gleichen Abstand vom Stift. Bei beiden Stiftgeometrien liegen jedoch die Geschwindigkeiten der numerischen Berechnung in weiter Entfernung vom Stift über den gemessenen Geschwindigkeiten. Der maximale Unterschied beträgt 10% zur gemessenen Geschwindigkeit. Die Abweichung zwischen dem Experiment und der numerischen Berechnung wird auf die bei der Modellierung getroffenen Annahmen (vergl. Abschnitt 5) zurückgeführt.

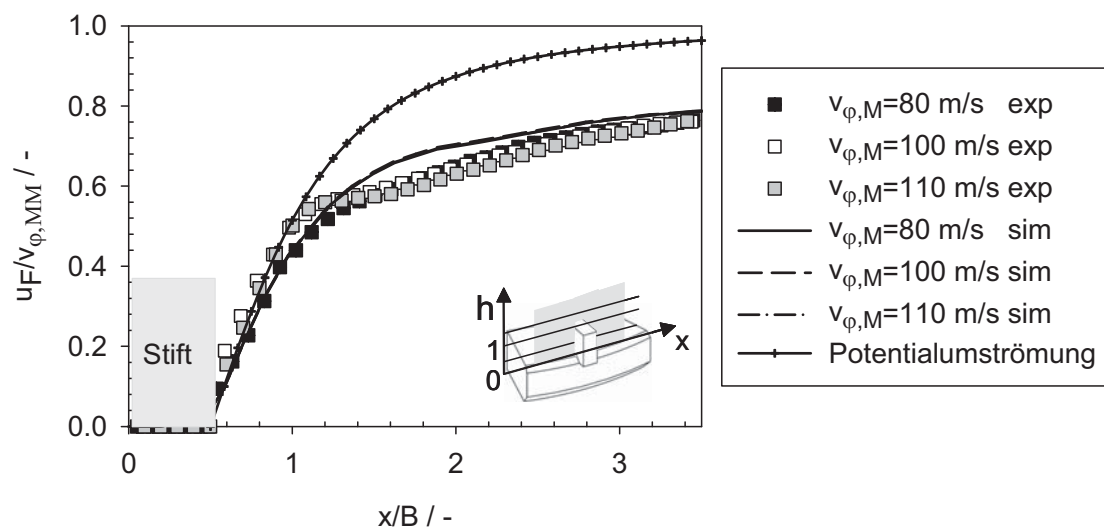


Abb. 6.6: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Umströmung des prismatischen Pallelements ($v_{\phi, S} = 30$ m/s, $h = 0,5$). Vergleich zwischen Simulation und Experiment sowie Vergleich mit der Potentialumströmung

Im Fall des prismatischen Pallelements beginnt der Geschwindigkeitsabfall in Anströmrichtung früher als bei der zylindrischen Stiftgeometrie. In unmittelbarer Nähe der Wand weisen sowohl die numerische Berechnung als auch das Experiment den gleichen Geschwindigkeitsgradienten auf.

Im Folgenden werden die in der Sichtertermühle gemessenen und berechneten Geschwindigkeitsprofile auf der Stiftanströmseite diskutiert. Dabei werden die Geschwindigkeitsprofile in Stiftnähe mit denen der ebenen Potentialumströmung verglichen. Bei der ebenen Potentialumströmung wird die Luft als inkompressibel, reibungslos und wirbelfrei betrachtet. Für die zylindrische Stiftgeometrie wird die Anströmgeschwindigkeit entlang der Symmetrieachse des Zylinders im Fall einer Potentialumströmung durch folgende einfache Gleichung berechnet [161]:

$$\frac{u_F}{u_{F, \infty}} = 1 - \frac{R^2}{x^2} \quad (6.1)$$

R bezeichnet den Zylinderradius ($R=4$ mm), x gibt die Entfernung vom Stift in Hauptströmungsrichtung an und $u_{F,\infty}$ ist die Anströmgeschwindigkeit in weiter Entfernung vom Zylinder.

Beim prismatischen Mahlklotz wird die Potentialumströmung einer ebenen Platte zum Vergleich herangezogen. Die Gleichung zur Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils in der Hauptströmungsrichtung lautet in diesem Fall [161]:

$$\frac{u_F}{u_{F,\infty}} = \frac{x/a}{\sqrt{1+(x/a)^2}} \quad (6.2)$$

$2a$ entspricht hier der Höhe des Stiftes.

Des Weiteren werden die Ergebnisse aus den Strömungsberechnungen in der mit den zylindrischen Stiften bestückten Mühle mit den Ergebnissen aus der Berechnung der Zylinderumströmung in einem rechteckigen Kanal (Kanalabmaße: 500 x 60 x 60 mm) verglichen. Das Rechengitter um den Zylinder und das ausgewählte Turbulenzmodell sind mit diesen bei der numerischen Berechnung in der Sichtertermühle identisch. Dieser Vergleich soll den Unterschied, verursacht durch die Rotationsbewegung der Mahlscheibe, aufzeigen.

Der Geschwindigkeitsverlauf der Potentialumströmung ist zum Vergleich mit den Ergebnissen aus der Sichtertermühle für beide Stiftgeometrien in Abb. 6.5 und Abb. 6.6 dargestellt. Die Geschwindigkeitsprofile aus der Strömungsberechnung im rechteckigen Kanal unterscheiden sich von diesen in der Mühle in einem entfernten Bereich vom zylindrischen Stift und weisen dort auf Grund der gerichteten Fluidbewegung im Kanal eine höhere Geschwindigkeit auf.

Bei der Annahme einer ebenen Potenzialströmung werden bei beiden Stiftgeometrien im Vergleich zu den Messungen und der Simulation höhere Geschwindigkeiten berechnet, da in diesem Fall keine Verluste auf Grund von Reibung berücksichtigt werden. Dennoch liegt die Lösung der Potentialumströmung nah an der Lösung der numerischen Berechnung im Strömungskanal im Fall des zylindrischen Stiftes und ist bei beiden Stiftgeometrien in der Lage, die in der Sichtertermühle auftretenden Geschwindigkeitsgradienten in unmittelbarer Stiftnähe wieder zu geben.

Aus Abb. 6.5 und Abb. 6.6 wird deutlich, dass die Annahme einer Potentialströmung auf der Anströmseite des Mahlstiftes für grobe Abschätzungen in Bezug auf das Bewegungsverhalten der Partikeln und ihrer Auftreffwahrscheinlichkeit zulässig ist, während die Ergebnisse einer numerischen Berechnung für präzise Vorhersagen benötigt werden.

Ausgehend von der Gleichung der Potentialströmung um einen Zylinder (Gl. (6.1)) kann für die Stiftrumströmung in der mit den zylindrischen Prallelementen bestückten Sichtertermühle folgende Gleichung aufgestellt werden:

$$\frac{u_F}{u_{F,\infty}} = n \left(1 - \frac{R^2}{x^2} \right), n < 1 \quad (6.3)$$

wobei n ein Faktor ist, der die Abweichung von der Lösung der ebenen Potentialströmung angibt. Für die Messung beträgt $n=0,795$ und für die numerische Berechnung ist $n=0,852$.

Für den prismatischen Klotz lassen sich die Geschwindigkeitsprofile in der Nähe des Klotzes in Anlehnung zu Gl. (6.2) wie folgt schreiben:

$$\frac{u_F}{u_{F,\infty}} = n \frac{x/a}{\sqrt{1+(x/a)^2}}, n < 1 \quad (6.4)$$

In diesem Fall ergibt sich der Faktor n zu 0,774 für die Messung und zu 0,815 für die numerische Berechnung.

6.2.2 Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit

Eine grundlegende Frage bei der Modellierung der Zerkleinerung und der Sichtung in der Sichtertermühle ist, inwieweit der Zerkleinerungsvorgang von der Strömungssituation in der Klassierzone beeinflusst wird. Um dies zu bestimmen, werden die resultierenden Geschwindigkeitsprofile aus den Versuchen gleicher Mahlscheibengeschwindigkeiten und unterschiedlicher Sichtradgeschwindigkeit verglichen.

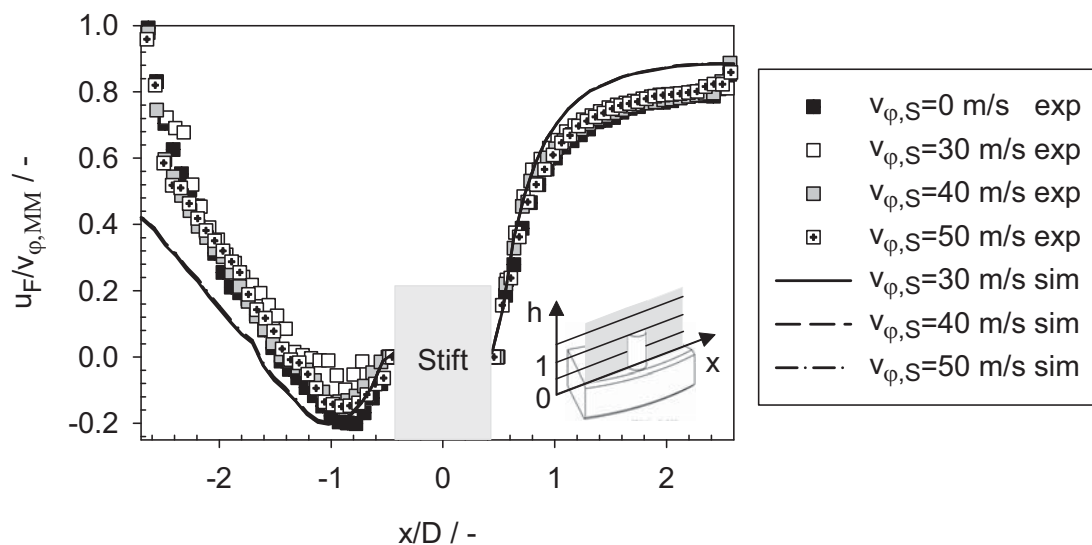


Abb. 6.7: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\phi,S}$ auf die Umströmung der zylindrischen Pallelemente ($v_{\phi,M}=100$ m/s, $h=0,5$)

Die Ergebnisse sind für die zylindrischen und die prismatischen Pallelemente am Beispiel einer Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s und Sichtradgeschwindigkeiten von 0 bis 50 m/s in Abb. 6.7 und Abb. 6.8 dargestellt.

Sowohl die Versuche als auch die Simulation ergeben eindeutig, dass die sich in Stift-nähe einstellenden Geschwindigkeitsprofile unabhängig von der Sichtradgeschwindigkeit sind. Dieser Befund führt einerseits zu enormer Reduzierung der Anzahl der Versuche und der Berechnungen, die für eine detaillierte Parameterstudie benötigt werden. Andererseits weist dieses Ergebnis darauf hin, dass der Zerkleinerungsvorgang unabhängig vom Klassieren zu modellieren ist, auch wenn beide Verfahrensschritte wie im Fall der Sichter-mühle in einem Apparat ablaufen.

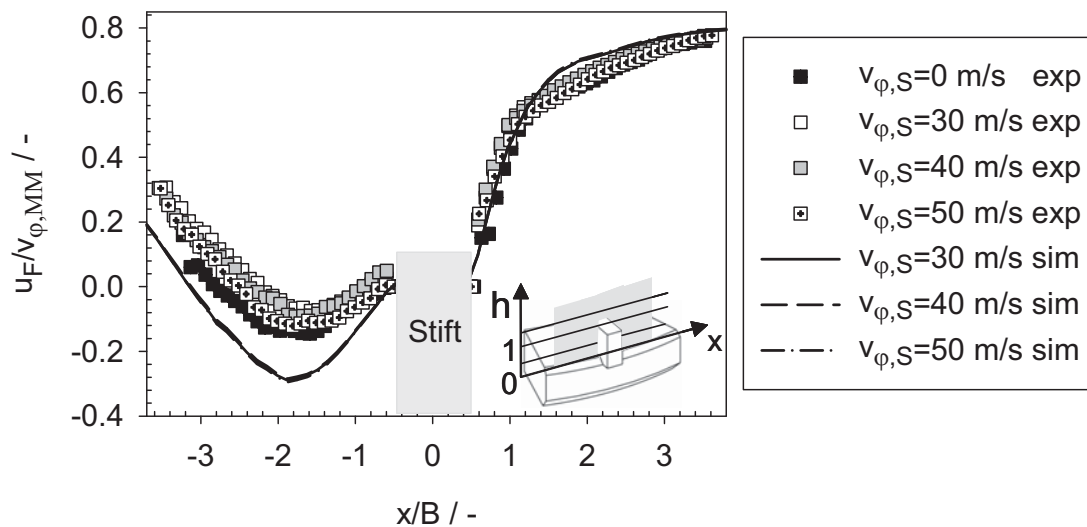


Abb. 6.8: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\phi,S}$ auf die Umströmung der prismatischen Prallklötze ($v_{\phi,M}=100$ m/s, $h=0,5$)

6.2.3 Vergleich der Strömungsprofile aus zwei parallelen Messebenen

Obige Diskussion zeigt, dass die Fluidgeschwindigkeit proportional zu der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe in der Messebene ansteigt. Wird die Messebene parallel um 2 mm zum Sichtfenster versetzt, steigt die Umfangsgeschwindigkeit um ca. 2% im Vergleich zu der Umfangsgeschwindigkeit in der Mitte des Stiftes (vergl. Tab. 4.2). Eine Normierung der gemessenen Fluidgeschwindigkeit mit der am Messort vorliegenden Umfangsgeschwindigkeit des Stiftes führt zur Überlappung der Geschwindigkeitsprofile in beiden Messebenen. Die Unterschiede in den Profilen in unmittelbarer Nähe des zylindrischen Stiftes (Abb. 6.9) werden durch den unterschiedlichen Stiftquerschnitt in beiden Messebenen hervorgerufen.

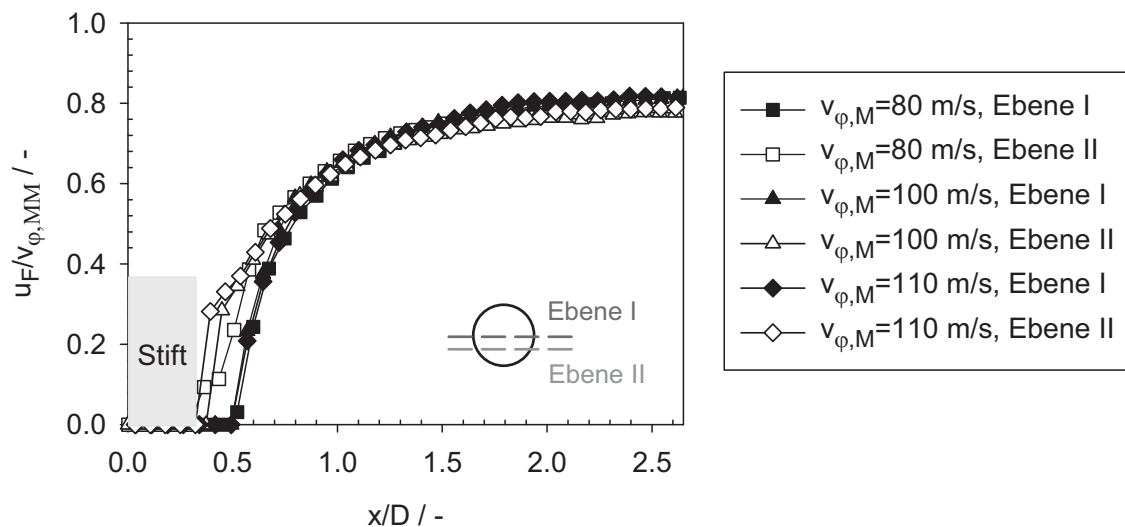


Abb. 6.9: Vergleich der Geschwindigkeitsprofile in zwei parallelen Messebenen, die um 2 mm voneinander entfernt sind und vertikal durch den zylindrischen Stift verlaufen ($v_{\varphi, S}=30$ m/s, $h=0,5$)

Beim prismatischen Klotz ergeben sich identische Geschwindigkeitsprofile in beiden Messebenen. Diese sind in Abb. 6.10 dargestellt.

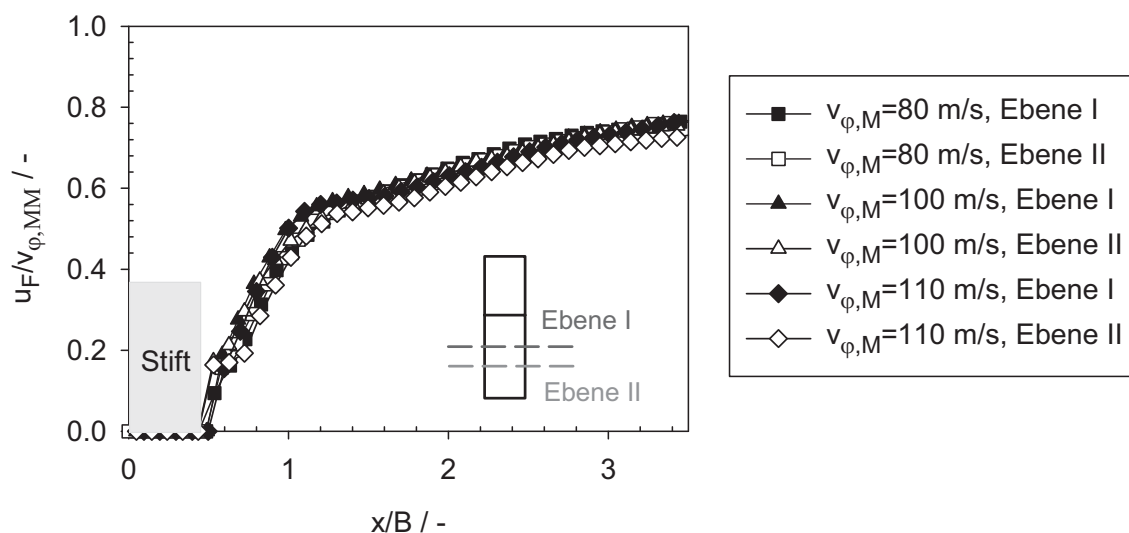


Abb. 6.10: Vergleich der Geschwindigkeitsprofile in zwei parallelen Messebenen, die um 2 mm voneinander entfernt sind und vertikal durch den prismatischen Prallklotz verlaufen ($v_{\varphi, S}=30$ m/s, $h=0,5$)

6.3 Einphasige Strömung am Sichtrad

Das Strömungsfeld in und um das Sichtrad beeinflusst entscheidend das Trennergebnis (vergl. Abschnitt 2.4.2) und hat somit eine zentrale Bedeutung für die Optimierung der

Sichradgeometrie und einen daraus resultierenden wirtschaftlichen Betrieb. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung beziehen sich auf die Strömung im Sichtradkern, da es aus konstruktiven Gründen nicht möglich ist, das Strömungsfeld zwischen den Sichtrad-schaufeln mittels PIV zu messen. Zur Charakterisierung der Strömung zwischen den Schaufeln werden die Ergebnisse der numerischen Berechnung dieser Arbeit herangezogen und es wird ein Vergleich mit früheren Messungen von Legenhausen [71], die mittels LDA am Wassermmodell eines Abweiseradsichters durchgeführt wurden, angestellt.

6.3.1 Strömungsprofil im Abweiseradsichter

Abb. 6.11 zeigt das aus der numerischen Berechnung resultierende Strömungsfeld in einer vertikalen Messebene durch die Sichtradmitte für unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten des Sichtrads und eine Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s. Dabei wird die Fluidgeschwindigkeit relativ zum rotierenden Sichtrad dargestellt.

Unabhängig von der Sichtradgeschwindigkeit wird ein charakteristisches Strömungsbild im Abweiseradsichter beobachtet. Dieses kann in drei Bereiche unterteilt werden, die schematisch in Abb. 6.12 dargestellt sind. Der erste Bereich (I) ist der Bereich zwischen den Sichtrad-schaufeln. Dort wird die Strömung auf der Saugseite der Sichtrad-schaufeln abgelöst und führt zur Ausbildung von Wirbeln. In radialer Richtung erstrecken sich die Wirbel über den Schaufelbereich hinaus. In Umfangsrichtung dehnen sie sich weitaus über den halben Strömungsbereich zwischen zwei Schaufeln aus, wobei vereinzelte Gebiete zwischen den Sichtrad-schaufeln in Umfangsrichtung komplett durch den Wirbel versperrt werden. Die Strömung zwischen den Schaufeln wird auf Grund der entstehenden Ablösewirbel eingeschnürt und aus Kontinuitätsgründen beschleunigt. Dies führt während der Klassierung zu einem Anstieg in der Widerstandskraft der Partikeln und verschiebt somit die Trennkurve zu größeren Partikeln. Die Wirbelbildung beeinflusst weiterhin negativ die Trennschärfe im Abweiseradsichter, da der angestrebten deterministischen Partikelbewegung in der Hauptströmung eine unerwünschte stochastische Komponente durch Instabilitäten an der Grenzschicht zwischen dem Wirbel und der Hauptströmung überlagert wird [116].

Im Kern des Abweiseradsichters bilden sich noch zwei Gebiete aus, die eine entgegengesetzte Abhängigkeit der Tangentialgeschwindigkeit vom Sichtradradius aufweisen. Etwa von der Innenkante der Sichtrad-schaufeln ($r/R_S=0,8$) bis zu einem dimensionslosen Radius von ungefähr 0,22 nimmt die Geschwindigkeit mit abnehmendem Radius zu. In diesem Bereich (Bereich II in Abb. 6.12) erreichen die Partikeln eine Bahn auf der ein Gleichgewicht zwischen der Zentrifugal- und der Widerstandskraft herrscht und kreisen im Idealfall auf dieser Bahn. Im Gegensatz dazu zeichnet sich das Gebiet von $r/R_S=0,22$ bis zur Mitte des Sichtrads ((Bereich III in Abb. 6.12) durch eine steigende Tangentialgeschwindigkeit mit zunehmendem Radius aus.

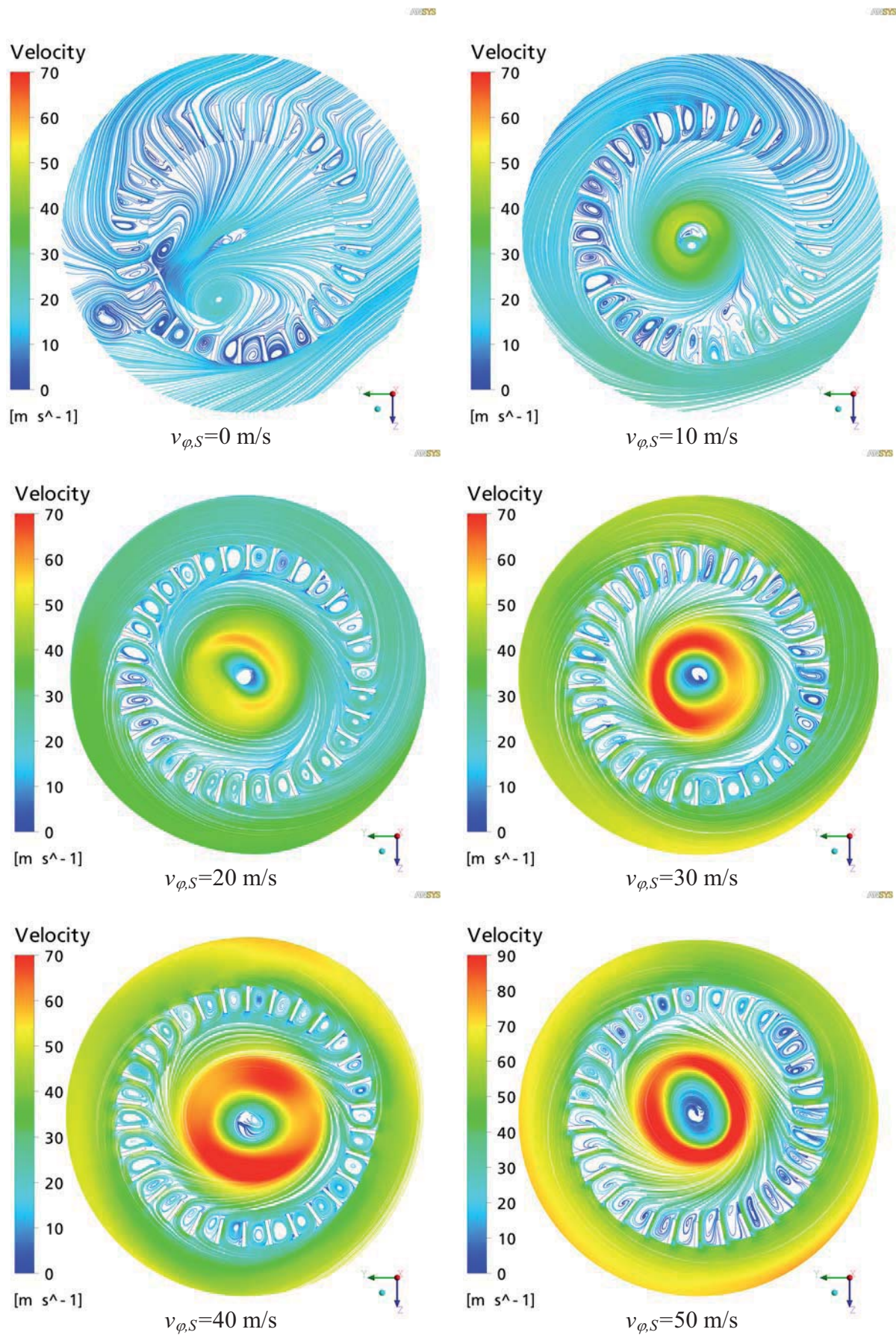


Abb. 6.11: Berechnetes Strömungsfeld im Sichtrad für unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten $v_{\phi,S}$ des Sichtrads ($v_{\phi,M}=100 \text{ m/s}$). Schnitt durch die Mitte des Sichtrads.

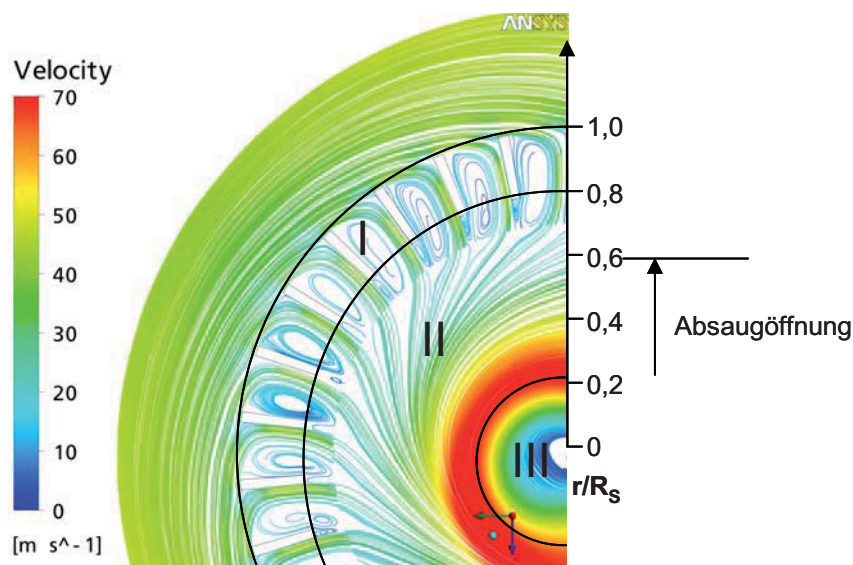


Abb. 6.12: Charakteristische Strömungsbereiche im Sichtrad

Die Grenze zwischen den Gebieten II und III im Sichtradkern, die der maximalen Tangentialgeschwindigkeit im Sichtradkern entspricht, stimmt nicht mit dem Durchmesser der Absaugöffnung überein. Die Absaugöffnung erstreckt sich bis zu einem radialen Abstand von $r/R_s=0,6$, während die maximale Tangentialgeschwindigkeit bei ca. 37% des Durchmessers der Absaugöffnung erreicht wird ($r/R_s=0,22$). In [14] wird auch darüber berichtet, dass Bereich II, der die Charakteristiken eines Potentialwirbels aufweist, sich bis weit über dem Durchmesser der Absaugöffnung zum Zentrum des Sichtrads erstreckt. Die maximale Tangentialgeschwindigkeit im Sichtradkern wird allerdings früher, bei ca. 70% des Durchmessers der Absaugöffnung, erreicht. Die numerische Berechnung liefert auch in diesem Fall eine maximale Tangentialgeschwindigkeit im Sichtradkern, die die Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads deutlich übersteigt.

6.3.1.1 Strömungsprofil zwischen den Sichtradschaufeln

Wie in Abschnitt 2.4.2 ausführlich erklärt wird, hängt die Trennfunktion, von der Art der Wirbel ab. Um die Art der Wirbel zwischen den Schaufeln zu bestimmen, wird für jede Sichtradschaufel die Tangentialgeschwindigkeit entlang einer durch die Mitte des Wirbels in radialer Richtung durchgezogenen Linie berechnet und anschließend über alle 30 Sichtradschaufeln gemittelt. Abb. 6.13 zeigt die über alle Wirbel gemittelten Tangentialgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des Wirbelradius für unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten des Sichtrads sowie am Beispiel einer Sichtradgeschwindigkeit von 30 m/s die Standardabweichung der Tangentialgeschwindigkeit über alle 30 Wirbel. Es wird deutlich, dass unabhängig von der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads eine erzwungene Wirbelströmung zwischen den Sichtradschaufeln stattfindet, so dass für den Wirbel näherungsweise die Abhängigkeit

$$\frac{u_{\varphi,F}}{r_W} = \text{const} = C \quad (6.5)$$

gültig ist. Dabei bezeichnet r_W den Wirbelradius. C variiert für alle untersuchten Geschwindigkeiten zwischen $-0,64$ und -3 s^{-1} . Der Betrag von C weist keine Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads auf. Abb. 6.13 zeigt weiterhin, dass am Schaufeleintritt ($r/R_S=1$) die Tangentialgeschwindigkeit am höchsten ist und rapide zum Inneren der Schaufeln abnimmt. Im Wirbel ist der Gradient der Tangentialgeschwindigkeit geringer.

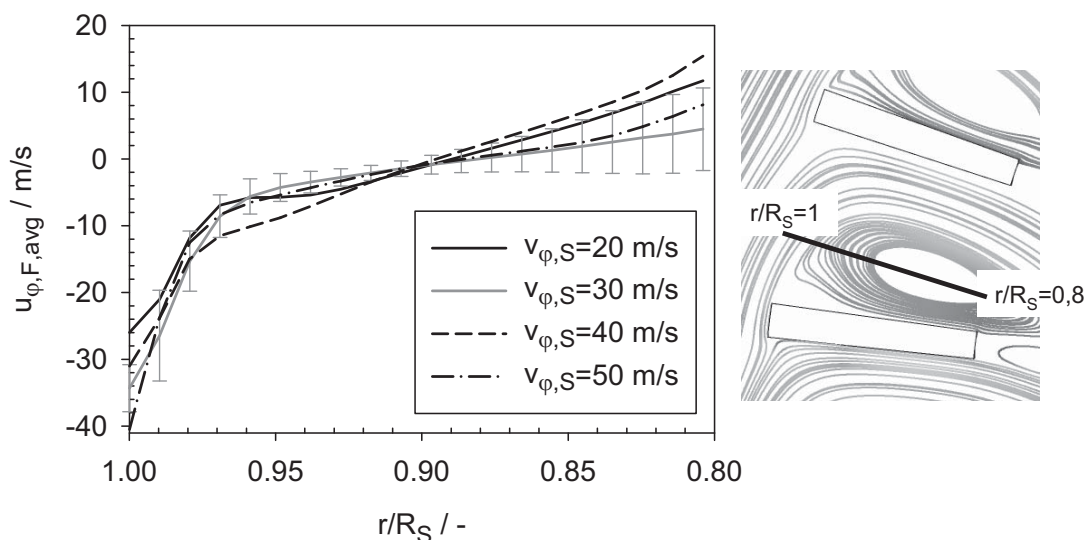


Abb. 6.13: Mittlere Tangentialgeschwindigkeit der Luft entlang des Wirbels zwischen den Sichtradschaufeln für unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten des Sichtrads

Um den Anteil der durch die Wirbelbildung verursachten Reduzierung des für den Stromfluss zur Verfügung stehenden Querschnitts zwischen zwei benachbarten Schaufeln zu bestimmen, wird das Verhältnis zwischen der flächengemittelten und der massenstromgemittelten Radialgeschwindigkeiten benutzt. Dafür werden die Ergebnisse der numerischen Berechnung eingesetzt. Die massenstromgemittelte Radialgeschwindigkeit wird wie folgt berechnet:

$$u_{r,mfa} = \frac{\sum \dot{m}_i u_{r,i}}{\sum \dot{m}_i} \quad (6.6)$$

\dot{m}_i bezeichnet den Massenstrom durch die i -te Rechenzelle und $v_{r,i}$ ist die Radialgeschwindigkeit der i -ten Rechenzelle.

Die Berechnung der flächengemittelten Radialgeschwindigkeit erfolgt nach Gl. (6.7).

$$u_{r,aa} = \frac{\sum A_i u_{r,i}}{\sum A_i} \quad (6.7)$$

Hier ist A_i die Fläche der i -ten Rechenzelle.

Werden die Rotorschaukeln ohne Strömungsablösungen durchströmt sind die massenstrom- und die flächengemittelten Radialgeschwindigkeiten gleich groß. Im Fall einer Strömungsablösung wird ein Teil des für die Durchströmung der Schaukeln zur Verfügung stehenden Querschnitts durch den Wirbel gesperrt. Der Massenstrom bleibt aus Kontinuitätsgründen konstant, fließt jedoch durch einen engeren Querschnitt. Demzufolge ist im Realfall die über den gesamten Querschnitt zwischen zwei Schaukeln massenstromgemittelte radiale Geschwindigkeit höher im Vergleich zu der flächengemittelten radialen Geschwindigkeit. Das Verhältnis beider Geschwindigkeiten entspricht dabei dem Verhältnis zwischen dem gesamten Querschnitt A_{ges} und dem tatsächlich für die Hauptströmung zur Verfügung stehenden Querschnitt A_{frei} .

$$\frac{u_{r,aa}}{u_{r,mfa}} = \frac{A_{frei}}{A_{ges}} \quad (6.8)$$

In Abb. 6.14 ist das Verhältnis A_{frei}/A_{ges} am Umfang des Sichtrads ($r/R_S=1$) für jede der Sichtradschaukeln bei unterschiedlichen Sichtradgeschwindigkeiten dargestellt.

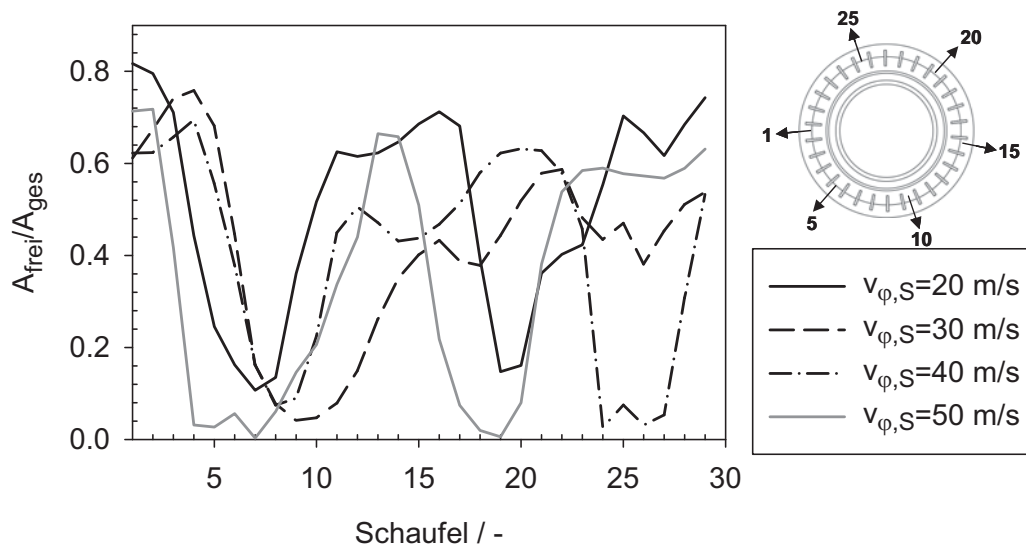


Abb. 6.14: Anteil des freien Querschnitts für die Hauptströmung in radialer Richtung am Schaufeleintritt ($r/R_S=1$)

Aus der Abbildung wird deutlich, dass die Fläche zwischen zwei Schaukeln, die für den Stromfluss in radialer Richtung aktiv benutzt wird, stets geringer als der gesamte Querschnitt zwischen den Schaukeln ist. Ihr Maximum beträgt 80% der gesamten Fläche zwischen zwei benachbarten Schaukeln, wobei über den Umfang des Sichtrads auch Schaufelzwischenräume vorhanden sind, die fast vollständig für den Strom in

radialer Richtung versperrt sind. Die großen Schwankungen über den Sichtradumfang deuten auf eine ungleichmäßige Durchströmung des Abweiseradsichters hin, die zu einer unerwünschten breiteren Trennkurve bei der Klassierung führt.

Zum Inneren der Schaufeln wird die Strömung weiter eingeschnürt. Der durch den Wirbel versperrte Bereich steigt dabei mit steigender Sichtraddrehzahl an. Dies zeigt Abb. 6.15, auf der der über alle Schaufeln gemittelte Anteil der wirbelfreien Fläche über der Sichtradumfangsgeschwindigkeit für unterschiedliche Eindringtiefen im Schaufelbereich aufgetragen ist.

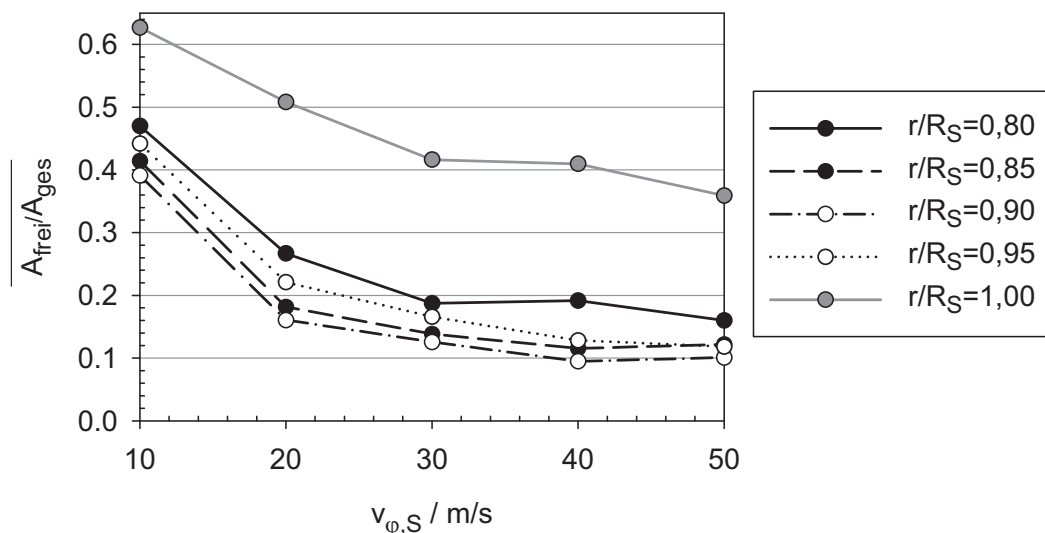


Abb. 6.15: Änderung der für die Hauptströmung zur Verfügung stehenden Fläche entlang der Schaufelhöhe für unterschiedliche Sichtradgeschwindigkeiten $v_{\phi,S}$

Während bei einer Sichtradgeschwindigkeit von 10 m/s die für die Hauptströmung verfügbare Fläche über 38% der Gesamtfläche beträgt, nimmt sie mit Zunahme der Sichtradumfangsgeschwindigkeit stetig ab. Nach dem Eintritt in den Schaufelbereich werden ab einer Sichtradgeschwindigkeit von 20 m/s weniger als 20% des gesamten Sichtradquerschnitts für den Stromfluss in radialer Richtung benutzt. Der Rest bleibt durch die entstehenden Wirbel versperrt.

Die über dem Sichtradquerschnitt gemittelte radiale Luftgeschwindigkeit ist in Abb. 6.16 über dem Radius des Sichtrads aufgetragen. Diese ist am Schaufeleintritt auf Grund des konstanten Luftvolumenstroms bei allen Sichtraddrehzahlen gleich groß. Durch die Zunahme der Versperrung wegen der Wirbelbildung im Schaufelbereich (von $r/R_S=0,8$ bis $r/R_S=1$) steigt die radiale Geschwindigkeit nach dem Eintritt in den Schaufeln an. Im Sichtradkern (ab $r/R_S=0,8$) nimmt sie zum Sichtradzentrum bis auf Null ab. Auf Grund der Überlagerung der Sichtradrotation mit der im Sichtrad stattfindenden Luftabsaugung, weichen im Kern des Sichtrads die radialen Geschwindigkeitsprofile bei den unterschiedlichen Umfangsgeschwindigkeiten des Sichtrads voneinander ab.

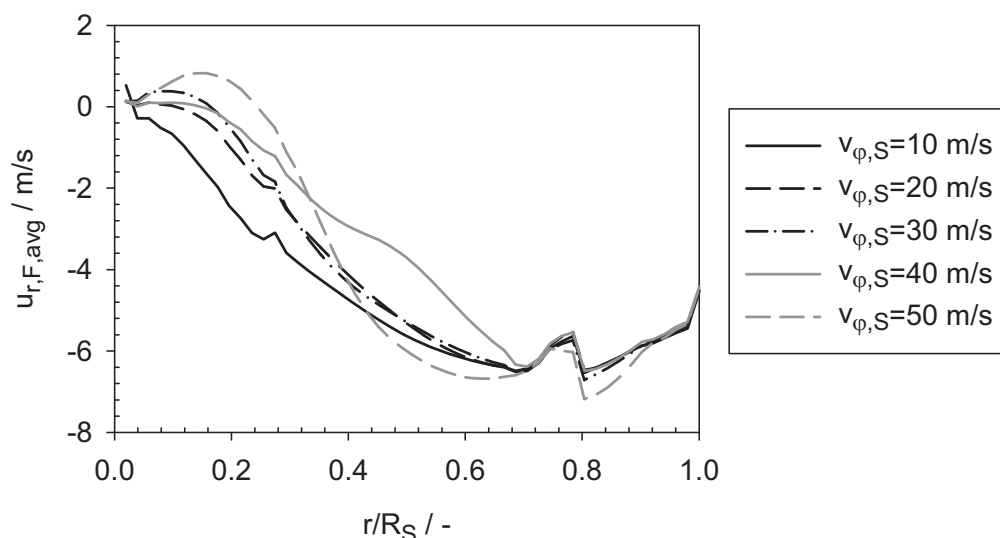


Abb. 6.16: Radiale Komponente der Luftgeschwindigkeit im Sichtrad für unterschiedliche Sichtradumfangsgeschwindigkeiten $v_{\phi,S}$

Zur Erzielung hoher Trennschärfen ist es erforderlich, dass die Sichtradschaufeln ohne Wirbelausbildung durchströmt werden. Dies bedeutet, dass die relativen Stromlinien parallel zu den Rotorscheaufeln verlaufen sollten. Die Strömungsablösung im Schaufelbereich kann daher verringert werden, wenn die Rotorscheaufeln nicht radial sondern, wie in Abb. 6.17 schematisch dargestellt, in Richtung der relativen Stromlinien angeordnet werden. Es ist jedoch Gegenstand zukünftiger Arbeiten zu untersuchen, inwieweit die durch die hier vorgeschlagene Schaufelanordnung veränderte Strömungsführung die Partikelbewegung und die Trennwirkung verbessert und ob die Kosten zur konstruktiven Ausführung einer solchen Sichtradgeometrie vertretbar sind.

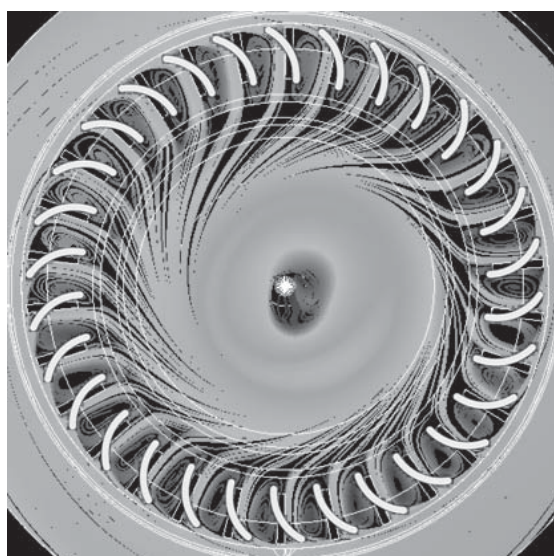


Abb. 6.17: Konstruktiver Vorschlag zur Orientierung der Rotorscheaufeln in Richtung der relativen Stromlinien

Ein erster Ansatz, die Strömungsablösung zwischen den Schaufeln zu verringern, wird durch Adam et. al [1] vorgestellt, indem die Sichtradschaufeln durch schräg angestellte Lamellen in Richtung des Grobgutaustrags verlängert werden. Solche Abweiseradsichter werden von der Fa. Hosokawa Alpine AG bereits produziert. Ihre Trennkurve ist im Vergleich zu der ursprünglichen Sichtradgeometrie, die ohne schräg angeordnete Lamellen ausgeführt wird, zum Feinen hin verschoben.

6.3.1.2 Wirbelbildung im Sichtradkern

Um die Wirbelart im Kern des Sichtrads experimentell zu bestimmen werden PIV-Messungen in fünf horizontalen Messebenen durchgeführt, die in unterschiedlichen radialen Positionen parallel zueinander angeordnet sind. Die Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads beträgt dabei 30 m/s und die der Mahlscheibe ist 100 m/s. Unter der Annahme, dass das Wirbelzentrum mit der Sichtradmitte übereinstimmt, lässt sich die Wirbelart bestimmen, indem aus jeder Messebene die Tangentialgeschwindigkeit für die entsprechende radiale Position abgelesen wird und als Funktion des Radius aufgetragen wird. Ein Vergleich zwischen dem Experiment und der numerischen Berechnung zeigt Abb. 6.18. In beiden Fällen ist die Ausbildung eines Starrkörperwirbels um das Sichtradzentrum erkennbar. Dieser breitet sich bis zu einem dimensionslosen Radius von etwa $r/R_S=0,2$ aus. Anschließend folgt die Strömung den Gesetzen der Potentialwirbelströmung, so dass die Tangentialgeschwindigkeit mit zunehmendem Radius abnimmt. Der Potentialwirbel streckt sich bis zu den Sichtradschaufeln aus.

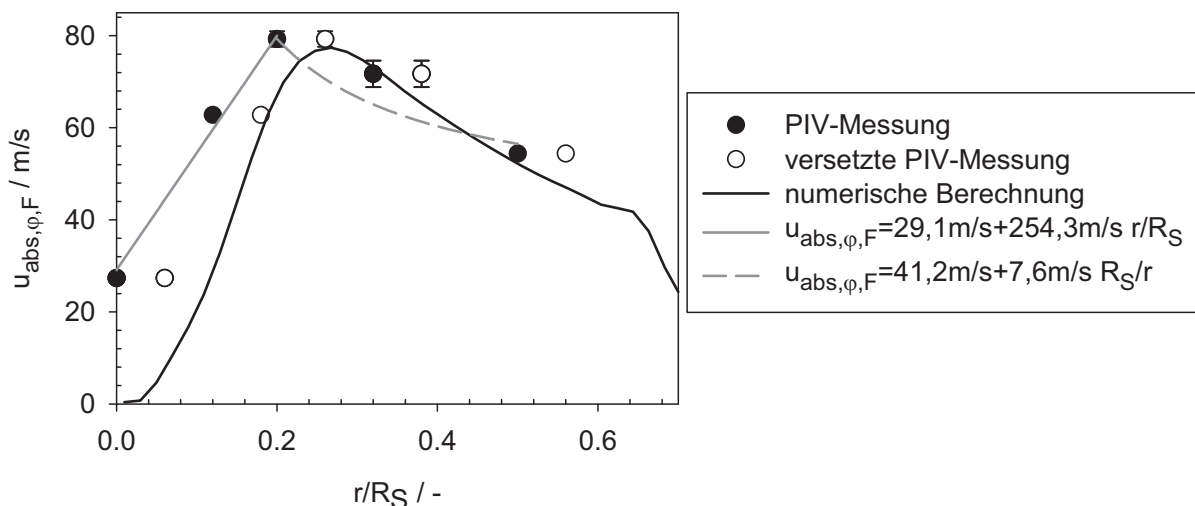


Abb. 6.18: Tangentialgeschwindigkeit im Sichtradkern - Vergleich zwischen Experiment und numerischer Berechnung ($v_{φ,M}=100$ m/s, $v_{φ,S}=30$ m/s)

Aus Abb. 6.18 ist zu entnehmen, dass im Fall der PIV-Messung die Geschwindigkeit in der Mitte des Sichtrads unterschiedlich von Null ist, so dass das Zentrum des Wirbels vom Zentrum des Sichtrads abweicht. Zudem ist die Grenze zwischen dem Starr-

körper- und dem Potentialwirbel bei der PIV-Messung zu kleineren Radien im Vergleich zu der numerischen Berechnung verschoben. Diese Verschiebung beträgt 3 mm (vergl. Abb. 6.18) und ist unter anderem auch auf die Genauigkeit der Bestimmung des Wirbelzentrums auf der Basis der Bildaufnahmen im Experiment zurückzuführen. Aus den Ergebnissen der stationären Strömungssimulation sowie der PIV-Messung kann außerdem entnommen werden, dass die Strömung im Sichtradr kern gewissen Schwankungen unterliegt und somit einen instationären Charakter aufweist. Aus Abb. 6.11 wird ersichtlich (vergl. z.B. $v_{\varphi,S}=40$ m/s und $v_{\varphi,S}=50$ m/s), dass der Starrkörperwirbel um das Zentrum des Sichtrads assymetrisch verläuft und während der Sichtradrotation seine Orientierung ändert. Diese führt entsprechend auch zu einer Verschiebung der Grenze zwischen dem Potential- und dem Starrkörperwirbel.

Die Approximation der zwei Bereiche, die unterschiedliche Abhängigkeiten der Tangentialgeschwindigkeit vom Sichtradradius aufweisen, durch charakteristische Gleichungen für den Starrkörper- und den Potentialwirbel ist am Beispiel der PIV-Messung mit den entsprechenden Gleichungsparametern auch in Abb. 6.18 dargestellt.

Der beschriebene Verlauf der Tangentialgeschwindigkeit im Sichtradr kern ist auch für den Gaszyklon charakteristisch. Beim Gaszyklon bildet sich annähernd der sog. Rankine-Wirbel aus, der aus einem inneren Starrkörper- und einem äußeren Potentialwirbel zusammengesetzt ist [64, 87, 151].

Im Sichtradr kern soll ein schneller Abtransport des bereits klassierten Produkts stattfinden. Dieser wird durch den Starrkörperwirbel begünstigt, da bei der Starrkörperrotation die Trenngrenze im Gegensatz zum Potentialwirbel mit abnehmendem Radius ansteigt (vergl. Abschnitt 2.4.2). Zudem ist der Druckverlust des Starrkörperwirbels geringer als beim Potentialwirbel. Eine Reduzierung des Potentialwirbelbereichs wäre konstruktiv durch die Verlängerung der Schaufeln zum Inneren des Sichtrads möglich. Eine ähnliche Lösung findet Galk [39]. An dem von ihm untersuchten Hochgeschwindigkeitssichter wird jede sechste Schaufel (von insgesamt 96) vom Außenradius bis zum Absaugrohr verlängert.

6.3.2 Ergebnisse der PIV-Messungen am Sichtrad

Die PIV-Messungen am Sichtrad werden in mehreren parallelen Ebenen durchgeführt, die sowohl senkrecht als auch waagrecht ausgerichtet sind. Als Standardeinstellungen werden die Messebenen genommen, die mittig durch das Abweiseradsichter verlaufen (Abb. 6.19) und diese, die um einen halben Radius zum äußeren Umfang des Sichtrads versetzt sind. Zwischen den Schaufeln kann nicht gemessen werden, da dieser Bereich aus konstruktiven Gründen für die Sichtbarmachung der Strömung nicht zugänglich ist.

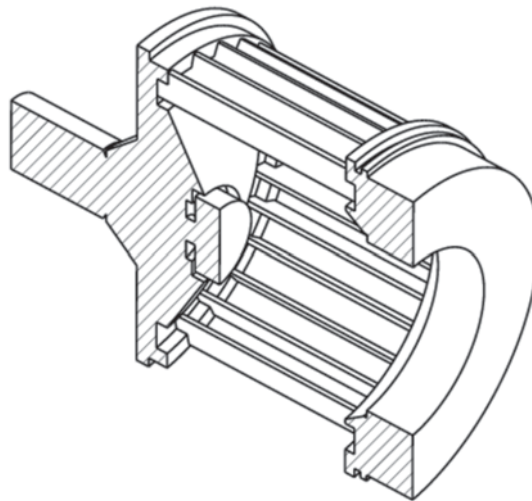


Abb. 6.19: Schnitt durch die Sichtradmitte

Bei der graphischen Darstellung der Versuchsergebnisse am Sichtrad wird das Koordinatensystem in Übereinstimmung mit dem Koordinatensystem aus der numerischen Berechnung festgelegt. Die Orientierung des Koordinatensystems am Sichtrad ist schematisch in Abb. 6.20 dargestellt. Die x-Achse weist in Absaugrichtung, die z-Achse weist zur Mahlscheibe und die y-Achse weist entsprechend der Drei-Finger-Regel nach links, wenn das Sichtrad von der Absaugseite betrachtet wird.

Des Weiteren werden die Messergebnisse aus unterschiedlichen Versuchsbedingungen bei unterschiedlichen dimensionslosen Schauffellängen l miteinander verglichen. Eine Länge $l=0$ entspricht dem Schaufelende auf der Absaugseite des Sichtrads, während $l=1$ dem Schaufelende auf der Seite des Mahlraumgehäuses zugeordnet wird. Das Zentrum der Mahlscheibe befindet sich auf einer dimensionslosen Schauffellänge von $l=-0,29$ (vergl. Abb. 6.20).

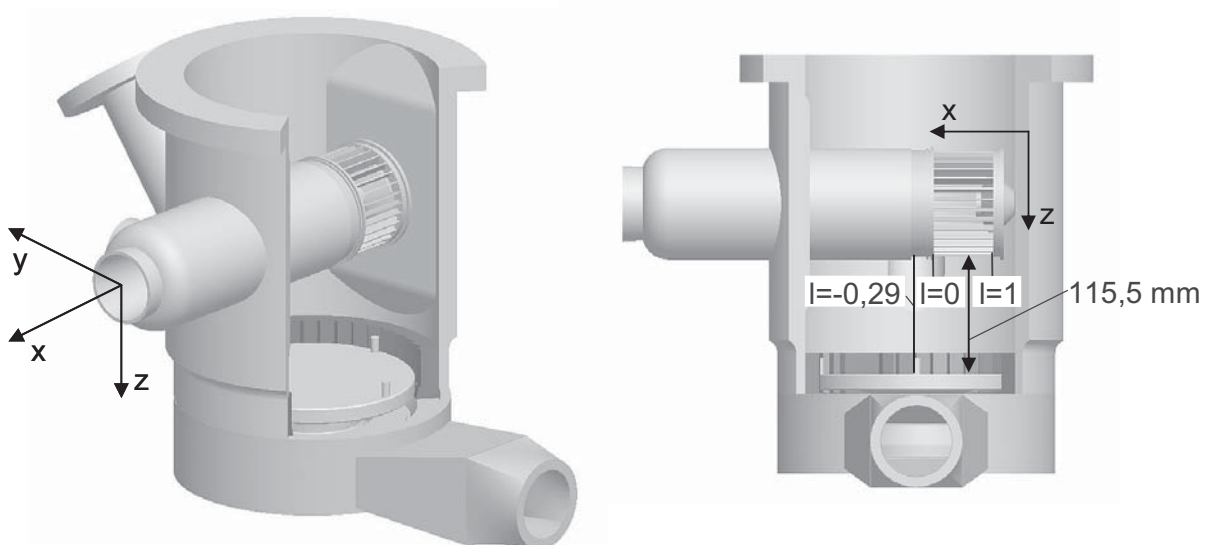


Abb. 6.20: Orientierung des Koordinatensystems und Schema des Mühleninnenraums

Zur Unterscheidung zwischen den radialen Positionen im Sichtrad entlang der y - und z -Koordinate werden diese entsprechend durch r_y und r_z gekennzeichnet.

6.3.2.1 Horizontales Strömungsprofil

Abb. 6.21 zeigt das Strömungsfeld für die Messebenen, die waagrecht ausgerichtet sind, exemplarisch am Versuch mit einer Sichtraddrehzahl von 30 m/s und einer Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s. Die dargestellten Geschwindigkeiten sind absolute Geschwindigkeiten. Abb. 6.21a zeigt, dass die Strömung durch die Sichtradmitte in zwei Bereiche eingeteilt werden kann. Der erste Bereich befindet sich um die Rotationsachse des Sichtrads und zeichnet sich durch eine hohe Geschwindigkeit quer zur Absaugöffnung aus. Die Strömung in der Mitte des Sichtrads wird von einem anderen Bereich umkreist, bei dem die Luftabsaugung stattfindet. Dies wird durch die numerische Berechnung bestätigt. Im Zentrum des Sichtrads unterscheiden sich jedoch die Strömungsbilder aus der Messung und der numerischen Berechnung. Während der Versuch eine hohe Geschwindigkeitskomponente quer zur Absaugrichtung im Zentrum des Sichtrads ergibt, liefert die numerische Berechnung eine intensive Wirbelbildung im Sichtradzentrum und deutet auf instationäre Strömungsvorgänge im Kern des Sichtrads hin. Die starken Schwankungen in der Geschwindigkeit in der Mitte des Sichtrads werden auch im Experiment beobachtet (Abb. 6.21c). Sowohl die Versuchsergebnisse als auch die numerische Berechnung lassen zusammenfassend erkennen, dass, wenn Partikeln in den mittleren Bereich des Sichtrads gelangen, sich ihr Abtransport zum Absaugrohr auf Grund der starken Querströmung (PIV-Messung) bzw. der auftretenden Sekundärströmung (Simulation) verlangsamen wird. Die Erhöhung ihrer Verweilzeit im Sichtrad führt zu unerwünschten stochastischen Effekten, wie z.B. Partikelkollisionen, im Sichtrad. Diese beeinflussen negativ die ablaufenden Trenn- und Transportvorgänge.

In einer von der Sichtradmitte entfernten horizontalen Position von $r_z/R_S=0,5$ ist die Strömung über die gesamte Sichtradbreite gleichmäßiger (Abb. 6.21b bzw. d) und die Geschwindigkeit höher. Es ist eine gerichtete Fluidbewegung vorhanden, deren Richtung durch die Rotationsrichtung des Sichtrads vorgegeben wird.

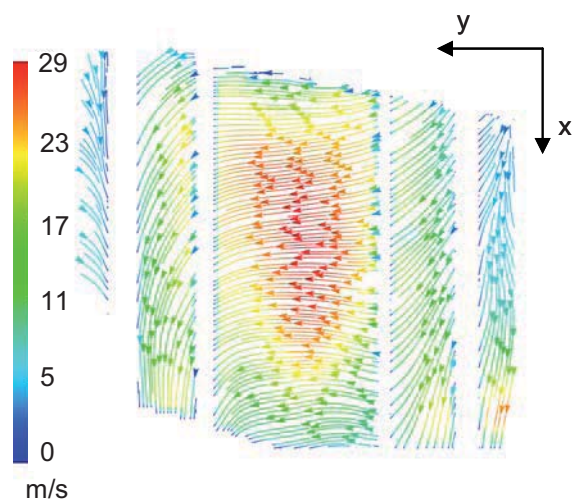
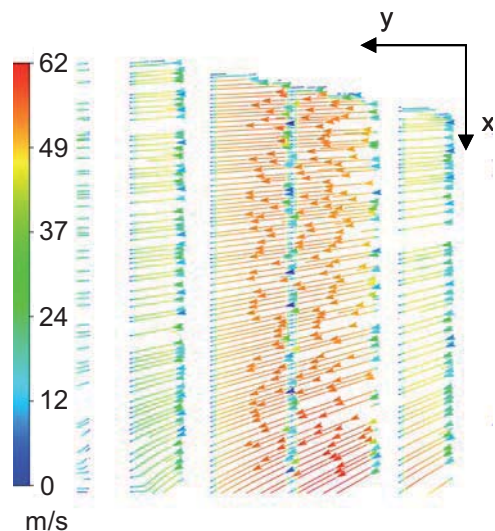
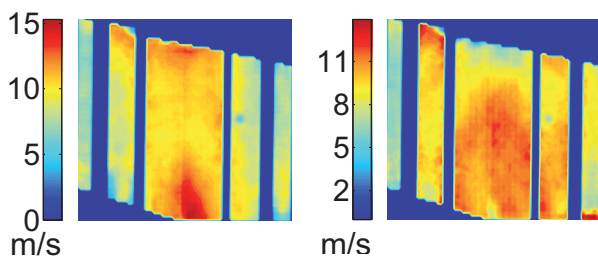
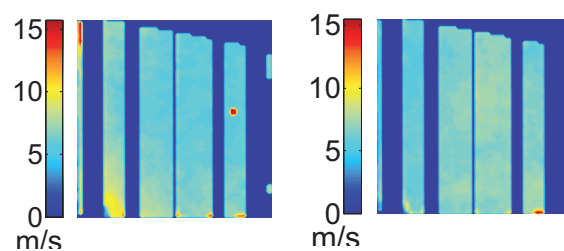
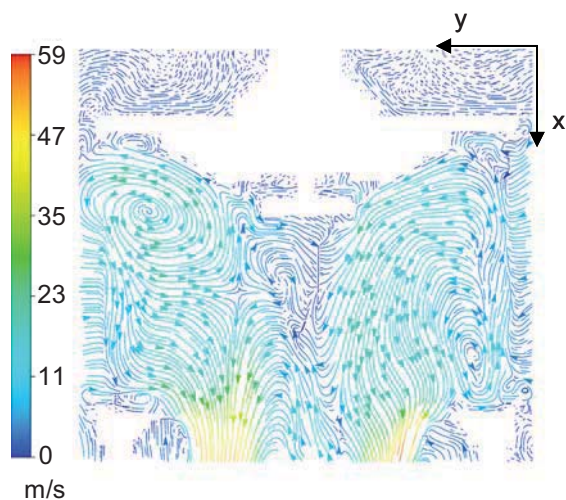
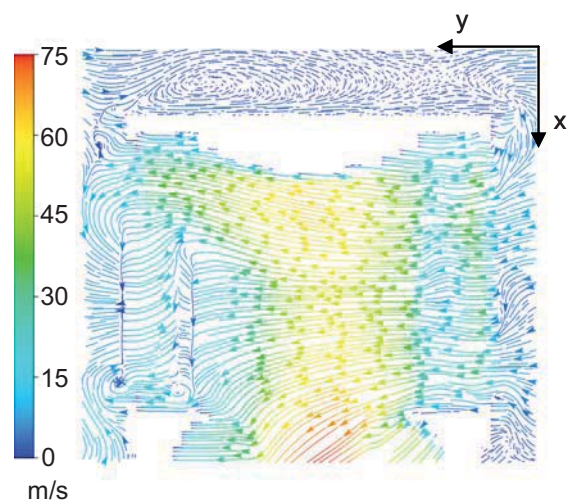
a) PIV-Messung $r_z/R_S=0$ b) PIV-Messung $r_z/R_S=0,5$ c) Standardabweichungen der x - (links) und y - (rechts) Geschwindigkeitskomponenten für $r_z/R_S=0$ d) Standardabweichungen der x - (links) und y - (rechts) Geschwindigkeitskomponenten für $r_z/R_S=0,5$ e) Numerische Berechnung $r_z/R_S=0$ f) Numerische Berechnung $r_z/R_S=0,5$

Abb. 6.21: Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld und zugehörige Standardabweichung aus der PIV-Messung sowie Ergebnis aus der numerischen Berechnung (horizontale (xy -) Messebenen bei $r_z/R_S=0$ bzw. $r_z/R_S=0,5$, $v_{\phi,M}=100$ m/s, $v_{\phi,S}=30$ m/s)

Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit

Eine Beeinflussung des Strömungsfeldes am Sichtrad durch die Strömung an der Mahlscheibe ist hauptsächlich bei der Umströmung des Sichters zu erwarten. Im Inneren des Sichtrads wird das Strömungsfeld im Wesentlichen durch die Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads und durch die dort stattfindende Luftabsaugung beeinflusst. In Abb. 6.22 sind die Geschwindigkeitsprofile in der mittleren horizontalen Messebene bei unterschiedlichen Mahlscheibengeschwindigkeiten und einer konstanten Sichtradgeschwindigkeit von 30 m/s dargestellt. Der Vergleich findet am Beispiel einer dimensionslosen Position $l=0,5$ entlang der Schaufeln, die der Schaufelmitte entspricht. Trotz gleicher Sichtradgeschwindigkeiten weichen die Strömungsprofile voneinander ab. Diese Abweichungen erreichen ihr Maximum in der Mitte des Sichtrads, wo durch die stattfindende Fluidabsaugung zusätzliche Sekundärströmungen auftreten.

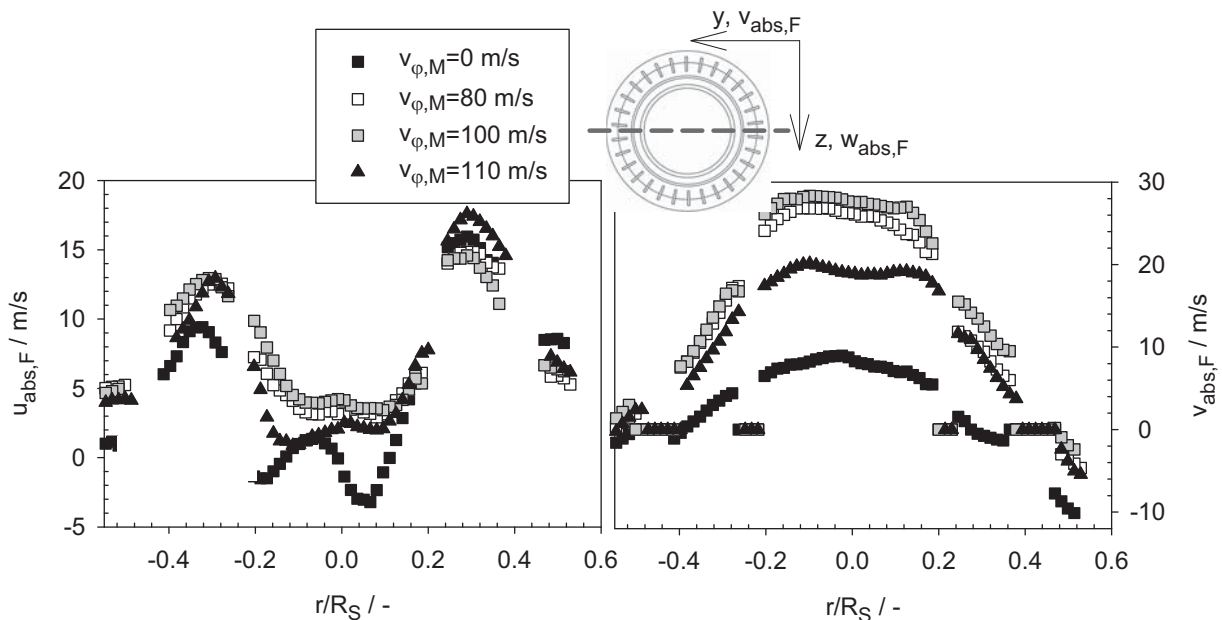


Abb. 6.22: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$ auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xy -Ebene, $r_z/R_S=0$, $v_{\phi,S}=30$ m/s, $l=0,5$)

Werden zum Vergleich die gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen während der Versuche in Betracht gezogen, ist festzustellen, dass die Standardabweichungen zur Mitte des Sichtrads ansteigen und in etwa die Hälfte der gemessenen Geschwindigkeiten betragen (vergl. Abb. 6.21). Diese stark ausgeprägten Schwankungen im mittleren Bereich des Sichtrads werden auf die Luftabsaugung zurückgeführt. Durch die Luftabsaugung werden zusätzliche Sekundärströmungen ausgebildet, die die gemessenen hohen Geschwindigkeitsschwankungen verursachen und zu einer instationären Strömungssituation in der Mitte des Sichtrads führen.

Mit zunehmendem Abstand von der Sichtradmitte fallen die Geschwindigkeitsprofile bei allen Mahlscheibengeschwindigkeiten aufeinander. Dies weist darauf hin, dass die

Mahlscheibengeschwindigkeit einen unwesentlichen Einfluss bei der Ausbildung des Strömungsprofils im Sichtrad hat. Eine Bestätigung dafür liefert Abb. 6.23. Dort sind die resultierenden Geschwindigkeitsprofile in einer parallelen Ebene aufgetragen, die um einen halben Sichtradradius zum äußeren Sichtradrand versetzt ist. Zusätzlich werden unterschiedliche Positionen l entlang der Sichtradschaufeln miteinander verglichen. In diesem Bereich lässt die Wirkung der Luftabsaugung nach bzw. der Einfluss der Sichtradrotation nimmt zu und alle bei unterschiedlichen Mahlscheibendrehzahlen gemessenen Geschwindigkeitsprofile liegen für beide Geschwindigkeitskomponenten über der gesamten Schaufellänge aufeinander. Dabei ist ein Anstieg der Geschwindigkeitskomponente in Absaugrichtung entlang der Schaufeln zu beobachten (Komponente $u_{abs,F}$).

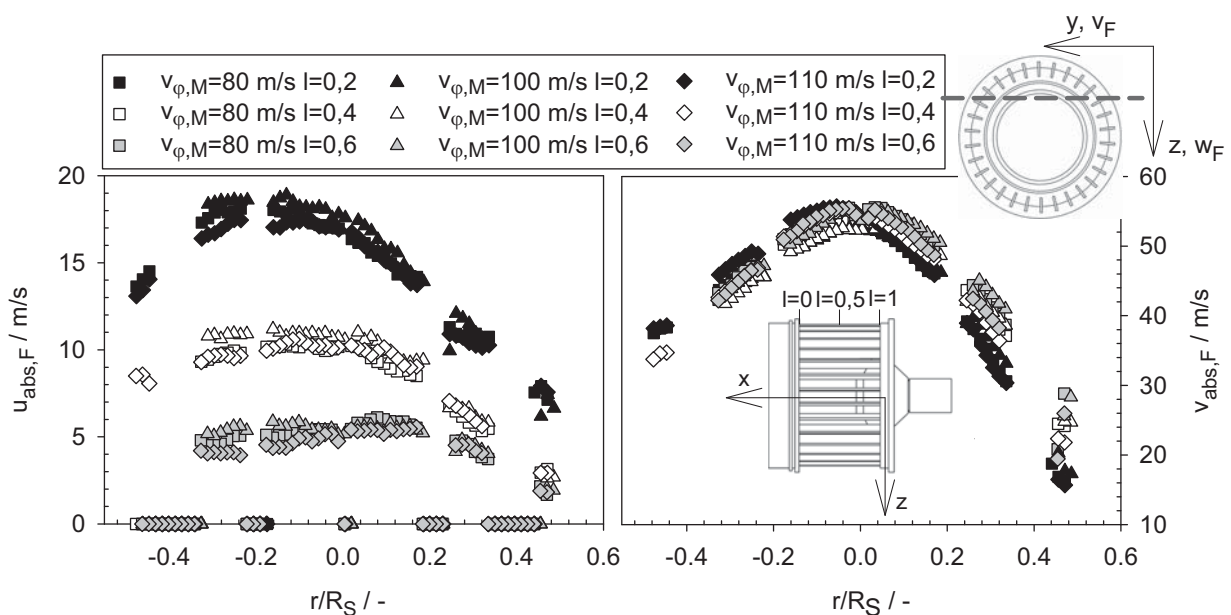


Abb. 6.23: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$ auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xy -Ebene, $r_z/R_S=0,5$, $v_{\phi,S}=30$ m/s)

Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit

In Abb. 6.24 sind die mittleren Fluidgeschwindigkeiten für eine konstante Mahlscheibengeschwindigkeit und unterschiedliche Sichtradgeschwindigkeiten in x - und y -Richtung für eine dimensionslose Schaufellänge von $l=0,5$ aufgetragen. Alle Profile haben einen ähnlichen Verlauf, der stark durch die Sekundärströmungen auf Grund der Luftabsaugung geprägt wird.

Mit zunehmendem Abstand vom Sichtradzentrum fallen die Geschwindigkeiten aufeinander, so dass der Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit auf die Strömung in der Ebene durch die Mitte des Sichtrads unbemerkt bleibt. Die Form der Geschwindigkeitsverteilung über den Sichtradradius weist bei allen Sichtradgeschwindigkeiten auf eine nahezu symmetrische Durchströmung des Sichtradkerns in radialer Richtung hin.

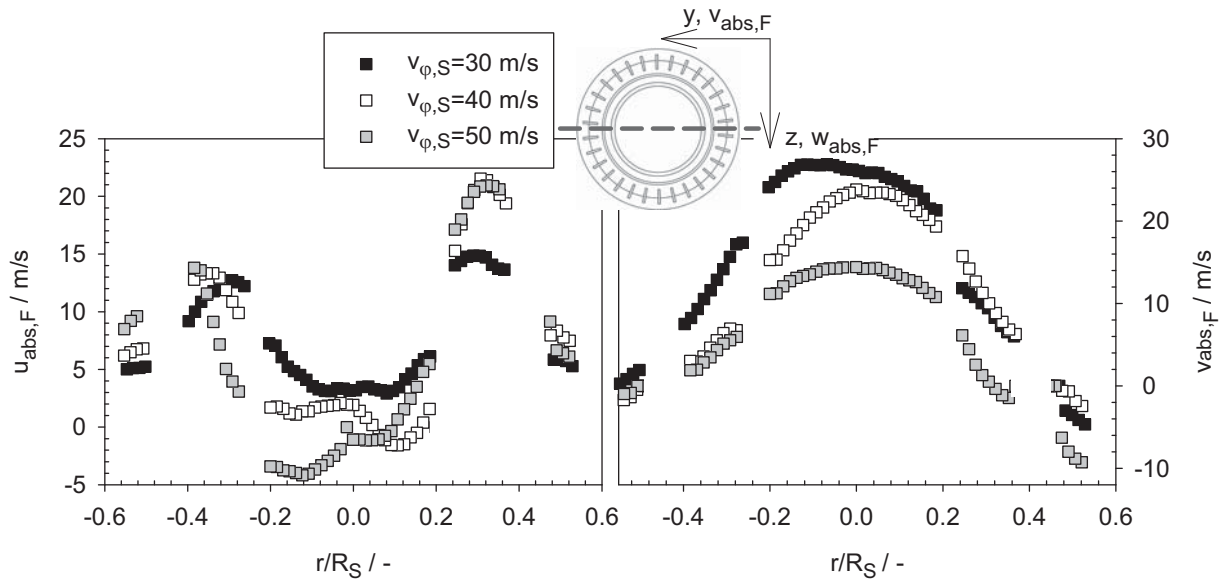


Abb. 6.24: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\varphi,S}$ auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xy -Ebene, $r_z/R_S=0$, $v_{\varphi,M}=100$ m/s, $l=0,5$)

Im Gegensatz zu der horizontalen Messebene in der Mitte des Sichtrads ist der Einfluss der Sichtradrotation auf die Strömung in einer Messebene, die weiter zum Umfang des Sichtrads versetzt ist ($r_z/R_S=0,5$), deutlich (Abb. 6.25).

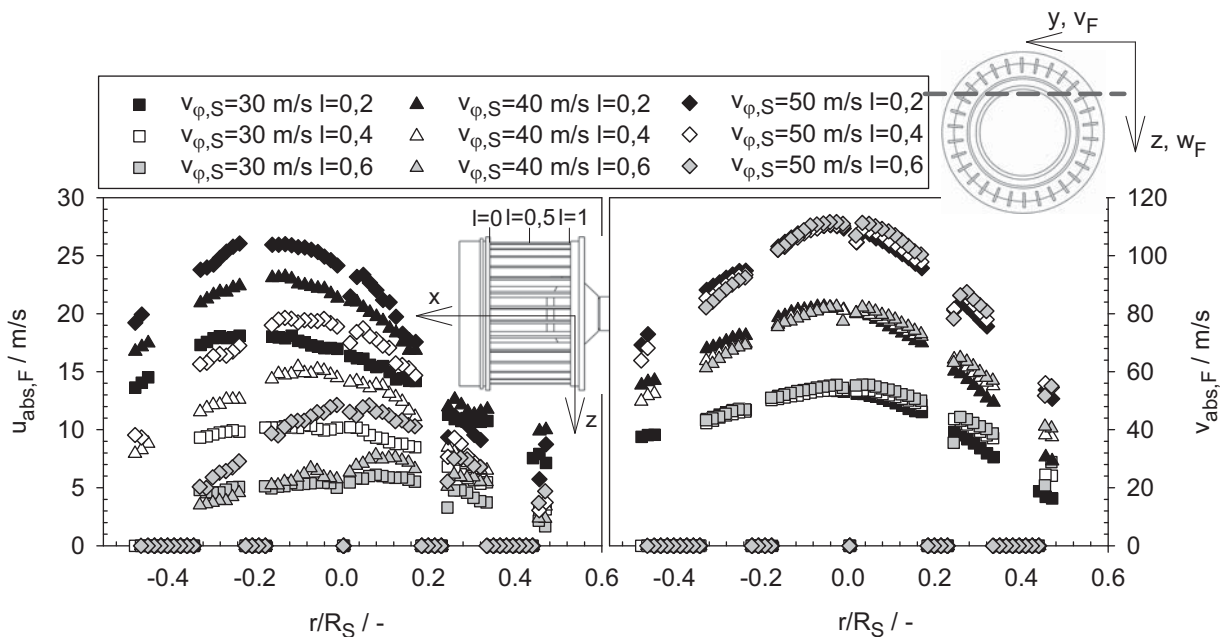


Abb. 6.25: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\varphi,S}$ auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xy -Ebene, $r_z/R_S=0,5$, $v_{\varphi,M}=100$ m/s)

Die radiale Geschwindigkeitskomponente (Komponente $v_{abs,F}$) ist konstant über die gesamte Schauffellänge und nimmt mit steigender Umfangsgeschwindigkeit des Sichttrads zu. Diese ist vierfach so groß wie die Komponente $u_{abs,F}$ in Absaugrichtung. Die Komponente in Absaugrichtung nimmt in Richtung der Absaugöffnung zu ($l=0$ ent-

spricht dem Schaufelende auf der Seite der Absaugöffnung), wobei mit zunehmender Sichtradgeschwindigkeit diese über der gesamten Schaufellänge abnimmt.

6.3.2.2 Messungen in vertikaler Richtung

Das charakteristische Strömungsprofil für die vertikalen Messebenen (bei $r_y/R_S=0$ und $r_z/R_S=0,5$) ist exemplarisch für eine Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s und eine Sichtradgeschwindigkeit von 30 m/s in Abb. 6.26 dargestellt.

Die Strömung im Bereich der Rotationsachse (Abb. 6.26a) zeichnet sich analog zum horizontalen Strömungsprofil in der Mitte des Sichtrads durch eine starke quer zur Absaugrichtung gerichtete Komponente aus, so dass in diesem Bereich der Abtransport der Luft bzw. der Luft-Feststoffströmung zum Mühlenausgang verlangsamt wird. Erst in einem dimensionslosen Radius von ca. $r_z/R_S=0,28$ wird die Strömung zum Absaugrohr umgelenkt. Die Luft, die aus dem Schaufelbereich in den Kern des Sichtrads eintritt, erreicht die Mitte des Sichtrads nicht. Sie strömt direkt in Richtung des Mühlenausgangs, so dass in diesem Bereich ein schneller Abtransport der aus den Schaufeln kommenden Luft bzw. des Luft-Feststoffgemisches stattfindet.

In der Ebene, die um einen halben Sichtradradius zum Außenumfang hin versetzt ist (Abb. 6.26b), wird die Strömung genau wie im Fall des horizontalen Strömungsprofils gleichmäßig. Die Strömung ist von unten nach oben gerichtet. Die gemessene Geschwindigkeit in der Mitte dieser Ebene ist identisch mit der Tangentialgeschwindigkeit. Diese liegt deutlich über der eingestellten Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads, was auf den Einfluss der Absaugung und den daraus resultierenden sekundären Strömungen zurückzuführen ist.

Um den Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Strömung im Sichtrad in vertikaler Richtung zu untersuchen, werden auch hier Messungen bei konstanter Sichtradgeschwindigkeit und unterschiedlichen Mahlscheibengeschwindigkeiten durchgeführt. Das Ergebnis ist exemplarisch für eine Sichtradgeschwindigkeit von 30 m/s in Abb. 6.27 dargestellt. Die Strömungsprofile unterscheiden sich geringfügig voneinander. Die Abweichungen in radialer Richtung im Bereich des Sichtradzentrums werden auf den instationären Charakter der Strömung in diesem Gebiet zurückgeführt, was durch die dort erhöhten Standardabweichungen der beiden Geschwindigkeitskomponenten bestätigt wird.

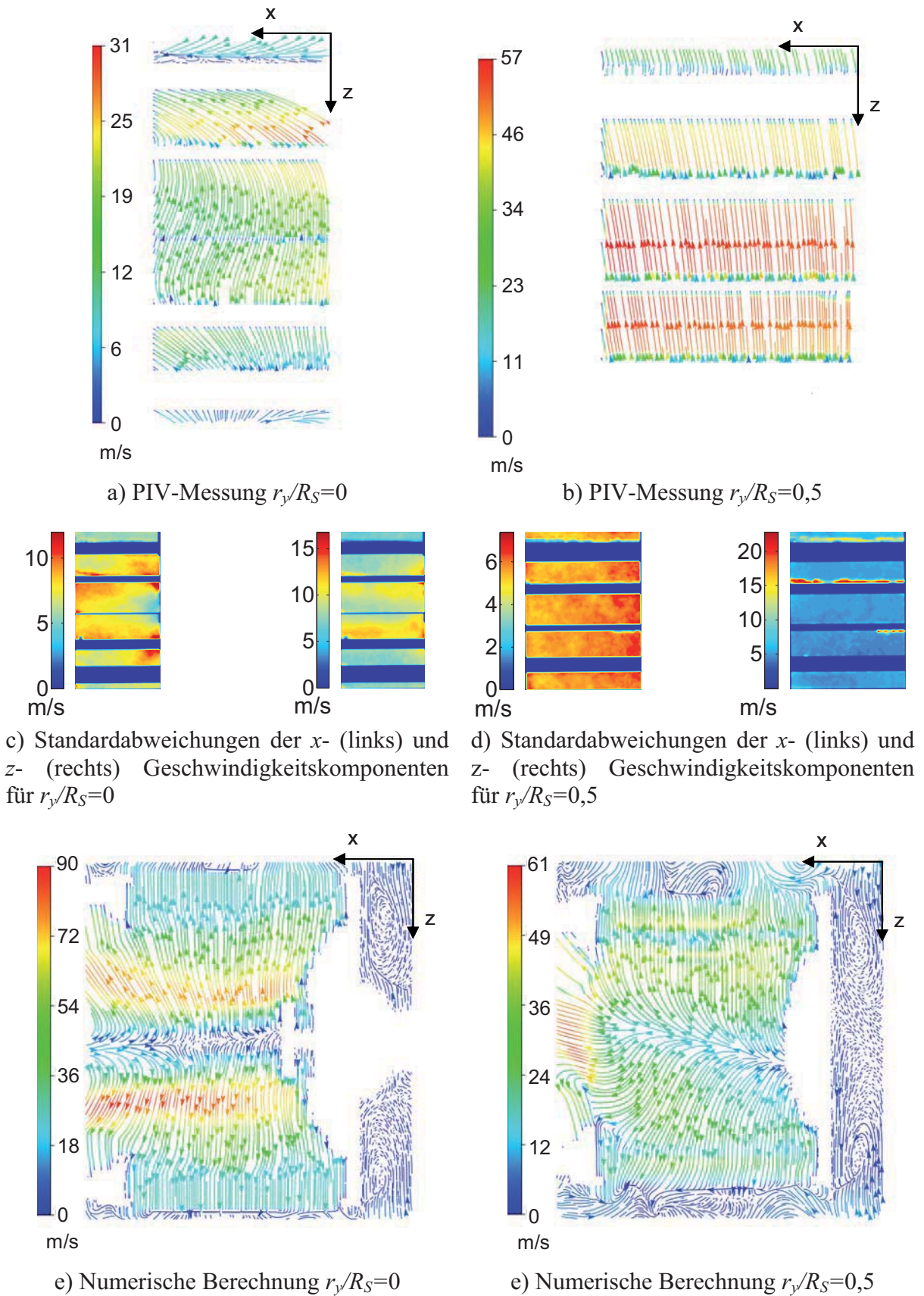


Abb. 6.26: Zeitlich gemitteltetes Strömungsfeld und zugehörige Standardabweichungen aus der PIV-Messung sowie Ergebnis aus der numerischen Berechnung (vertikale (xz -) Messebene, $v_{\varphi,M}=100$ m/s, $v_{\varphi,S}=30$ m/s)

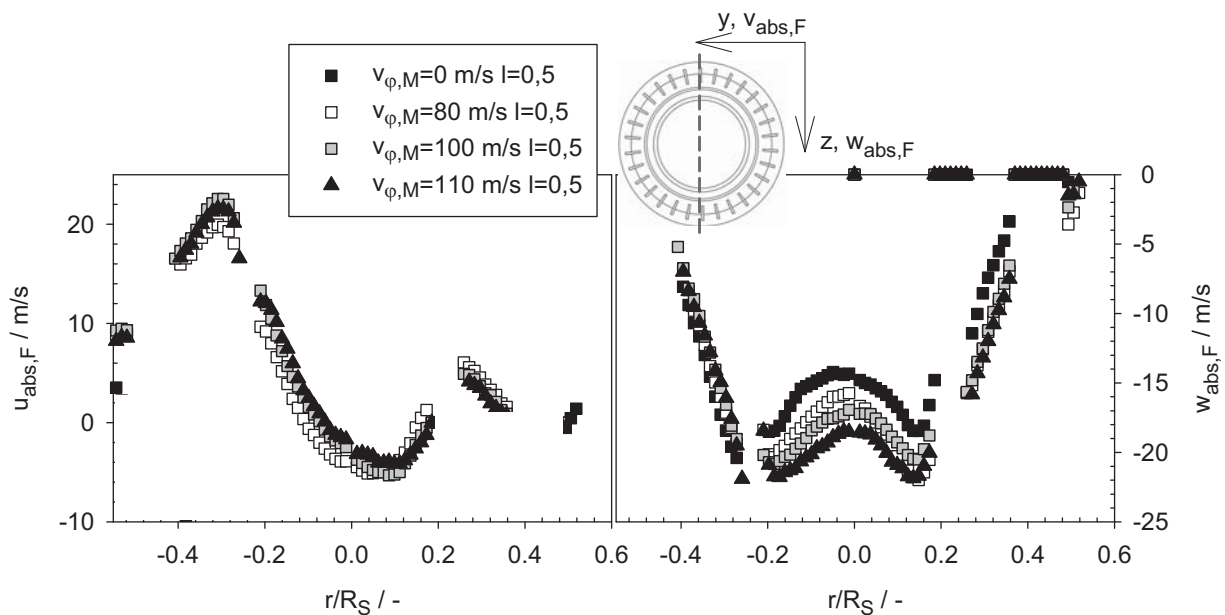


Abb. 6.27: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xz -Ebene, $r_y/R_S=0$, $v_{\phi,S}=30 \text{ m/s}$)

Die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Rotationsachse (Komponente $u_{abs,F}$) zeichnet sich durch zwei Umkehrpunkte rechts und links der Rotationsachse und durch deutlich ausgeprägte Minima und Maxima aus. Der Richtungswechsel der betrachteten Geschwindigkeitskomponente wird auf die Absaugung und die damit verbundenen sekundären Einflüsse, die die Turbulenz erhöhen, zurückgeführt.

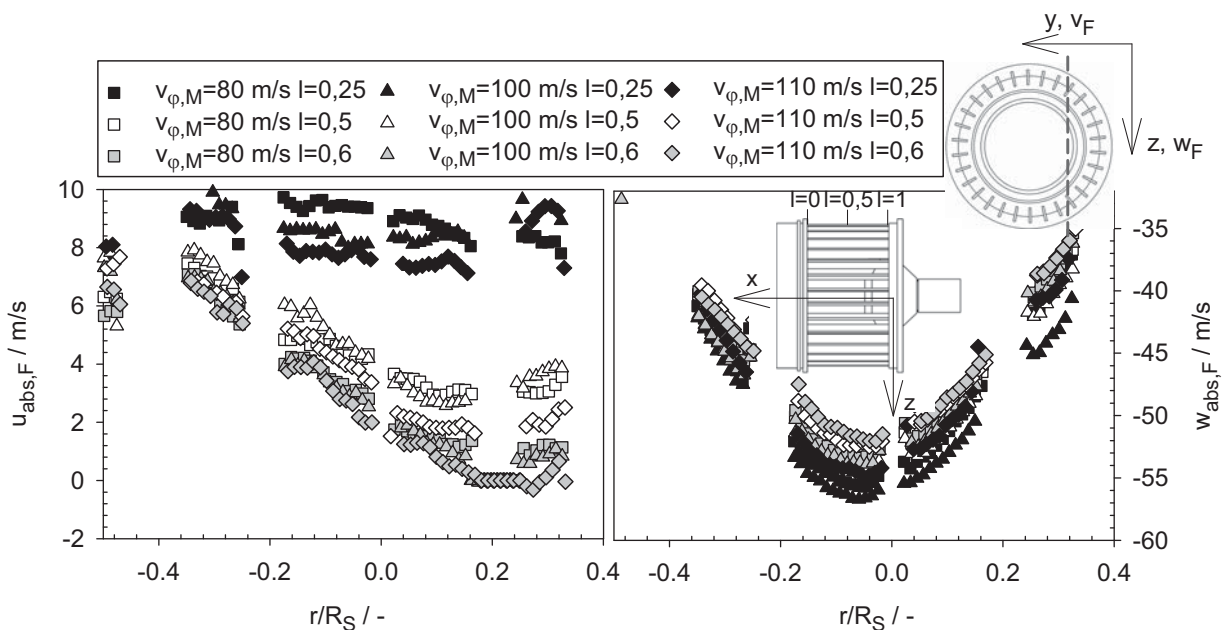


Abb. 6.28: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$ auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xz -Ebene, $r_y/R_S=0,5$, $v_{\phi,S}=30 \text{ m/s}$)

Der Vergleich zwischen den resultierenden Strömungsprofilen in Abhängigkeit der Mahlscheibengeschwindigkeit in der Messebene, die um einen halben Sichtradius zum Außenumfang des Sichtrads versetzt ist, bestätigt die für die mittlere Messebene gemachten Schlussfolgerungen (Abb. 6.28). Während die Geschwindigkeit in radialer Richtung über die gesamte Schauffellänge als konstant angesehen werden kann (Komponente $w_{abs,F}$), steigt diese in Richtung der Absaugöffnung (Komponente $u_{abs,F}$).

Der Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit auf die Strömung im Sichtrad ist in Abb. 6.29 exemplarisch für eine Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s dargestellt.

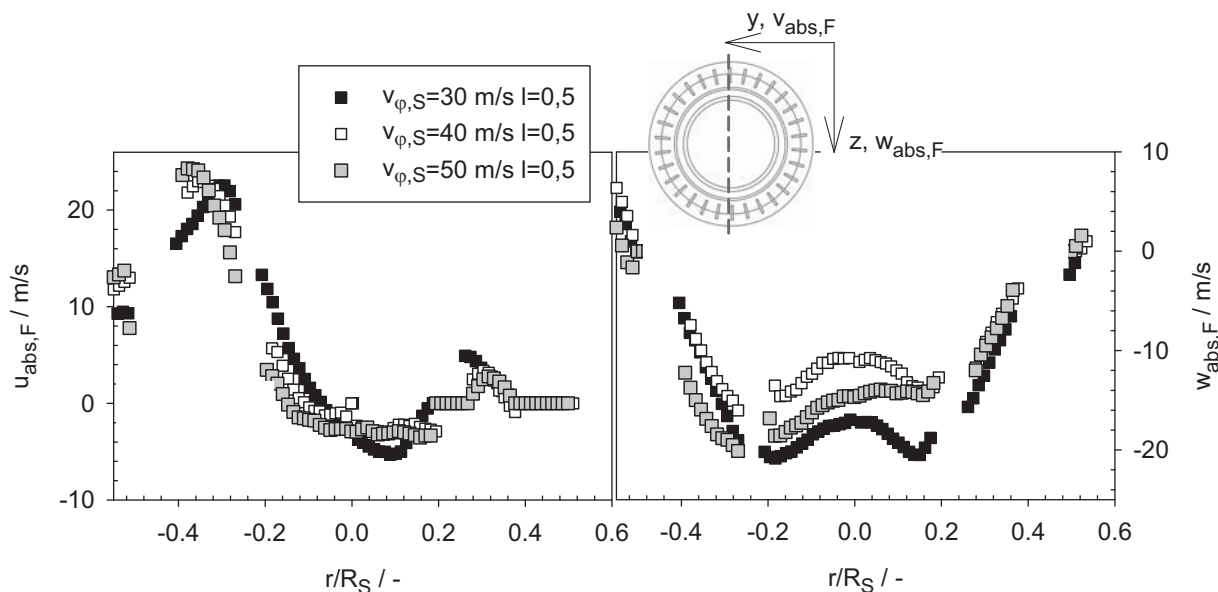


Abb. 6.29: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\phi,S}$ auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xz -Ebene, $r_y/R_S=0$, $v_{\phi,M}=100$ m/s)

Bei allen Sichtradgeschwindigkeiten weisen die Strömungsprofile eine ähnliche Form auf. Die Abweichungen zwischen den gemessenen Geschwindigkeiten sind für alle untersuchten Sichtradgeschwindigkeiten gering, wobei die größten Unterschiede in der Nähe der Rotationsachse auftreten. Dabei ist keine eindeutige Abhängigkeit der gemessenen Geschwindigkeit von der Sichtradgeschwindigkeit festzustellen. Dies liegt daran, dass die Strömung im Sichtradkern maßgeblich von der Absaugung mitbestimmt wird, die zu zusätzlichen Turbulenzen und instationären Bedingungen - hauptsächlich in unmittelbarer Nähe des Sichtradzentrums - führt. Bei allen durchgeführten Messungen am Sichtrad treten die größten Geschwindigkeitsschwankungen in der Nähe der Rotationsachse auf, wo der Einfluss der Luftabsaugung am stärksten ist. Der Durchmesser der Absaugöffnung beträgt 60 mm ($r_z/R_S=0,6$). Mit zunehmendem Abstand vom Zentrum des Absaugrohrs nehmen die Schwankungen ab. Der Einfluss der Absaugung auf das Strömungsprofil lässt mit zunehmendem Sichtradius nach und mit zunehmendem Abstand von der Sichtradmitte wird die Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit deutlicher. Dies wird anhand der Ergebnisse in der vertikalen

Messebene, die um einen halben Sichtradradius zum Außenumfang des Sichtrads versetzt ist, veranschaulicht.

In Abb. 6.30 ist der Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit auf das Strömungsprofil dargestellt. Mit steigender Umfangsgeschwindigkeit wird das Geschwindigkeitsprofil in radialer Richtung steiler. Diese Geschwindigkeitskomponente ist konstant über die gesamte Schauffellänge und erreicht ihr Maximum in der Mitte des Sichtrads. In Richtung parallel zur Rotationsachse ändert sich die Geschwindigkeit über der Schauffellänge wegen der in dieser Richtung stattfindenden Luftabsaugung.

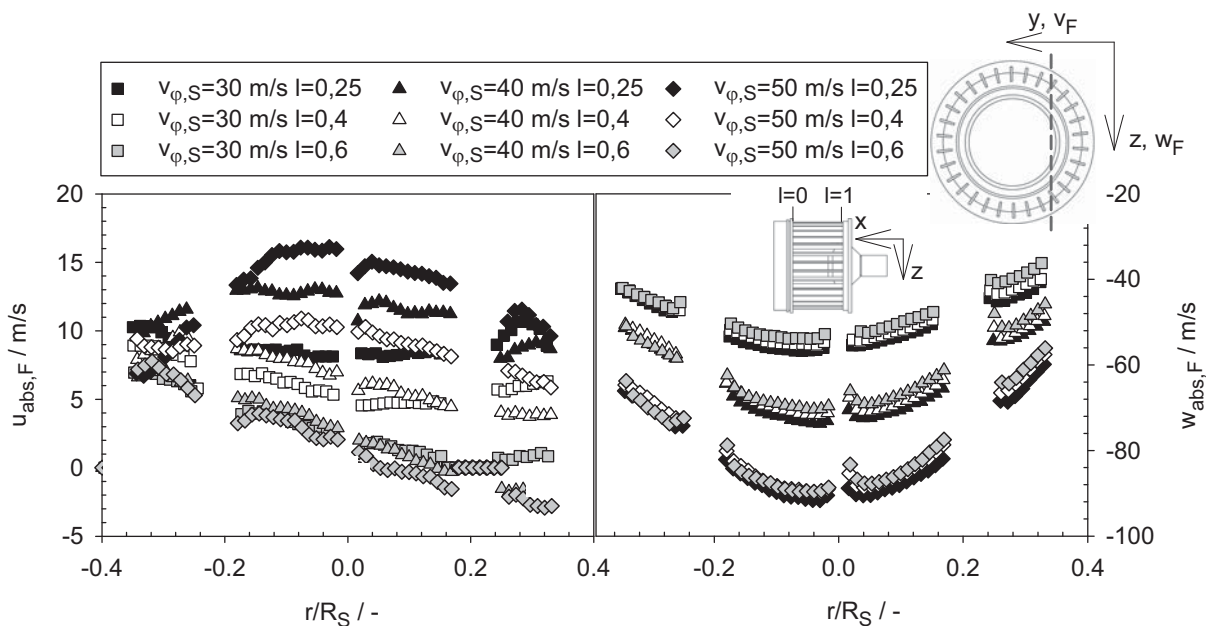
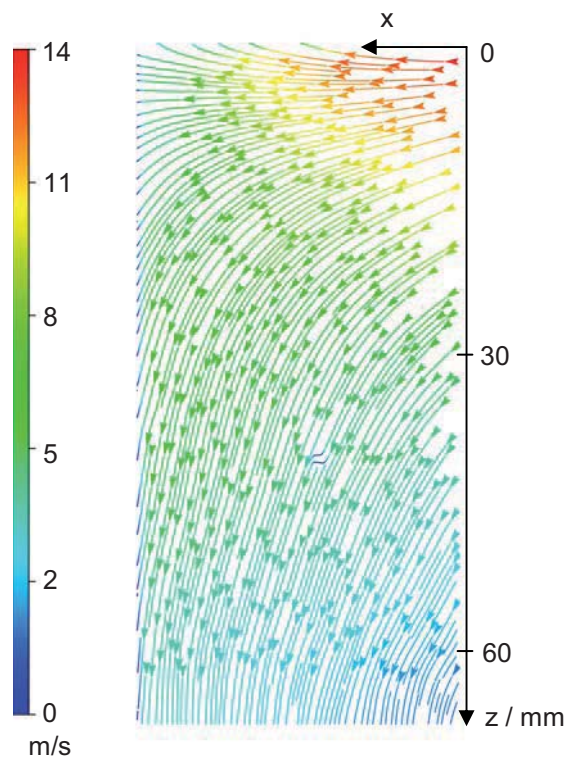


Abb. 6.30: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\phi,S}$ auf die Strömung im Kern des Sichtrads (xz -Ebene, $r_y/R_S=0,5$, $v_{\phi,M}=100$ m/s)

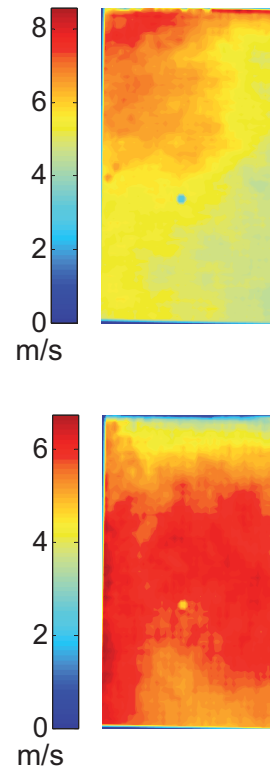
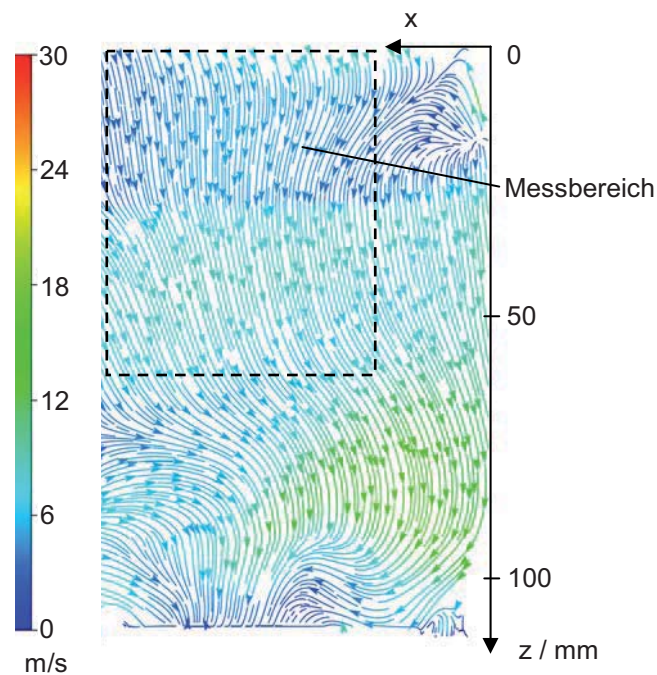
6.4 Einphasige Strömung zwischen der Mahlscheibe und dem Sichtrad

Der Abstand von der Mahlscheibe bis zum Außenumfang des Sichtrads beträgt 115,5 mm (vergl. Abb. 6.20). In diesem Übergangsbereich bildet sich eine komplexe Strömung aus, die sowohl von der rotierenden Mahlscheibe als auch vom rotierenden Sichtrad beeinflusst wird.

Abb. 6.31 zeigt ein charakteristisches Strömungsbild in einer vertikalen xz -Messebene unterhalb des Sichtrads, die entlang der Rotationsachse des Sichtrads verläuft ($r/R_S=0$). Die Messung ergibt, dass die Strömung nur in unmittelbarer Nähe des Sichtrads in Absaugrichtung weist. In diesem Bereich zeichnet sie sich durch hohe Geschwindigkeitsgradienten aus.



a) PIV-Messung

b) Standardabweichungen der x - (oben) und z - (unten) Geschwindigkeitskomponenten

c) numerische Berechnung

Abb. 6.31: Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld und zugehörige Standardabweichungen aus der PIV-Messung sowie Ergebnis aus der numerischen Berechnung (xz -Messebene unterhalb des Sichtrads, $r_y/R_S=0$, $v_{\varphi,M}=100$ m/s, $v_{\varphi,S}=30$ m/s)

Im Fall der numerischen Berechnung ist die Strömung in diesem Bereich in vertikaler Richtung, d.h. zur Mahlscheibe hin, gerichtet. Dieser Unterschied in unmittelbarer Nähe des Sichtrads zwischen der Messung und der numerischen Berechnung wird auf die unterschiedlichen Positionen der Schaufeln zu der Messebene in beiden Fällen zurückgeführt. Während bei der PIV-Messung der Laserschnitt und damit auch die Messebene direkt durch die Mitte des Freiraums zwischen zwei Schaufeln geht, befindet sich im Fall der numerischen Berechnung eine Schaufel direkt an der Grenze zu der vertikalen xz -Ebene, die durch die Sichtradmitte verläuft. Somit ist der Wandeinfluss der Schaufel bei der Simulation stärker ausgeprägt und die Strömung wird direkt vom Außenrand des Sichtrads in Richtung der Mahlscheibe zurückgeführt.

Über dem gesamten restlichen Gebiet zwischen dem Sichtrad und der Mahlscheibe stimmen die Ergebnisse der Messung und der numerischen Berechnung qualitativ gut überein. Die Hauptströmung weist in beiden Fällen zur Mahlscheibe, wobei starke Verwirbelungen und instationäre Strömungsvorgänge im Bereich zwischen der Mahlscheibe und dem Sichtrad vorhanden sind. Diese kommen bei der Messung durch die hohen Geschwindigkeitsschwankungen in beiden Koordinatenrichtungen zur Geltung (vergl. Abb. 6.31b). Die stark ausgeprägte Wirbelbildung wird durch die Simulation bestätigt, nachdem neben den Geschwindigkeitskomponenten in x - und z -Richtung auch diese in y -Richtung in Betracht gezogen wird.

Die Ausrichtung der Strömung zur Mahlscheibe in der mittleren vertikalen xz -Ebene unter dem Sichtrad weist darauf hin, dass es aus Kontinuitätsgründen im restlichen Bereich um das Sichtrad herum Gebiete gibt, bei welchen die Strömung in Richtung des Sichtrads weist. Dies wird durch die numerische Berechnung bestätigt. In Abb. 6.32 werden drei Versuche miteinander verglichen, die bei unterschiedlichen Mahlscheibengeschwindigkeiten und gleicher Sichtradgeschwindigkeit durchgeführt werden. Die Geschwindigkeiten, die mit der an der Messposition tatsächlich herrschenden Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe normiert sind, sind auch im Bild dargestellt. Die ausgewählten dimensionslosen Positionen l entlang der x -Achse werden in Übereinstimmung mit den bereits im Kern des Sichtrads diskutierten Strömungsprofilen mit der Schaufellänge normiert. Eine Länge $l=0$ entspricht dem Schaufelende auf der Absaugseite des Sichtrads, während $l=1$ dem Schaufelende auf der Seite des Mahlraumgehäuses zugeordnet wird. Das Zentrum der Mahlscheibe befindet sich auf einer dimensionslosen Länge von $l=-0,29$ (vergl. Abb. 6.20).

Mit steigender Mahlscheibengeschwindigkeit steigen beide Geschwindigkeitskomponenten an. Die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten (Komponenten u_F) nehmen bei allen Mahlscheibengeschwindigkeiten in Richtung der Mahlscheibe ab und werden nahezu Null. In der Nähe des Sichtrads gehen die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten trotz gleicher Sichtradgeschwindigkeit auseinander. Diese Unterschiede werden weniger auf den Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit als auf die

Auswirkung der komplexen Strömungsvorgänge auf Grund der Sichtradrotation, der Strömungsablösung an den Schaufeln und der Luft einsaugung zurückgeführt.

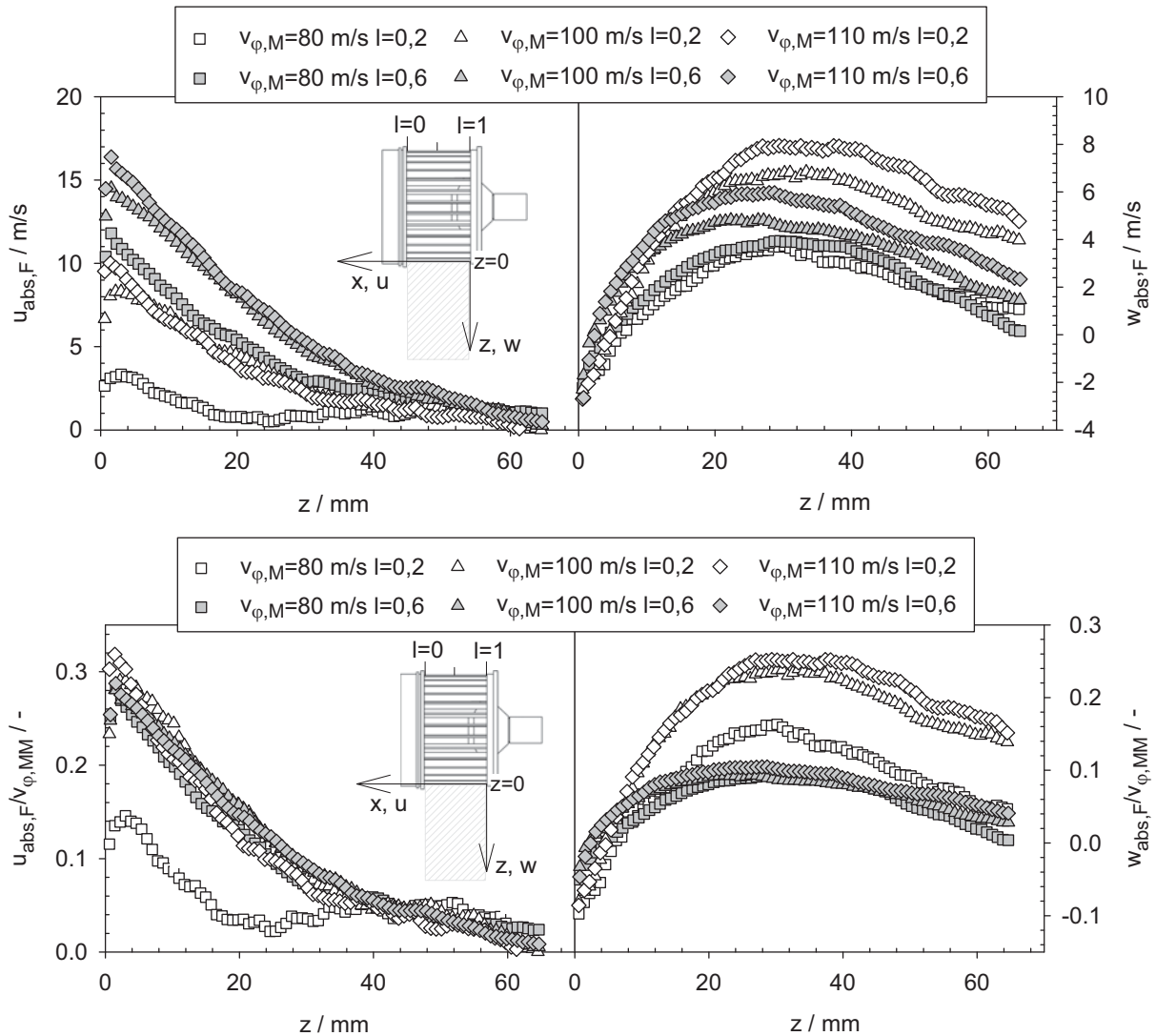


Abb. 6.32: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$ auf die Strömung im Übergangsbereich zwischen der Mahlscheibe und dem Siehrad (oben – gemessene Geschwindigkeiten, unten – mit $v_{\phi,MM}$ normierte Geschwindigkeiten, xz -Ebene, $r_y/R_S=0$, $v_{\phi,S}=30$ m/s)

Nach einer Normierung der bei unterschiedlichen Mahlscheibengeschwindigkeiten gemessenen Geschwindigkeitsprofile mit der am Messort herrschenden Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe rücken die Geschwindigkeitsprofile näher zueinander. Mit der Abnahme des Mahlscheibenradius (d.h. mit Abnahme von l) und der eingestellten Mahlscheibendrehzahl nimmt jedoch der Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Strömung ab. Gleichzeitig steigt der Einfluss der Absaugung an, so dass in der Nähe der Absaugöffnung ($l=0,2$) die bei der geringsten Mahlscheibengeschwindigkeit von 80 m/s resultierenden normierten Geschwindigkeitsprofile von diesen aus den höheren Mahlscheibengeschwindigkeiten stark abweichen.

In Abb. 6.33 werden drei Versuche miteinander verglichen, die bei unterschiedlichen Sichtradgeschwindigkeiten und gleicher Mahlscheibengeschwindigkeit durchgeführt werden. Um den Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit auf die Strömung im Übergangsbereich zu ermitteln, werden diese Geschwindigkeitsprofile mit der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads normiert und zum Vergleich mit den Rohdaten aus der Messung in Abb. 6.33 (unten) dargestellt.

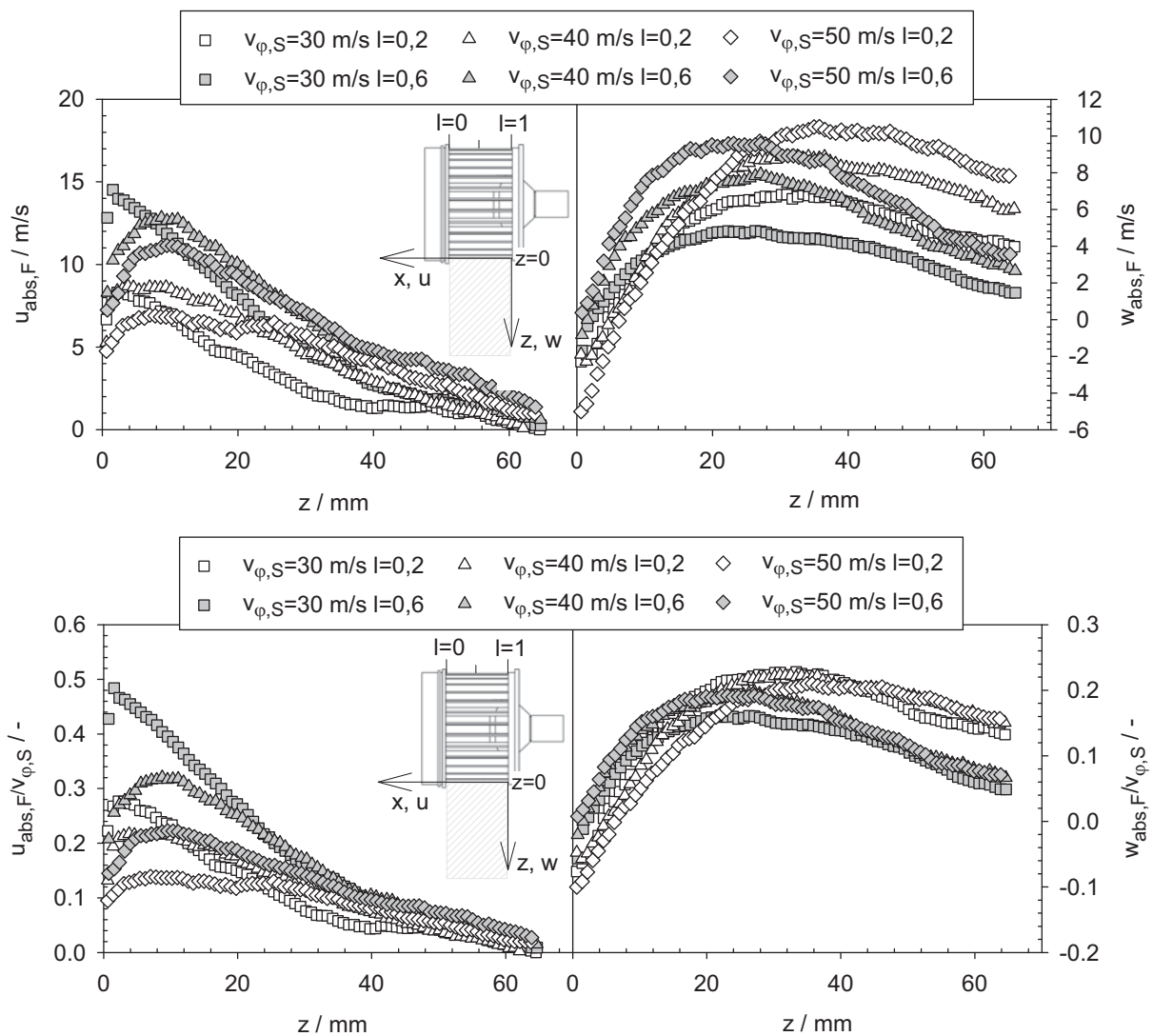


Abb. 6.33: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\phi,S}$ auf die Strömung im Übergangsbereich zwischen der Mahlscheibe und dem Sichtrad (oben – gemessene Geschwindigkeiten, unten – mit $v_{\phi,S}$ normierte Geschwindigkeiten, xz -Ebene, $r_y/R_S=0,5$, $v_{\phi,M}=100$ m/s)

Mit steigender Sichtradgeschwindigkeit steigt sowohl die horizontale als auch die vertikale Geschwindigkeitskomponente über der gesamten Messstrecke an. In unmittelbarer Nähe des Sichtrads ist jedoch neben dem Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit auch der Einfluss der Luftabsaugung und der Strömungsablösung stark ausgeprägt. Deswegen ist bei der Geschwindigkeitskomponente, die parallel zur Rotationsachse

des Sichtrads verläuft, eine Streuung der normierten Profile in unmittelbarer Nähe des Sichtrads vorhanden. Die Geschwindigkeitskomponente entlang der Rotationsachse wird dabei eindeutig durch die bei $l=0$ stattfindende Luftabsaugung bestimmt. Nach einer Normierung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente mit der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads rücken die Geschwindigkeitsprofile näher.

Aus den Ergebnissen der Messung im Bereich zwischen der Mahlscheibe und dem Sichtrad wird deutlich, dass die Strömung in diesem Gebiet durch starke Schwankungen gekennzeichnet wird und neben den Rotorgeschwindigkeiten der Mahlscheibe und des Sichtrads auch durch die Luftabsaugung und durch die entstehenden Rücklaufströmungen auf Grund der Sichtradrotation geprägt wird.

6.5 Gas-Feststoff-Strömung

Bei der Untersuchung der partikelbeladenen Strömung mittels PIV dienen die Feststoffpartikeln als Tracer. In diesem Fall wird direkt die Partikelgeschwindigkeit gemessen. Im folgenden Abschnitt werden die Partikelgeschwindigkeiten relativ zum rotierenden Stift diskutiert.

Zur Untersuchung des Einflusses der Partikelgröße auf die Auftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen werden unterschiedliche eng verteilte Partikelfraktionen eingesetzt. Die Forderungen nach einer sphärischen Partikelform kann für den untersuchten breiten Partikelgrößenbereich (von $d_p=29 \mu\text{m}$ bis $d_p=573 \mu\text{m}$) nicht durch einen einzigen Feststoff erfüllt werden. Für die Messungen werden deshalb mehrere Stoffe ähnlicher Dichte benutzt (vergl. Abschnitt 4.5).

Die experimentelle Untersuchung der partikelbeladenen Strömung wird exemplarisch an der zylindrischen Stiftgeometrie durchgeführt. Für die Diskussion der experimentellen Ergebnisse ist zu beachten, dass nur einzelne Partikeln den Bereich hinter dem Stift erreichen. Auf Grund der geringen Partikelkonzentration ist es nicht möglich, die Partikelbewegung hinter dem Prallelement zu erfassen. Dieser Bereich wird von der Auswertung daher ausgeschlossen. Der letzte Messpunkt der Partikelgeschwindigkeit vor dem Aufprall auf das Prallelement ist bei der PIV-Messung maximal 1,2 mm von der Stiftwand entfernt.

Die numerische Berechnung der partikelbeladenen Strömung in der Zerkleinerungszone der Sichter mühle erfolgt sowohl für die zylindrischen als auch für die prismatischen Prallelemente. Die Partikelauftreffgeschwindigkeit auf die Mahlstifte ist die Geschwindigkeit, mit der die Partikeln die letzte an der Stiftwand angrenzende Gitterzelle in Richtung des Prallelements durchqueren. Die Partikelauftreffgeschwindigkeit wird somit in einem Wandabstand von $1,77 \times 10^{-5} \text{ m}$ bei den zylindrischen Stiften bzw. von $2,49 \times 10^{-5} \text{ m}$ bei den prismatischen Prallklötzen berechnet (vergl. Abschnitt 5.3).

6.5.1 Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln auf die Mahlstufe

Abb. 6.34 zeigt am Beispiel von Dynoseeds TS140 ($x_{50,3}=143 \mu\text{m}$) ein charakteristisches Strömungsbild in der vertikalen Messebene durch die Mitte des zylindrischen Stiftes sowie die aus der Messung resultierenden Standardabweichungen. Die Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe $v_{\varphi,M}$ beträgt 100 m/s und die des Sichtrads ist 30 m/s. Die Strömung weist in horizontaler Richtung über dem gesamten Messbereich. Die Standardabweichungen sind in beiden Koordinatenrichtungen gering, so dass die Strömung auf der Anströmseite des Stiftes als stationär angesehen werden kann.

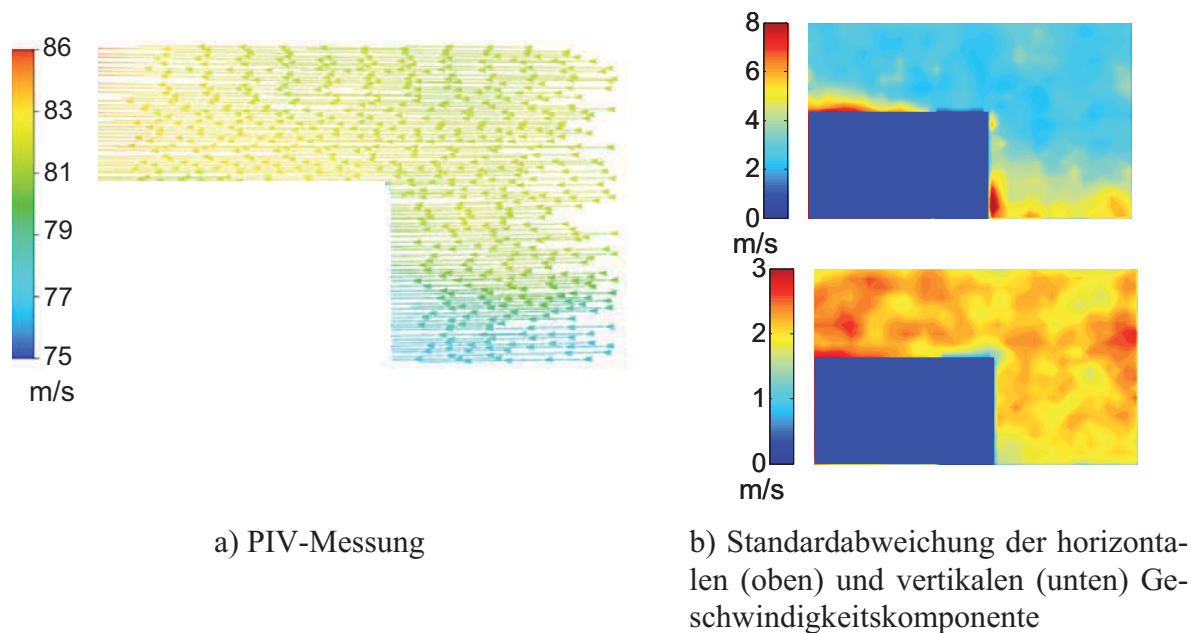


Abb. 6.34: Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld und zugehörige Standardabweichung aus der PIV-Messung der partikelbeladenen Strömung am zylindrischen Prallelement (Dynoseeds TS140, $x_{50,3}=143 \mu\text{m}$, vertikale Messebene durch die Stiftmitte, $v_{\varphi,M}=100 \text{ m/s}$, $v_{\varphi,S}=30 \text{ m/s}$)

Abb. 6.35 zeigt am Beispiel von Dynoseeds TS140 ($x_{50,3}=143 \mu\text{m}$), einer Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\varphi,M}$ von 100 m/s und einer Sichtradgeschwindigkeit $v_{\varphi,S}$ von 30 m/s die gemessenen Komponenten der Partikelgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung (Komponente u_P) und in Richtung entlang der Stifhöhe (Komponente v_P). Diese sind mit der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe in der Messebene $v_{\varphi,MM}$ normiert und werden über der dimensionslose Stifhöhe h aufgetragen.

Die Auftreffgeschwindigkeit bleibt über der gesamten Stifhöhe annähernd konstant, wobei bei der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung die normierte Geschwindigkeit mit zunehmendem Abstand von der Mahlscheibe einen leichten Anstieg von 0,83 auf 0,88 aufweist. Dieser entspricht einer Geschwindigkeitsänderung entlang der Stifhöhe von maximal 6%. Das beschriebene Geschwindigkeitsverhalten ist charakteristisch für alle untersuchten Partikelgrößen und Mahlscheibengeschwindigkeiten. Im Hinblick auf die Modellierung der Zerkleinerung kann die Geschwindigkeit über der Stifhöhe in erster Näherung als konstant angesehen werden.

Die gemessene Partikelgeschwindigkeit in Richtung parallel zur Rotationsachse der Mahlscheibe (Komponente v_P , Abb. 6.35 rechts) beträgt bei allen untersuchten Stiftgeometrien und Partikelgrößen, unabhängig von der eingestellten Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe, etwa 2,5% der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung u_P . Sie kann daher vernachlässigt werden. Die folgende Diskussion bezieht sich demnach nur auf die u -Komponente der Partikelgeschwindigkeit.

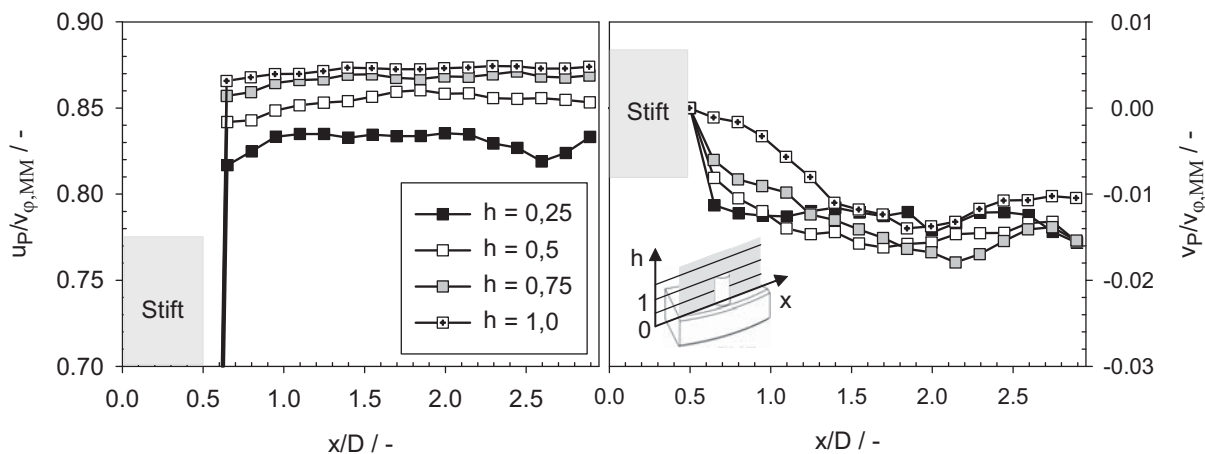


Abb. 6.35: Änderung der Partikelgeschwindigkeit über die Stifthöhe ($x_{50,3}=143 \mu\text{m}$ bzw. $\Psi=663$, $v_{\phi,M}=100 \text{ m/s}$, $v_{\phi,S}=30 \text{ m/s}$)

6.5.1.1 Einfluss der Partikelgröße auf die Auftreffgeschwindigkeit

Abb. 6.36 zeigt den Einfluss der Partikelgröße auf die Auftreffgeschwindigkeit am Beispiel einer Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s und einer Sichtradgewindigkeit von 30 m/s für alle untersuchten Materialien in einer dimensionslosen Stifthöhe von $0,5$. Die dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf die Messebene, die durch die Stiftmitte verläuft. Die gemessene Geschwindigkeit ist mit der am Messort vorhandenen Mahlscheibengeschwindigkeit normiert. Aus der Abbildung wird deutlich, dass die Auftreffgeschwindigkeit geringfügig von der Partikelgröße beeinflusst wird. Während diese bei den Partikeln mit einem Durchmesser von $29 \mu\text{m}$ 84% der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe am Messort beträgt, steigt sie bei einem Teilchendurchmesser von $573 \mu\text{m}$ auf 86% der Umfangsgeschwindigkeit am Messort. Auf der Basis der erhaltenen Ergebnisse kann die Auftreffgeschwindigkeit bei der Modellierung des Zerkleinerungsprozesses für Teilchen mit einem Trägheitsparameter von $\Psi \geq 35$ als unabhängig von der Partikelgröße betrachtet werden. Landwehr [70] berichtet auch über die Unabhängigkeit der Auftreffgeschwindigkeit von der Partikelgröße nach dem ersten Stoß. Seine Untersuchungen finden in einer Turbomühle an kugelförmigen Pfefferkörnern im Größenbereich von $860 \mu\text{m}$ bis 4 mm statt.

Im Vergleich zu der reinen Luftströmung ist bei der partikelbeladenen Strömung ein deutlicher Unterschied erkennbar. Während sich im Fall der reinen Luftströmung die

Fluidgeschwindigkeit in Stiftnähe durch einen hohen Gradienten ausgezeichnet (vergl. Abb. 6.5), bleibt die Teilchengeschwindigkeit im Fall der partikelbeladenen Strömung sowohl im Fall von $d_p=29\ \mu\text{m}$ als auch bei $d_p=573\ \mu\text{m}$ bis zum Pallelement fast unverändert. Dies wird durch die Partikelrelaxationszeit erklärt. Diese beschreibt das Folgevermögen eines Teilchens gegenüber Änderungen der Geschwindigkeit des Fluids. Auf Grund der Partikelträgheit reicht die Zeit, die die Teilchen zur Verfügung haben (maximal 95 Mikrosekunden bei einer Umfangsgeschwindigkeit am Messort von 94,5 m/s und einer Beeinflussung der Strömung vor dem Stift von 9 mm bzw. ab $x/D=0,87$) nicht aus, um auf die Änderung der Fluidgeschwindigkeit in unmittelbarer Stiftnähe zu reagieren. Allein die feinsten Teilchen benötigen zum Erreichen der Fluidgeschwindigkeit in Stiftnähe mindestens das Fünffache von der ihnen zur Verfügung stehenden Zeit.

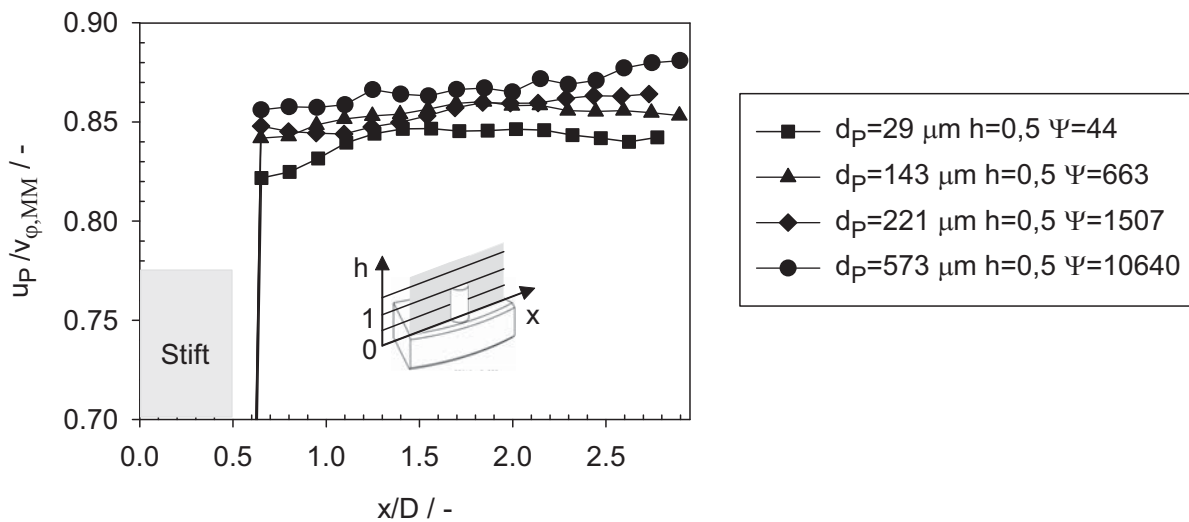


Abb. 6.36: Einfluss der Partikelgröße auf die Auftreffgeschwindigkeit ($v_{\phi,M}=100\ \text{m/s}$, $v_{\phi,S}=30\ \text{m/s}$, $\Psi \geq 44$)

6.5.1.2 Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit

Wird die gemessene Partikelgeschwindigkeit mit der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe am Messort $v_{\phi,MM}$ normiert, fallen die aus unterschiedlichen Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeiten $v_{\phi,M}$ resultierenden Geschwindigkeitsprofile aufeinander. Dies ist in Abb. 6.37 veranschaulicht. Die leichte Streuung der Messergebnisse ist im Rahmen der Messgenauigkeit. Die mittlere Partikelgeschwindigkeit in Stiftnähe beträgt unabhängig von der Partikelgröße 85% der Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeit am Messort $v_{\phi,MM}$. Wird die Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln mit der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe $v_{\phi,M}$ normiert, beträgt diese 80% der eingestellten Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeit. Zur Modellierung der Zerkleinerung in der Sichtermühle ist es daher zweckmäßig, die mittlere Partikelgeschwindigkeit beim ge-

raden Stoß nicht wie von vielen Autoren angenommen gleich der Rotorgeschwindigkeit, sondern auf 80% der Rotorgeschwindigkeit zu setzen.

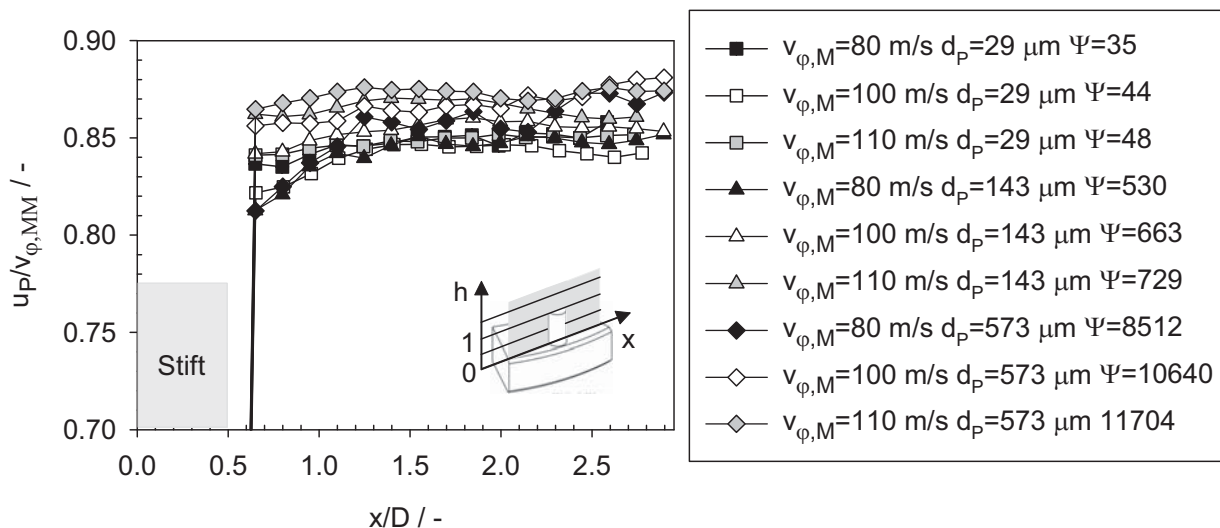


Abb. 6.37: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln am Stift ($v_{\phi,S}=30$ m/s, $h=0,5$, $\Psi \geq 35$)

6.5.1.3 Einfluss der Sichtradgetwindigkeit

Abb. 6.38 zeigt den Einfluss der Sichtradgetwindigkeit auf die Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln am Stift am Beispiel von Dynoseeds TS140 und einer Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe von 100 m/s. Analog zur Luftströmung übt die Sichtradgetwindigkeit auch bei der Gas-Feststoff-Strömung keinen Einfluss auf die Partikelbewegung in Stiftnähe aus.

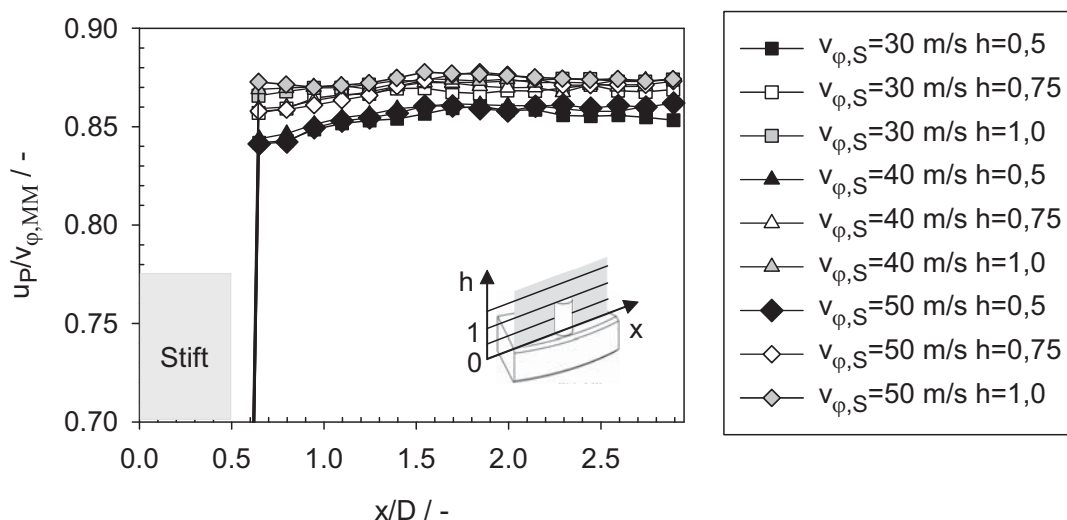


Abb. 6.38: Einfluss der Sichtradgetwindigkeit auf die Auftreffgeschwindigkeit am Beispiel von Dynoseeds TS140 ($x_{50,3}=143$ μm bzw. $\Psi=663$, $v_{\phi,M}=100$ m/s)

6.5.1.4 Vergleich der Strömungsprofile aus zwei parallelen Messebenen

Abb. 6.39 zeigt die resultierenden Partikelgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung für die zwei parallel zum Sichtfenster ausgerichteten Messebenen sowie die mit der am Messort herrschenden Mahlscheibengeschwindigkeit normierten Geschwindigkeitskomponenten. Die erste Messebene geht durch die Mitte des zylindrischen Prallelements während die zweite parallel um 2 mm zum Sichtfenster versetzt ist. Für beide Messebenen ergibt sich ein konstantes Verhältnis von der am Messort gemessenen Partikelgeschwindigkeit zur Stiftgeschwindigkeit in der Messebene, so dass die mit der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe am Messort normierten Geschwindigkeiten aufeinander fallen. Das gleiche Verhalten gegenüber der Stiftgeschwindigkeit weist das Strömungsprofil der fluiden Phase auf (vergl. Abschnitt 6.2.3).

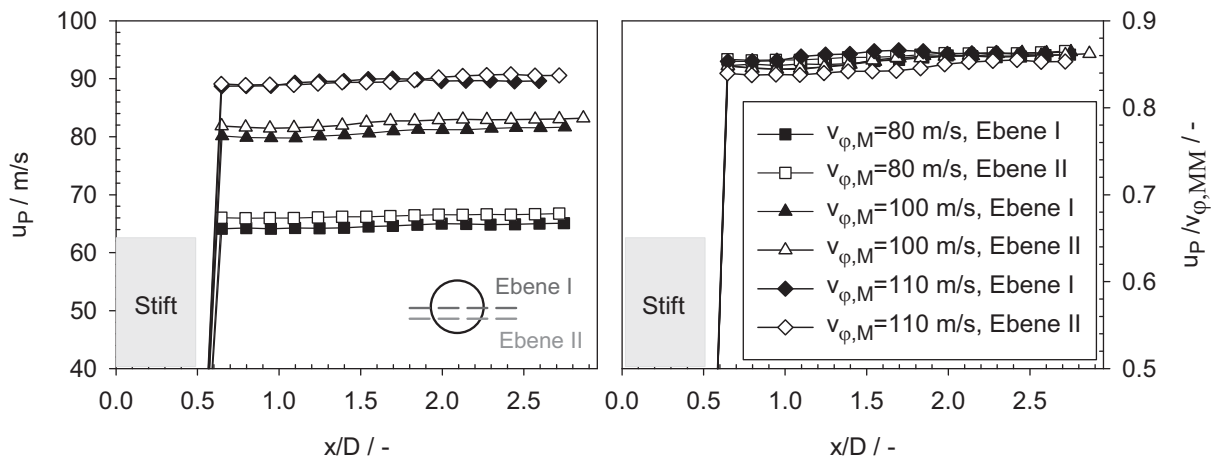


Abb. 6.39: Vergleich der Ergebnisse aus zwei parallelen Messebenen, die sich in einem Abstand von 2 mm voneinander befinden ($v_{\phi,M}=100$ m/s, $v_{\phi,S}=30$ m/s, Licowax CP, $x_{50,3}=221$ μ m bzw. $\Psi=1507$)

6.5.1.5 Ergebnisse der numerischen Berechnung in der Zerkleinerungszone

Aus den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen geht hervor, dass die Sicht- radgeschwindigkeit keinen Einfluss auf die Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln hat. Die numerische Berechnung der partikelbeladenen Strömung in der Zerkleinerungszone erfolgt deshalb für eine konstante Sicht- radgeschwindigkeit von 30 m/s. Die Partikelbewegung am Beispiel einer zufällig ausgewählten Partikelbahn zeigt Abb. 6.40.

In der Zerkleinerungszone treten die Partikeln axial ein und werden dann durch die Luftströmung auf nahezu radiale Partikelbahnen umgelenkt. Dies wird auch von Landwehr [70] durch filmtechnische Aufnahmen in einer Hammermühle bestätigt. Beim Auftreffen auf den rotierenden Prallelementen wird die Partikel beschleunigt bzw. zerkleinert. Wird sie nach dem Aufprall mit dem Stift zum Außenumfang der Mühle umgelenkt, trifft sie am sägezahnförmigen Mahlring auf. Ob an dieser Wand ein Zerkleinerungsvorgang stattfindet, hängt beim Mühlenbetrieb neben den stoffspe-

zifischen Materialeigenschaften maßgeblich von der kinetischen Energie der Partikel beim Aufprall sowie von ihrer Vorgeschichte (z.B. Rissausbreitung durch Mehrfachbeanspruchung) ab.

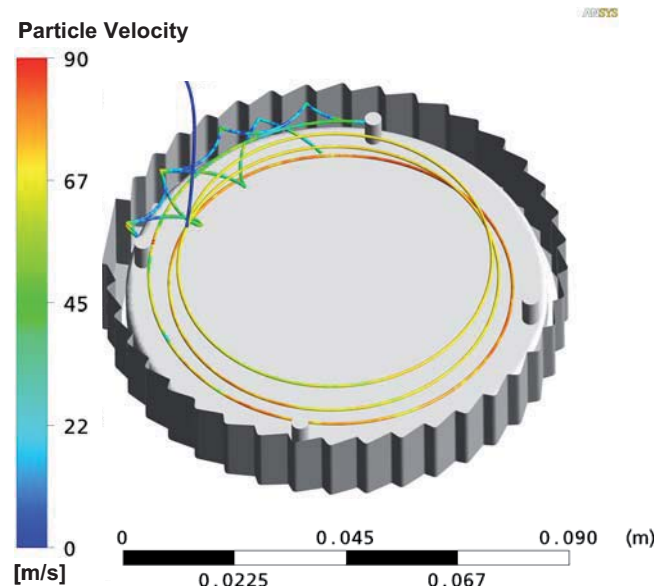


Abb. 6.40: Charakteristische Partikelbahn in der Zerkleinerungszone der Sichtermühle am Beispiel der zylindrischen Prallelemente

Bei der numerischen Berechnung sind die charakteristischen Partikeleigenschaften nur entlang der Partikelbahnen verfügbar. Deswegen ist es nicht möglich, wie im Fall der fluiden Strömung die Partikelgeschwindigkeiten in einer Ebene darzustellen und einen direkten Vergleich mit der Messung in der gleichen Ebene vorzunehmen. Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wird daher wie folgt vorgegangen. Aus der stationären numerischen Berechnung wird die Partikelauftreffgeschwindigkeit relativ zur Wand (Stift oder Mahlring) bei jedem Stoß aufgezeichnet. Anschließend werden die Verteilung der Partikelauftreffgeschwindigkeit aus allen Stößen an der Wand und ihr Mittelwert gebildet. Wird die Prallgeschwindigkeit normal zur Wand betrachtet, wird diese analog zu der Bezeichnung bei den experimentellen Untersuchungen durch u_P bezeichnet. Handelt es sich jedoch bei der weiteren Betrachtung um den Betrag des Geschwindigkeitsvektors, wird dieser als $w_{P,tot}$ gekennzeichnet.

Abb. 6.41 zeigt am Beispiel einer Mahlscheibengeschwindigkeit von 100 m/s die Auftreffpositionen an einem zylindrischen Mahlstift von Partikeln zweier unterschiedlicher Durchmesser (140 und 500 μm). Das entsprechende Ergebnis aus der numerischen Berechnung mit den prismatischen Prallklötzen ist zum Vergleich in Abb. 6.42. dargestellt.

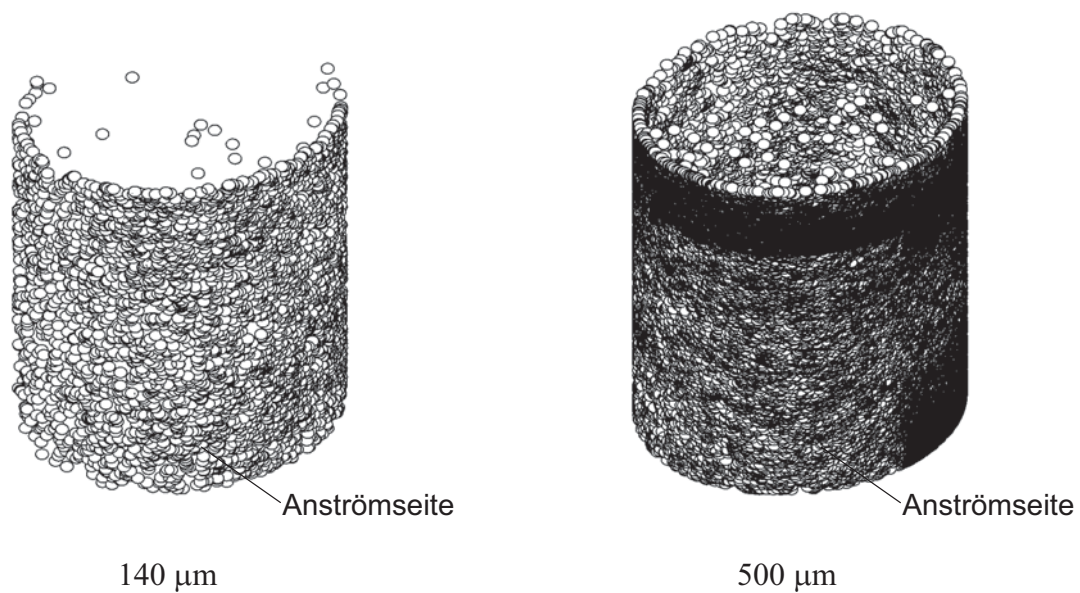


Abb. 6.41: Partikelauftreffpositionen am zylindrischen Prallelement für zwei unterschiedliche Partikeldurchmesser ($v_{\phi,M}=100$ m/s und $v_{\phi,S}=30$ m/s)

Die Mehrzahl der Stöße findet, wie erwartet, auf der Anströmseite der Stifte statt. Das Verhältnis der Stöße auf der Stiftanström- zu den Stößen auf der Stiftabströmseite ist jedoch von der Partikelgröße abhängig. Der Anteil an Stößen auf der Stiftanströmseite nimmt mit der Abnahme des Partikeldurchmessers zu. Während bei den Partikeln mit dem kleineren Durchmesser unabhängig von der Stiftgeometrie und der Mahlscheibengeschwindigkeit 96% der Stöße auf der Stiftanströmseite stattfinden, erfolgen bei den Partikeln mit dem Durchmesser von 500 μm im Fall der zylindrischen Prallelemente nur 84% und im Fall der prismatischen Prallklotze nur 67% der Stöße auf dieser Seite.

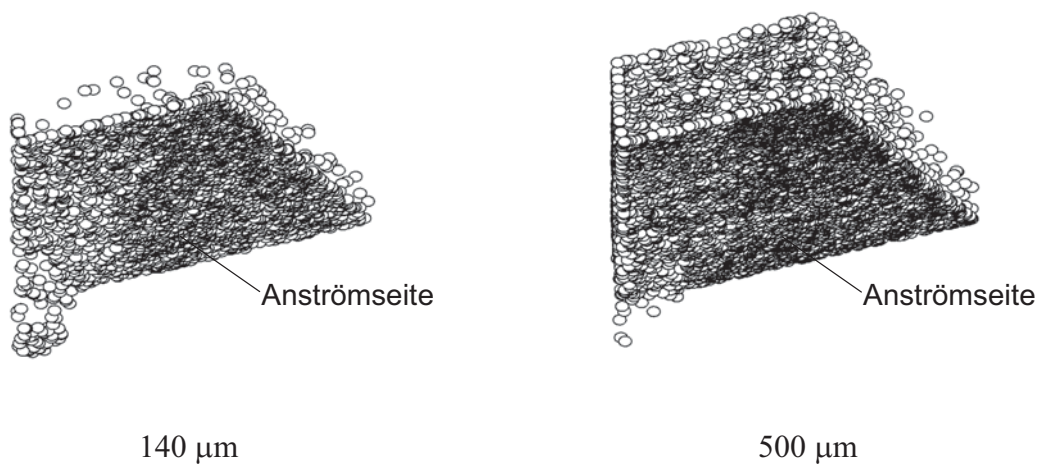


Abb. 6.42: Partikelauftreffpositionen am prismatischen Prallklotz für zwei unterschiedliche Partikeldurchmesser ($v_{\phi,M}=100$ m/s und $v_{\phi,S}=30$ m/s)

Die Stöße auf der Abströmseite der Stifte resultieren hauptsächlich aus der Umlenkung der Partikeln nach dem Aufprall auf einer Wand. Während feinere Partikeln auf Grund ihrer geringeren Trägheit leichter von ihrer Flugbahn zum Stift durch die Strömung umgelenkt werden, haben gröbere Teilchen bei denselben Anfangsbedingungen nach dem Wandaufprall eine höhere Wahrscheinlichkeit den Stift zu erreichen. Da die numerische Berechnung ohne Berücksichtigung von Zerkleinerungsvorgängen durchgeführt wird, fällt beim realen Mühlenbetrieb der Anteil der Stöße auf der Rückseite des Stiftes auch bei groben Teilchen deutlich geringer aus als berechnet, denn größere Partikeln benötigen für die Zerkleinerung eine kleinere kinetische Energie und können dadurch auch bei niedrigeren Auftreffgeschwindigkeiten zerkleinert werden. Folglich wird das nach dem Zerkleinerungsvorgang entstehende Feingut leichter durch die Strömung umgelenkt.

Maßgeblich für die Zerkleinerung sind beim Mühlenbetrieb die Stöße auf der Stiftanströmseite. Im Folgenden werden daher nur die Partikelauftreffgeschwindigkeiten auf der Stiftanströmseite betrachtet.

Die für die Bruchauslösung zur Verfügung stehende Energie wird nicht nur von der Auftreffgeschwindigkeit der Partikel $w_{P,tot}$ sondern auch vom Aufprallwinkel und von den Materialeigenschaften der Prallpartner, wie z.B. von ihren Young-Modulen [17, 80], beeinflusst. Beim senkrechten Stoß wird in der Partikel ein achsensymmetrischer Spannungszustand hervorgerufen. Bei Partikeln mit elastischem Bruchverhalten treten dann am Rand der Kontaktfläche die größten Zugspannungen auf, die für die Auslösung von Brüchen maßgeblich sind [131]. Dabei ist die normale Komponente der Prallgeschwindigkeit der Haupteinflussfaktor für die Bruchauslösung [86, 114].

Beim schiefen Stoß wird durch die Tangentialkomponente der Prallgeschwindigkeit im Bereich der Kontaktfläche ein Schubspannungsfeld erzeugt, das sich dem Spannungsfeld der Normalkraft überlagert. Dadurch werden die Zugspannungen am Rand der Kontaktfläche in Richtung der wirkenden Schubspannungen vermindert und in entgegengesetzter Richtung verstärkt. Auf Grund dieser Spannungserhöhung entstehen Brüche bei geringeren Normalkräften als beim senkrechten Stoß. Der Schubspannungseinfluss ist bei Auftreffwinkeln über 80° deutlich. Bei geringeren Auftreffwinkeln tritt eine starke Abnahme des Einflusses des Auftreffwinkels auf, der auf den Übergang vom haftenden zum gleitenden Zustand der Partikel während des Stoßvorgangs zurückgeführt wird [113]. Beim Gleitstoß tritt eine tangentielle Bewegung der Partikel auf, die immer mit gleitender Reibung verbunden ist. Ein großer Teil der durch die Tangentialkraft eingeleiteten Energie wird dabei in Wärme umgewandelt und steht somit nicht für die Bruchauslösung zur Verfügung.

Abb. 6.43 zeigt die mit der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$ normierte Dichteverteilung der Partikelauftreffgeschwindigkeit normal zur Wand für die zwei untersuchten Parallelementgeometrien. Dabei sind für jede Mahlscheibengeschwindigkeit die aus allen am Umfang der Mahlscheibe vorhandenen Parallelementen gemittelte Dichtever-

teilung der Geschwindigkeit und die zugehörige Streuung der Ergebnisse aus den unterschiedlichen Prallelementen über den Mahlscheibenumfang abgebildet. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der zylindrischen und der prismatischen Prallelementgeometrie dargestellt.

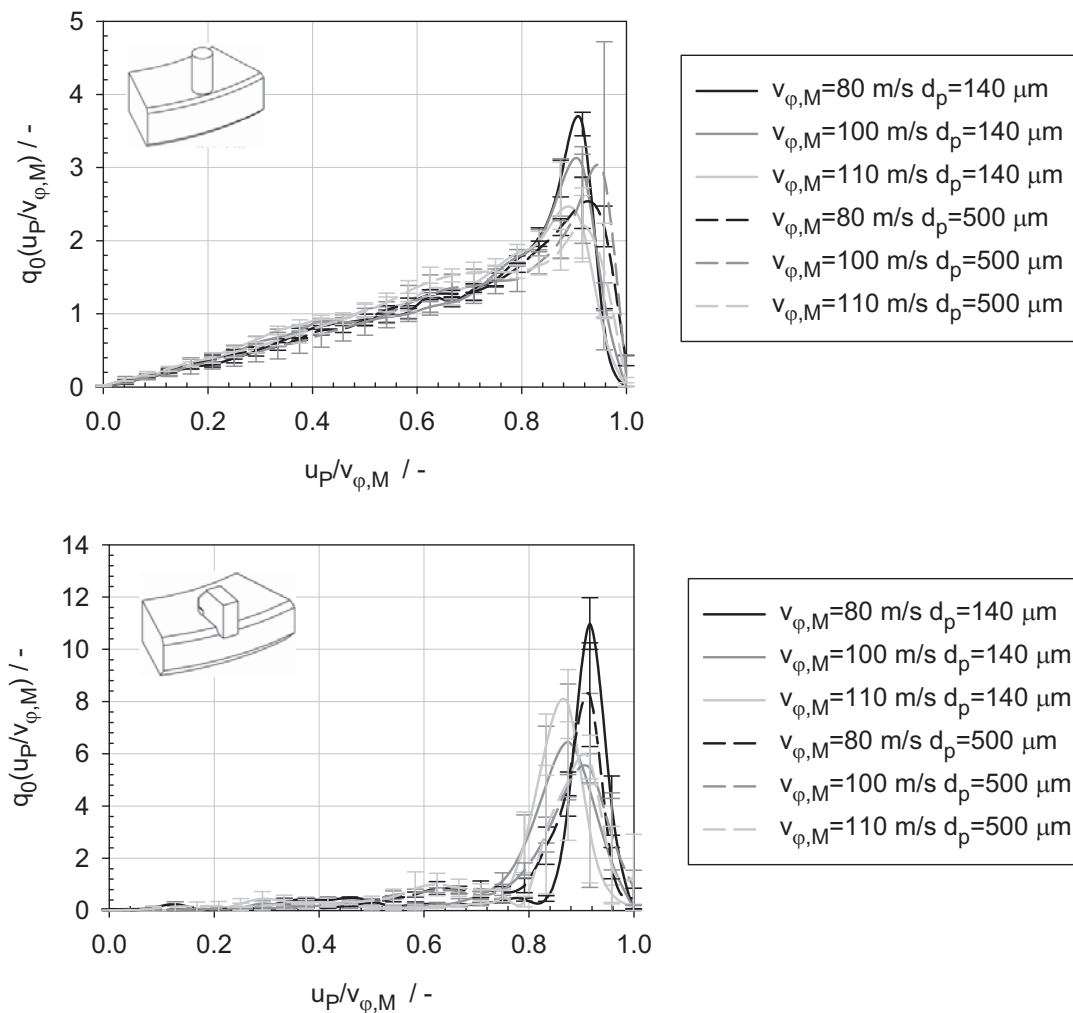


Abb. 6.43: Dichteverteilung der normierten Partikelauftreffgeschwindigkeit normal zur Wand an den Prallelementen. Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\varphi,M}$ (oben - zylindrische Prallelemente; unten - prismatische Prallklötze)

Die numerische Berechnung ergibt für beide Stiftgeometrien eine einheitliche monomodale Dichteverteilung der normierten Auftreffgeschwindigkeit für alle untersuchten Mahlscheibengeschwindigkeiten und Partikelgrößen. Die am häufigsten auftretende Partikelauftreffgeschwindigkeit liegt für beide Stiftgeometrien bei 90% der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\varphi,M}$. Während die Verteilung der normierten Auftreffgeschwindigkeit bei den prismatischen Prallklötzen in einer engen Gaußverteilung resultiert, ist die Dichteverteilung der Auftreffgeschwindigkeit bei den zylindrischen Prallelementen asymmetrisch. Es ist ein erheblicher Anteil an kleineren Geschwindigkeiten vorhanden.

Die mittlere Prallgeschwindigkeit normal zur Wand beträgt über die gesamte Anströmfläche der Stifte unabhängig von der Partikelgröße und von der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe $v_{\varphi,M}$ für die zylindrischen Pallelemente 68% und für die prismatischen Prallklötze 80% der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\varphi,M}$. Wird die gesamte Partikelgeschwindigkeit $w_{P,tot}$ betrachtet, so ergibt sich ihr Mittelwert für beide Stiftgeometrien zu 90% bzw. 80% der Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeit $v_{\varphi,M}$.

Im Gegensatz zu den experimentellen Ergebnissen, bei denen die Messung in einer Ebene normal zum Stift erfolgt und somit nur senkrechte Stöße erfasst werden, umfassen die oben ermittelten mittleren Geschwindigkeiten alle Stöße unabhängig vom Auftreffwinkel der Partikeln an den Stiften. Die Auftreffwinkelverteilung der Stöße an den Pallelementen zeigt Abb. 6.44.

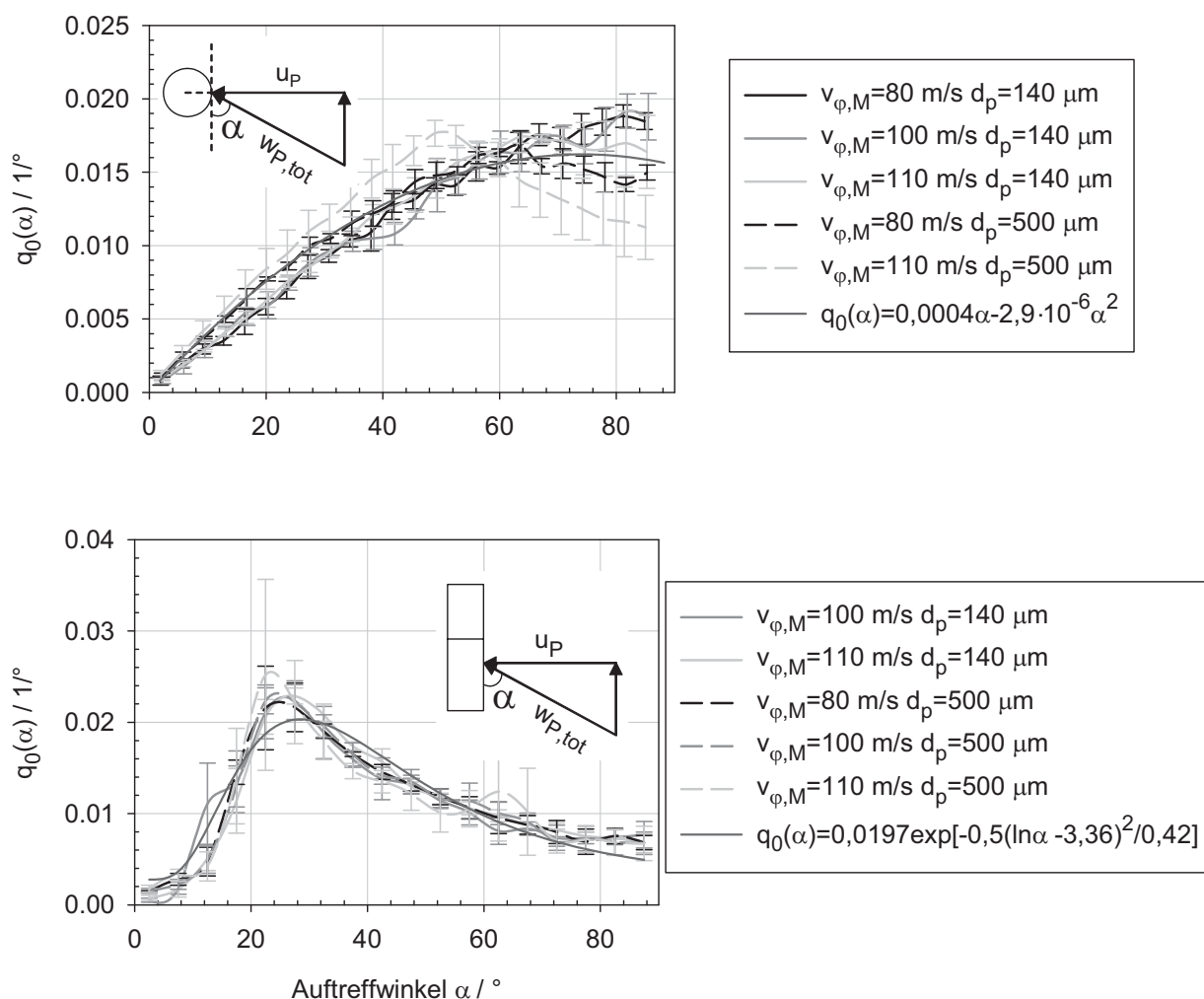


Abb. 6.44: Auftreffwinkelverteilung in Abhängigkeit der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\varphi,M}$ sowie der Partikelgröße (oben – zylindrische Pallelemente, unten – prismatische Prallklötze)

Der Auftreffwinkel wird als der Winkel zwischen der Tangente zur Stiftoberfläche am Stoßpunkt und dem Vektor der Partikelgeschwindigkeit definiert. Ein Stoß senkrecht zur Stiftoberfläche entspricht demnach einem Auftreffwinkel von 90° . Geometriebe-

dingt ergeben sich bei den zylindrischen Stiften höhere Auftreffwinkel als bei den prismatischen Prallklötzen. Die am häufigsten auftretenden Auftreffwinkel für die zylindrischen und für die prismatischen Prallelemente sind entsprechend 80° und 26° . Während bei der zylindrischen Stiftgeometrie die Verteilung der Auftreffwinkel durch eine quadratische Funktion approximiert werden kann, lässt sich diese im Fall der prismatischen Prallklötze näherungsweise als eine logarithmische Normalverteilung darstellen. Die empirischen Abhängigkeiten, die die Verteilungsfunktionen abbilden, sind in Abb. 6.44 rot aufgetragen.

Die Bildung des Mittelwerts der normierten Partikelauftreffgeschwindigkeit normal zur Wand bei jeweils einem Auftreffwinkelintervall sowie die Streuung der Geschwindigkeit im entsprechenden Winkelintervall sind in Abb. 6.45 für beide Stiftgeometrien dargestellt.

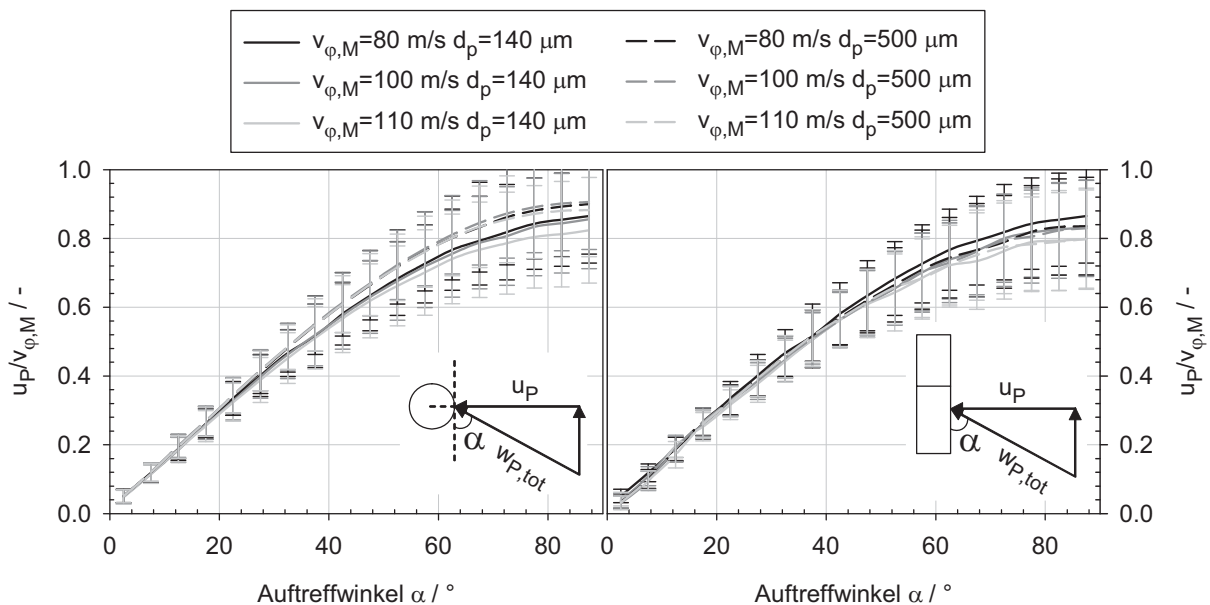


Abb. 6.45: Mittlere Beanspruchungsgeschwindigkeit normal zur Wand in Abhängigkeit des Auftreffwinkels an den zylindrischen (links) und an den prismatischen (rechts) Prallelementen

Die Ergebnisse aus der numerischen Berechnung bestätigen für beide Stiftgeometrien die Erkenntnisse aus den experimentellen Untersuchungen, dass die Auftreffgeschwindigkeit bei der Modellierung des Zerkleinerungsprozesses im untersuchten Partikelgrößenbereich als unabhängig von der Partikelgröße betrachtet werden kann.

Die mittlere Geschwindigkeit im Winkelintervall zwischen 85° und 90° entspricht in guter Näherung der mittleren Partikelgeschwindigkeit aus der Messung. Im Fall der zylindrischen Stiftgeometrie ergibt sich in diesem Auftreffwinkelbereich eine mittlere Beanspruchungsgeschwindigkeit von 87% der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$. Diese liegt um 7% höher als bei der Messung. Die numerische Berechnung mit den prismatischen Prallklötzen liefert im selben Auftreffwinkelbereich eine mittlere Auf-

treffgeschwindigkeit die 82% der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\varphi,M}$ beträgt. Diese Geschwindigkeit ist geringer als die entsprechende Auftreffgeschwindigkeit bei der zylindrischen Stiftgeometrie.

Bei der technischen Ausführung der Sichter­mühle wird ein Mahlring mit sägezahn­förmiger Geometrie eingebaut, der sich von der Gehäusewand in Richtung Mahlscheibe ausstreckt (vergl. Abb. 4.1). Ziel dabei ist die Flugstrecke der nach dem Aufprall am Mahl­stift abgelenkten Partikeln zu verkürzen und eine zusätzliche Beanspruchung, im besten Fall sogar eine Zerkleinerung der Partikeln am Mahlring, zu bewirken. Aus den Ergebnissen der numerischen Berechnung wird daher die Partikelauftreffgeschwindigkeit am Mahlring analysiert. Diese ist in Abb. 6.46 dargestellt.

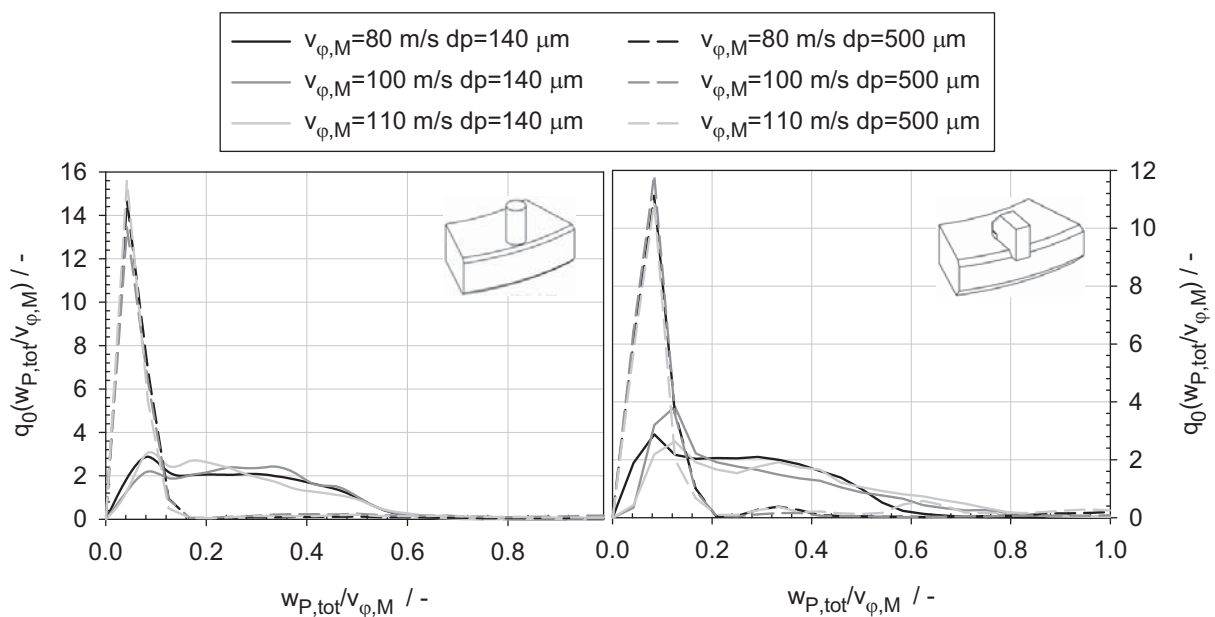


Abb. 6.46: Dichteverteilung der Partikelauftreffgeschwindigkeit am Mahlring bei den zylindrischen (links) und bei den prismatischen (rechts) Prallelementen. Einfluss der Partikelgröße und der Mahlscheibengeschwindigkeit.

Im Gegensatz zu der bis jetzt diskutierten normalen Geschwindigkeitskomponente wird im Fall des Mahl­rings der gesamte Geschwindigkeitsvektor, der sich aus der normalen und tangentialen Auftreffgeschwindigkeitskomponente zusammensetzt, diskutiert. Aus Abb. 6.46 wird ersichtlich, dass bei einer vorgegebenen Partikelgröße die mit der Mahlscheibengeschwindigkeit normierte Auftreffgeschwindigkeit am Mahlring einen einheitlichen Verlauf bei allen Mahlscheibengeschwindigkeiten zeigt. Dabei wirkt sich die Geometrie der Prallelemente unwesentlich auf die Auftreffgeschwindigkeitsverteilung am Mahlring aus. Es ist jedoch eine Abhängigkeit von der Partikelgröße vorhanden. Während bei den Partikeln mit dem Durchmesser von 500 μm eine enge Gaußverteilung resultiert, ist die Geschwindigkeitsverteilung bei den feineren Partikeln mit einem Durchmesser von 140 μm deutlich breiter. Ein klares Maximum der Verteilung ist im letzten Fall nicht erkennbar.

Die numerische Berechnung ergibt, dass die Partikelauftreffgeschwindigkeit am Mahlring deutlich geringer im Vergleich zu der Partikelauftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen ist. Bei den Partikeln mit dem Durchmesser von $140\ \mu\text{m}$ beträgt die Partikelgeschwindigkeit beim Aufprall am Mahlring ein Drittel der Partikelauftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen. Im Fall eines Partikeldurchmessers von $500\ \mu\text{m}$ ist die Partikelauftreffgeschwindigkeit sogar sechs Mal geringer als die entsprechende Auftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen. Der Beitrag des Mahlringes zur primären Partikelzerkleinerung ist somit gering. Am Mahlring finden je nach Zerkleinerungseigenschaften des Feststoffs hauptsächlich Abriebsvorgänge statt. Nach dem Aufprall auf dem Mahlring werden die Partikeln erneut zur Mahlscheibe umgelenkt (vergl. Abb. 6.40).

6.5.2 Partikelbewegung im Sichtrad

Zur Untersuchung der partikelbeladenen Strömung im Sichtrad muss zuerst gewährleistet werden, dass nach der stattfindenden Klassierung am Außenradius des Sichtrads eine ausreichende Menge an Feingutteilchen die Messzone erreicht. Um den Feingutanteil zu erhöhen wird für die Messungen im Sichtrad bereits zerkleinertes Material als Mahlgut benutzt (vergl. Abschnitt 4.5.2). Des Weiteren wird die Trenngrenze erhöht, indem ein Teil der Messungen bei einer niedrigen Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads durchgeführt wird. Diese beträgt $10\ \text{m/s}$. Die Messebenen zur Untersuchung der Gas-Feststoffströmung stimmen mit diesen für die Luftströmung überein.

Bei der Untersuchung der partikelbeladenen Strömung im Sichtradkern wird die höchste Partikeldichte in unmittelbarer Nähe der Schaufeln beobachtet. Diese Dichteverteilung weist in Übereinstimmung mit dem Strömungsprofil der Luftströmung (vergl. Abschnitt 6.3.2) darauf hin, dass die Mehrzahl der Partikeln unmittelbar nach dem Verlassen des Schaufelbereichs aus dem Sichtrad austreten. Auf Grund der geringen Partikeldichte in der horizontalen Messebene, die durch die Mitte des Sichtrads verläuft, ist es nicht möglich, die partikelbeladene Strömung in dieser Ebene zu untersuchen.

6.5.2.1 Horizontale Strömungsprofile im Sichtradkern

Abb. 6.47 zeigt den Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Partikelbewegung im Kern des Sichtrads in der horizontalen Messebene, die um einen halben Sichtradradius zum Außenumfang des Sichtrads versetzt ist. Zum Vergleich sind auch die entsprechenden Geschwindigkeitsprofile der Fluidströmung aufgetragen.

Auch im Fall der partikelbeladenen Strömung wirkt sich die Mahlscheibengeschwindigkeit nicht auf die Partikelbewegung aus. Aus dem Vergleich mit der einphasigen Strömung wird deutlich, dass im Kern des Sichtrads die Partikeln in radialer y -Richtung der Luftströmung schlupffrei folgen. In Absaugrichtung (x -Richtung) ist die Partikelgeschwindigkeit um etwa $2\ \text{m/s}$ geringer als die Geschwindigkeit der Luft-

strömung. Ein möglicher Grund ist die Partikelrelaxationszeit, die deutlich länger ist als die Zeit, die die Partikeln im Sichtradrkern zur Verfügung haben, um auf die Änderung der Strömungsrichtung zu reagieren. Die den Partikeln zur Verfügung stehende Zeit reicht nicht aus, um die Feststoffteilchen nach dem Eintritt in den Sichtradrkern um 90° zur Absaugöffnung zu lenken und auf die Fluidgeschwindigkeit zu beschleunigen.

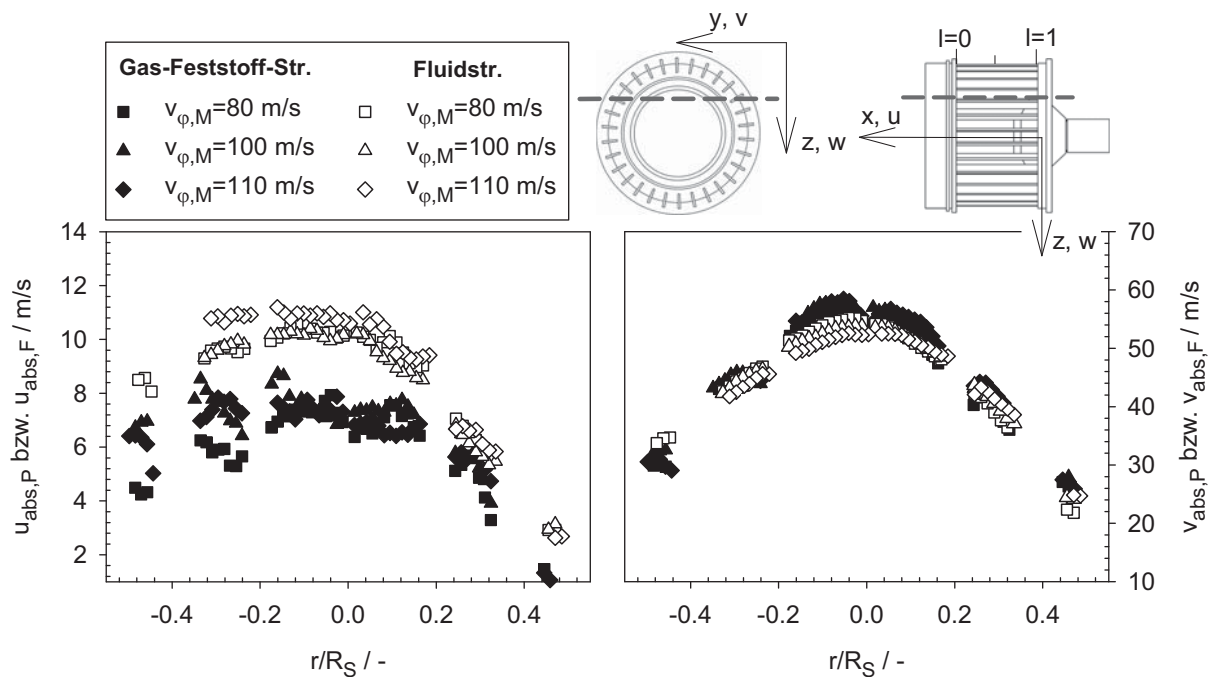


Abb. 6.47: Vergleich zwischen der partikelbeladenen und der einphasigen Strömung im Sichttradrkern – Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit (xy -Ebene, $r_z/R_S=0,5$, $v_{\phi,S}=30$ m/s, $l=0,4$)

Abb. 6.48 zeigt den Einfluss der Sichttradrgeschwindigkeit auf die Gas-Feststoff-Strömung und einen Vergleich mit der reinen Luftströmung. In radialer Richtung (Komponente $v_{abs,F}$) ist keine Änderung der Strömung durch die Partikelzugabe festzustellen. Die Partikeln folgen der Strömung in dieser Richtung schlupffrei. In Absaugrichtung unterscheiden sich die Geschwindigkeitsprofile der fluiden und der festen Phase voneinander (Komponenten $u_{abs,F}$). Die gemessenen Partikelgeschwindigkeiten sind in Absaugrichtung geringer im Vergleich zu der Geschwindigkeit der einphasigen Strömung und zeigen im Gegensatz zu der Luftströmung keine Abhängigkeit von der Sichttradrgeschwindigkeit. Dies hängt, wie bereits beim Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Strömung diskutiert, mit der Partikelträgheit zusammen. Die Partikeln werden nicht in der ihnen zur Verfügung stehenden Zeit zur Absaugrichtung umgelenkt und auch nicht auf die Fluidgeschwindigkeit in axialer Richtung beschleunigt.

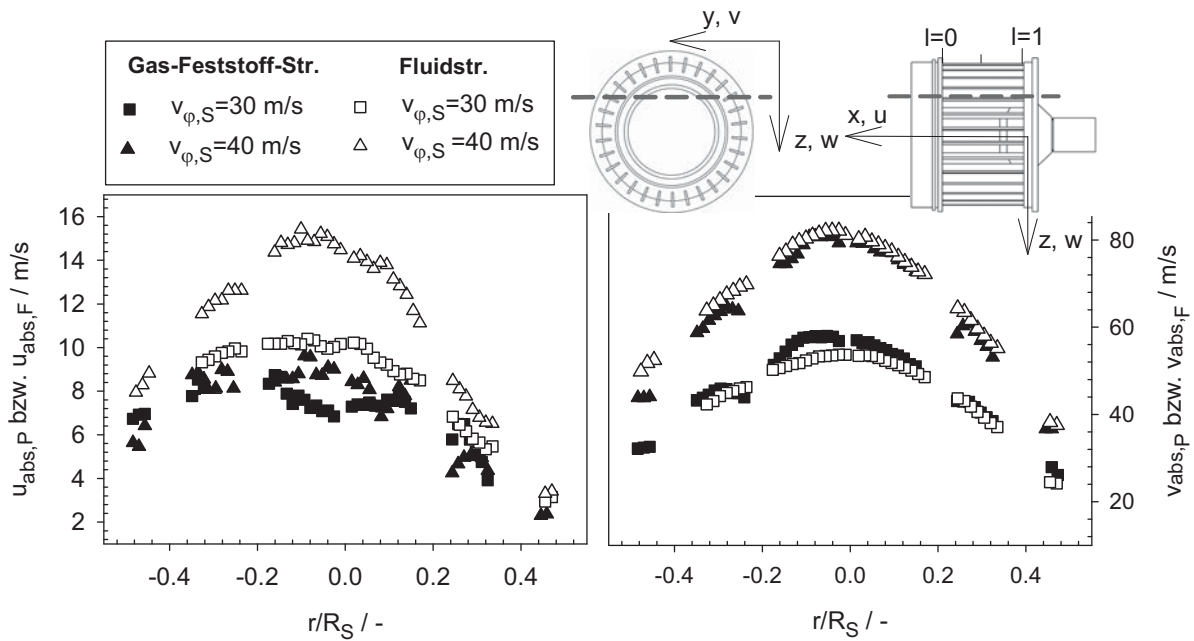


Abb. 6.48: Vergleich zwischen der partikelbeladenen und der einphasigen Strömung im Sichtradkern – Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit (xy -Ebene, $r_z/R_S=0,5$, $v_{\phi,M}=100$ m/s, $l=0,4$)

Ein Vergleich der Geschwindigkeitsprofile aus unterschiedlichen parallel zueinander angeordneten horizontalen Messebenen ergibt den bereits aus der einphasigen Strömung bekannten Verlauf der Geschwindigkeit entlang des Sichtradradius. Dies wird in Abb. 6.49 am Beispiel einer Sichtradgeschwindigkeit von 10 m/s für die Tangentialgeschwindigkeit gezeigt.

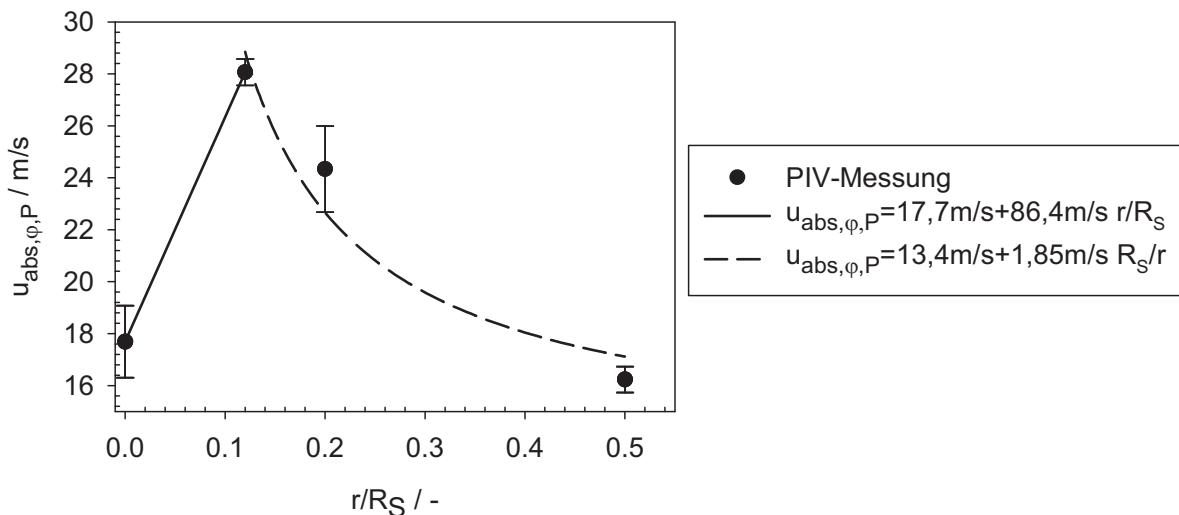


Abb. 6.49: Tangentialgeschwindigkeit $u_{abs,\phi,P}$ im Sichtradkern im Fall der Gas-Feststoffströmung ($v_{\phi,M}=100$ m/s, $v_{\phi,S}=10$ m/s)

Auch im Fall der partikelbeladenen Strömung bildet sich um das Sichtradzentrum ein Starrkörperwirbel aus, der zu den Sichtradschaufeln in einen Potentialwirbel übergeht.

Die entsprechenden Approximationsfunktionen für den Starrkörper- und den Potentialwirbel sind in Abb. 6.49 aufgetragen.

Am Beispiel der Strömungsprofile in horizontaler Richtung (xy -Richtung) im Sichtradkern wird deutlich, dass die Partikeln im Sichtradkern der Strömung nahezu schlupffrei folgen. Alle für die einphasige Strömung gemachten Schlussfolgerungen bezüglich des Feststofftransports und der Trennwirkung im Sichtradkern gelten somit auch für die Gas-Feststoffströmung (vergl. Abschnitt 6.3).

6.5.2.2 Ergebnisse der numerischen Berechnung in der Sichterzone

Die Partikelbahnrechnung in der Sichterzone erfolgt am Beispiel von Marmor ($\rho=2700 \text{ kg/m}^3$), dessen Massenstrom 32 kg/h beträgt. In die Mühle werden 50000 repräsentative Partikeln im Korngrößenbereich zwischen 3 und 150 μm eingespeist. Die Feststoffbeladung beträgt 0,084 kg Feststoff/ kg Luft. Die Umfangsgeschwindigkeiten der Mahlscheibe und des Sichttrads sind entsprechend 126 m/s und 31 m/s. Die Betriebseinstellungen basieren auf Versuchen, die in Abschnitt 7.5 näher diskutiert werden.

Zur Bewertung der Ergebnisse wird am Außenumfang des Sichttrads ($r/R_S=1$) sowie am Ende des beschauelten Bereichs ($r/R_S=0,8$) die Anzahl der ein- und austretenden Partikeln aus jeder Partikelgrößenklasse erfasst. Zusätzlich wird die Partikelanzahl, die die Absaugöffnung passiert aufgenommen. Bei der erfassten Anzahl an Partikeln, die die definierten Grenzflächen durchqueren, wird dabei nur die Bewegungsrichtung berücksichtigt. Es wird jedoch nicht zwischen einmaligem und wiederholtem Passieren der entsprechenden Grenze unterschieden.

Um das Ausmaß an Rücktransport von Partikeln zum Außenumfang des Sichttrads zu ermitteln, wird an jeder der definierten Grenzflächen die Trennfunktion ermittelt. Die Trennfunktion gibt das Verhältnis der Menge der Partikeln im Grobgut zu der Menge der gleichen Partikelgröße im Aufgabegut an. Als Aufgabegut wird an jeder Grenzfläche die Partikelanzahl definiert, die die Grenzfläche in Richtung der Absaugöffnung, d.h. in Richtung kleinerer Sichttradradien, passiert. Das Grobgut wird der Anzahl an Partikeln gleichgesetzt, die dieselbe Grenzfläche in Richtung des Außenumfangs des Sichttrads durchquert.

Die theoretische Trenngrenze, die für die oben beschriebene Betriebseinstellung auf der Basis des Gleichgewichts zwischen der Zentrifugal- und der Trägheitskraft ermittelt wurde, liegt bei 7 μm . Aus der Fließschemasimulation der in der Sichtertermühle ablaufenden verfahrenstechnischen Prozesse, die ausführlich in Abschnitt 7 vorgestellt wird, ergibt sich eine Trenngrenze von 5 μm .

Abb. 6.50 zeigt die Partikelgrößenverteilung am Eintritt der Mühle sowie die Änderung der Partikelgrößenverteilung des Feinguts über dem Sichttradius. Es ist deutlich erkennbar, dass sich die Partikelgrößenverteilung mit abnehmendem Sichttradi-

us zum Feinen hin verschiebt. Dieses Partikelverhalten bei der numerischen Berechnung wird im Folgenden näher erläutert.

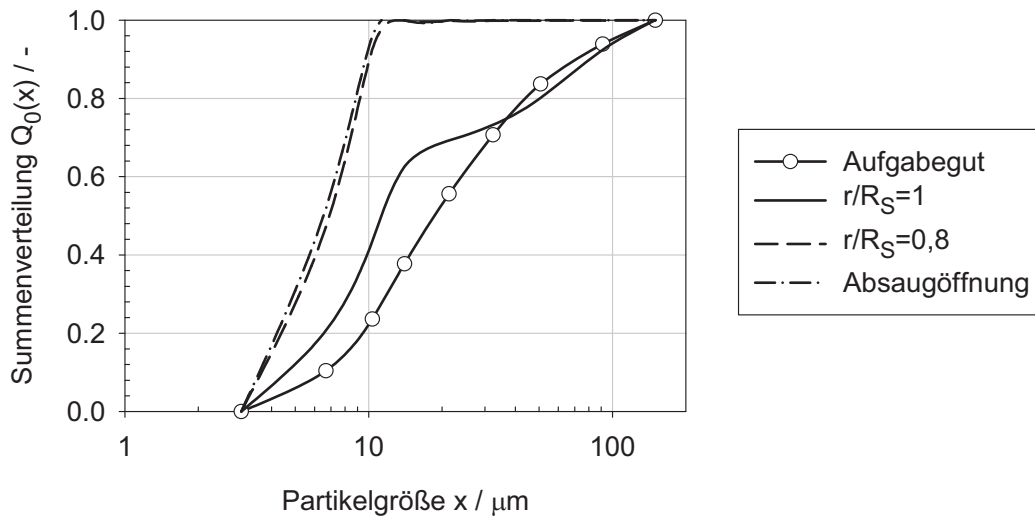


Abb. 6.50: Resultierende Partikelgrößenverteilung des Feinguts in der Sichterzone (numerische Berechnung)

Die Simulation ergibt, dass Partikeln aller Größenklassen den Außenumfang des Sicht-rads erreichen. 50% dieser Teilchen sind dabei kleiner als $14 \mu\text{m}$. Es zeigt sich zudem, dass im Schaufelbereich Spritzkorn entsteht. Pro eingetretenes Partikel im Schaufelbereich werden im Durchschnitt 3 Stöße an den Schaufelwänden detektiert, wobei 91% der Gesamtstoßanzahl auf das Feingut unterhalb $14 \mu\text{m}$ entfällt. Dieses Partikelverhalten wird durch die bereits in Abschnitt 6.3 diskutierte Strömungsablösung an den Schaufeln begünstigt. Die feinen Partikeln prallen auf Grund der stattfindenden Strömungsablösung öfters auf den Schaufeln auf als die großen, die auf Grund ihrer größeren Trägheit entweder direkt nach dem Aufprall den Sichtraum als Grobgut verlassen oder zum Sichtradkern als Spritzkorn umgelenkt werden und mit dem Feingut ausge-tragen werden.

Bei den Partikeln, die den schaufelfreien Bereich des Sichtrads erreichen, sind 99,5% kleiner als $14 \mu\text{m}$. Der Rest ist Spritzkorn oberhalb $88 \mu\text{m}$. Im mittleren Korngrößenbereich zwischen 14 und $88 \mu\text{m}$ werden keine Partikeln im Kern des Sichtrads detek-tiert. Diese Partikeln verlassen den Schaufelbereich sofort nach dem Aufprall auf der Schaufelkante nach Außen.

Abb. 6.51 zeigt die Trennfunktion über dem Sichtradradius. Aus der Legende der Ab-bildung ist auch der Gesamtabscheidegrad g an der entsprechenden Position zu ent-nehmen. Der Gesamtabscheidegrad gibt das Verhältnis der Gesamtanzahl an Partikeln im Grobgut zu der Gesamtanzahl an Partikeln im Aufgabegut an. Dieser entspricht somit dem Anteil der zurückgeführten Partikeln.

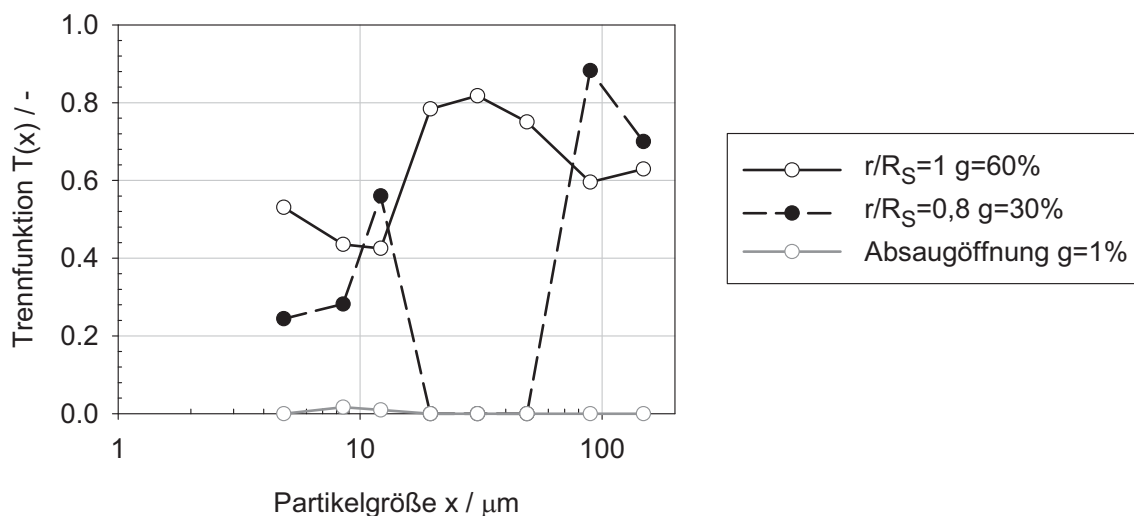


Abb. 6.51: Trennfunktion über dem Sichtradius (numerische Berechnung)

Während eine typische Trennfunktion mit abnehmendem Partikeldurchmesser abfällt, zeichnet sich die aus der numerischen Berechnung resultierende Trennfunktion im Schaufelbereich durch einen ungleichmäßigen Verlauf aus. Dieser ist hauptsächlich durch das Auftreffen von Partikeln auf den Schaufelwänden bedingt. Nach einem Wandabprall können die Partikeln unkontrolliert sowohl ins Fein- als auch ins Grobgut gelangen.

Am Außenumfang des Sichtrads ($r/R_S=1$) werden Partikeln aus allen Größenklassen ins Grobgut zurückgeführt. Aus der Gesamtanzahl der Partikeln, die in den Schaufelbereich gelangen, verlassen 60% der Teilchen das Sichtrad in Richtung des Grobguts. Die numerische Berechnung ergibt zudem, dass nur 47% der zwischen den Schaufeln verbliebenen Partikeln zum Kern des Sichtrads transportiert werden. Aus dieser Partikelanzahl werden 79% durch die Absaugöffnung als Feingut ausgetragen. Dieses Partikelverhalten bei der numerischen Berechnung lässt sich dadurch erklären, dass der überwiegende Teil der Partikeln eine lange Verweilzeit im Sichtrad aufweist, so dass die maximal angenommene Strecke (10 m), in der die Partikeln während der Berechnung verfolgt werden, erreicht wird. Folglich werden solche Partikelbahnen nicht weiter in der Berechnung berücksichtigt. Dieses numerisch bedingte „Verschwinden“ von Partikeln im Sichtrad trägt neben dem stattfindenden Partikelrücktransport auch zur Änderung der Partikelgrößenverteilung in den unterschiedlichen in Abb. 6.50 abgebildeten Bereichen des Sichtrads bei. Im Idealfall, wenn alle Partikeln aus dem Schaufelbereich als Feingut durch die Absaugöffnung ausgetragen werden, wird sich die Partikelgrößenverteilung über dem Sichtradius nicht ändern.

Das Ergebnis der numerischen Berechnung bekräftigt somit die auf Grund des Experiments gemachten Schlussfolgerungen, dass ein schneller Abtransport der Partikeln vom beschauften Sichtradbereich durch das schaufelfreie Gebiet zur Absaugöffnung

nicht gewährleistet ist. Die Partikelbahnen am Sichtrad bestätigen außerdem die im Versuch gemachten Beobachtungen, dass der Großteil der Partikeln das Sichtradzentrum nicht erreicht. Das Feingut wird vorwiegend direkt nach dem Austreten aus den Schaufeln in Richtung der Absaugöffnung umgelenkt. Dies wird in Abb. 6.52 veranschaulicht.

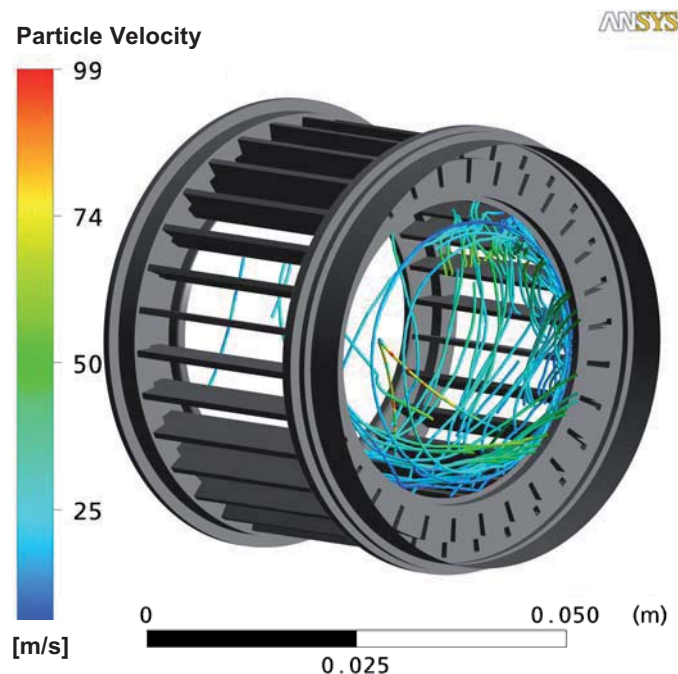


Abb. 6.52: Verlauf der Partikelbahnen im Abweiseradsichter

6.5.2.3 Vertikale Strömungsprofile unterhalb des Sichtrads

Abb. 6.53 zeigt die gemessene partikelbeladene Strömung in zwei parallelen vertikalen Ebenen unterhalb des Abweiseradsichters bei einer Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe von 100 m/s und des Sichtrads von 30 m/s. Im Gegensatz zu den Ergebnissen im Kern des Sichtrads, wo sich die Strömung durch die Anwesenheit feiner Partikeln, die der Strömung nahezu schlupffrei folgen, kaum ändert, ist außerhalb des Sichtrads ein wesentlicher Unterschied zwischen der Luftströmung und der partikelbeladenen Strömung erkennbar. Im Fall der reinen Luftströmung ist eine gerichtete Fluidströmung, die zum Zentrum der Mahlscheibe weist, vorhanden (vergl. Abb. 6.31). Bei der partikelbeladenen Strömung weist die Strömung zum Außenumfang der Mahlscheibe. Das zerkleinerte Produkt, welches sowohl aus Fein- als auch aus Grobgut besteht, wird mit der Luft zum Sichtrad transportiert. Partikeln, die der Strömung nicht folgen können und am Außenumfang des Sichtrads abgeschieden werden, werden zurückgeführt, und verursachen dadurch eine Verwirbelung der Strömung. Folglich weist sowohl die partikelbeladene Strömung in der Mitte des Sichtrads als auch diese in einer um einen halben Sichtradradius zum Außenumfang des Sichtrads parallelen Ebene hohe Geschwindigkeitsgradienten im gesamten Messbereich auf.

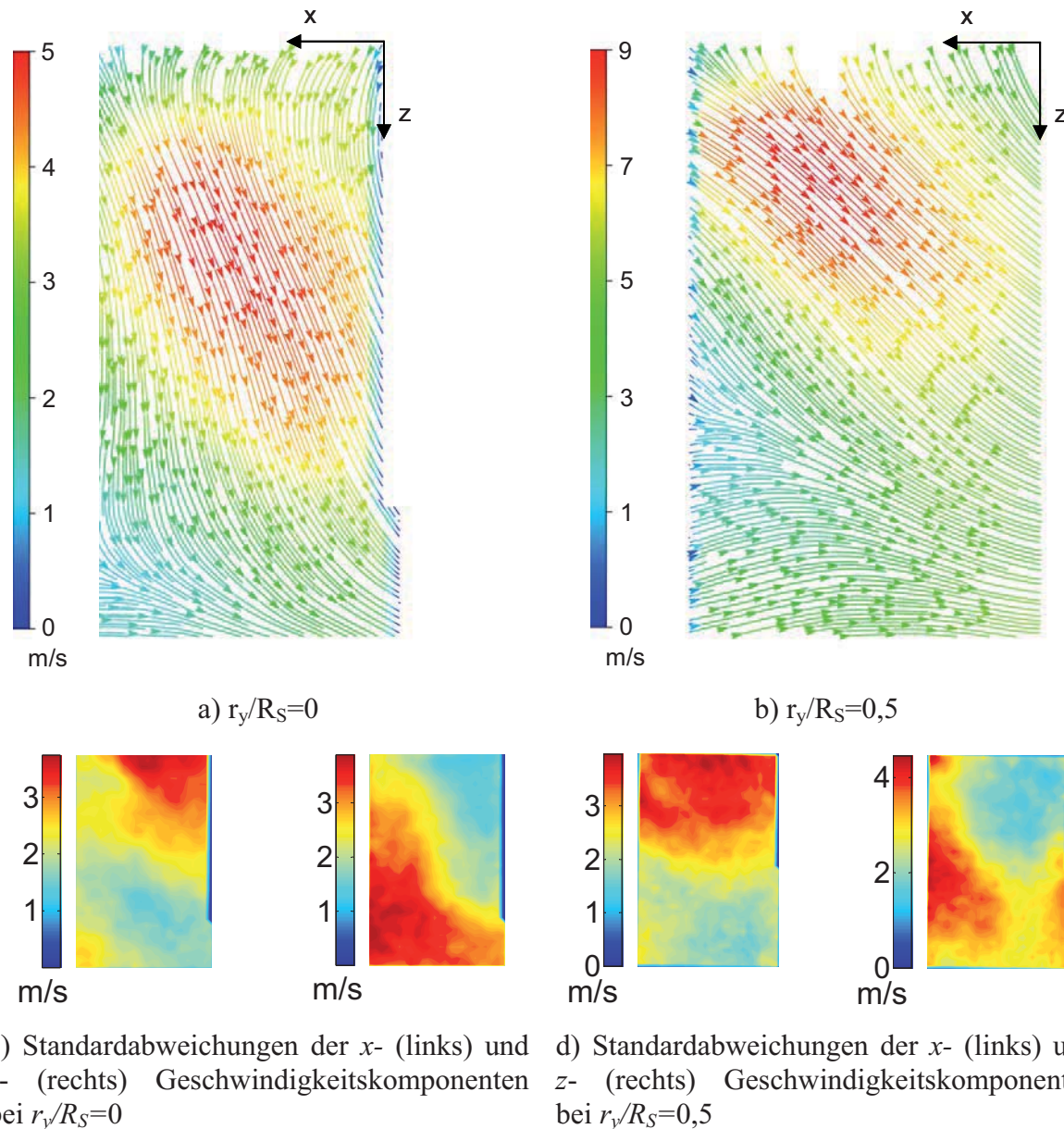


Abb. 6.53: Zeitlich gemittelttes Strömungsfeld und zugehörige Standardabweichungen der partikelbeladenen Strömung aus der PIV-Messung in zwei parallelen vertikalen Messebenen in xz -Richtung unterhalb des Sichtrads ($v_{\varphi,M}=100$ m/s, $v_{\varphi,S}=30$ m/s)

Einfluss der Betriebsparameter auf die partikelbeladene Strömung zwischen Sichtrad und Mahlscheibe

In Abb. 6.54 sind die bei unterschiedlichen Sichtradgeschwindigkeiten resultierenden Partikelgeschwindigkeiten in einer vertikalen Messebene, die durch die Sichtradmitte verläuft, dargestellt. Im Vergleich zu der einphasigen Strömung, bei der eine eindeutige Abhängigkeit der Strömung von der Sichtradgeschwindigkeit festgestellt werden kann (vergl. Abschnitt 6.4), hat die Sichtradgeschwindigkeit im Fall der partikelbeladenen Strömung einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Partikeltransport zum Sichtrad.

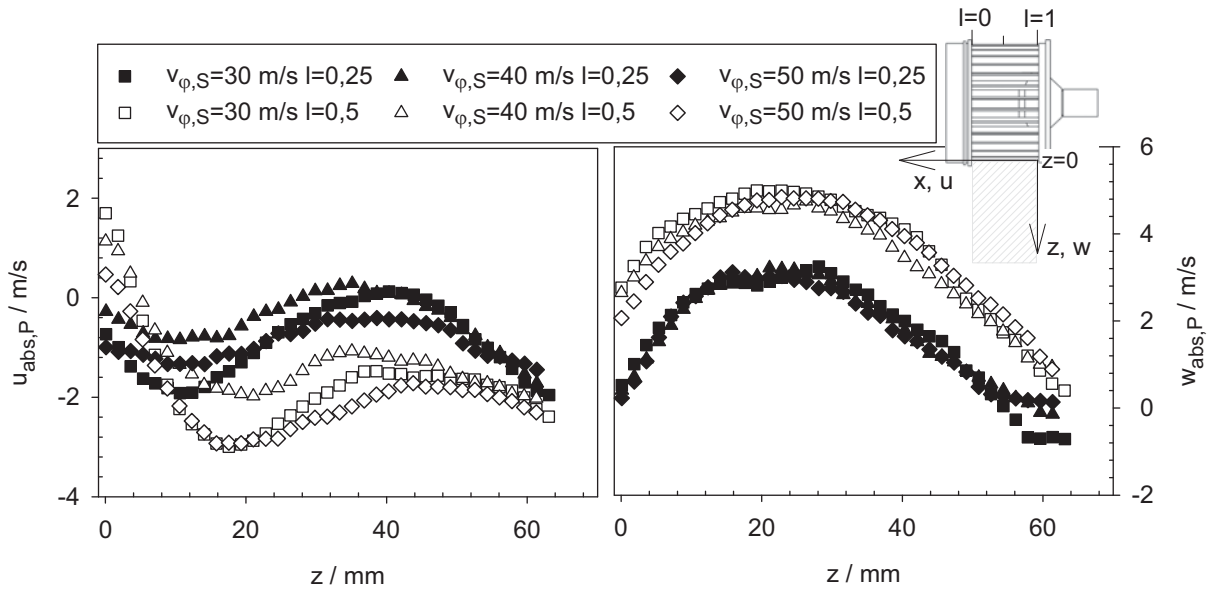


Abb. 6.54: Einfluss der Sichtradgeschwindigkeit $v_{\phi,S}$ auf die partikelbeladene Strömung zwischen Mahlscheibe und Sichtrad ($r_y/R_S=0$, $v_{\phi,M}=100 \text{ m/s}$)

Im Gegensatz dazu zeichnet sich die partikelbeladene Strömung in vertikaler Richtung durch eine deutliche Abhängigkeit von der Mahlscheibengeschwindigkeit aus (Abb. 6.55). Eine Normierung der Partikelgeschwindigkeit mit der Mahlscheibengeschwindigkeit führt allerdings zu keiner Überlappung der Geschwindigkeitsprofile wie im Fall der Luftströmung.

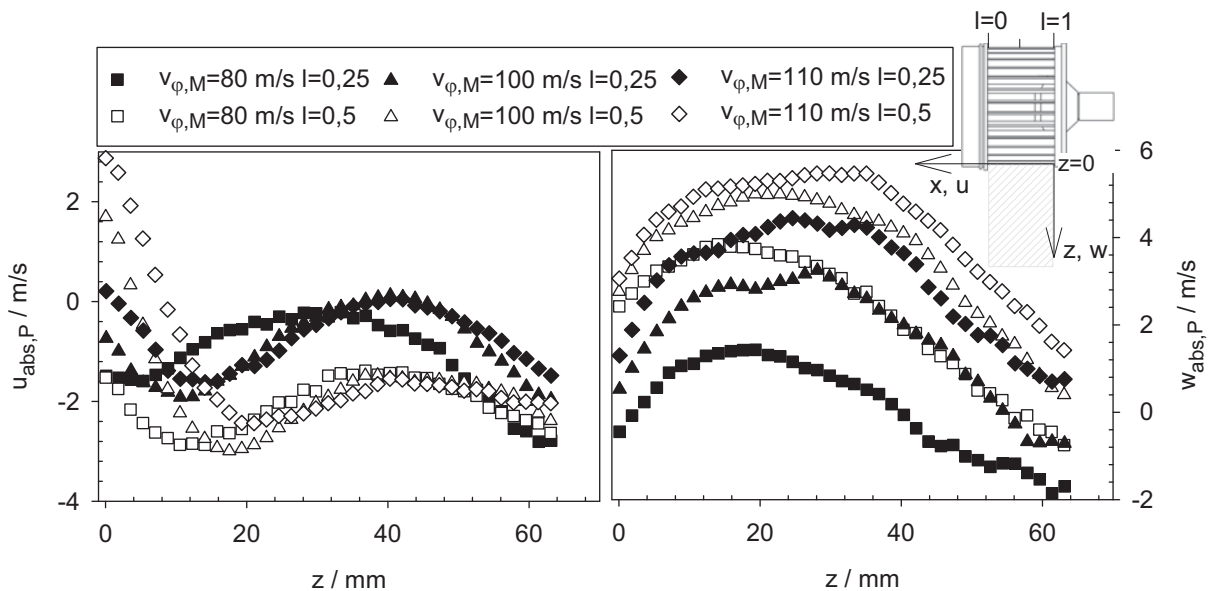


Abb. 6.55: Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit $v_{\phi,M}$ auf die partikelbeladene Strömung zwischen Mahlscheibe und Sichtrad ($r_y/R_S=0$, $v_{\phi,S}=30 \text{ m/s}$)

Das Strömungsbild in einer um einen halben Radius zum Außenumfang des Sichtrads versetzten parallelen Ebene weist die gleichen Abhängigkeiten von den Betriebsparametern wie bei der Messebene in der Mitte des Sichtrads auf.

7 Fließschemasimulation der Grundvorgänge in der Sichter­mühle

In den vorangegangenen Kapiteln wird am Beispiel der Sichter­mühle ZPS Typ 100 (Fa. Hosokawa Alpine GmbH) die Strömungssituation in Rotorprallmühlen mit integriertem Klassierer untersucht. Die gewonnenen Erkenntnisse bezüglich des gegenseitigen Einflusses der Zerkleinerungs- und der Klassierzonen sowie bezüglich der Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln an den Mahl­stiften werden zur Erweiterung eines allgemeinen Zerkleinerungsmodells benutzt. Dieses stellt ein Teil des speziell für die Fließschemasimulation von Feststoffprozessen entwickelten Programms *SolidSim* dar.

Nach einer Erläuterung der Besonderheiten der Fließschemasimulation von Feststoffprozessen und einer kurzen Vorstellung der implementierten Modelle zur Simulation der Zerkleinerung und der Sichtung wird das Fließbild der Sichter­mühle vorgestellt und die benutzten Modellgleichungen für die Berechnung der verfahrenstechnischen Operationen in der Mühle beschrieben. Anschließend werden Simulationsrechnungen mit Ergebnissen aus experimentellen Untersuchungen verglichen sowie Parameterstudien dargestellt und diskutiert.

7.1 Die Fließschemasimulation komplexer Feststoffprozesse

Durch die Fließschemasimulation ist es möglich das Verhalten einzelner Apparate oder gesamter Anlagen zu studieren und zeit- und kosteneffizient Erweiterungen zu simulieren sowie Parameterstudien durchzuführen. Die auf dem Markt verfügbaren Programme zur Fließschemasimulation im Bereich der Fluidverfahrenstechnik (wie z.B. Aspen Plus [164]) leisten seit Jahrzehnten einen wichtigen Beitrag bei der Auslegung und Optimierung von Anlagen und einzelnen Anlagenkomponenten [132]. Im Bereich der Feststoffverfahrenstechnik findet in der Regel keine durchgängige Modellierung, Simulation und Optimierung von Feststoffprozessen statt. Für einzelne Apparate oder Prozessstufen existieren zwar numerische Modelle, die von spezialisierten Firmen oder Forschungseinrichtungen entwickelt wurden, die Beschreibung eines gesamten Prozesses erfolgt jedoch üblicherweise durch die separate Anwendung der einzelnen Simulationsprogramme entsprechend der Anordnung der Prozessstufen im Prozess [31, 94]. Im Bereich der Zerkleinerung in Kugelmühlen sowie der Klassierung steht z.B. die Software *PMP* (Fa. Grainsoft GmbH) zur Verfügung [166]. Diese nutzt eine empirisch-phänomenologische Vorgehensweise, die auf Betriebsdaten basiert und auch die Modellierung von Mahl-Klassierer-Kreisläufen ermöglicht [32, 33].

Die Erstellung eines einheitlichen Fließschemasimulationsprogramms für verschiedene Feststoffprozesse verlangt eine deutlich komplexere Struktur im Vergleich zur mathematischen Modellierung einzelner Verfahrensschritte, die Feststoffe behandeln, und vor allem im Vergleich zu Fließschemasimulationsprogrammen von Fluidprozessen.

In der Fluidverfahrenstechnik sind nur wenige konzentrierte Größen (Druck, Temperatur, Zusammensetzung) nötig, um den Zustand oder das Verhalten eines Systems hinreichend genau zu beschreiben. In der Feststoffverfahrenstechnik dagegen müssen zusätzlich die Feststoffeigenschaften, wie z.B. Größe, Zusammensetzung oder Feuchte, durch Verteilungen beschrieben werden. Die Beschreibung eines Feststoffs wird weiter erschwert, da zwischen den verteilten Attributen auch Abhängigkeiten bestehen können, wie es beispielsweise bei einer von der Partikelgröße abhängigen Feuchte oder Festigkeit der Fall ist.

Die speziellen Forderungen an eine Stromstruktur, die die Handhabung von Partikelgrößenverteilungen mit abhängigen Untereigenschaften ermöglicht, führten zur Entwicklung eines grundlegend neuen Programmsystems zur Simulation von Feststoffprozessen. Dieses wird im folgenden Abschnitt kurz beschrieben. Erstellt wurde das Programmsystem *SolidSim* in einer Kooperation von elf deutschen Universitätsinstituten, die vom Institut für Feststoffverfahrenstechnik und Partikeltechnologie der Technischen Universität Hamburg-Harburg koordiniert wurde [49]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das Modul „Zerkleinern“ als ein Teil der Modellbibliothek von *SolidSim* implementiert.

7.2 Aufbau von *SolidSim*

Mit dem Programmsystem *SolidSim* besteht erstmals die Möglichkeit, komplexe Feststoffprozesse als Gesamtprozess zu simulieren. *SolidSim* setzt sich aus den Hauptkomponenten *Simulationsumgebung* (Simulation Environment), *Stromobjekt* (Material Stream Object), *Apparatmodell* (Unit Model) und *Datenbank der physikalischen Eigenschaften* (Physical Property Package) zusammen [31, 94]. Die einzelnen Komponenten des Rahmensystems kommunizieren über genormte Schnittstellen. Der hierfür verwendete Standard ist der Schnittstellenstandard CAPE-Open für Fließschemasimulationssysteme [165], der auch eine Verknüpfung mit anderen Systemen, die diesem Standard folgen, ermöglicht.

Die *Simulationsumgebung* bildet die Basis des Systems. Sie beinhaltet die grafische Benutzeroberfläche, die durch den interaktiven Aufbau des Fließbildes die Spezifikation der Simulationsaufgabe ermöglicht. Hier werden die Berechnungsabläufe sowie der Informationsaustausch zwischen den Modulen koordiniert. Des Weiteren werden Meldungen und Fehler der Module abgefangen und an die grafische Oberfläche weitergeleitet. Zusätzlich verfügt die *Simulationsumgebung* über einige Grundfunktionalitäten wie Datensicherung, Datenausgabe und Berichterstellung.

Das *Stromobjekt* stellt die notwendigen Stromstrukturen für die Beschreibung der Material- und Energieströme eines Prozesses zur Verfügung. Eine detaillierte Beschreibung des Stromobjektes findet sich in [94].

Das *Apparatemodell* führt die Simulation eines einzelnen Apparates oder Prozessschritts mit den gegebenen Eingangsdaten aus. Die einzelnen Apparatemodule bauen auf einem allgemeinen Basismodul auf, in dem die Kommunikation mit der Simulationsumgebung und den Stromobjekten implementiert ist [94, 101]. Die Implementierung eines neuen Apparatemoduls wird dadurch dahingehend vereinfacht, dass der Entwickler nur noch das apparatespezifische Modell hinzufügen muss. Durch die Verwendung dieses Basismoduls wird sichergestellt, dass die einzelnen Apparatemodule neben einem genormten Aufbau auch über genormte Schnittstellen verfügen.

Zur Bestimmung von Reinstoffgrößen, Mischungsgrößen sowie zur Bestimmung thermodynamischer Zustandsgrößen und zur Berechnung des Phasengleichgewichts dient das *Physical Property Package*. Die für die Berechnungen der Stoffdaten bzw. des Phasengleichgewichts benötigten Parameter werden durch eine zugehörige Stoffdatenbank bereitgestellt.

Für die Beschreibung der Feststoffphase in SolidSim wird diese neben der Zusammensetzung durch weitere diskretisierte Verteilungen (z. B. Partikelgrößenverteilung) sowie evtl. durch weitere abhängige Verteilungen (z. B. eine von der Partikelgröße abhängige Festigkeit) beschrieben. Die einzelnen diskretisierten Verteilungen der festen Phase werden durch eine Matrix von Massenanteilen beschrieben. Die Dimension dieser so genannten *Wandlungsmatrix* entspricht hierbei der doppelten Anzahl der definierten Verteilungen. Jeder Eintrag der Matrix entspricht dem Massenanteil einer bestimmten Partikelfraktion an der festen Phase. Die Summe aller Matrixeinträge ist gleich eins. Der Teilmassenstrom einer Partikelfraktion setzt sich somit aus dem Produkt von Gesamtmassenstrom, Phasenanteil und jeweiligem Massenanteil der Partikelfraktion an der festen Phase zusammen.

7.3 Modellierung der Zerkleinerung in SolidSim

Bei der rechnerischen Erfassung der in einer Mühle ablaufenden Vorgänge ist man wegen vieler sich überlagernder physikalischer Vorgänge auf Vereinfachungen angewiesen, die eine mathematische Erfassung der Verfahrensschritte Zerkleinern und Klassieren ermöglichen. Systematische Zerkleinerungsversuche mit unterschiedlichsten Zerkleinerungsmaschinen können bisher nur Einflüsse der Betriebsparameter und unterschiedlicher Geometrien auf das Zerkleinerungsergebnis aufzeigen, liefern aber keine Aufschlüsse über die Zerkleinerungs- und Transportmechanismen innerhalb der Mühle. Auf Grund der unterschiedlichen Modellierungsansätze und der unterschiedlichen Programmierumgebungen ist ein Vergleich und eine Erweiterung der von mehreren Forschungsgruppen entwickelten Modelle meist nicht möglich. Die Anwendung und Übertragung vieler veröffentlichter Modelle auf die technische Zerkleinerung gelingt oft wegen mangelnder Dokumentation und wegen der großen Zahl an anpassbaren Parametern nicht. Viele der publizierten Ansätze zur Simulation der Zerkleinerung enthalten Parameter, die nur mit einem hohen experimentellen Aufwand, der sich häu-

fig über Jahre ausstreckt, bestimmbar sind. Umso wichtiger ist es, die Erkenntnisse der unterschiedlichen Forschungsgruppen im Bereich der Prallzerkleinerung in einer einheitlichen und erweiterbaren Form zusammenzufassen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird als Teil des Gesamtprojekts zur Fließschemasimulation von Feststoffprozessen das Zerkleinerungsmodul entwickelt. Es fasst den heutigen Stand des Wissens über die Modellierung der Zerkleinerung in speziellen Mühltypen in einer einheitlichen, erweiterbaren Struktur zusammen. Die Modelle werden allgemein und möglichst unabhängig von der Geometrievariation des betrachteten Mühltyps gestaltet. Das Hauptaugenmerk liegt dabei bei der Minimierung der anzupassenden Parameter. Eine klare Formulierung zur Bestimmung dieser Parameter ermöglicht dem Anwender, die Modelle einer konkreten Anwendung anzupassen. Das Zerkleinerungsmodul beinhaltet sowohl einfache und schnell zugängliche Zerkleinerungsmodelle (Short-Cut Modelle) als auch spezielle, sehr detaillierte Modelle für bestimmte Mühltypen, die dem aktuellen Stand der Forschung entsprechen [167]. Hauptaugenmerk liegt dabei bei der Rotorprallmühle und der Rührwerkskugelmühle. Der Aufbau ist so gestaltet, dass neue Erkenntnisse aus Forschung und Entwicklung implementiert werden können. Das Zerkleinerungsmodul basiert so jederzeit als eine Komponente des Gesamtsystems SolidSim auf dem aktuellen Stand des Wissens und kann mit anderen Modulen zur Beschreibung anderer verfahrenstechnischer Schritte zur Simulation von Gesamtprozessen verknüpft werden.

Als einfache, physikalisch begründete Short-Cut Methoden werden die Gesetze von Kick, Rumpf/ Rittinger und Bond implementiert [52, 170], die es dem Anwender erlauben, eine erste überschlägige Berechnung des Zerkleinerungsfortschritts durchzuführen und dessen Auswirkungen auf die folgenden Prozessschritte abzuschätzen.

Detailliertere Modelle für die Zerkleinerung in Rührwerkskugelmühlen und Rotorprallmühlen, die auf aktuellen Forschungsergebnissen basieren und auf eine Trennung von Maschinen- und Materialfunktion abzielen, geben dem Anwender die Möglichkeit, gezielt physikalisch begründete Modellparameter zu variieren und die Auswirkungen auf das Zerkleinerungsergebnis zu bestimmen. Im Gegensatz zu den Short-Cut Methoden, bei denen eine kurze Rechenzeit im Vordergrund steht, ist hier das Ziel, eine möglichst realistische und physikalisch begründete Modellierung des Zerkleinerungsschritts. Im Folgenden wird das Modell für Hammermühlen vorgestellt, welches auch zur Berechnung der Zerkleinerung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Sichter­mühle benutzt wird.

Trotz der geometrischen Vielfalt an Hammermühlen laufen in allen Apparaten dieser Art die gleichen verfahrenstechnischen Teilprozesse ab: Zerkleinerung, Trennung (wenn ein integrierter Klassierer vorhanden ist), Mischung und Transport. In einer Rotorprallmühle mit integriertem Klassierer wird das Mahlgut der Zerkleinerungszone zugeführt und dort an der rotierenden Mahlscheibe beansprucht. Anschließend gelangt

es in den Bereich des Klassierers, von wo aus das Feingut als Produkt abgezogen wird, während das Grobgut erneut in die Zerkleinerungszone zurückgeführt wird.

Die relevanten verfahrenstechnischen Apparate, durch die eine Prallmühle in der Fließschemasimulation abgebildet werden kann, sind das Zerkleinerungsmodul und der Klassierer. Je nachdem ob es sich um eine Siebhammermühle oder eine Sichter-mühle handelt, wird im Fließbild ein Sieb oder ein Sichter als ein unabhängiges Modul an die Mühle angeschlossen. Im Fall der Klassierung stehen auch Short-Cut- und detaillierte Modelle zur Auswahl (vergl. [167]).

In SolidSim wird auf einem von Vogel [154] beschriebenen Modell aufgebaut, welches den allgemeinen Forderungen der Fließschemasimulation entsprechend umformuliert (vergl. Abschnitt 7.2) und durch zusätzliche Funktionalitäten im Rahmen der vorliegenden Arbeit erweitert wird.

Wesentliche Fortschritte im Verständnis der Prallzerkleinerung werden durch eine konsequente Trennung von Material- und Maschinenfunktion erreicht [92, 156]. Während die Maschinenfunktion Beanspruchungsart, -intensität und -häufigkeit bzw. deren Verteilungen als Funktion der Mühlen- und Betriebsparameter beschreibt, gibt die Materialfunktion die Reaktion der Partikeln auf diese Beanspruchung als Bruchwahrscheinlichkeit und Bruchfunktion an. Im Gegensatz zu anderen Ansätzen, in denen der Zerkleinerungsprozess meist nur abgebildet und nicht prädiktiv beschrieben wird, eröffnet diese systematische Trennung der Maschinen- und Materialparameter zwei neue Möglichkeiten. Durch Zerkleinerungsversuche bei definierten Bedingungen, d.h. in einer Mühle mit bekannter Maschinenfunktion können die zerkleinerungstechnischen Materialeigenschaften bestimmt und so ein Mahlgut quantitativ charakterisiert werden. Diese Mahlguteigenschaften, d.h. die Materialfunktion, können dann für die Simulation weiterer Mühlen verwendet werden. Somit wird es möglich sowohl verschiedene Apparate systematisch zu beschreiben, als auch verschiedene Mahlgüter quantitativ, übertragbar und unabhängig von Mühleneigenschaften zu charakterisieren.

Die Kopplung der Materialfunktion, der Beanspruchungsbedingungen in den Mühlen und des Zerkleinerungsergebnisses erfolgt in SolidSim durch die Populationsbilanz. Die Zerkleinerungskinetik wird dabei durch die Bruchwahrscheinlichkeit und die Bruchfunktion beschrieben. Epstein [30] unterscheidet als Erster bei der mathematischen Beschreibung der Zerkleinerungsergebnisse die Bruchwahrscheinlichkeit als Anteil an Partikeln, der bei einer bestimmten Beanspruchung zerstört wird, und die Bruchfunktion als die zugehörige Massensummenverteilung der Bruchstücke. Die in die beiden Funktionen eingehenden Materialparameter können beispielsweise in Einzelkornversuchen bestimmt werden.

Die Populationsbilanz lautet im Fall der Zerkleinerung für eine Größenklasse i :

$$\Delta m_i = -S_j \cdot m_j + \sum_{i=j+1}^N b_{ij} \cdot S_i \cdot m_i \quad (7.1)$$

Darin bezeichnet m_i die Masse in der Größenklasse i , S_i die Bruchwahrscheinlichkeit und b_{ij} den Massenübergangskoeffizient, der den Anteil der Bruchstücke angibt, die aus Klasse j in die Klasse i brechen. b_{ij} beschreibt somit die Partikelgrößenverteilung der Fragmente und ergibt sich aus der Bruchfunktion B_{ij} der Massensummenverteilung der Fragmente.

$$b_{ij} = B_{i,j+1} - B_{i,j} \quad (7.2)$$

Führt man die Matrizen $|\mathbf{S}|$ für den Bruchanteil und $|\mathbf{b}|$ für den Massenübergangskoeffizienten, sowie den Vektor \vec{m}_A für die diskrete Partikelgrößenverteilung vor der Zerkleinerung ein, so ergibt sich für die Partikelgrößenverteilung nach einer Zerkleinerungsstufe \vec{m}_E unter Verwendung der Einheitsmatrix $|\mathbf{I}|$

$$\vec{m}_E = [|\mathbf{I}| - |\mathbf{S}| + |\mathbf{b}| \cdot |\mathbf{S}|] \cdot \vec{m}_A = |\mathbf{Z}| \cdot \vec{m}_A \quad (7.3)$$

$|\mathbf{Z}|$ stellt die Zerkleinerungsmatrix dar.

$$|\mathbf{Z}| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ b_{21}S_2 & 1-S_2 & 0 & \dots & 0 \\ b_{31}S_3 & b_{32}S_3 & 1-S_3 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & 0 \\ b_{N1}S_N & b_{N2}S_N & b_{N3}S_N & \dots & 1-S_N \end{vmatrix} \quad (7.4)$$

Sind die größenabhängigen Beanspruchungshäufigkeiten und Prallenergien sowie die zugehörigen Werte der Beanspruchungsgeschwindigkeiten und des Massenübergangskoeffizienten bekannt, kann die Populationsbilanz für eine Zerkleinerungsstufe durch eine einfache Matrizenmultiplikation gelöst werden.

Unter der Voraussetzung, dass die Beanspruchungshäufigkeit für alle Größenklassen in guter Näherung als gleich betrachtet wird, ergibt sich das Zerkleinerungsergebnis nach n -facher Beanspruchung durch n -fache Multiplikation der Ausgangsgrößenverteilung mit der Zerkleinerungsmatrix.

Werden Ermüdungseffekte, wie z.B. Abnahme der Partikelfestigkeit mit zunehmender Beanspruchungshäufigkeit, berücksichtigt, müssen für jeden zusätzlichen Zerkleinerungsschritt die von der Materialfestigkeit abhängigen Parameter neu berechnet werden. Somit werden die Koeffizienten der Zerkleinerungsmatrix nach jeder Beanspruchung aufs Neue bestimmt. Das Zerkleinerungsergebnis lässt sich in diesem Fall durch Gl. (7.5) beschreiben.

$$\vec{\mathbf{m}}_E = \prod_{m=1}^n |\mathbf{Z}_m| \cdot \vec{\mathbf{m}}_A \quad (7.5)$$

Bei dieser Form der Populationsbilanz können sich sowohl die Bruchwahrscheinlichkeit als auch die Bruchfunktion mit dem Zerkleinerungsfortschritt ändern. Solche Änderungen der Zerkleinerungskinetik werden z.B. von Austin et al. [8, 9, 25] und von Fuerstenau et al. [37, 38] über die Zerkleinerung in Kugelmühlen berichtet.

Tritt keine Änderung in der Zerkleinerungskinetik und in den Zerkleinerungseigenschaften der Partikeln auf, bleibt die Zerkleinerungsmatrix konstant. In diesem Fall kann die mehrfache Multiplikation der Zerkleinerungsmatrix durch die Multiplikation der Aufgabegutverteilung mit der Zerkleinerungsmatrix in der n -ten Potenz ersetzt werden.

$$\vec{\mathbf{m}}_E = |\mathbf{Z}|^n \cdot \vec{\mathbf{m}}_A \quad (7.6)$$

Diese Option ist neben der davor beschriebenen Möglichkeit einer zeitvarianten Zerkleinerungsmatrix im entwickelten Modul vorhanden.

Sowohl im Fall einer zeitvarianten als auch bei einer zeitinvarianten Zerkleinerungskinetik erfolgt die mathematische Beschreibung der Zerkleinerung durch eine Markov-Kette. Als *Markov-Kette* wird in der Systemtheorie ein Prozess diskreter, aufeinander folgender Ereignisse gekennzeichnet, bei dem nur der gegenwärtige Zustand einen Einfluss auf die nachfolgende Änderung des Systemzustands ausübt. Das System hat somit kein „Gedächtnis“. Übertragen auf die Zerkleinerung bedeutet das, dass der Übergang vom gegenwärtigen zum nächsten Zerkleinerungsschritt unabhängig von den Zuständen des Systems in den davor erfolgten Zerkleinerungsschritten ist. Erfolgt der Übergang, wie im Fall von Gl. (7.6), in n Schritten vom Anfangszustand bis in den Endzustand mit Hilfe der n -ten Potenz der zeitinvarianten Übergangsmatrix, ist die Markov-Kette *homogen*. Dieses Vorgehen zur Modellierung der Zerkleinerung eignet sich auf Grund der mathematischen Einfachheit der Matrizenoperation und der damit verbundenen kurzen Rechenzeiten hervorragend zur Bilanzierung von Populationen in einem komplexen Fließschema. Die Anwendung von Markov-Ketten zur Beschreibung von kontinuierlichen und diskontinuierlichen Zerkleinerungsprozessen sowie zur mathematischen Behandlung von instationären Zuständen bei Mahl-Klassierer-Kreisläufen wird von Berthiaux [21] und Mizonov et al. [85] ausführlich diskutiert.

Eine Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit im Modell kann durch das Einführen einer zusätzlichen Dimension der Zerkleinerungsmatrix bzw. der Wandlungsmatrix in SolidSim berücksichtigt werden. Diese Möglichkeit ist neben der Berücksichtigung der Partikelermüdung nach mehrfacher Beanspruchung im entwickelten mathematischen Modell optional vorhanden (vergl. Abschnitt 7.5.1 bzw. 7.5.2)

Zur Berechnung der Bruchwahrscheinlichkeit in SolidSim wird das bereits in Abschnitt 2.1 beschriebene Modell von Vogel [154] benutzt, in dem zum ersten Mal bruchmechanische Betrachtungen mit dem Zerkleinerungsverhalten quantitativ verknüpft werden. Die Bruchwahrscheinlichkeit wird demnach in SolidSim durch Gl. (2.1) berechnet.

Da der Einfluss der Stoßhäufigkeit im vorhandenen Zerkleinerungsmodell durch die n -fache Multiplikation der Aufgabegutverteilung mit der Zerkleinerungsmatrix berücksichtigt wird, wird die explizit berücksichtigte Stoßanzahl k in Gl. (2.1) dementsprechend zu Eins gesetzt. Die Gleichung der Bruchwahrscheinlichkeit im Zerkleinerungsmodell hat somit folgende Form:

$$S = 1 - \exp\{-f_{Mat} \cdot x \cdot (W_{m,kin} - W_{m,min})\} \quad (7.7)$$

Durch die konsequente Trennung zwischen Maschinen- und Materialparametern ist es möglich die in Einzelkornversuchen ermittelten Materialparameter f_{Mat} und $xW_{m,min}$ für die Beschreibung der Zerkleinerung in technischen Mühlen heranzuziehen. Die Anzahl der Beanspruchungen n und die massenspezifische Energie $W_{m,kin}$ sind dagegen von der Mühlenkonstruktion abhängig und gehören somit zu der Maschinenfunktion. Während diese Parameter bei der Einzelkornzerkleinerung eindeutig bestimmbar sind, hängen sie bei der technischen Zerkleinerung von dem Strömungsfeld in der Mühle ab und liegen als verteilte Größen vor. In seiner Arbeit nimmt Vogel [154] wegen bis dahin fehlender Untersuchungen über die tatsächlich in Prallmühlen vorliegende Partikelauftreffgeschwindigkeit an, dass diese gleich der Rotorumfangsgeschwindigkeit ist. Die systematischen Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit zeigen jedoch, dass die mittlere Prallgeschwindigkeit der Partikeln je nach Prallelementgeometrie zwischen ca. 70% (im Fall zylindrischer Prallelemente) und 80% (im Fall prismatischer Prallelemente) der Rotorumfangsgeschwindigkeit beträgt. Im vorgestellten Zerkleinerungsmodell wird danach die um 20% verminderte Rotorumfangsgeschwindigkeit bei der Berechnung der Bruchwahrscheinlichkeit eingesetzt.

Der Parameter n , der die Anzahl der Beanspruchungen im Modell angibt, stellt die einzige Anpassungsgröße im Zerkleinerungsmodell dar. Zur Ermittlung dieses Modellparameters wird die interne Optimierungssoftware von SolidSim benutzt. Diese bietet mehrere Verfahren zur Anpassung von Modellparametern an Messdaten an und ermöglicht die Lösung von nichtlinearen Optimierungsproblemen sowohl im Rahmen einer verfahrenstechnischen Stufe als auch ganzheitlich für ein gesamtes Fließschema [102]. Zur Anpassung unbekannter Modellparameter benötigt die Software die auf experimentellem Wege bestimmten Partikelgrößenverteilungen der Ein- und Ausgangsströme. Zudem ist das Prozessmodell hinsichtlich der Geometriegrößen, der Betriebsparameter und der bekannten Modellparameter zu parametrisieren. Für die unbekannt­en Modellparameter werden zunächst Schätzwerte vorgegeben. In jedem Schritt der folgenden Optimierungsberechnung, in die die unbekannt­en Modellparameter als Optimierungsvariablen eingehen, werden die Stromgrößen der gemessenen Ausgangs-

ströme den mit Hilfe des Prozessmodells berechneten Stromgrößen gegenübergestellt und über ein geeignetes Bewertungskriterium die Abweichungen bestimmt. Überschreitet die Abweichung eine vorgegebene Toleranz, werden die Werte der unbekannt Modellparameter durch die Verwendung eines numerischen Optimierungsverfahrens weiter variiert und das Prozessmodell erneut mit diesen ausgewertet. Details zu den Bewertungskriterien finden sich in [101].

Die Ansätze zur Beschreibung der Bruchfunktion basieren im Wesentlichen auf empirischen Gleichungen, die die Bruchstückgrößenverteilung mehr oder weniger gut abbilden und in denen die Parameter mit den Betriebsparametern der jeweils untersuchten Mühle korreliert werden. In neueren Arbeiten werden jedoch Ansätze gezeigt, die auch bei der Beschreibung der Bruchfunktion auf einer Trennung zwischen Material- und Maschinenparametern basieren [80]. Zur Beschreibung der Bruchfunktion in SolidSim werden drei Gleichungen zur Verfügung gestellt, die durch unterschiedliche Forschungsgruppen zur Simulation der Zerkleinerung in technischen Prallmühlen eingesetzt werden. Diese sind in Tab. 7.1: aufgelistet.

Tab. 7.1: Verfügbare Gleichungen zur Berechnung der Bruchfunktion in SolidSim

Autor	Gleichung der Bruchfunktion
Vogel [156]	$B_{ij} = \left(\frac{x_j}{x_i} \right)^{cv_{\varphi, M} + d} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left\{ 1 + \tanh \left(\frac{x_j - x'}{x'} \right) \right\}$
Gotsis et al. [47]	$B_{ij} = \Phi \cdot \left(\frac{x_j}{x_i} \right)^{\gamma} + (1 - \Phi) \cdot \left(\frac{x_{j+1}}{x_i} \right)^{\beta}$
Kerlin [62]	$B_{ij} = 1 - \exp \left(a' (v_{\varphi, M}) \cdot \frac{x_j}{x_i} \right)^n$

In der Gleichung für die Bruchfunktion nach Vogel dient der letzte Term der Gleichung, der auf einer tangenshyperbolischen Funktion basiert, zur Dämpfung des entstehenden Feinguts. Ab einer Partikelgröße x' wird somit der berechnete Feingutanteil stetig reduziert. Die Größe x' korreliert mit der zu erwartenden minimalen Bruchstückgröße und wird entsprechend in dieser Größenordnung gewählt. Die Parameter c und d der Bruchfunktion nach Vogel, die Parameter Φ , γ und β in der Gleichung nach Gotsis et al. sowie die Parameter a' und n in der Gleichung nach Kerlin, werden durch Anpassung an aus Einzelkornversuchen erhaltenen Bruchfunktionen ermittelt.

Die Genauigkeit der Berechnung der Zerkleinerung hängt von der Feinheit der Intervallklassen im betrachteten Größenbereich ab. Nach Müller et al. [88] sind 32 bis 64 Intervallklassen für die Berechnung ausreichend und eine weitere Unterteilung wirkt sich nicht auf das Simulationsergebnis aus. Deswegen werden die vom Benutzer definierten Klassen zur Fließschemasimulation eines Gesamtprozesses für die Berechnung der Zerkleinerung zusätzlich verfeinert und dazu in einer internen Berechnungsroutine in Anlehnung an [88] in insgesamt 64 Intervallklassen in geometrischer Folge unterteilt. Vor der Übergabe der aus der Zerkleinerung resultierenden Partikelgrößenverteilung an die Wandlungsmatrix bzw. an die weiteren im Fließschema nachgeschalteten Module werden die Intervallklassen in ihrer ursprünglich vom Benutzer vorgegebenen Aufteilung überführt.

Das Modell der Rotorprallmühle fasst die bis jetzt aus unterschiedlichen Forschergruppen erzielten Ergebnisse, die eine physikalisch interpretierbare Modellierung der Zerkleinerung ermöglichen, in einer einheitlichen und erweiterbaren Form zusammen. Als ein Teil von SolidSim verfügt es über die nötige Stromstruktur, um Feststoffgemische zu behandeln oder weitere externe Koordinaten neben der Partikelgröße bei der Berechnung zu berücksichtigen. Durch gezielte Studien können somit einzelne Bausteine des Modells einfach erweitert und optimiert werden. Durch detaillierte Untersuchungen zur Strömungssituation in Rotorprallmühlen im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist es z.B. gelungen, die Abhängigkeit der Beanspruchungsgeschwindigkeit der Partikeln von der Mahlscheibengeschwindigkeit zu bestimmen und das Zerkleinerungsmodell durch die gewonnenen Erkenntnisse zu erweitern. Der nächste wesentliche Schritt zu einem prädiktiven Zerkleinerungsmodell ist die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen dem Modellparameter n und der Verweilzeit der Partikeln in der Mühle sowie ihre Abhängigkeit von den Betriebsparametern.

7.4 Modellierung der Klassierung in SolidSim

Bei der Modellierung der Klassierung in SolidSim stehen wie im Fall der Zerkleinerung sowohl Short-Cut- als auch detaillierte Modelle zur Bestimmung der Trennfunktion zur Verfügung. Die Trennfunktion gibt an, welcher Massenanteil einer Partikelgrößenklasse des Aufgabeguts im Grobgut ausgetragen wird. Es sind sowohl Modelle für Siebe als auch für Sichter verfügbar [167]. Wenn die Klassierung wie im Fall der untersuchten Sichter­mühle durch ein Abweiseradsichter stattfindet, steht ein detailliertes Modell zur Berechnung der Trennfunktion von Abweiseradsichtern zur Verfügung, das auf den Arbeiten von Husemann [55, 56] basiert.

Auf der Basis vereinfachender Annahmen bezüglich der sich in einem Abweiseradsichter ausbildenden turbulenten Mehrphasenströmung fasst Husemann [55] den Einfluss der wesentlichen konstruktiven und Betriebsparameter auf die Trennfunktion in einem Modell zusammen. Diese wird durch folgende Gleichung berechnet:

$$T_i = \left\{ 1 + \frac{\left[-1 + \left(\frac{\dot{m}_0}{k \cdot \dot{m}_A} \cdot \left(\frac{u_F}{v_{M,i}} - 1 \right) + 1 \right) \cdot \exp \left(\frac{(u_F - v_{M,i}) \cdot r_g \cdot (r_g - R_S)}{(u_F + v_{\varphi,S}) \cdot R_S \cdot (b_{Sch} + s_{Sch})} \right) \right]}{\frac{A_f}{A_S} + \left(1 - \frac{v_{M,i}}{u_F} - \frac{A_f}{A_S} \right) \cdot \exp \left(\frac{(v_{M,i} - u_F) \cdot (R_S - r_f)}{(u_F + v_{\varphi,S}) \cdot r_f} \right)} \right\}^{-1} \quad (7.8)$$

Hier bedeuten \dot{m}_A der Durchsatz des Aufgabeguts, u_F - die Fluidgeschwindigkeit, $v_{M,i}$ - die stationäre Sinkgeschwindigkeit der Teilchen aus der Größenklasse i im Zentrifugalkraftfeld, $v_{\varphi,S}$ - die Sichtradumfangsgeschwindigkeit, r_g - der Radius des Grobgutaustritts, R_S - der Sichtradradius, r_f - der Radius des Feingutaustritts, A_S - die Mantelfläche des Sichtrads und A_f - die freie Durchtrittsfläche in A_S . b_{Sch} und s_{Sch} bezeichnen entsprechend die Schaufeldicke und den freien Abstand zwischen den Schaufeln. Durch m_0 wird ein Standarddurchsatz gekennzeichnet, der neben dem Parameter k ein frei wählbarer Parameter ist. Beide Parameter m_0 und k treten in Gl. (7.8) in Abhängigkeit voneinander. Demzufolge kann einer der Parameter bei der Berechnung der Trennfunktion als eine Konstante betrachtet werden, während zur Ermittlung des anderen Parameters eine Anpassung an experimentelle Ergebnisse unvermeidlich ist (vergl. Abschnitt 7.5). Unbekannt ist jedoch, wie dieser frei wählbare Parameter von den Betriebsbedingungen abhängt. Nach [55] ist der Parameter k für jeden Sichertyp und jedes Sichertgut zu bestimmen. Dies bedeutet, dass der Parameter sowohl von den Material- als auch von den Maschineneigenschaften abhängt. Eine Trennung von Material- und Maschineneinflüssen in separaten Parametern würde, wie am Beispiel der Bruchwahrscheinlichkeit gezeigt, die Möglichkeit eröffnen, einen quantitativen Ansatz für die Trennfunktion abzuleiten. Simulationsberechnungen zeigen, dass eine Erhöhung des Verhältnisses m_0/k bei gleichem Eingangsstrom und konstanten Geometrie- und Betriebsparametern die Verteilung des Feinguts ins Grobe verschiebt.

Im Modell für die Trennfunktion besteht weiterhin die Möglichkeit auch Agglomeratoneffekte bei der Sichtung zu berücksichtigen. Dann wird Gl. (7.8) durch einen zusätzlichen Term erweitert, der wiederum einen Anpassungsparameter enthält. Details dazu sind in [56] zu finden. Die nachfolgenden Berechnungen der verfahrenstechnischen Vorgänge in der Sichter­mühle beschränken sich auf die Benutzung der Trennfunktion, ohne eventuell auftretende Agglomerationsvorgänge beim Sichtvorgang zu berücksichtigen.

7.5 Die Anwendung von SolidSim am Beispiel der Sichter­mühle

Die Modellierung der Zerkleinerung in einer Rotorprallmühle mit integriertem Sicht­rad ist ein Beispiel dafür, wie konkrete Fragestellungen mittels der Kombination einzelner Apparate in einem Fließbild studiert werden können. Die experimentelle Untersuchung der Strömungssituation am Beispiel der in Abschnitt beschriebenen Sichter­mühle zeigt, dass das Strömungsfeld in der Zerkleinerungszone nicht von den Be-

triebseinstellungen am Sichtrad abhängt und umgekehrt, der Partikel­aufprall an den Stiften und die anschließende Zerkleinerung werden nicht von der Sichtrad­geschwindigkeit beeinflusst. Dieser Befund erlaubt, die Verfahrensschritte Zerkleinern und Klassieren unabhängig voneinander zu modellieren auch wenn sie in einem Apparat ablaufen. Nur im Übergangsbereich, in dem der Feststofftransport des zerkleinerten Gutes zum Klassierer und des Grobguts zur Mahlscheibe stattfindet, wird ein gemeinsamer Einfluss beider Verfahrensschritte beobachtet. Dort finden die Teilprozesse Transport und Mischen statt. Da die komplexe Mehrphasenströmung im Übergangsbereich im Rahmen einer Fließschemasimulation noch nicht vollständig erfasst werden kann, werden vereinfachte Annahmen getroffen. Unter der Annahme, dass der gesamte Feststoffstrom, der sowohl aus frischem als auch aus bereits beanspruchtem Mahlgut besteht, die Klassierzone erreicht, können beide Verfahrensschritte Zerkleinern und Klassieren direkt nacheinander im Fließbild angeordnet werden. Das vom Sichtrad zurückgeführte Grobgut wird in einem Mischer mit dem Aufgabegut ideal vermischt und der Zerkleinerungszone zugeführt. Diese Vorgehensweise wird z.B. in [28, 62, 154] zur Modellierung von Mahl-Klassierer-Kreisläufen verwendet. In der Realität erreicht ein Teil des nach der Zerkleinerung resultierenden Grobguts die Trenneinheit nicht, da seine Sinkgeschwindigkeit höher als die aufwärts gerichtete Fluidgeschwindigkeit ist. Die Berücksichtigung dieser physikalischen Gesetzmäßigkeit ist im Fließbild möglich, indem ein Aufstromklassierer zwischen der Mühle und dem Sichtradmodul eingeschaltet wird. Dabei wird das nach der Siebklassierung resultierende Grobgut direkt der Mühle zurückgeführt, ohne die Sichterzone zu erreichen und nur das vom Sieb entstehende Feingut wird zum Sichter transportiert. Die Modellierung der Grobgut­rückführung und der im Apparat stattfindenden Mischung erfolgt auch in diesem Fall durch einen Mischer, der die Grobgutströme aus dem Sieb und aus dem Sichter und das Aufgabegut ideal vermischt. Das Fließschema der Sichter­mühle mit dem integrierten Sieb, das als Dämpfer des zum Sichtrad gerichteten Feststoffstroms interpretiert werden soll, ist in Abb. 7.1 dargestellt.

Mit dem Fließbild aus Abb. 7.1 und mit den in Abschnitten 7.3 und 7.4 dargestellten Modellen zur Beschreibung der Zerkleinerung und der Klassierung werden Simulationsberechnungen am Beispiel einer Sichter­mühle durchgeführt und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Die experimentellen Ergebnisse werden von der Firma Hosokawa Alpine GmbH bereitgestellt. Zur Versuchsdurchführung wird dabei der bereits in Abschnitt 4.1 beschriebene Mühltyp ZPS 100 benutzt. Das Versuchsmaterial ist Marmor dessen Ausgangsverteilung zwischen 1 und 2 mm liegt. Die Versuchsergebnisse resultieren aus unterschiedlichen Kombinationen der Betriebsparameter Luftvolumenstrom, Mahlscheibengeschwindigkeit und Sichtradgeschwindigkeit.

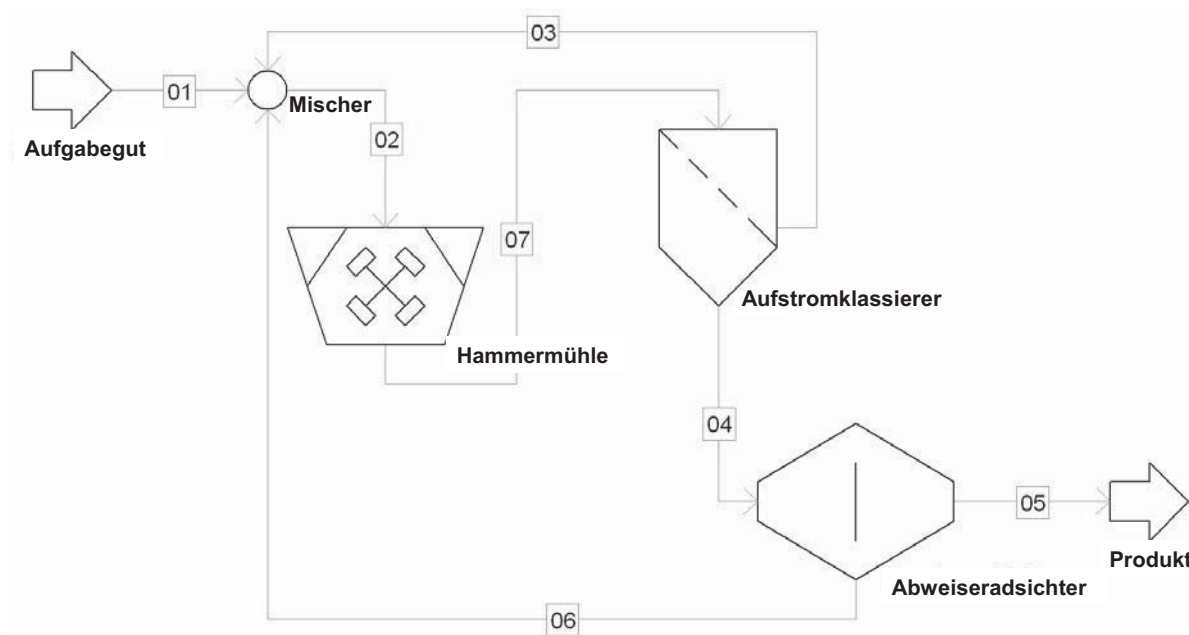


Abb. 7.1: Abbildung einer Sichter­mühle in SolidSim

Neben den Betriebsparametern, die in Tab. 7.2 für die einzelnen Versuchseinstellungen eingetragen sind, ist zum Start der Simulation die Eingabe der entsprechenden Modellparameter für jeden im Fließbild eingebauten Apparat erforderlich. Die Parametrisierung der einzelnen Prozessstufen ist in Tab. 7.3 gegeben.

Tab. 7.2: Betriebsparameter für die Zerkleinerung von Marmor in der Sichter­mühle

Bezeichnung	Mahlscheibendrehzahl 1/min	Sichtraddrehzahl 1/min	Luftvolumenstrom Nm ³ /h
Versuch 1	12000	6000	200
Versuch 2	12000	6000	300
Versuch 3	8000	6000	300
Versuch 4	12000	2000	200
Versuch 5	12000	2000	300
Versuch 6	10000	4000	250

Weiterhin ist in der Tabelle angegeben ob es sich bei dem jeweiligen Parameter um eine Geometrie- oder um eine Modellgröße handelt. Eine Materialermüdung und eine Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit werden bei der Berechnung der Zerkleinerung zuerst nicht berücksichtigt. Der Einfluss dieser Phänomene auf das Zerkleinerungsergebnis wird im Anschluss an einem Beispiel separat diskutiert.

Tab. 7.3: Parametrisierung der Prozessstufen zur Simulation der Zerkleinerung von Marmor in der Sichter­mühle

Prozess­stufe	Modell	Parameter	Parametertyp	Wert
Hammer­mühle	Bruchfunktion nach Vogel (Tab. 7.1)	f_{Mat} / kg/Jm	Modell	1,1
		$xW_{m,min}$ / Jm/kg	Modell	0,157
		Parameter c / s/m	Modell	-0,0066
		Parameter d / -	Modell	1,7073
		min. Fragmentgröße / nm	Modell	10
		Beanspruchungszahl / -	Modell	Tab. 7.5
		Rotordurchmesser / m	Geometrie	0,2
Aufstrom­klassierer	Ideal scharfe Trennung	Trennkorn / μm	Modell	Tab. 7.4
Sichtrad	Husemann (Gl.(7.8))	Sichtradradius / m	Geometrie	0,05
		Radius Grobgutaustritt / m	Geometrie	0,0575
		Radius Feingutaustritt / m	Geometrie	0,0308
		Schaufellänge	Geometrie	0,058
		Schaufeldicke / m	Geometrie	0,002
		Abstand zwischen den Schaufeln / m	Geometrie	0,00847
		Parameter k	Modell	0,3
Parameter m_0	Modell	Tab. 7.6		

Im Folgenden wird das Vorgehen bei der Modellierung der Zerkleinerung erläutert. In Einzelkornversuchen werden die Eingabeparameter f_{Mat} und $xW_{m,min}$ für die Berechnung der Bruchwahrscheinlichkeit von Marmor bestimmt. Zur Beschreibung der Bruchfunktion wird die Gleichung nach Vogel gewählt (vergl. Tab. 7.1). Die Eingabeparameter c und d ergeben sich aus der Anpassung der aus den Einzelkornversuchen resultierenden Bruchstückgrößenverteilung an die Gleichung für die Bruchfunktion. Dabei wird die minimal zu erwartende Bruchstückgröße x' nach [129] auf 10 nm festgelegt.

Der einzige noch nicht festgelegte Parameter, der zur Berechnung des Zerkleinerungsvorgangs benötigt wird, stellt die Anzahl n der Beanspruchungen im Modell dar (vergl. Gl. (7.5) bzw. Gl. (7.6)). Diese Modellgröße ist der Mahlscheibengeschwindigkeit proportional und nimmt mit zunehmender Rotordrehzahl ab [154]. Das hängt damit

zusammen, dass die Bruchwahrscheinlichkeit und die Feinheit der Bruchstücke mit steigender Prallenergie zunehmen. Dadurch wird das Material bereits nach wenigen Stößen ausreichend fein, um die Mühle zu verlassen und nach dem angeschlossenen Aufstromklassierer den Sichter zu erreichen.

Für die Aufstromklassierung wird eine ideal scharfe Trennung angenommen, bei der der gesamte Luftstrom den Aufstromklassierer mit dem Feingut zum Abweiseradsichter verlässt. Die Trennkorngröße des Aufstromklassierers ergibt sich aus dem Kräftegleichgewicht zwischen der Widerstandskraft und der Schwerkraft. Feine Partikeln, die geringere Geschwindigkeiten als die Geschwindigkeit der vertikalen Aufwärtsströmung aufweisen, werden von der Strömung zum Sichtrad mitgeschleppt (resultierendes Feingut nach dem Siebvorgang). Große Partikeln sedimentieren gegen die Strömungsrichtung und werden der Mühle zurückgeführt (resultierendes Grobgut nach dem Siebvorgang). Die Trennkorngröße des Aufstromklassierers zeigt somit nur eine Abhängigkeit von der Fluidgeschwindigkeit, d.h. vom eingestellten Luftvolumenstrom zum Betrieb der Sichter­mühle. Die dem Betriebsvolumenstrom zugehörigen Trennkorngrößen für den Aufstromklassierer sind in Tab. 7.4 angegeben.

Tab. 7.4: Berechnete Trennkorngrößen für den Aufstromklassierer auf der Basis der Sinkgeschwindigkeit

Luftvolumenstrom, Nm ³ / h	300	250	200
berechnete Trennkorngröße / μm	223	202	161

Zur Berechnung der Trennfunktion des Sichtrads nach Gl. (7.8) werden neben den Betriebsparametern und den Eingabeparametern, die die Sichtrad­geometrie kennzeichnen, die Parameter k und m_0 benötigt.

Aus der oben aufgeführten Diskussion der einzelnen im Fließbild vorhandenen Module ergeben sich vor Beginn der Modellierung drei unbekannte Modellparameter, bei deren Ermittlung, soweit es möglich ist, physikalische Überlegungen berücksichtigt werden. Diese Parameter sind:

- die Anzahl der Beanspruchungen n für die Hammermühle, die proportional zu der Mahlscheibengeschwindigkeit ist;
- der Parameter k der Trennfunktion, der nach [55] für jeden Sichertyp und jedes Sichertgut zu bestimmen ist und somit eine Konstante für alle hier betrachteten Versuche darstellt und
- der Parameter m_0 der Trennfunktion, der mit dem Parameter k im Verhältnis in der Gleichung für die Trennfunktion auftaucht.

Zur Bestimmung der unbekannt­en Modellparameter werden die experimentellen Ergebnisse herangezogen. Auf der Basis der vorhandenen Messdaten aus Betriebseinstel-

lung 1 (vergl. Tab. 7.2) werden die 3 unbekannt­en Modellgrößen der internen Anpassungs­routine in SolidSim unterworfen, bei welcher alle Ströme aus dem gesamten Fließbild nach Abb. 7.1 in Betracht gezogen werden. Ziel der Anpassung ist die optimale Parameterkombination zu finden, die die im Versuch erhaltene Partikelgrößenverteilung abbildet.

Auf der Grundlage der aus der Anpassung erhaltenen Werte der Modellparameter steht der Parameter k für die restlichen Simulationen fest (vergl. Tab. 7.3). Basierend auf den erläuterten physikalischen Abhängigkeiten der Anzahl der Beanspruchungen n von der Mahlscheibengeschwindigkeit ergibt sich aus dieser ersten Anpassung ein Richtwert für die restlichen Versuche, die bei veränderten Mahlscheibengeschwindigkeiten durchgeführt werden. Nach einer weiteren Anpassung der Modellparameter n und m_0 an Versuchsergebnisse bei einer unterschiedlichen Mahlscheibengeschwindigkeit (z.B. bei Betriebseinstellung 3 oder 6) wird beobachtet, dass bei jeder Reduzierung der Mahlscheibengeschwindigkeit um 2000 U/min die Anzahl der Beanspruchungen im Modell um eins ansteigt. Die ermittelte Anzahl der Beanspruchungen in Abhängigkeit der Mahlscheibengeschwindigkeit ist in Tab. 7.5 dargestellt.

Tab. 7.5: Anzahl der Beanspruchungen im Modell in Abhängigkeit der Mahlscheibengeschwindigkeit

Mahlscheibengeschwindigkeit, 1/min	12000	10000	8000
Beanspruchungsanzahl n / -	4	5	6

Der einzige Parameter, dem keine physikalische Bedeutung zugeordnet werden kann, ist der Parameter m_0 . Er wird in der Simulationsrechnung so gewählt, dass sich eine möglichst genaue Übereinstimmung zwischen der berechneten und gemessenen Partikelgrößenverteilung über den gesamten Partikelgrößenbereich ergibt. Für die Betriebseinstellungen nach Tab. 7.2 ist der Modellparameter m_0 in Tab. 7.6 angegeben.

Tab. 7.6: Anpassungsparameter m_0 entsprechend den Betriebseinstellungen aus Tab. 7.2

Bezeichnung	Modellparameter m_0 / kg/s
Versuch 1	3.627×10^{-3}
Versuch 2	7.636×10^{-3}
Versuch 3	1.037×10^{-3}
Versuch 4	3.566×10^{-3}
Versuch 5	6.348×10^{-3}
Versuch 6	1.878×10^{-3}

Die Partikelgrößenverteilungen am Austritt der Sichter­mühle sind für Experiment und Modellrechnung für die in Tab. 7.2 aufgeführten Versuchsbedingungen in Abb. 7.2 aufgetragen.

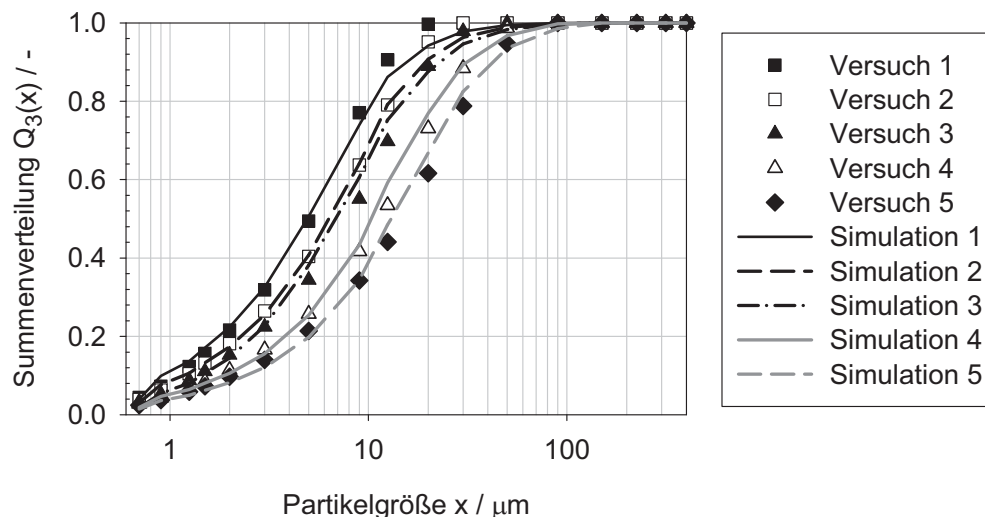


Abb. 7.2: Vergleich von Experiment und Rechnung für die Zerkleinerung von Marmor in der Sichter­mühle

Die Rechnung liefert eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment bei den verschiedenen Kombinationen aus den Betriebsparametern Mahlscheibendrehzahl, Luftvolumenstrom und Sichtraddrehzahl. Die Partikelgrößenverteilung wird realistisch wiedergegeben. Gewisse Abweichungen werden in der Steilheit der Verteilungen beobachtet. Diese ist für die ersten zwei Versuchsbedingungen im größeren Partikelgrößenbereich stärker ausgeprägt. Die beobachteten Unterschiede werden hauptsächlich auf die Approximation der Bruchstückgrößenverteilung durch die verwendete Bruchfunktion und auf die ungeklärte Abhängigkeit der Modellparameter der Trennfunktion von den Betriebsbedingungen zurückgeführt. Zudem ist die genaue Abhängigkeit der Beanspruchungsanzahl im Modell von der Mahlscheibengeschwindigkeit noch nicht bekannt.

Die Bruchfunktion bestimmt die Größenverteilung der Bruchstücke und somit die Partikelgrößenverteilung des Produkts. Sie beruht auf einem heuristischen Ansatz, bei dem jedoch versucht wird die Trennung von Materialeigenschaften und Beanspruchungsbedingungen zu erzielen. Werden die Parameter c und d der Bruchfunktion nicht als Materialkonstanten über den gesamten Bereich der Beanspruchungsgeschwindigkeit betrachtet sondern für jede Versuchsbedingung bei der Einzelkornzerkleinerung empirisch bestimmt, lässt sich eine bessere Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erzielen. Dadurch ergeben sich jedoch zwei zusätzliche Anpassungsgrößen. Dieses Vorgehen wird deshalb in den Rechnungen nicht weiter verfolgt. Es wird allerdings deutlich, dass eine physikalisch basierte Bruchfunktion, die die Einflüsse der Beanspruchungsbedingungen, der Materialeigenschaften und der

Ausgangspartikelgröße berücksichtigt, die Modellierung der Zerkleinerung deutlich verbessern wird. Darüber hinaus ist zu erwähnen, dass im Modell mit einer mittleren Beanspruchungshäufigkeit für alle Partikelgrößen gerechnet wird. Da jedoch noch keine fundierten Kenntnisse über die Verteilung der Beanspruchungshäufigkeit in Abhängigkeit der Partikelgröße und der Mahlguteigenschaften vorliegen, wird auf die Implementierung einer empirischen Verteilungsfunktion verzichtet.

Neben den resultierenden Partikelgrößenverteilungen werden zur Beurteilung der Simulationsgüte die internen Feststoffströme aus der Berechnung herangezogen. Zum Vergleich der aus unterschiedlichen Betriebsbedingungen resultierenden Ergebnisse werden in Abb. 7.3 alle Feststoffströme mit dem entsprechenden Feststoffstrom am Eintritt der Mühle normiert. Die üblicherweise verwendete Feststoffbelastung, die den Feststoffmassenstrom auf den Luftmassenstrom bezieht, eignet sich zur Diskussion der Ergebnisse nicht, da der gesamte Luftstrom bei der Berechnung der Klassierung am Aufstromklassierer und am Sichtrad mit dem Feingutstrom ausgetragen wird und der Grobgutstrom somit nur Feststoff enthält.

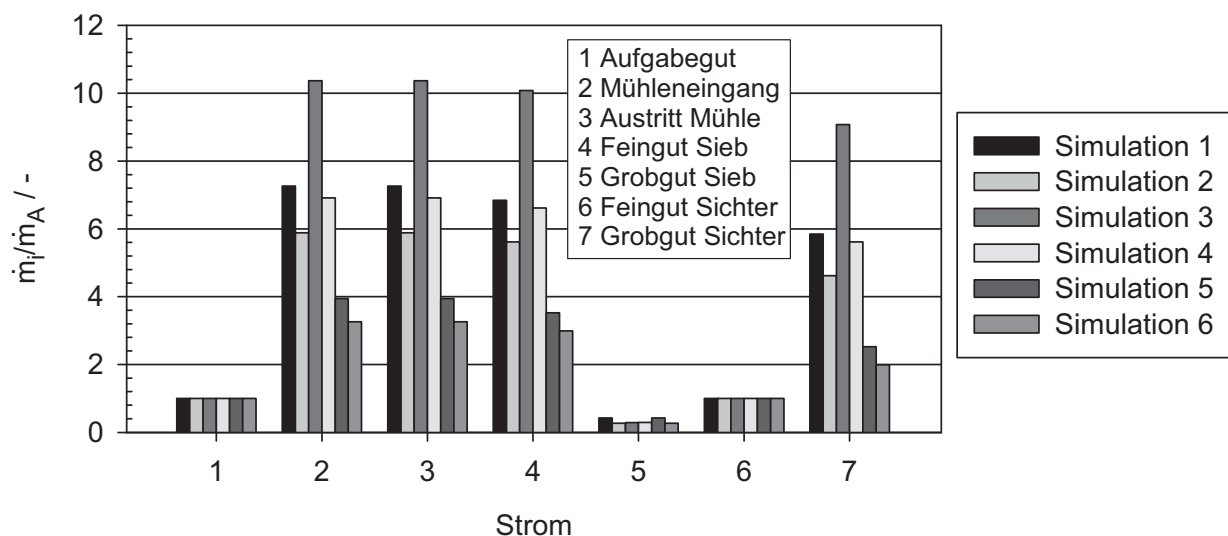


Abb. 7.3: Normierte Feststoffströme aus der Fließschemasimulation der Sichter­mühle (Betriebsparameter entsprechend Tab. 7.2)

Aus dem Betrieb von technischen Mühlen mit integrierten Klassierern ist bekannt, dass der interne Kreislauf ein Vielfaches des durchgesetzten Feststoffmassenstroms beträgt. Dies wird von der Simulation bestätigt. Sie ergibt interne Rücklaufströme zur Hammermühle, die je nach Betriebsbedingungen drei- bis zehnfach höher sind als der Feststoffdurchsatz. Der Anteil des vom Sichtrad zurückgeführten Grobgutstroms liegt dabei in der Größenordnung von 60-80% des gesamten Feststoffstroms am Mühleintritt. Solche Mengenanteile des Grobguts, die dem Zerkleinerungsprozess vom integrierten Sichter wieder zurückgeführt werden, werden in [28] berichtet. Die Simulation

bildet somit das beim technischen Mühlenbetrieb geschätzte Verhältnis der internen Rezirkulationsströme realistisch ab.

Das vom Aufstromklassierer zurückgeführte Grobgut (Strom 5) ist im Gegensatz zum vom Sichter resultierenden Grobgut (Strom 7) sehr gering und variiert bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen zwischen 3 und 11% des gesamten Feststoffstroms am Mühleneintritt. Der Hauptanteil an beanspruchtem Mahlgut in der Zerkleinerungszone erreicht zum Teil (vergl. z.B. Betrieb 3) fast vollständig das Sichtrad. Dies bedeutet, dass die in der Sichter­mühle stattfindende Partikelrückführung zur Zerkleinerungszone auf der Basis der Partikelsinkgeschwindigkeit zum Teil vernachlässigbar klein im Vergleich zum Rücklaufstrom vom Sichtvorgang ist.

Aus der Fließschemasimulation der verfahrenstechnischen Vorgänge in der Sichter­mühle wird deutlich, dass die Menge des zum Sichtrad transportierten Feststoffstroms von der Anzahl der Beanspruchungen im Modell mitbestimmt wird. Eine Reduzierung der Beanspruchungsanzahl führt zu größeren Partikelgrößenverteilungen nach dem Zerkleinerungsschritt. Der Feststoffstrom zum Sichter wird entsprechend kleiner, da ein größerer Teil des Feststoffs direkt nach dem Siebvorgang als Grobgut in die Mühle zurückgeführt wird. Eine Reduzierung der Beanspruchungsanzahl im Modell bedarf jedoch einer gleichzeitigen Erhöhung des Parameters m_0 der Trennfunktion, damit die Feinheit des Endprodukts am Austritt des Abweiseradsichters unverändert bleibt. Die Kombination dieser zwei Modellparameter ergibt sich aus der Anpassung der berechneten Partikelgrößenverteilungen des Produkts an den im Experiment bestimmten Verteilungen. Die Herleitung von analytischen physikalisch begründeten Zusammenhängen zwischen den Modellparametern der Trennfunktion (k und m_0) und den Betriebsbedingungen (wie z.B. Luftvolumenstrom und Feststoffdurchsatz) sowie zwischen der Anzahl der Beanspruchungen im Modell und der Mahlscheibengeschwindigkeit wird das Verständnis der internen Transport- und Trennprozesse wesentlich verbessern.

Die durchgeführte experimentelle und numerische Untersuchung der Strömungssituation in der gesamten Sichter­mühle im Rahmen der vorliegenden Arbeit und die daran gekoppelten Partikelbahnrechnungen stellen eine fundierte Basis für solche Untersuchungen dar. Das numerische Strömungsmodell liefert wichtige Erkenntnisse über die Auftrefforte der Partikeln in der Mühle und über ihre Aufprallgeschwindigkeit. Die Partikelzerkleinerung wird auf Grund enormer Rechen- und Speicherkapazitäten, die benötigt werden, um die Gleichung der Bruchwahrscheinlichkeit und der Bruchfunktion für eine statische Anzahl an Partikeln auf jede einzelne Partikel im Mahlraum bei jeder Kollision mit der Wand anzuwenden, noch nicht berücksichtigt.

7.5.1 Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit

Bei der oben beschriebenen Fließschemasimulation der Zerkleinerung und der Klassierung in der Sichter­mühle werden die Materialermüdung und die Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit nicht berücksichtigt. Der Einfluss dieser zwei Phänomene

auf die berechnete Produktpartikel­größen­verteilung wird im Folgenden separat an einem Beispiel diskutiert.

Nicht alle Partikeln werden mit derselben Auftreff­geschwindigkeit beansprucht. Ihre Beanspruchung erfolgt in der Mühle nicht nur an den Hammerspitzen. Beanspruchungen an der Mahlraum­begrenzung finden ebenfalls statt. Außerdem treten Kanten- und schiefe Stöße auf. Die Auftreff­geschwindigkeit der Partikeln kann dadurch sehr unterschiedlich sein (vergl. Abschnitt 6.5.1.5). Es ist daher sinnvoll bei der Berechnung der Zerkleinerung die Beanspruchungs­geschwindigkeit als verteilte Größe zu behandeln. In SolidSim wird eine Maxwell-Verteilung für die Beanspruchungs­geschwindigkeit angenommen. Diese wird durch Gl. (7.9) gegeben.

$$\frac{d\theta}{du_p} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{u_p}{u_{P,Max}} \right)^2 \exp \left(- \left(\frac{u_p}{u_{P,Max}} \right)^2 \right) \cdot \frac{1}{u_{P,Max}} \quad (7.9)$$

Hier ist $d\theta/du_p$ die Dichteverteilung der Beanspruchungs­geschwindigkeit, u_p ist die Beanspruchungs­geschwindigkeit und $u_{P,Max}$ bezeichnet die wahrscheinlichste Auftreff­geschwindigkeit, d.h. die Geschwindigkeit am Maximum der Verteilungsfunktion. Diese Form der Geschwindigkeits­verteilung wird bereits bei der Berechnung der maschinellen Prallzerkleinerung von Kerlin [62] und Drögemeier [28] benutzt. Kerlin [62] schlägt auf Grund von Anpassungs­rechnungen eine quadratische Abhängigkeit zwischen der Hammergeschwindigkeit und der wahrscheinlichsten Beanspruchungs­geschwindigkeit vor, die in SolidSim optional vorhanden ist. Die aus Abschnitt 6.5.1 folgenden Erkenntnisse über die Prallgeschwindigkeit in technischen Mühlen bestätigen diese Annahme nicht. Deswegen wird zur Diskussion des Einflusses der Verteilung der Beanspruchungs­geschwindigkeit direkt die wahrscheinlichste Geschwindigkeit spezifiziert.

In Abb. 7.4 ist die Maxwell-Verteilung für verschiedene wahrscheinlichste Geschwindigkeiten $u_{P,Max}$ gezeigt. Die wahrscheinlichste Prallgeschwindigkeit ist stets geringer als die Rotorumfanggeschwindigkeit. Des Weiteren ist es physikalisch nicht möglich, dass die Auftreff­geschwindigkeit die Rotorumfanggeschwindigkeit übersteigt. Ergeben sich daher bei der Berechnung der Geschwindigkeits­verteilung nach Gl. (7.9) Geschwindigkeiten, die größer als die Rotorumfanggeschwindigkeit sind, werden diese gleich der Rotorumfanggeschwindigkeit gesetzt.

Um den Effekt der Verteilung der Beanspruchungs­geschwindigkeit auf das Zerkleinerungs­produkt in der Sichter­mühle zu studieren, wird zuerst der Zerkleinerungs­vorgang in der Hammermühle separat berechnet, ohne anschließende Klassierung und entsprechende Rückführungen einzubauen (vergl. Abb. 7.1). Die Eingabeparameter für die Berechnung der Zerkleinerung sind identisch wie bei der Berechnung des Mahl­Klassierer-Kreislaufs für Betriebseinstellung 3 aus Abschnitt 7.5. Die Eingabeparameter zur Berechnung der Betriebseinstellung 3 (vergl. Tab. 7.2) gelten als Standardbe-

dingungen für die weiteren Diskussionen. Soweit nicht anders erwähnt beziehen sich die Modellparameter auf diese Standardbedingungen.

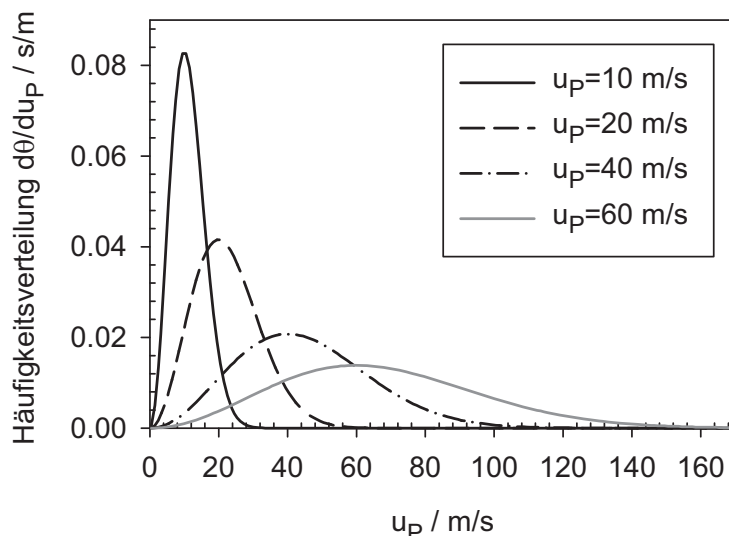


Abb. 7.4: Maxwell-Verteilung zur Beschreibung der Aufprallgeschwindigkeit

In Abb. 7.5 ist die Partikelgrößenverteilung des Zerkleinerungsprodukts für verschiedene wahrscheinlichste Beanspruchungsgeschwindigkeiten dargestellt.

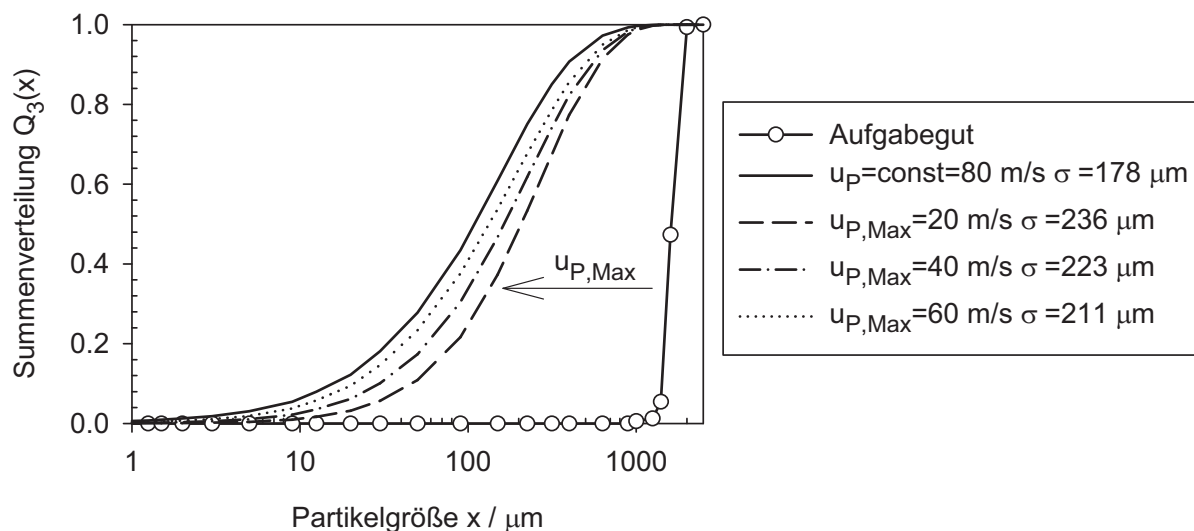


Abb. 7.5: Einfluss der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit auf die Größe und Breite der Produktgrößenverteilung. Berechnung des reinen Zerkleinerungsschritts (Betriebsparameter nach Versuch 3, Tab. 7.2)

Durch die Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit bei der Modellierung der Zerkleinerung resultiert ein größeres Zerkleinerungsprodukt im Vergleich zu der Berechnung mit einer für alle Partikeln konstanten Auftreffge-

schwindigkeit, die 80% der Rotorgeschwindigkeit beträgt. Die Berücksichtigung einer Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit führt unabhängig vom Betrag der wahrscheinlichsten Beanspruchungsgeschwindigkeit zu einer breiteren Verteilung der Produktpartikelgröße im Vergleich zu der Berechnung mit einer konstanten Auftreffgeschwindigkeit. Die zu den einzelnen Partikelgrößenverteilungen zugehörigen Standardabweichungen σ sind aus der Legende der Abb. 7.5 zu entnehmen.

Mit steigender wahrscheinlichster Beanspruchungsgeschwindigkeit verschiebt sich die Partikelgrößenverteilung ins Feine und wird enger, da durch die Erhöhung der mittleren Beanspruchungsenergie der Anteil an zerkleinerten Partikeln in allen Größenklassen ansteigt und in feinere Klassen umverteilt wird.

Im Fall der Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit ist ein deutlicher Einfluss auf die Feinheit der Verteilung im Vergleich zur Berechnung mit einer konstanten Auftreffgeschwindigkeit erkennbar. Inwieweit diese Befunde auf die Simulation der Zerkleinerung im Mahl-Klassier-Kreislauf übertragbar sind, wird im Folgenden diskutiert.

In Abb. 7.6 ist die Partikelgrößenverteilungen aus der Berechnung des Mahl-Klassierer-Kreislaufs unter Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit für zwei wahrscheinlichste Beanspruchungsgeschwindigkeiten von 20 und 60 m/s dargestellt. Zum Vergleich werden die Ergebnisse mit diesen aus der Simulation bei Standardbedingungen mit einer konstanten Partikelauftreffgeschwindigkeit von 80 m/s herangezogen. Zwecks besserer Übersicht werden die Partikelgrößenverteilungen der einzelnen Feststoffströme in zwei Graphiken aufgeteilt.

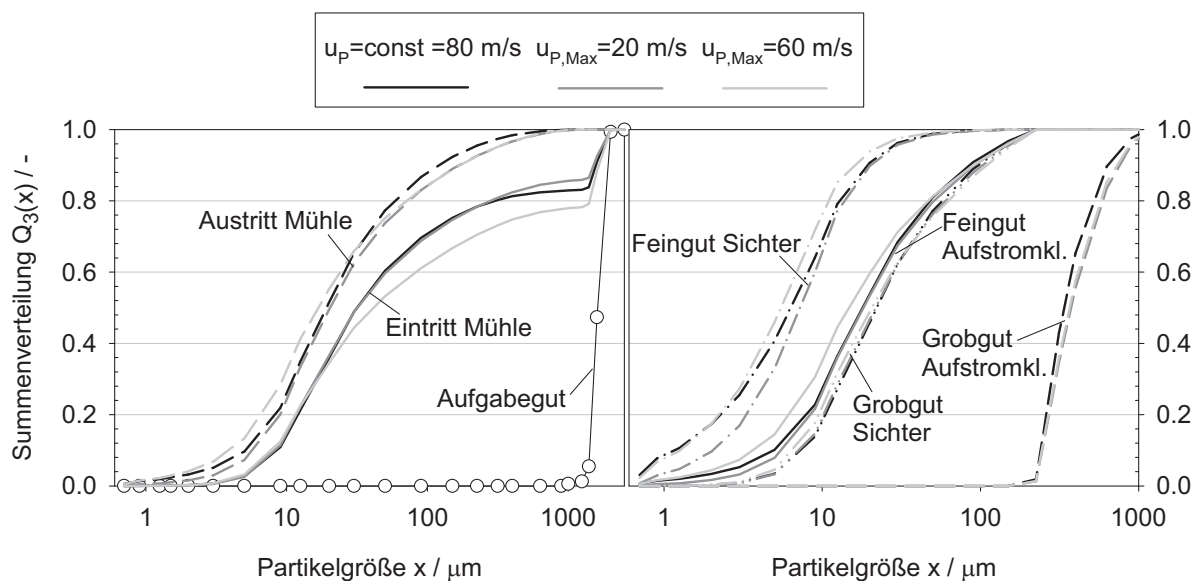


Abb. 7.6: Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit bei der Berechnung des in Abb. 7.1 dargestellten Mahl-Klassierer-Kreislaufs (Betriebeinstellung 3, Tab. 7.2)

Bei $u_{P,Max}=20$ m/s liegt die aus der Maxwellverteilung resultierende höchste Geschwindigkeit unterhalb der konstanten Partikelauftreffgeschwindigkeit von 80 m/s und beträgt 68 m/s (vergl. Abb. 7.4). Im Fall von $u_{P,Max}=60$ m/s werden 70% der Partikeln mit einer Geschwindigkeit, die geringer als 80 m/s ist, beansprucht. Demnach ist zu erwarten, dass die Berücksichtigung einer Geschwindigkeitsverteilung in beiden Fällen zu einer gröberen und breiteren Produktpartikelgrößenverteilung führt.

Während im Fall des reinen Zerkleinerungsschritts die Verteilung bei beiden Geschwindigkeitsverteilungen gröber im Vergleich zu der konstanten Geschwindigkeit von 80 m/s (vergl. Abb. 7.5) ausfällt, resultiert die feinste Partikelgrößenverteilung im Mahl-Klassierer-Kreislauf nicht aus der Berechnung mit der konstanten Partikelauftreffgeschwindigkeit sondern aus der Berechnung mit der Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung bei $u_{P,Max}=60$ m/s. Diese Rechnung ergibt auch die engste Verteilung. Zum Verständnis der zu diesem Ergebnis führenden Gründe werden die Partikelgrößenverteilungen und die normierten Feststoffströme der einzelnen Schritte bei den unterschiedlichen Beanspruchungsgeschwindigkeiten verglichen. Diese sind in Abb. 7.6 und Abb. 7.7 dargestellt.

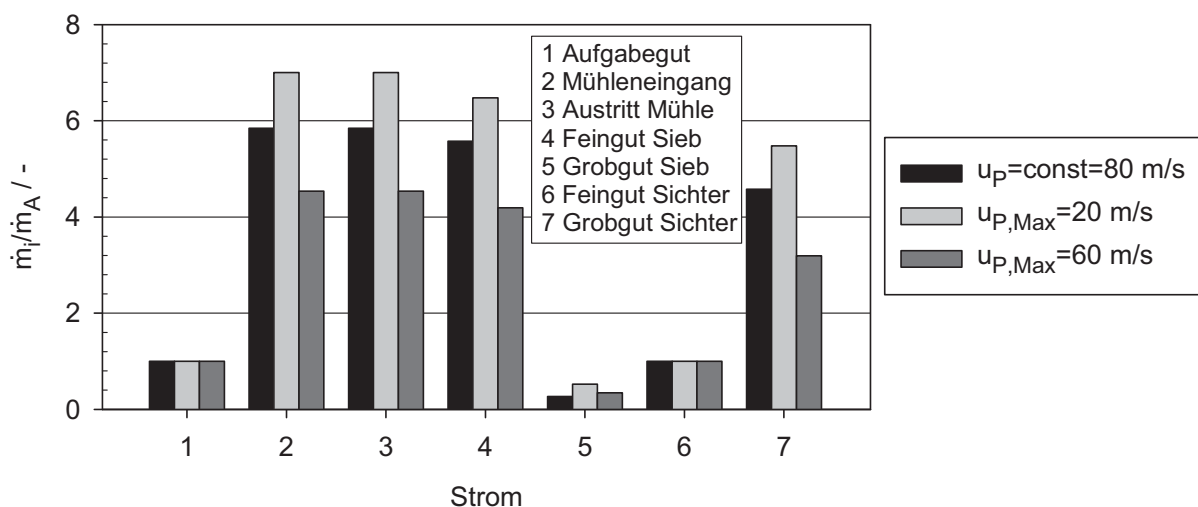


Abb. 7.7: Normierte Feststoffströme im Mahl-Klassierer-Kreislauf nach der Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit für zwei verschiedene wahrscheinlichste Beanspruchungsgeschwindigkeiten und Vergleich mit dem Fall einer konstanten Auftreffgeschwindigkeit

Die Partikelgrößenverteilung am Feingutaustritt des Sichtrads wird maßgeblich von den internen Rezirkulationsströmen bestimmt. Im Fall von $u_{P,Max}=60$ m/s sind die normierten Rücklaufströme am geringsten (vergl. Abb. 7.7), so dass der erhöhte Anteil an Aufgabegut im Feststoffstrom am Eingang der Mühle seine Partikelgrößenverteilung ins Grobe verschiebt. Das Vermischen von bereits zerkleinertem Mahlgut und frischem Aufgabegut führt zu sehr breiten Größenverteilungen am Mühleneintritt, de-

ren Standardabweichungen sich von $\sigma=568\ \mu\text{m}$ für $u_{P,Max}=20\ \text{m/s}$ bis $\sigma=667\ \mu\text{m}$ für $u_{P,Max}=60\ \text{m/s}$ erstrecken.

Am Austritt der Mühle ergeben sich unter der Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit, unabhängig vom Betrag der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit, breitere Partikelgrößenverteilungen im Vergleich zu der Berechnung mit der konstanten Partikelgeschwindigkeit. Während die Standardabweichung der Partikelgrößen bei $u_{P,Max}=20\ \text{m/s}$ und $u_{P,Max}=60\ \text{m/s}$ 132 bzw. 128 μm beträgt, ergibt sich die Standardabweichung bei der konstanten Auftreffgeschwindigkeit von 80 m/s zu $\sigma=95\ \mu\text{m}$. Das Mahlgut wird während der Zerkleinerung in die feineren Größenklassen umverteilt. Auf Grund der Berücksichtigung der Verteilung der Beanspruchungsgeschwindigkeit bricht ein geringerer Partikelanteil. Dies gilt sowohl für die groben Partikel, die auf Grund der erhöhten Fehlstellenverteilung leichter brechen, als auch für die Partikel in den feinen Größenintervallen, die einen höheren Energieeintrag zum Bruch benötigen. Im Fall der hoch angesetzten konstanten Auftreffgeschwindigkeit von 80 m/s findet zum Teil eine vollständige Umverteilung des Mahlguts aus den obersten Größenintervallen in die feinen Partikelklassen. Somit ist der obere Teil der kumulativen Verteilung am Mühlenaustritt in diesem Fall am stärksten in Richtung feinerer Größen verschoben. Für den unteren Größenbereich der kumulativen Verteilungen am Mühlenaustritt ($x_{50,3}<30\ \mu\text{m}$) weist die Verteilung bei $u_{P,Max}=60\ \text{m/s}$ den höchsten Feingutanteil auf. Dafür ist der erhöhte Massenanteil an Aufgabegut im Strom am Eintritt der Mühle bei $u_{P,Max}=60\ \text{m/s}$ verantwortlich. Obwohl weniger Partikel aus den obersten Partikelgrößenklassen im Vergleich zu $u_P=80\ \text{m/s}$ brechen, ist der Massenanteil an daraus entstandenem Feingut deutlich höher im Vergleich zum entstandenen Feingut bei $u_P=80\ \text{m/s}$.

Bei der folgenden Aufstromklassierung findet eine ideal scharfe Trennung auf der Basis der Sinkgeschwindigkeit der Partikel statt, die für alle drei Berechnungen gleich groß ist (vergl. Abschnitt 7.5). Die resultierenden Feingutströme aus dem Aufstromklassierer weisen für die unterschiedlichen Beanspruchungsgeschwindigkeiten unterschiedliche Feststoffbeladungen auf. Bei $u_{P,Max}=60\ \text{m/s}$ ist die Beladung am Eintritt des Sichtrads mit 0,35 kg Fest/kg Luft am geringsten. Bei $u_P=80\ \text{m/s}$ ist die Beladung 0,45 kg Fest/kg Luft, während die Beladung unter der Annahme einer geringen

2.1 Untersuchungen auf Material- und Einzelparsten ist und 0,54 kg Fest/kg Luft beträgt (vergl. auch Abb. 7.7). Mit steigendem Feststoffmassenstrom verschiebt sich nach Gl. (7.8) die Trennkurve und somit auch die Partikelgrößenverteilung des Feinguts in Richtung kleinerer Partikelgrößen. Demnach ist zu erwarten, dass bei gleichen Eingabeparametern die Verteilung für $u_{P,Max}=20\ \text{m/s}$ am feinsten ausfallen sollte. Auf die Feingutverteilung nach dem Sichtvorgang wirkt sich jedoch vielmehr die Partikelgrößenverteilung am Eingang des Sichtrads aus. Für die verschiedenen Beanspruchungsgeschwindigkeiten ist der Unterschied zwischen den resultierenden Verteilungen am Sichtradeintritt am stärksten im mittleren und kleinen Korngrößenbereich ausgeprägt (vergl. Abb. 7.6). Die Standardabweichungen σ und einige charakteristischen Größen der drei Verteilungen

einige charakteristischen Größen der drei Verteilungen sind in Tab. 7.7 zusammengefasst.

Tab. 7.7: Typische Werte der Partikelgrößenverteilungen am Eintritt des Sichtrads

Simulation	$x_{10,3} / \mu\text{m}$	$x_{50,3} / \mu\text{m}$	$x_{90,3} / \mu\text{m}$	$\sigma / \mu\text{m}$
$u_P = \text{const} = 80 \text{ m/s}$	5	18,2	90	40,8
$u_{P, \text{Max}} = 20 \text{ m/s}$	5,3	18,4	90	43,3
$u_{P, \text{Max}} = 60 \text{ m/s}$	3,8	15	90	43,5

Die auf den ersten Blick geringfügigen Unterschiede in den Partikelgrößenverteilungen am Eintritt des Sichtrads beeinflussen wesentlich die resultierende Größenverteilung des Feinguts. Dies hängt damit zusammen, dass die Trennfunktion in einem höheren Masse vom Partikeldurchmesser als von der Beladung abhängig ist (vergl. Gl. (7.8)). Simulationsrechnungen mit gleichen Feststoffbeladungen und Partikelgrößenverteilungen am Sichteintritt, die sich geringfügig voneinander unterscheiden, bestätigen dies.

Aus der oben aufgeführten Diskussion wird deutlich, dass alleine die Berücksichtigung einer Geschwindigkeitsverteilung nicht zwangsläufig zu einer breiteren und gröberen Endgrößenverteilung bei der Berechnung der in der Mühle stattfindenden Zerkleinerungs- und Klassiervorgänge führt. Die Verteilung des Endprodukts wird bei sonst gleichen Modellparametern maßgeblich von der Partikelgrößenverteilung des internen Stroms zum Sichtrad bestimmt.

7.5.2 Berücksichtigung der Materialermüdung

In Einzelkornversuchen lässt sich bei wiederholter Partikelbeanspruchung ein leichter Ermüdungseffekt beobachten [154]. Bei höheren Beanspruchungshäufigkeiten kann die Ermüdung durch Akkumulation jedoch einen merklichen Einfluss auf den Zerkleinerungsvorgang ausüben. Im Modell besteht deshalb die Möglichkeit, die Materialermüdung während der Zerkleinerung zu berücksichtigen. In diesem Fall wird bei jeder nachfolgenden Beanspruchung, wie von Vogel [154] berichtet, der Wert von f_{Mat} um 7% erhöht und der Wert von $xW_{m, \text{min}}$ um 7% reduziert. Die Festigkeit der Partikeln nimmt dadurch mit zunehmender Stoßhäufigkeit ab. Vogel leitet diese Abhängigkeit anhand weniger experimenteller Ergebnisse für bis zu 3 Stöße ab, so dass nicht eindeutig feststeht, ob die Abnahme der beiden Parameter mit zunehmender Anzahl an Beanspruchungen konstant bleibt. Zudem liegt der Wert von 7% nah an der Streuung der experimentellen Werte. Deswegen ist die Materialermüdung als eine mögliche Modellerweiterung eingebaut, die jedoch weiterer Verifizierung bedarf. Untersuchungen von Subero-Couroyer et al. [143] zum Abrieb von porösen Katalysatorträgern mit einem Durchmesser von 2 mm zeigen z.B., dass sich die

nem Durchmesser von 2 mm zeigen z.B., dass sich die Materialparameter f_{Mat} und $xW_{m,min}$ mit der Anzahl der Beanspruchungen unterschiedlich stark ändern. Während der Parameter f_{Mat} fast unverändert bleibt, ist der Einfluss der Beanspruchungsanzahl auf den Wert von $xW_{m,min}$ stärker ausgeprägt. Dabei werden unterschiedliche Trends in der Änderung von $xW_{m,min}$ bei unterschiedlich hergestellten Trägerpartikeln beobachtet. Dies wird auf das Vorhandensein von Makrodefekten und von bereits geschwächten Primärpartikeln in der Matrix zurückgeführt.

Eine andere Möglichkeit, Ermüdungseffekte bei der Berechnung der Mehrfachbeanspruchung zu berücksichtigen, ist das Einführen der Partikelfestigkeit als eine zusätzliche verteilte Größe im Modell. Die Modellstruktur ermöglicht es, was allerdings solange nicht zweckmäßig ist, bis keine fundierten Aussagen über die Mechanismen der Materialermüdung vorliegen.

Der Einfluss der Materialermüdung bei der Berechnung des reinen Zerkleinerungsschritts ohne Berücksichtigung von Rücklaufströmungen und Klassiervorgängen in der Mühle wird mit dem Ansatz von Vogel für unterschiedliche Anzahl der Beanspruchungen und ansonsten gleiche Eingabeparameter in Abb. 7.8 gezeigt. Werden Ermüdungseffekte berücksichtigt, ergeben sich bei mehrfacher Beanspruchung feinere Produktpartikelgrößen am Mühlenaustritt. Die Unterschiede zwischen den Berechnungen mit und ohne Materialermüdung werden auf Grund der Akkumulation stärker mit steigender Anzahl der Beanspruchungsereignisse in der Mahlzone.

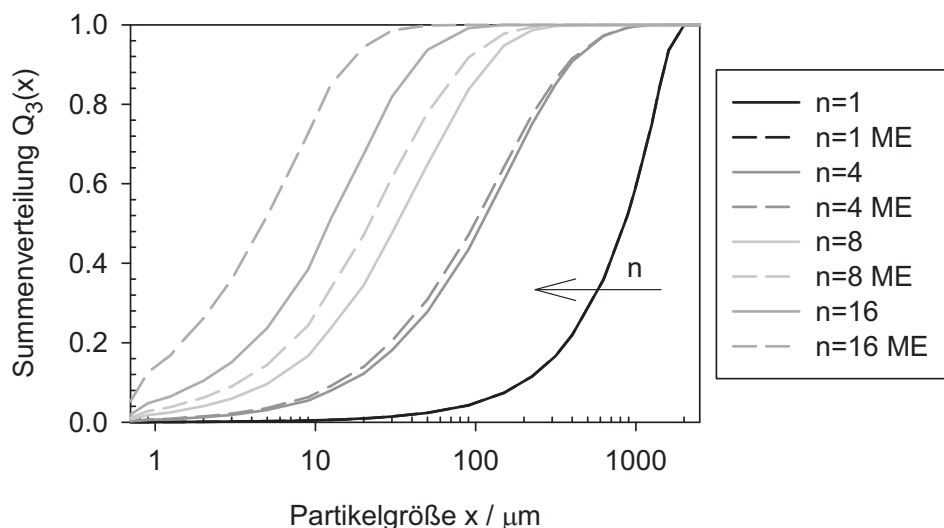


Abb. 7.8: Einfluss der Materialermüdung (ME) auf die Produktfeinheit am Ausgang der Mühle. Berechnung des reinen Zerkleinerungsschritts.

Der Effekt der Materialermüdung bleibt auch bei der Berechnung der Zerkleinerung und der Klassierung im Mahl-Klassierer-Kreislauf über den gesamten Partikelgrößenbereich deutlich erkennbar. Wird jedoch bei sonst gleichen Eingabeparametern die Anzahl der Beanspruchungen erhöht und dafür keine Materialermüdung berücksich-

tigt, ergibt sich die gleiche Produktfeinheit wie bei der Berechnung mit einer niedrigeren Anzahl an Beanspruchungen unter Berücksichtigung von Ermüdungseffekten (Abb. 7.9).

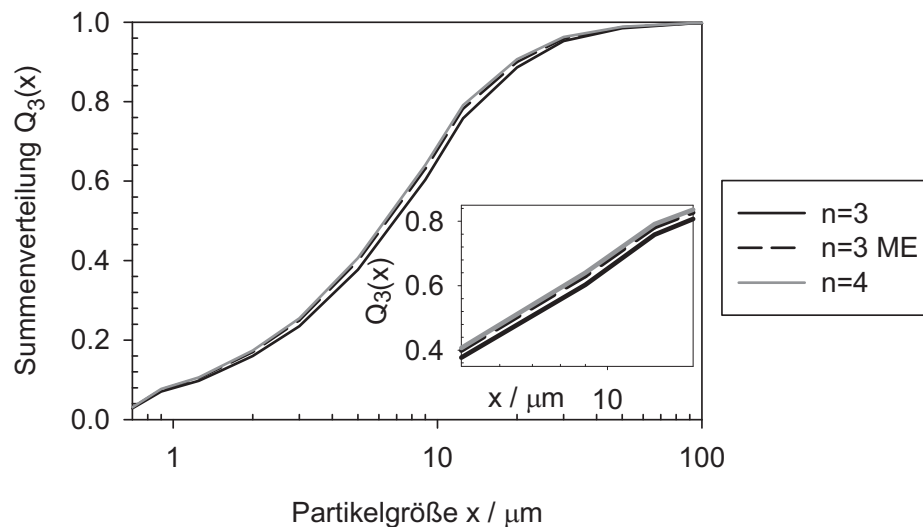


Abb. 7.9: Einfluss der Materialermüdung (ME) bei der Berechnung der Zerkleinerungs- und Klassiervorgänge in der Sichter mühle

Die Menge der zurückgeführten Partikeln und der Holdup in der Mühle steigen jedoch mit abnehmender Beanspruchungsanzahl n trotz Berücksichtigung der Partikelermüdung an. Anhand dieses Beispiels wird deutlich, dass die Modellgröße n , die die Anzahl der Beanspruchungen im Modell angibt, eine systematische und plausible Abhängigkeit von den Betriebsparametern und von den erweiterten Modelleinstellungen (Geschwindigkeitsverteilung bzw. Partikelermüdung bei Mehrfachbeanspruchung) zeigt. Diese Größe korreliert mit der Verweilzeit der Partikeln in der Mühle. Ihr Wert kann jedoch nicht als tatsächliche mittlere Beanspruchungsanzahl verstanden werden. Hierfür muss die vorgestellte Modellstruktur durch die direkte Untersuchung des Bewegungs- und Zerkleinerungsverhaltens der Partikeln im CFD-Modell zur Berechnung der Mehrphasenströmung in der Sichter mühle weiter verifiziert werden.

8 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle und numerische Untersuchung der ein- und mehrphasigen Strömung in Sichter- und Hammermühlen sowie die Entwicklung eines allgemeinen erweiterbaren Zerkleinerungsmodells für Hammermühlen, das den heutigen Stand des Wissens und auch die neu gewonnenen Erkenntnisse aus den Strömungsuntersuchungen zusammenfasst.

Der Einfluss der Mahlscheiben- und der Sichtraddrehzahl auf die Strömung in der Zerkleinerungs- und in der Klassierzone, sowie im Bereich zwischen dem Sichtrad und der Mahlscheibe, wird systematisch untersucht. Zur Untersuchung der Strömung in der Zerkleinerungszone wird die rotierende Mahlscheibe entweder mit vier zylindrischen oder mit vier prismatischen Prallelementen, die äquidistant am Mahlscheibenumfang befestigt werden, bestückt. Hauptaugenmerk der Untersuchungen in der Zerkleinerungszone ist die Umströmung der Prallelemente, da der Zerkleinerungsvorgang bevorzugt an diesen stattfindet. Die experimentellen Untersuchungen finden mittels Particle Image Velocimetry (PIV) statt während zur numerischen Berechnung der ein- und mehrphasigen Strömung die CFD-Software ANSYS CFX 11.0 verwendet wird.

Sowohl die experimentellen als auch die numerischen Untersuchungen der einphasigen Strömung in der Nähe der Prallelemente zeigen, dass die Strömung am Sichtrad keinen Einfluss auf die Strömung in der Zerkleinerungszone hat. Auf der Anströmseite der Stifte, an der der Zerkleinerungsvorgang stattfindet, ist die Strömung stationär. Auf Grund der an den Stiften stattfindenden Strömungsablösung wird die Strömung hinter den Stiften verwirbelt und weist einen instationären Charakter auf. Unabhängig von der eingestellten Mahlscheibengeschwindigkeit bilden sich auf der Anströmseite des Stiftes ähnliche Geschwindigkeitsprofile aus. Eine Normierung der Fluidanströmgeschwindigkeit mit der Mahlscheibengeschwindigkeit führt sowohl im Experiment als auch in der numerischen Berechnung zu einem einheitlichen Geschwindigkeitsprofil für alle untersuchten Mahlscheibengeschwindigkeiten. Die maximal gemessene Fluidgeschwindigkeit in weiter Entfernung vom zylindrischen Stift beträgt dabei 80% der Mahlscheibengeschwindigkeit am Messort. Die entsprechende Geschwindigkeit aus der numerischen Berechnung liegt bei 87% der Mahlscheibengeschwindigkeit am Messort. Im Fall des prismatischen Prallelements ist die Fluidgeschwindigkeit in weiter Entfernung vom Stift etwas geringer und beträgt bei der Messung 76% und bei der numerischen Berechnung 79% der Mahlscheibengeschwindigkeit am Messort. Der Unterschied zwischen dem Versuch und der numerischen Berechnung werden auf die vereinfachenden Annahmen bei der numerischen Berechnung zurückgeführt.

In der Praxis wird des Öfteren die Annahme einer Potentialumströmung der Prallelemente zur Berechnung von Partikelbahnen oder des Auftreffgrads getroffen. Ein Vergleich der Geschwindigkeitsprofile aus der Messung und aus der numerischen Berechnung mit der analytisch lösbaren Potentialumströmung eines Kreiszyinders und einer

ebenen Platte zeigt jedoch, dass die Potentialumströmung um 21% bzw. um 26% die gemessene Anströmgeschwindigkeit in weiter Entfernung vom Stift übersteigt. Dieser Unterschied klingt mit abnehmendem Abstand zum Stift ab. Durch die Erweiterung der Gleichung der Potentialumströmung mittels Korrekturfaktoren werden für beide Stiftgeometrien Gleichungen aufgestellt, die ermöglichen, in der Sichterzmühle die Anströmgeschwindigkeit normal zur Stiftwand analytisch zu berechnen.

Die Untersuchung der Luftströmung in der Klassierzone zeigt, dass der Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit vernachlässigt werden kann. Die Strömung dort wird neben der eingestellten Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrads maßgeblich von der Luftabsaugung bestimmt. Diese ist hohen Schwankungen ausgesetzt und weist auf instationäre Strömungsvorgänge hin. Das Sichtrad wird zudem asymmetrisch durchströmt. Das beschriebene Strömungsverhalten hat eine unerwünscht breitere Partikelgrößenverteilung des Produkts zur Folge. Des Weiteren bilden sich zwischen den Sichtradschaufeln Starrkörperwirbel aus, die sich zum Zentrum des Sichtrads über den gesamten Schaufelbereich ausbreiten. Die entstehenden Wirbel schnüren die Hauptströmung ein und verursachen dadurch höhere Strömungsgeschwindigkeiten in radialer Richtung, die entsprechend die Feingutverteilung zu gröberen Partikelgrößen verschiebt. Aus der numerischen Berechnung geht hervor, dass die für die Hauptströmung am Schaufeleintritt zur Verfügung stehende freie Fläche mit zunehmender Sichtradgeschwindigkeit abnimmt und nur etwa $1/3$ (bei einer Sichtradumfangsgeschwindigkeit von 50 m/s) bis $2/3$ (bei einer Sichtradumfangsgeschwindigkeit von 10 m/s) der für die Strömung konstruktiv vorgesehenen Sichtradmantelfläche beträgt.

Die Strömung im Kern des Sichtrads lässt sich in zwei charakteristische Bereiche unterteilen. Um das Sichtradzentrum bildet sich ein Starrkörperwirbel aus. An ihn schließt sich ein Potentialwirbel an, der sich bis zu den Sichtradschaufeln ausstreckt. Die Grenze zwischen den Wirbeln stimmt nicht mit dem Durchmesser der Absaugöffnung überein. Der Potentialwirbel breitet sich zum Sichtradzentrum weit über den Durchmesser der Absaugöffnung hinaus aus. Der schnelle Abtransport des entstandenen Feinguts wird im Sichtradkern jedoch durch die Ausbildung eines Starrkörperwirbels begünstigt. Eine konstruktive Möglichkeit, den Potentialwirbel einzugrenzen, ist die Verlängerung der Sichtradschaufeln zum Zentrum des Sichtrads.

Sowohl die Messung als auch die numerische Berechnung zeigen, dass der Luftaustrag und somit der Feingutabtransport nicht in der Mitte der Absaugöffnung sondern an ihrem Umfang am stärksten ausgeprägt ist. Im mittleren Bereich des Sichtrads weist die Strömung quer zur Absaugrichtung, so dass der Partikelabtransport aus diesem Bereich verlangsamt wird.

Im Übergangsbereich zwischen der Mahlscheibe und dem Sichtrad ist die Strömung stark verwirbelt. Diese wird in der Nähe des Sichtrads intensiv durch die Luftabsaugung mitbestimmt. Der Einfluss der Mahlscheibengeschwindigkeit auf die Strömung ist im Übergangsbereich deutlich erkennbar während dem Einfluss der Sichtradge-

schwindigkeit der Einfluss der Luftabsaugung überlagert wird und dadurch kein eindeutiger Trend im Geschwindigkeitsverlauf in Abhängigkeit der Sichtradgeschwindigkeit erkennbar ist.

Zur Untersuchung des Einflusses der Partikelgröße auf die Partikelbeanspruchungsgeschwindigkeit werden bei den Versuchen vier eng verteilte Partikelfractionen mit einem mittleren Durchmesser von 29, 143, 221 und 572 μm eingesetzt. Die numerische Berechnung findet mit monodispersen Partikeln statt. In diesem Fall wird der Partikeldurchmesser zwischen 140 und 500 μm variiert.

Sowohl das Experiment als auch die numerische Berechnung zeigen, dass im untersuchten Partikelgrößenbereich die Partikelbeanspruchungsgeschwindigkeit unabhängig von der Partikelgröße ist. Die experimentellen Untersuchungen der partikelbeladenen Strömung an den Prallelementen ergeben, dass unabhängig von den Betriebseinstellungen die Partikelauftreffgeschwindigkeit über der Stiftheöhe als konstant angesehen werden kann. Die Sichtradgeschwindigkeit übt keinen Einfluss auf die Partikelauftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen aus. Eine Normierung der Partikelgeschwindigkeit relativ zur Wand mit der Mahlscheibengeschwindigkeit führt wie im Fall der einphasigen Strömung sowohl im Experiment als auch in der numerischen Berechnung zu einem einheitlichen Geschwindigkeitsprofil bei allen untersuchten Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeiten. Die Partikelbeanspruchungsgeschwindigkeit normal zur Wand beträgt dabei in der Messebene, die die Stifte vertikal durch ihre Mitte schneidet, 80% der Umfangsgeschwindigkeit der Mahlscheibe.

Die numerische Berechnung bekräftigt die Erkenntnisse aus der Messung und liefert zusätzlich wichtige Erkenntnisse über die Verteilung der Partikelauftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen und am Mahlring. Für beide Stiftgeometrien ergibt sich unabhängig von der Partikelgröße und von der Mahlscheibengeschwindigkeit eine einheitliche monomodale Dichteverteilung der mit der Mahlscheibengeschwindigkeit normierten Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln. Die am häufigsten auftretende Partikelauftreffgeschwindigkeit liegt für beide Stiftgeometrien bei 90% der Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeit. Die mittlere Beanspruchungsgeschwindigkeit über der gesamten Stifanströmfläche ergibt sich für die zylindrischen und für die prismatischen Prallelemente zu 90% bzw. 85% der Mahlscheibenumfangsgeschwindigkeit

Die numerische Berechnung ergibt, dass die Partikelauftreffgeschwindigkeit am Mahlring deutlich geringer im Vergleich zu der Partikelauftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen ist. Bei den Partikeln mit dem Durchmesser von 140 μm beträgt die Partikelgeschwindigkeit beim Aufprall am Mahlring ein Drittel der Partikelauftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen. Im Fall eines Partikeldurchmessers von 500 μm ist die Partikelauftreffgeschwindigkeit sogar ein Sechstel der entsprechenden Auftreffgeschwindigkeit an den Prallelementen. Der Beitrag des Mahlrings zur primären Partikelzerkleinerung ist somit gering.

Die Geometrie der Prallelemente wirkt sich nicht auf die Auftreffgeschwindigkeitsverteilung am Mahrling aus. Es ist jedoch eine Abhängigkeit von der Partikelgröße vorhanden. Während bei den Partikeln mit dem Durchmesser von 500 μm eine enge Gaußverteilung resultiert, ist bei der Geschwindigkeitsverteilung der feineren Partikeln mit einem Durchmesser von 140 μm kein klares Maximum der Verteilung erkennbar.

Bei der experimentellen Untersuchung der partikelbeladenen Strömung im Sichtradkern wird die höchste Partikeldichte in unmittelbarer Nähe der Schaufeln beobachtet. Die Mehrzahl der Partikeln tritt unmittelbar nach dem Verlassen des Schaufelbereichs aus dem Sichtrad aus. Dieses Partikelverhalten wird auch durch die numerische Berechnung bestätigt.

Die experimentellen Untersuchungen ergeben, dass im Kern des Sichtrads die Partikeln der Strömung in radialer Richtung schlupffrei folgen. Die gemessenen Partikelgeschwindigkeiten sind jedoch in Absaugrichtung geringer im Vergleich zu der Geschwindigkeit der einphasigen Strömung. Die Partikeln werden nicht in der ihnen zur Verfügung stehenden Zeit in Absaugrichtung umgelenkt und auf die Fluidgeschwindigkeit beschleunigt. Dies hat eine Erhöhung ihrer Verweilzeit zur Folge, was unerwünschte stochastische Effekte (z.B. Partikelkollisionen) im Kern des Sichtrads begünstigt. Der langsame Abtransport von Partikeln vom Sichtradkern wird auch durch die numerische Berechnung bestätigt. Die Simulation ergibt zudem, dass auf Grund der Strömungsablösung im Schaufelbereich die Feststoffteilchen wiederholt auf den Schaufeln aufprallen, was unter anderem zu Spritzkorn im Feingut führt.

Die Erkenntnisse aus der detaillierten Untersuchung der Strömung in der Sichtertermühle werden zur Erweiterung eines allgemeinen Modells zur Simulation der Zerkleinerung in Hammermühlen verwendet. Das Modell fasst den heutigen Stand des Wissens zusammen und verfügt als Teil des Fließschemasimulationsprogramms über die nötige Stromstruktur, um Feststoffgemische und weitere verteilte Parameter neben der Partikelgröße zu berücksichtigen. Somit können einzelne Bausteine des Modells auf der Basis neuer Forschungserkenntnisse einfach erweitert und optimiert werden.

Am Beispiel der untersuchten Sichtertermühle wird gezeigt, wie die ablaufenden verfahrenstechnischen Vorgänge mittels der Kombination einzelner Verfahrensschritte in einem Fließbild studiert werden können. Die Prozesse Zerkleinern und Klassieren werden, auch wenn sie in einem Apparat stattfinden, als unabhängige Verfahrensschritte modelliert. Der Übergangsbereich zwischen der Zerkleinerungs- und der Klassierzone wird durch einen Sieb und einen nachgeschalteten Mischer im Fließschema abgebildet. Die wenigen unbekanntes Modellparameter werden auf der Basis von Messdaten angepasst. Die Simulationsrechnungen liefern eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Die beim realen Mühlenbetrieb beobachtete Anhäufung von Mahlgut im Mühleninnenraum wird realistisch bei der Berechnung wiedergegeben. Die Simulationsrechnungen zeigen, dass alleine die Berücksichtigung einer Geschwindigkeitsverteilung nicht zwangsläufig zu einer breiteren und größeren

Produktgrößenverteilung führt. Die Verteilung des Endprodukts wird bei sonst gleichen Modellparametern maßgeblich von der Partikelgrößenverteilung des internen Stroms zum Sichtrad bestimmt.

Die Modellgröße, die die Anzahl der Beanspruchungen im Modell angibt und der einzige Anpassungsparameter im Zerkleinerungsmodell ist, zeigt eine systematische Abhängigkeit von den Betriebsparametern und von den erweiterten Modelleinstellungen (Geschwindigkeitsverteilung bzw. Partikelermüdung bei Mehrfachbeanspruchung). Ihr Wert kann jedoch nicht als tatsächliche mittlere Beanspruchungsanzahl verstanden werden. Sowohl die Beanspruchungsanzahl als auch die zwei Anpassungsparameter der Trennfunktion sollten in zukünftigen Untersuchungen durch physikalisch basierte Zusammenhänge repräsentiert werden. Die beschriebene Vorgehensweise zur Modellierung der in der Sichtertermühle auftretenden Vorgänge zeigt trotz der angesprochenen benötigten Modellverfeinerungen das große Potential der Fließschemasimulation von Feststoffprozessen zur Analyse und Optimierung der einzelnen Verfahrensschritte im Produktionsmaßstab.

9 Literaturverzeichnis

- [1] Adam, M., Zampini, S., Furchner, B. (2001), A new generation of classifier wheels, *Aufbereitungs-Technik*, 42, 340-344
- [2] Anagnostopoulos, J., Bergeles, G. (1997), Numerical investigation of the grinding process in a beater wheel mill with classifier, *Fuel and Energy Abstracts*, 38 (6), 384-384
- [3] Armstrong, P., Knieke, C., Mackovic, M., Frank, G., Hartmaier, A., Goken, M., Peukert, W. (2009), Microstructural evolution during deformation of tin dioxide nanoparticles in a comminution process, *Acta Materialia*, 57 (10), 3060-3071
- [4] Austin, L. G., Bhatia, V. K. (1972), Experimental methods for grinding studies in laboratory mills, *Powder Technology*, 5 (5), 261-266
- [5] Austin, L. G., Luckie, P. T. (1972), The estimation of non-normalized breakage distribution parameters from batch grinding tests, *Powder Technology*, 5 (5), 267-271
- [6] Austin, L. G., Luckie, P. T. (1972), Methods for determination of breakage distribution parameters, *Powder Technology*, 5 (4), 215
- [7] Austin, L. G., Jindal, V. K., Gotsis, C. (1979), A model for continuous grinding in a laboratory hammer mill, *Powder Technology*, 22, 199-204
- [8] Austin, L. G., Bagga, P. (1981), An analysis of fine dry grinding in ball mills, *Powder Technology*, 28 (1), 83-90
- [9] Austin, L. G., Shah, J., Wang, J., Gallagher, E., Luckie, P. T. (1981), An analysis of ball-and-race milling. Part I. The hardgrove mill, *Powder Technology*, 29 (2), 263-275
- [10] Austin, L. G. (1999), A discussion of equations for the analysis of batch grinding data, *Powder Technology*, 106, 71-77
- [11] Austin, L. G. (2002), A treatment of impact breakage of particles, *Powder Technology*, 126 (1), 85-90
- [12] Austin, L. G. (2004), A preliminary simulation model for fine grinding in high speed hammer mills, *Powder Technology*, 143 (4), 240-252
- [13] Basset, A. B. (1888), On the motion of a sphere in a viscous liquid, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, A179, 43-63
- [14] Bauder, A., Müller, F., Polke, R. (2004), Investigations concerning the separation mechanism in deflector wheel classifiers, *International Journal of Mineral Processing*, 74, 147-154

- [15] Bauer, U. (2002), Zur trennscharfen Feinsichtung in Fliehkraft-Abweiseradsichtern, Dissertation, Technische Universität Clausthal
- [16] Baumgardt, S. (1975), Beitrag zur Einzelkornschlagzerkleinerung, Dissertation, Bergakademie Freiberg
- [17] Becker, M., Kwade, A., Schwedes, J. (2001), Stress intensity in stirred media mills and its effect on specific energy requirement, *International Journal of Mineral Processing*, 61 (3), 189-208
- [18] Bernotat, S. (1975), Untersuchung eines Querstromsichtverfahrens, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [19] Berthiaux, H., Chiron, C., Dodds, J. (1999), Modelling fine grinding in a fluidized bed opposed jet mill, Part II: Continuous grinding, *Powder Technology*, 106, 88-97
- [20] Berthiaux, H., Dodds, J. (1999), Modelling fine grinding in a fluidized bed opposed jet mill, Part I: Batch grinding kinetics, *Powder Technology*, 106, 78-87
- [21] Berthiaux, H. (2000), Analysis of grinding by Markov chains, *Chemical Engineering Science*, 55, 4117-4127
- [22] Böttner, C. U., Sommerfeld, M. (2002), Numerical calculation of electrostatic powder painting using the Euler/Lagrange approach, *Powder Technology*, 125 (2), 206-216
- [23] Boussinesq, M. J. (1903), *Theorie analytique de la chaleur*, l'école polytechnique, Paris
- [24] Buss, B., Schubert, H. (1970/71), Beziehungen zwischen der Korngrößenverteilung und der Beanspruchungsenergie bei der Einzelkornprallzerkleinerung, *Powder Technology*, 4, 139-145
- [25] Cho, H., Austin, L. (2004), A study of the exit classification effect in wet ball milling, *Powder Technology*, 143 (4), 204-214
- [26] Crowe, C. T., Sommerfeld, M., Tsuji, Y. (1998), *Multiphase flows with droplets and particles*, CRC Press LLC, Boca Raton
- [27] Dennis, S. C. R., Singh, S. N., Ingham, D. B. (1980), The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics*, 101 (2), 257-279
- [28] Drögemeier, R. (1998), Feinstzerkleinerung von Kalkstein in einer neuartigen Rotorprallmühle für hohe Umfangsgeschwindigkeiten, Dissertation, Technische Universität Clausthal

- [29] Eifel, M. (1980), Einzelkornbeanspruchung von Polystyrol- und Polyäthylenpartikeln sowie Eindruckversuche in Polymethylmethacrylat- und Polystyrolplatten, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [30] Epstein, B. (1948), Logarithmico-normal distribution in breakage of solids, *Industrial and Engineering Chemistry*, 40 (12), 2289-2291
- [31] Ernst-Ulrich Hartge, Matthias Pogodda, Claus Reimers, Daniel Schwier, Guenter Gruhn, Werther, J. (2006), Flowsheet simulation of solids processes, *KONA*, 24, 146-158
- [32] Espig, D., Reinsch, V. (1996), Computer aided grinding circuit optimisation utilising a new mill efficiency curve, *International Journal of Mineral Processing*, 44-5, 249-259
- [33] Espig, D., Reinsch, V. (2002), Benefits from a new energy efficiency curve to the tumbling mill grinding practice, *10th European Symposium on Comminution*, Heidelberg, Germany
- [34] Faulhaber, F. R. (1966), Über den Einfluss der Mikroplastizität auf das Bruchverhalten und die Mahlbarkeit bei quasistatischer Druckbeanspruchung von Quarzglaskugeln im Bereich von 2 μm bis 100 μm , Dissertation, Universität Karlsruhe
- [35] Ferziger, J. H., Peric, M. (2002), Computational methods for fluid dynamics, Springer-Verlag, Berlin
- [36] Frank, T. (2002), Parallele Algorithmen für die numerische Simulation dreidimensionaler, disperser Mehrphasenströmungen und deren Anwendung in der Verfahrenstechnik, Habilitationsschrift, Technische Universität Chemnitz
- [37] Fuerstenau, D. W., Kapur, P. C., A.De (2003), Modeling breakage kinetics in various dry comminution systems, *KONA*, 21, 121-132
- [38] Fuerstenau, D. W., De, A., Kapur, P. C. (2004), Linear and nonlinear particle breakage processes in comminution systems, *International Journal of Mineral Processing*, 74, 317-327
- [39] Galk, J. (1995), Feinsttrennung in Abweiseradsichtern, Dissertation, Technische Universität Clausthal
- [40] Galk, J., Peukert, W., Krahen, J. (1999), Industrial classification in a new impeller wheel classifier, *Powder Technology*, 105 (1-3), 186-189
- [41] Gehrke, B. (1971), Untersuchungen an einer Siebprallmühle mit Schlagleistenrotor, *Aufbereitungs-Technik*, 4, 194-202
- [42] Gehrke, B. (1972), Übertragungsgleichungen für die Zerkleinerungskenngrößen bei der Vermahlung von Mais in Siebhammermühlen verschiedener Größe, Dissertation, Technische Universität Braunschweig

- [43] Ghadiri, M., Zhang, Z. (2002), Impact attrition of particulate solids. Part 1: A theoretical model of chipping, *Chemical Engineering Science*, 57 (17), 3659-3669
- [44] Gildemeister, H. H. (1976), Spannungszustand und Bruchphänomene in prallbeanspruchten Kugeln, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [45] Gorton-Hülgerth, A. (1999), Messung und Berechnung der Geschwindigkeitsfelder und Partikelbahn im Gaszyklon, Dissertation, Technische Universität Graz
- [46] Gotsis, C., Austin, L. G. (1985), Batch grinding kinetics in the presence of a dead space, as in a hammer mill, *Powder Technology*, 41, 91-98
- [47] Gotsis, C., Austin, L. G., Luckie, P. T., Shojl, K. (1985), Modeling of grinding circuit with a swing-hammer mill and a twin-cone classifier, *Powder Technology*, 42, 209-216
- [48] Gruhn, G., Werther, J., Schmidt, J. (2004), Flowsheeting of solids processes for energy saving and pollution reduction, *Journal of Cleaner Production*, 12 (2), 147-151
- [49] Hartge, E. U., Pogodda, M., Reimers, C., Schwier, D., Gruhn, G., Werther, J. (2006), SolidSim – a tool for the flowsheet simulation of solids processes, *Aufbereitungs-Technik*, 47 (1-2), 1-10
- [50] Heß, W., Schönert, K. (1976), Die Zerkleinerung von Glaskugeln bei kombinierter Druck- und Schubbeanspruchung, in Dechema Monographien Nr. 1549-1575, Verlag Chemie GmbH, Weinheim, 151-163
- [51] Hildinger, P. (1968), Einzelkornzerkleinerung durch Fallkörper, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [52] Höffl, K. (1986), Zerkleinerungs- und Klassiermaschinen, Springer, Berlin
- [53] Hoffmann, D. (1999), Sekundärströmung im Tauchrohr eines Zyklons und ihr Einfluss auf die Partikelabscheidung, Dissertation, Technische Universität Graz
- [54] Husemann, K., Töpfer, E., Scheibe, W. (1979), Beanspruchungsvorgänge in Stiftmühlen, *Aufbereitungs-Technik*, 10, 551-558
- [55] Husemann, K. (1990), Modellierung des Sichtprozesses am Abweiserad, *Aufbereitungs-Technik*, 31, 359-366
- [56] Husemann, K., May, I. (1998), Modellierung der trockenen Gegenstromklassierung, *Aufbereitungs-Technik*, 39, 279-286
- [57] Itika, J. (2000), Fine grinding by impact in a new pin mill, Dissertation, Technische Universität Clausthal

- [58] Jindal, V. K., Austin, L. G. (1971/1972), The kinetics of hammer milling of maize, *Powder Technology*, 14, 35-39
- [59] Johansen, S. T., Anderson, N. M., de Silva, S. R. (1990), A two-phase model for particle local equilibrium applied to air classification of powders, *Powder Technology*, 63 (2), 121-132
- [60] Kafui, K. D., Thornton C. (2000), Numerical simulations of impact breakage of a spherical crystalline agglomerate, *Powder Technology*, 109, 113-132
- [61] Karunakumari, L., Eswaraiah, C., Jayanti, S., Narayanan, S. (2005), Experimental and numerical study of a rotating wheel air classifier, *AiChE Journal*, 51 (3), 776-790
- [62] Kerlin, H. P. (1980), Zerkleinerung von Kohle als Einzelkorn und im Kollektiv, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- [63] Khanal, M. (2005), Simulation of crushing dynamics of an aggregate-matrix composite by compression and impact stressing, Dissertation, Universität Magdeburg
- [64] Kirch, R. (1988), Der Einfluss der Turbulenz auf die Partikelbewegung im Gaszyklon, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [65] Köhler, U. (2000), Entwicklung eines Messverfahrens (PIV) zur Untersuchung von Partikelbewegungen in wandnahen turbulenten Strömungen, Dissertation, Technische Universität Clausthal
- [66] Krekel, J., Polke, R. (1992), Qualitätssicherung bei der Verfahrensentwicklung, *Chemie Ingenieur Technik*, 64 (6), 528-535
- [67] Kümmel, W. (2004), Technische Strömungsmechanik: Theorie und Praxis, Vieweg & Teubner, Wiesbaden
- [68] Kürten, H., Raasch, J., Rumpf, H. (1966), Beschleunigung eines kugelförmigen Feststoffteilchens im Strömungsfeld konstanter Geschwindigkeit, *Chemie Ingenieur Technik*, 38 (9), 941-949
- [69] Kussin, J. (2004), Experimentelle Studien zur Partikelbewegung und Turbulenzmodifikation in einem horizontalen Kanal bei unterschiedlichen Wandrauigkeiten, Dissertation, Universität Halle-Wittenberg
- [70] Landwehr, D. (1987), Kaltzerkleinerung in Turbomühlen am Beispiel von Gewürzen, Dissertation, Universität Paderborn
- [71] Legenhausen, K. (1991), Untersuchung der Strömungsverhältnisse in einem Abweiseradsichter, Dissertation, Technische Universität Clausthal
- [72] Leschonski, K., Rumpf, H. (1969), Principle and construction of two new air classifiers for particle size analysis, *Powder Technology*, 2 (3), 175-185

- [73] Leschonski, K. (1980), Die Bedeutung des Dispergierens und Dosierens bei Feinsttrennungen in Windsichtern, *European Symposium on Particle Technology*, Amsterdam, Holand, Vol. B, 746-761
- [74] Leschonski, K., Classification of particles in gases, in *IFPRI-Report 1981*: Clausthal
- [75] Leschonski, K. (1987), The feasibility of producing small cut sizes in an electrostatic classifier, *Powder Technology*, 51 (1), 49-59
- [76] Löffler, C., Muhr, D. W. (1972), Die Abscheidung von Feststoffteilchen und Tropfen an Kreiszyindern infolge von Trägheitskräften, *Chemie Ingenieur Technik*, 44 (8), 510-514
- [77] Löffler, F., Raasch, J. (1992), Grundlagen der mechanischen Verfahrenstechnik, Vieweg, Wiesbaden
- [78] Mei, R. (1992), An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number, *International Journal of Multiphase Flow*, 18 (1), 145–147
- [79] Meier, M., John, E., Wieckhusen, D., Wirth, W., Peukert, W. (2008), Characterization of the grinding behaviour in a single particle impact device: Studies on pharmaceutical powders, *European Journal of Pharmaceutical Sciences*, 34 (1), 45-55
- [80] Meier, M., John, E., Wieckhusen, D., Wirth, W., Peukert, W. (2009), Influence of mechanical properties on impact fracture: Prediction of the milling behaviour of pharmaceutical powders by nanoindentation, *Powder Technology*, 188 (3), 301-313
- [81] Meloy, T. P., Williams, M. C. (1992), Problems in population balance modeling of wet grinding, *Powder Technology*, 71, 273,279
- [82] Menter, F. R. (1994), Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA Journal*, 32 (8), 1598-1605
- [83] Menzel, U. (1987), Theoretische und experimentelle Untersuchungen an einer Prallplatten-Strahlmühle, Dissertation, Technische Universität Clausthal
- [84] Mie, G. (1912), Grundlagen einer Theorie der Materie, *Annalen der Physik*, 37, 511–534
- [85] Mizonov, V., Zhukov, V., Korovkin, A., Berthiaux, H. (2005), On possible instability of throughputs in complex milling circuits, *Chemical Engineering and Processing*, 44 (2), 267-272
- [86] Moreno, R., Ghadiri, M., Antony, S. J. (2003), Effect of the impact angle on the breakage of agglomerates: a numerical study using DEM, *Powder Technology*, 130 (1), 132-137

- [87] Mothes, H. (1982), Bewegung und Abscheidung der Partikeln im Zyklon, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [88] Müller, F., Polke, R., Schäfer, M. (1999), Model-based evaluation of grinding experiments, *Powder Technology*, 105, 243-249
- [89] Müller, F., Polke, R. F. (1999), From the product and process requirements to the milling facility, *Powder Technology*, 105, 2-13
- [90] Oseen, C. W. (1927), Hydrodynamik, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig
- [91] Petersen, H. (1983), Kollektive Zerkleinerung von Kunststoffen bei Temperaturen unterhalb 273 K, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- [92] Peukert, W., Vogel, L. (2001), Product Engineering am Beispiel des Zerkleierens von Kunststoffen, *Chemie Ingenieur Technik*, 73 (4), 327-331
- [93] Peukert, W. (2004), Material properties in fine grinding, *International Journal of Mineral Processing*, 74, S3-S17
- [94] Pogodda, M. (2007), Development of an advanced system for the modeling and simulation of solids processes, Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg
- [95] Potapov, A. V., Campbell, C. S. (1994), Computer simulation of impact-induced particle breakage, *Powder Technology*, 81, 207-216
- [96] Priemer, J. (1964), Untersuchungen zur Prallzerkleinerung von Einzelteilchen, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [97] Prusher, C. L. (1987), Crushing and grinding process handbook, Wiley & Sons, New York
- [98] Raffel, M., Willert, C., Wereley, S., Kompenhans, J. (2007), Particle image velocimetry - a practical guide, Springer, Berlin
- [99] Ramkrishna, A., Mahoney, B. A. W. (2002), Population balance modeling. Promise of the future, *Chemical Engineering Science*, 57, 595-606
- [100] Reid, K. J. (1965), A solution to the batch grinding equation, *Chemical Engineering Science*, 20, 953-963
- [101] Reimers, C. (2007), Optimierung komplexer Feststoffprozesse auf Grundlage der Fließschemasimulation, Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg
- [102] Reimers, C., Werther, J., Gruhn, G. (2008), Flowsheet simulation of solids processes, *Chemical Engineering & Processing: Process Intensification*, 47 (1), 138-158

- [103] Rubinow, S. I., Keller, J. B. (1961), The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, 11 (3), 447–459
- [104] Rumpf, H. (1939), Über die Sichtwirkung von ebenen spiraligen Luftströmungen, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [105] Rumpf, H. (1959), Beanspruchungstheorie der Prallzerkleinerung, *Chemie Ingenieur Technik*, 31 (5), 323-337
- [106] Rumpf, H. (1962), Grundlegende physikalische Probleme bei der Zerkleinerung, *Chemie Ingenieur Technik*, 34 (11), 731-741
- [107] Rumpf, H. (1965), Die Einzelkornzerkleinerung als Grundlage einer technischen Zerkleinerungswissenschaft, *Chemie Ingenieur Technik*, 37 (3), 187-202
- [108] Rumpf, H. (1966), Kriterien zur Beurteilung von Zerkleinerungsaufgaben, *Zement Kalk Gips*, 8, 343-353
- [109] Rumpf, H. (1967), Über die Eigenschaften von Nutztäuben, *Staub - Reinhaltung der Luft*, 27 (1), 3-13
- [110] Rumpf, H., Leschonski, K. (1967), Prinzipien und neuere Verfahren der Windsichtung, *Chemie Ingenieur Technik*, 39 (21), 1231-1241
- [111] Rumpf, H. (1973), Physical aspects of comminution and new formulation of a law of comminution, *Powder Technology*, 7, 145,159
- [112] Rumpf, H. (April 1962), Über grundlegende physikalische Probleme bei der Zerkleinerung, *Vorträge und Diskussionen des 1. Europäischen Symposiums Zerkleinern, Frankfurt a. M.*, 10-13, 1-30
- [113] Ruppel, P. (1986), Prallzerkleinerung durch Serienstoß, Dissertation, Universität Berlin
- [114] Samimi, A., Moreno, R., Ghadiri, M. (2004), Analysis of impact damage of agglomerates: Effect of impact angle, *Powder Technology*, 143, 97-109
- [115] Sawatzki, O. (1970), Flow field around a rotating sphere, *Acta Mechanica*, 9 (3-4), 159–214
- [116] Schade, H. (2007), Strömungslehre, de Gruyter, Berlin
- [117] Schallnus, H. (1987), Zerkleinerungs- und Klassierverhalten in Siebhammermühlen, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- [118] Schallnus, H., Schwedes, J. (1987), Zerkleinerungs- und Klassierverhalten in Siebhammermühlen, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- [119] Schiller, L., Naumann, A. (1933), A drag coefficient correlation, *VDI Zeitschrift*, 77, 318-320
- [120] Schlichting, H. (1965), Grenzschicht-Theorie, G. Braun, Karlsruhe

- [121] Schmid, H. J. (1999), Zum Partikeltransport in elektrischen Abscheidern, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [122] Schönert, K. (1966), Einzelkorndruckzerkleinerung und Zerkleinerungskinetik, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [123] Schönert, K. (1967), Modellrechnungen zur Druckzerkleinerung, *Aufbereitungs-Technik*, 1, 1-11
- [124] Schönert, K. (1971), Mathematische Simulation von Zerkleinerungsprozessen, *Chemie Ingenieur Technik*, 43 (6), 361-367
- [125] Schönert, K. (1971), Mathematische Simulation von Zerkleinerungsprozessen in kontinuierlich betriebenen Mühlen, Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe
- [126] Schönert, K., Steier, K. (1971), Die Grenze der Zerkleinerung bei kleinen Korngrößen, *Chemie Ingenieur Technik*, 43 (13), 773-777
- [127] Schönert, K. (1976), Zerkleinerung von Polymeren, *DECHEMA-Monographien*, 79, 67-89
- [128] Schönert, K. (1991), Advances in Comminution Fundamentals and Impacts on Technology, *Aufbereitungs-Technik*, 32 (9), 487-497
- [129] Schönert, K. (1998), Size Reduction, in Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, B2: Unit Operations 1, 5.1-5.39
- [130] Schönert, K. (2003), Zerkleinern, in Handbuch der mechanischen Verfahrenstechnik, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, (5.1), 299-382
- [131] Schönert, K. (2004), Breakage of spheres and circular discs, *Powder Technology*, 143, 2-18
- [132] Schuler, H. (1995), Prozesssimulation, VCH, Weinheim
- [133] Seipenbusch, M., Toneva, P., Peukert, W., Weber, A. P. (2007), Impact fragmentation of metal nanoparticle agglomerates, *Particle & Particle Systems Characterization*, 24 (3), 193-200
- [134] Sommer, M. M. (2007), Mechanical production of nanoparticles in stirred media mills, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [135] Sommerfeld, M. (1996), Modellierung und numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit Hilfe des Euler-Lagrange-Verfahrens, Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg
- [136] Sommerfeld, M. (1998), Modelling and numerical calculation of turbulent gas-solids flows with the Euler/Lagrange approach, *KONA*, 16, 194-206

- [137] Sommerfeld, M., Huber, N. (1999), Experimental analysis and modelling of particle-wall collisions, *International Journal of Multiphase Flow*, 25 (6), 1457-1489
- [138] Stairmand, C. J. (1976), The energy efficiency of milling processes, *DECHEMA-Monographien*, 79 (A1), 1-17
- [139] Steier, K. (1971), Die Korngrößenabhängigkeit des Bruchverhaltens und der Struktur druckbeanspruchter Körner aus Quarz, Kalkstein und Polystyrol im Bereich von 1 bis 1000 μm , Dissertation, Universität Karlsruhe
- [140] Stein, E. (1966), Analyse des Zerkleinerungsvorganges in der Hammermühle mit Hilfe filmtechnischer Aufnahmen und konstruktive Folgerungen, *Aufbereitungs-Technik*, 8, 493-500
- [141] Stenger, F. (2005), Grenzflächeneffekte bei der Nasszerkleinerung in Rührwerkskugelmühlen, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [142] Stieß, M. (1976), Die Druckbeanspruchung von elastischen und inelastischen Kugeln bis zum Bruch, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [143] Subero-Couroyer, C., Ghadiri, M., Brunard, N., Kolenda, F. (2005), Analysis of catalyst particle strength by impact testing: The effect of manufacturing process parameters on the particle strength, *Powder Technology*, 160 (2), 67-80
- [144] Subero, J., Ning, Z., Ghadiri, M., Thornton, C. (1999), Effect of interface energy on the impact strength of agglomerates, *Powder Technology*, 105, 66-73
- [145] Tavares, L. M., King, R. P. (1998), Single-particle fracture under impact loading, *International Journal of Mineral Processing*, 54, 1-28
- [146] Teipel, U., Förter-Barth, U. (2000), Partikelcharakterisierung mittels Laserbeugungsspektrometrie und dynamischer Lichtstreuung, *Schüttgut*, 6, 25 – 30
- [147] Thornton, A., Yin, K. K., Adams, M. J. (1996), Numerical simulation of the impact fracture and fragmentation of agglomerates, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 29, 424-435
- [148] Timmel, G., Husemann, K., Espig, D. (1996), Simulation of comminution in fine-grinding impact mills, *Aufbereitungs-Technik*, 37 (6), 249-258
- [149] Toneva, P., Peukert, W. (2007), A general approach for the characterization of fragmentation problems, *Advanced Powder Technology*, 18 (1), 39-51
- [150] Toneva, P., Peukert, W. (2007), Modelling of mills and milling circuits, in particle breakage (Handbook of Powder Technology), Elsevier B.V., 12 (20), 873-911

- [151] Trefz, M., Muschelknautz, E. (1993), Extended cyclone theory for gas flows with high solids concentrations, *Chemical Engineering & Technology*, 16 (3), 153-160
- [152] Tschorbadjiski, I., Schallnus, J., Schwedes, J. (1987), Modelling of comminution in hammer mills - part 1, *Aufbereitungs-Technik*, 10, 555-562
- [153] Tschorbadjiski, I., Schallnus, J., Schwedes, J. (1987), Modelling of comminution in hammer mills - part 2, *Aufbereitungs-Technik*, 12, 699-703
- [154] Vogel, L. (2003), Zur Bruchwahrscheinlichkeit prallbeanspruchter Partikeln, Dissertation, Technische Universität München
- [155] Vogel, L., Peukert, W. (2003), Breakage behaviour of different materials – construction of a mastercurve for the breakage probability, *Powder Technology*, 129, 101-110
- [156] Vogel, L., Peukert, W. (2003), Modelling of grinding in an air classifier mill based on a fundamental material function, *KONA*, 21, 109-120
- [157] Vogel, L., Peukert, W. (2004), Determination of material properties relevant to grinding by practicable lab-scale milling tests, *International Journal of Mineral Processing*, 74, 329-338
- [158] Vogel, L., Peukert, W. (2005), From single particle impact behaviour to modelling of impact mills, *Chemical Engineering Science*, 60 (18), 5164-5176
- [159] Weibull, W. (September 1951), A statistical distribution function of wide applicability, *Journal of Applied Mechanics*, 18, 293-297
- [160] Weichert, R. (1992), Anwendung von Fehlstellenstatistik und Bruchmechanik zur Beschreibung von Zerkleinerungsvorgängen, *Zement Kalk Gips*, 45, 1-8
- [161] White, F. M. (2003), Fluid Mechanics, Mc Graw-Hill, Boston
- [162] Wilcox, D. C. (1994), Simulation of transition with a two-equation turbulence model, *AIAA Journal*, 32, 247-255
- [163] Williams, M. C., Meloy, T. P. (1994), Assessment of numerical solution approaches to the inverse problem for grinding systems: Dynamic population balance model problems, *Powder Technology*, 78, 257,261
- [164] www.aspentech.com, Aspen Technology Inc., (Last checked: 01.06.2010),
- [165] www.co-lan.org, CO-LaN, (Last checked: 01.06.2010),
- [166] www.grainsoft.de, Grainsoft GmbH, (Last checked: 01.06.2010),
- [167] www.solidsim.de, SolidSim Engineering GmbH, (Last checked: 20.11.2009),
- [168] Zdravkovich, M. M. (1997), Flow around a circular cylinder, Oxford University Press, New York

- [169] Zhang, Z., Ghadiri, M. (2002), Impact attrition of particulate solids. Part 2: Experimental work, *Chemical Engineering Science*, 57 (17), 3671-3686
- [170] Zogg, M. (1987), Einführung in die Mechanische Verfahrenstechnik, B. G. Teubner, Stuttgart

A Anhang

A.1 Reproduzierbarkeit der PIV-Messungen

Um die Reproduzierbarkeit der erzielten Messergebnisse zu überprüfen, werden ausgewählte Versuchseinstellungen mehrmals wiederholt. Dabei wird zwischen einer Wiederholung mit und ohne Justierung der optischen Messtechnik unterschieden. Die Reproduzierbarkeit der PIV-Messung bei der Untersuchung der Fluidströmung ist am Beispiel des prismatischen Prallklotzes (Abb. A.1) sowie am Beispiel der Messung in der Messebene, die horizontal durch die Sichtradmitte verläuft (Abb. A.2) dargestellt. Schwarz gekennzeichnet sind die gemittelten Messwerte sowie die zugehörigen Standardabweichungen aus zwei bis drei Versuchen, die gleich nacheinander ohne Veränderung der Laser- bzw. der Kameraposition durchgeführt wurden. Grau gekennzeichnet sind die gemittelten Messwerte, die neben den erwähnten Versuchen noch eine bis zwei Messungen erfassen, die nach einer Nachjustierung der optischen Messtechnik durchgeführt wurden.

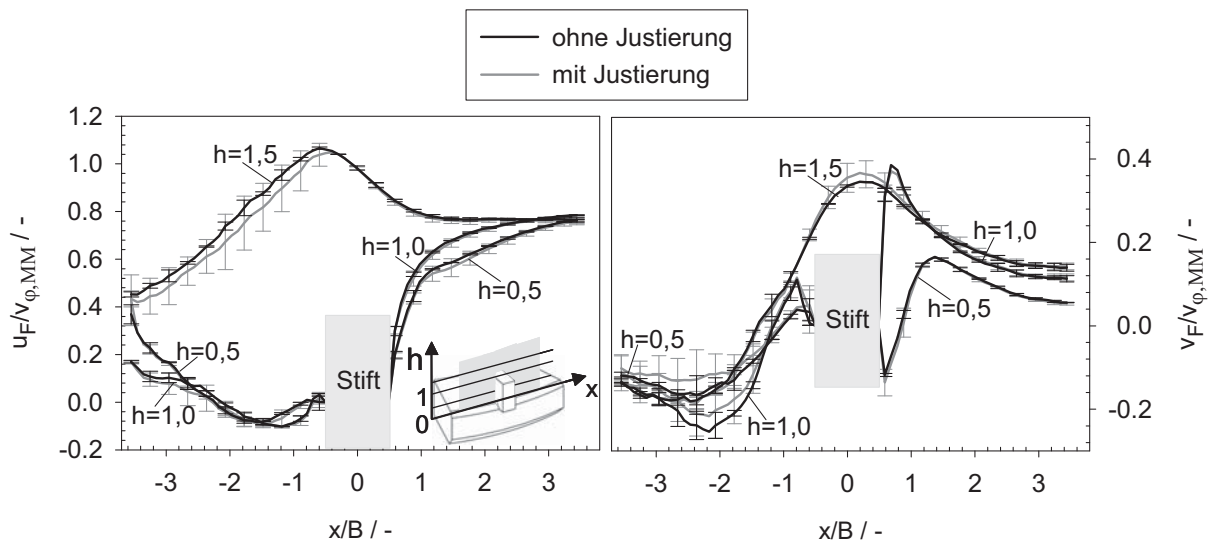


Abb. A.1: Reproduzierbarkeit der PIV-Messung am Beispiel des prismatischen Prallklotzes ($v_{\varphi,M}=100$ m/s, $v_{\varphi,S}=30$ m/s)

Werden die Versuche ohne Justierung der Komponenten der optischen Messtechnik wiederholt, ergibt sich eine exzellente Reproduzierbarkeit der Messergebnisse auf der Stifanströmseite. Die Standardabweichung liegt in diesem Fall unter 1% für die Komponente in Anströmrichtung und unter 3% für die vertikale Geschwindigkeitskomponente. Wird jedoch die Messung nach einer erneuten Justierung der Messtechnik wiederholt, steigt die durchschnittliche Standardabweichung der Messergebnisse an. Diese beläuft sich auf der Stifanströmseite auf maximal 3,5% für jede der zwei Geschwindigkeitskomponenten. Aus Abb. A.1 geht hervor, dass die Streuung der Messergebnisse besonders ausgeprägt im turbulenten Bereich hinter dem Stift ist. Während diese im Fall einer unveränderten Kamera- und Laserposition im Durchschnitt unter 20% liegt,

steigt sie nach einer erneuten Justierung der Komponenten der optischen Messtechnik auf 36% für beide Geschwindigkeitskomponenten an.

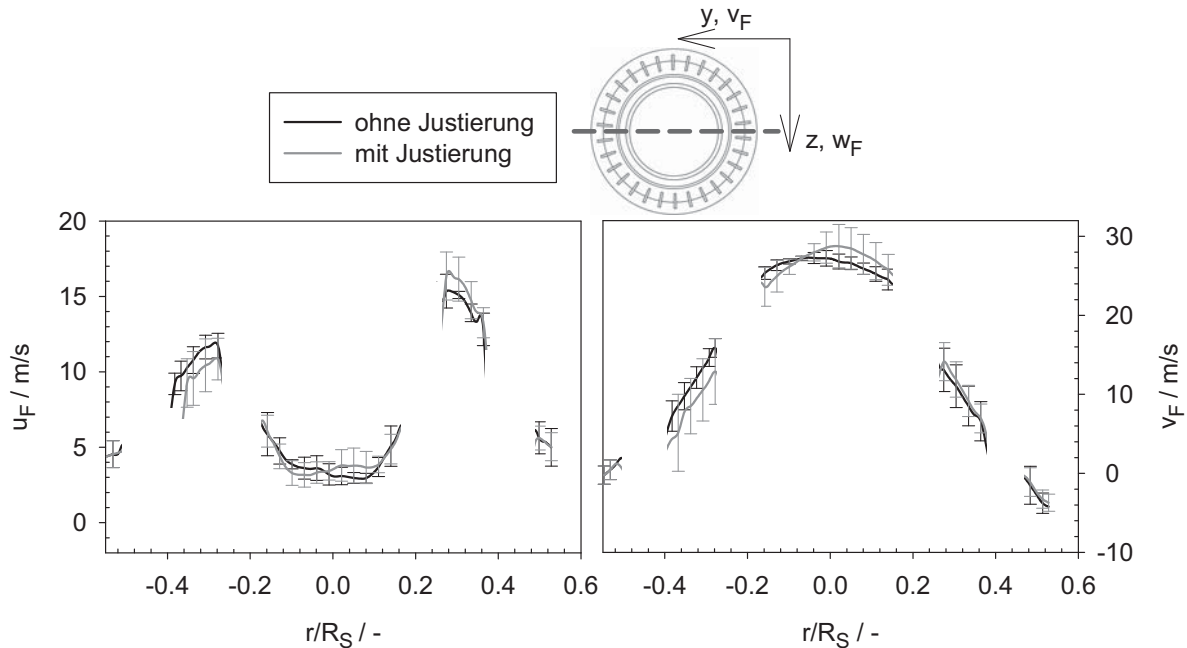


Abb. A.2: Reproduzierbarkeit der Messung im Sichtrad am Beispiel der horizontalen Messebene, die durch die Mitte des Sichtrads verläuft ($v_{\phi,M}=100$ m/s, $v_{\phi,S}=30$ m/s, $l=0,5$)

Die gemessenen Standardabweichungen bei der Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Messergebnisse im Sichterbereich sind höher im Vergleich zu diesen an den Prallelementen. Dies hängt damit zusammen, dass in diesem Bereich durch die stattfindende Luftabsaugung Sekundärströmungen auftreten, die zu einer instationären Strömungssituation im Kern des Sichtrads führen. Wird die optische Messtechnik zwischen den Versuchen nicht justiert, so beträgt die durchschnittliche Standardabweichung je nach Abstand von der Absaugöffnung zwischen 11 und 14%. Eine zusätzliche Justierung der optischen Messtechnik führt zu einer Erhöhung der Standardabweichung. Diese variiert je nach Abstand von der Absaugöffnung zwischen 17 und 21%.

Die Analyse der Reproduzierbarkeit bei der Messung der Fluidströmung an den Prallelementen und in der Sichterzone zeigt, dass die Ausrichtung der optischen Messtechnik das Messergebnis beeinflusst. Daher werden alle Versuche, die zu derselben Messreihe gehören, gleich nacheinander ohne Justierung der optischen Messtechnik durchgeführt.

Die Reproduzierbarkeit der Messung bei der Untersuchung der partikelbeladenen Strömung an den zylindrischen Mahlstäben ist in Abb. A.3 dargestellt. Die aufgetragenen Partikelgeschwindigkeiten sind aus drei Messungen gemittelt, die ohne dazwischen die optische Messtechnik zu justieren, durchgeführt wurden. Die maximal auftretende Standardabweichung in Hauptströmungsrichtung (Komponente u_P) liegt unterhalb 1%. In vertikaler Richtung beträgt die gemessene Geschwindigkeitskomponen-

te etwa 1% der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung und kann daher vernachlässigt werden.

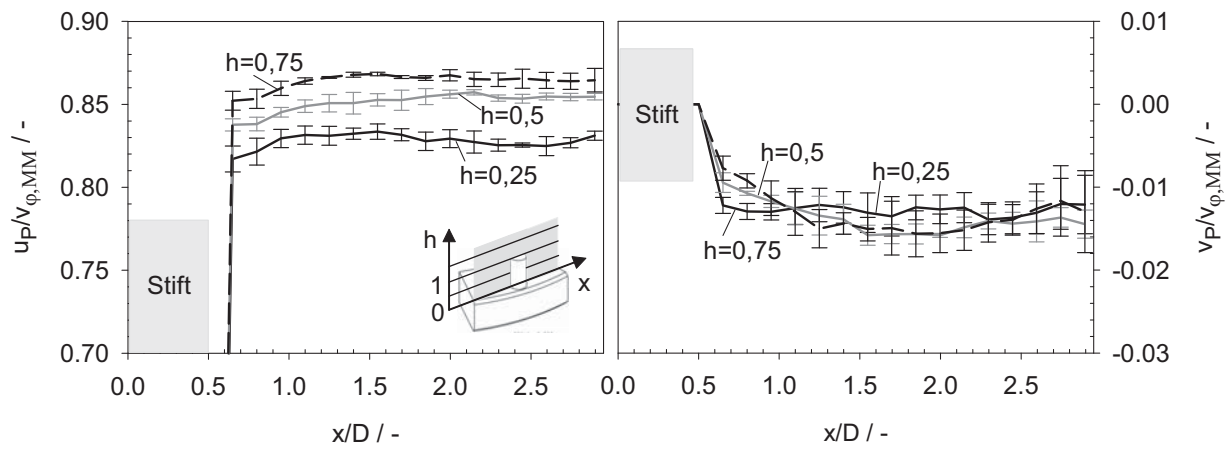


Abb. A.3: Reproduzierbarkeit der Messergebnisse bei der Untersuchung der partikelbeladenen Strömung an den zylindrischen Mahlstiften (Dynosseds TS140, $v_{\phi,M}=100$ m/s, $v_{\phi,S}=30$ m/s)

Lebenslauf

Persönliche Daten

Petya Ivanova Toneva,
geboren am 25.12.1978 in Dupnitsa, Bulgarien

Beruflicher Werdegang und Studium

seit 03/ 2009	Prozessingenieurin bei der Linde AG, Deutschland
02/ 2003 – 08/ 2007	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Feststoff- und Grenzflächenverfahrenstechnik der Universität Erlangen-Nürnberg
10/ 2001 – 12/ 2002	Studium der Verfahrenstechnik an der Otto-von-Guericke-Universität, Magdeburg
09/ 1997 – 9/ 2001	Studium der Verfahrenstechnik an der Universität für chemische Technologie und Metallurgie, Sofia, Bulgarien Vertiefungsrichtung „Prozesse und Apparate“

Elternzeit und Schulbildung

08/ 2007 – 02/ 2009	in Elternzeit
09/ 1992 – 06/ 1997	Fremdsprachengymnasium, Blagoevgrad, Bulgarien
09/ 1984 – 06/ 1992	Grundschule, Dupnitsa, Bulgarien

