

Experimentelle Studien zur Partikelbewegung und Turbulenzmodifikation in einem horizontalen Kanal bei unterschiedlichen Wandrauigkeiten

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor- Ingenieur

(Dr.-Ing.)

vorgelegt der

Mathematisch- Naturwissenschaftlich- Technischen Fakultät

-Fachbereich Ingenieurwissenschaften-

der Martin- Luther- Universität Halle- Wittenberg

von Johannes Kussin

geboren am 16.04.1966 in Berlin

Dekan der Fakultät: Prof. Dr.-Ing. habil. H. Altenbach

Gutachter:

1. Prof. Dr.-Ing. habil. M. Sommerfeld
2. Prof. Dr.-Ing. habil. J. Ulrich
3. Prof. Dr.-Ing. habil. K. E. Wirth

Halle, den 24.02.2004

urn:nbn:de:gbv:3-000006348

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=nbn%3Ade%3Agbv%3A3-000006348>]

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik des Fachbereichs Ingenieurwissenschaften der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. M. Sommerfeld, der diese Arbeit ermöglichte, förderte und durch wertvolle Diskussionen zu ihrem Gelingen beitrug.

Für die Übernahme der Gutachten danke ich den Herren Prof. Dr.-Ing. habil. J. Ulrich und Prof. Dr.-Ing. habil. K. E. Wirth.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Lehrstuhls Mechanische Verfahrenstechnik für die angenehme Zusammenarbeit bedanken. Ebenso möchte ich mich für die stete Hilfsbereitschaft der Mitarbeiter der wissenschaftlich-technischen Werkstatt bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt jedoch meinen Eltern Edith-Marlene und Peter Kussin. Ohne ihre Unterstützung wäre diese Dissertation nicht möglich gewesen.

Die Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgesellschaft (DFG) finanziell unterstützt.

Dresden, März 2004

Johannes Kussin

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Ziele.....	1
2	Ausgewählte experimentelle Arbeiten zu Gas- Feststoffströmungen	3
3	Theoretische Vorbetrachtungen.....	8
3.1	Charakterisierung der pneumatischen Förderung	8
3.2	Parameter zur Beschreibung von homogenen dispersen Gas- Feststoff- strömungen.....	10
3.2.1	Kenngrößen der dispersen Phase	10
3.2.2	Kenngrößen der fluiden Phase	12
3.2.3	Theoretische Grundlagen der Partikelbewegung	19
3.2.3.1	Partikel- Wandkollision	22
3.2.3.2	Partikel- Partikelkollision	26
4	Versuchsaufbau und Messtechnik	29
4.1	Versuchsaufbau Flachkanal	29
4.2	Versuchsaufbau Wandkollision	32
4.3	Eigenschaften der verwendeten Partikeln	34
4.4	Auswahl der Messtechnik	38
4.4.1	Druckmesstechnik	39
4.4.2	Die Phasen- Doppler- Anemometrie.....	39
4.4.2.1	Messprinzip	39
4.4.2.2	Datenerfassung der PDA/LDA- Messungen.....	43
4.4.2.3	Messprobleme und Fehlerquellen.....	48

5	Experimentelle Ergebnisse.....	50
5.1	Charakterisierung der Einphasenströmung	50
5.2	Gas- Feststoffströmungen.....	53
5.2.1	Grundlegende Transporteffekte bei Gas- Feststoffströmungen in Abhängigkeit von der Beladung und der Partikelgröße.....	53
5.2.2	Einfluss der Wandrauigkeit auf die Gas- Feststoffströmung	58
5.2.3	Transporteffekte bei nichtsphärischen Partikeln.....	75
5.2.4	Vergleichende Ergebnisse von sphärischen und nichtsphärischen Partikeln	80
5.2.4.1	Vergleich der vertikalen Profile von sphärischen Glaspartikeln und nichtsphärischen Quarzpartikeln.....	80
5.2.4.2	Wandkollisionen sphärischer und nichtsphärischer Partikeln	83
5.3	Turbulenzmodifikation.....	87
5.3.1	Änderung des horizontalen Luft- RMS- Wertes in Abhängigkeit von der Beladung und der Partikelart.....	87
5.3.2	Analyse der Turbulenzmodifikation mit Hilfe von Energiespektren.....	90
5.4	Druckverlust in Abhängigkeit von der Wandrauigkeit, Beladung und Partikelart.....	95
6	Zusammenfassung und Ausblick	100
7	Summary.....	103
8	Symbolverzeichnis.....	105
9	Literaturverzeichnis.....	109
	Persönliche Daten und tabellarischer Lebenslauf	114

1 Einleitung und Ziele

Viele natürliche und technische Prozesse werden durch Strömungsvorgänge unterschiedlicher Natur in ihrem Charakter beeinflusst. Die dabei teilweise sehr komplexen Strömungsstrukturen werden nach der Reynoldszahl in laminare und turbulente Strömungen eingeteilt. Das zweite wichtige Kriterium zur Beschreibung von Strömungsstrukturen ist die Anzahl der in der Strömung vorhandenen Phasen. Da reine Einphasenströmungen in der Natur und in der Technik eher selten vorkommen, liegt das wissenschaftliche Interesse vor allem auf Seiten der Mehrphasenströmungen. Mehrphasige Systeme werden durch den Zustand der beteiligten Phasen (gasförmig, flüssig und fest) beschrieben, die in disperser oder in kontinuierlicher Form vorliegen. Disperse Systeme werden durch eine disperse Phase, die in einer fluiden Phase eingebettet ist, beschrieben (Fluid- Blasen, Fluid- Partikel oder auch Fluid- Tropfen). Kontinuierliche Systeme werden durch zwei nebeneinander existierende Phasen charakterisiert (Flüssigkeiten unterschiedlicher Dichte). Die vorliegende Arbeit betrachtet ausschließlich homogene disperse Gas- Feststoffgemische.

Mehrphasige Strömungsprozesse charakterisieren eine Vielzahl von verfahrenstechnischen Prozessen. Vor allem in der Energietechnik (Verbrennungsprozesse), der chemischen Industrie (Rührkessel) oder auch in der Biotechnologie (Blasensäule) sind die Mehrphasensysteme von großer Bedeutung. Die dabei auftretenden Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Phasen sind oftmals durch äußerst komplexe turbulente Strömungsstrukturen charakterisiert. Ziel vieler Arbeiten auf dem Gebiet der Mehrphasenströmungen ist die möglichst exakte Analyse und Beschreibung dieser Strömungsstrukturen. Die dabei aufzustellenden Modelle beschreiben die Strömungen hinsichtlich ihrer Massen- und Impulsströme sowie dem Wärme- und Stofftransport. Diese Modelle bilden die Grundlage für die numerische Simulation von Mehrphasenströmungen. Die Qualität der numerischen Simulation wird an Hand vorheriger experimentellen Arbeiten validiert. Die numerische Simulation von Strömungsprozessen konnte sich in den letzten Jahren, auf Grund des Leistungszuwachses der Prozessoren, immer weiter entwickeln. Rechenintensive Operationen können in die verwendeten Modelle eingebunden werden, so dass kostenintensive experimentelle Voruntersuchen bei der Auslegung von Apparaten und Anlagen oft vermieden werden können.

Die beiden gebräuchlichsten Verfahren zur Berechnung komplexer turbulenter zweiphasiger Strömungen sind das Zweifluid- (oder Euler/Euler-) Verfahren und das Euler/Lagrange- Verfahren. Das Euler/Lagrange- Verfahren basiert auf der Modellierung der dispersen Phase durch die Berechnung einer Vielzahl von Partikelbahnen entsprechend der wirkenden Kräfte und der sich abspielenden Mikroprozesse, wie z.B. Turbulenzwirkung, Wandkollisionen und Partikelstöße [55]. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im Wesentlichen mit der experimentellen Analyse von Transporteffekten in partikelbeladenen Kanalströmungen, und soll auch zur Validierung eines Modells für die numerische Berechnung von turbulenten partikelbeladenen Strömungen mit dem Euler/Lagrange- Verfahren dienen [32],[57],[58]. Im Vordergrund steht dabei eine horizontale partikelbeladene Kanalströmung. In solch einer Zweiphasenströmung wird die Partikelbewegung entscheidend durch den turbulenten Transport, Partikel- Wand- Wechselwirkungen, und durch Stöße zwischen Partikeln beeinflusst. Bei höheren Feststoffbeladungen werden weiterhin die Strömung und die Turbulenz

durch die Feststoffpartikel modifiziert. Um diese relativ komplexen und miteinander verknüpften Transporteffekte detailliert analysieren zu können, wurden Experimente in einer partikelbeladenen horizontalen Kanalströmung bei Variation der folgenden Rand- und Betriebsbedingungen durchgeführt:

- Wandmaterial (zur Untersuchung des Wandrauigkeitseffektes)
- Partikelgröße
- Partikelform (sphärische und nichtsphärische Partikeln)
- Partikelmaterial (Glas- und Kunststoffpartikeln)
- Feststoffbeladung

Die Änderungen dieser Bedingungen haben unterschiedliche Folgen auf das Strömungsverhalten der Partikeln und der fluiden Phase, und sollen als Hauptgegenstand in der vorliegenden Arbeit im Einzelnen experimentell nachgewiesen und diskutiert werden. Zunächst wird ein Überblick über bisherige experimentelle Arbeiten zu Gas- Feststoffströmungen gegeben (Kapitel 2). Anschließend werden Kenngrößen der dispersen und der fluiden Phase beschrieben, die notwendig für die Charakterisierung der Strömung sind. Des Weiteren werden die relevanten Kräfte der Partikel- Wand- und der Partikel- Partikel-Kollision dargestellt (Kapitel 3). Im 4. Kapitel wird der Versuchsaufbau und die verwendete Messtechnik beschrieben. Der Hauptschwerpunkt dieser Arbeit liegt im 5. Kapitel. Hier werden grundlegende Transporteffekte bei einer partikelbeladenen horizontalen Kanalströmung in Abhängigkeit von der Partikelgröße und der Beladung diskutiert. Der Einfluss der Wandrauigkeit auf die vertikalen Profile der horizontalen und der vertikalen Geschwindigkeiten beider Phasen soll an Hand unterschiedlicher Partikelgrößen und Beladungen vorgestellt werden. In der Literatur findet man vor allem experimentelle Arbeiten, die sphärische Partikeln als Grundlage für die Analyse von Gas- Feststoffströmungen verwenden. In der Praxis liegen allerdings meist irregulär geformte Partikeln oder Partikeln mit bestimmten Formen vor, wie z.B. Granulate oder Faserstücke, wobei in vielen technischen Anwendungen die Partikel- Reynoldszahl größer als Eins ist. Sowohl die Bewegung solcher Partikeln in einer turbulenten Strömung, als auch das Verhalten bei Mikroprozessen, wie z.B. bei Wandkollisionen oder Partikelstößen, werden entscheidend durch die Partikelform beeinflusst. Weiterhin ist zu erwarten, dass nichtsphärische Partikeln eine andere Rückwirkung auf die Strömung haben, als dies im Hinblick auf die Turbulenzbeeinflussung von sphärischen Partikeln bekannt ist [15],[20],[8]. Experimentelle Arbeiten, die das Bewegungsverhalten in horizontalen partikelbeladenen Kanalströmungen untersuchen und deren Einfluss auf die fluide Phase hinsichtlich der Turbulenzmodifikation beschreiben, sind dem Autor nicht bekannt. Daher werden die experimentellen Arbeiten auch auf nichtsphärische Partikeln erweitert, um die beschriebenen Effekte nachweisen zu können. Weiterhin soll der Einfluss der Materialdichte der Partikeln auf deren Bewegungsverhalten diskutiert werden. Die Turbulenzmodifikation als Folge der Feststoffbeladung hinsichtlich einer Turbulenzdämpfung und -anfächung ist ebenfalls Gegenstand dieser Arbeit und wird an Hand von Turbulenzspektren erläutert. Da die Wandrauigkeit einen wesentlichen Einfluss auf die Wandkollisionsfrequenz der Partikeln hat [55] und somit den resultierende Druckverlust in der Kanalströmung maßgeblich beeinflusst, werden Ergebnisse von Druckmessungen vorgestellt, die für unterschiedliche Beladungen und Partikelarten gemacht wurden.

2 Ausgewählte experimentelle Arbeiten zu Gas- Feststoffströmungen

In der jüngeren Vergangenheit wurden mehrere Arbeiten veröffentlicht, die sich mit der experimentellen Analyse von Transporteffekten in partikelbeladenen Rohr- und Kanalströmungen beschäftigten. Dabei unterscheiden sich die Schwerpunkte dieser Arbeiten jeweils nach den gewählten experimentellen Randbedingungen.

In der Arbeit von MATSUMOTO und SAITO [34] wurde erstmalig das Verhalten von relativ großen Glas- und Kupferpartikeln in einem langen schmalen Glaskanal ($L = 230 \times H$) untersucht. Bei diesen Experimenten lag eine Massenbeladung (kg Feststoff/ kg Luft) von $\eta = 0,5$ vor, so dass daraus eine relativ geringe Anzahlkonzentration ($C_N = \text{Anzahl der Partikel/ Volumeneinheit}$) der Partikeln folgte. Mit Hilfe von Filmaufnahmen wurden die Winkelgeschwindigkeiten der Partikeln gemessen. Als Folge der Wandkollision konnten Winkelgeschwindigkeiten von bis zu 2000 1/s festgestellt werden. Die vertikalen Konzentrationsprofile der Partikeln zeigten eine deutliche Zunahme der Partikelhäufigkeit in Richtung Kanalboden, verursacht durch die Gravitation. Dabei waren die gemessenen Partikelgeschwindigkeiten über die Kanalhöhe annähernd konstant.

Bei der Arbeit von BURMESTER et al. [5] wurden Glaspartikel mit einem Partikeldurchmesser von $D_p > 500 \mu\text{m}$ in einem horizontalen Rechteckkanal verwendet. Die mittlere Transportgeschwindigkeit $U_{L, \text{mittel}}$ lag zwischen 5 und 15 m/s, bei einer maximalen Massenbeladung von $\eta \approx 3$. Die Ergebnisse zeigten, wie sich das vertikale Profil der Anzahlkonzentration C_N der Partikeln in Abhängigkeit von der Transportgeschwindigkeit, der Beladung und der Partikelgröße änderte.

Sehr umfangreiche und detaillierte Messergebnisse zeigten die Arbeiten von TSUJI und MORIKAWA [62] sowie TSUJI et al. [63] in einem horizontalen und einem vertikalen Glasrohr mit einer Länge von $L = 100$ und $144 \times D$. In beiden Fällen kamen sphärische Polystyren-Partikel in einem Größenbereich von 0,2 und 3 mm zum Einsatz sowie für das vertikale Glasrohr noch zusätzlich 3,4 mm große nicht sphärische Partikeln. In beiden Fällen dienten feine Ammoniumchlorid- Partikel als Tracer (mittlerer Durchmesser der Tracer- Partikel $D_p = 0,62 \text{ mm}$). Die Messungen wurden mit Hilfe der Laser- Doppler- Anemometrie (LDA) durchgeführt. Die entstandenen Bursts der Tracer und der Partikeln wurden mittels einer Signalfilterung getrennt und anschließend ausgewertet. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Luft lag zwischen 5 und 20 m/ s bei einer maximalen Beladung von $\eta = 6$. Die erzielten Ergebnisse zeigten in beiden Fällen, welchen Einfluss die Partikeln hinsichtlich ihrer Beladung und ihrer Partikelgröße auf die Luftströmung haben. Dabei wurden eine Abnahme der Gasphasengeschwindigkeit mit steigender Beladung sowie eine deutliche Asymmetrie des vertikalen Geschwindigkeitsprofils mit steigender Partikelgröße sichtbar. Der Einfluss der Partikeln hinsichtlich der Turbulenzmodifikation wurde anhand der Schwankungsgeschwindigkeit der Luft dargestellt. Es wird deutlich, dass kleine Partikeln Turbulenz dämpfen und große eine Turbulenzanfachung zur Folge haben. Außerdem zeigten Turbulenzspektren die Modifikation der turbulenten kinetischen Energie in Abhängigkeit der Partikelgröße und der Beladung.

In einer Arbeit von KULICK et al.[29] wurden die experimentelle Ergebnisse an einem 5,2 m langen und 40 mm hohen vertikalen Kanal vorgestellt. Kleine Sphärische Partikeln aus unterschiedlichen Materialien (Kupfer $\rho_p = 8000 \text{ kg/m}^3$, Glas $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$ und Lycopodium $\rho_p = 300 \text{ kg/m}^3$) wurden bei diesen Experimenten verwendet, so dass eine Turbulenzdämpfung der partikelbeladenen Gasströmung beobachtet werden konnte. Titanuimdioxid mit einer Größe von $1 \mu\text{m}$ fungierte dabei als Tracer. Schwerpunkt dieser Arbeit war die Analyse der Turbulenzminderung bei steigender Beladung der Luft. Dabei wurde deutlich wie sich die Turbulenz in Abhängigkeit von der Beladung und dem ansteigendem Abstand vom Kanalboden verringert. Des Weiteren wurde die Stokeszahl

$$\text{St} = \frac{\tau_p}{\tau_E}, \quad (2-1)$$

die das Verhältnis zwischen der Partikelrelaxationszeit τ_p und dem charakteristischen Zeitmaß der Fluidturbulenz τ_E beschreibt (siehe auch Abbildung 3-4), dargestellt. Bei dieser Arbeit wurde jedoch nicht der Einfluss der Wandrauigkeit beachtet, da der Bereich der Testsektion am Kanalende (63,5 cm) aus Acrylglas, der Rest des Kanals aus beschichteten Holzplatten bestand. Die Folge war, dass sich in der Testsektion die aus der Partikel- Wand- Kollision resultierende Partikelbewegung änderte. Die Wandrauigkeit hat jedoch einen wesentlichen Einfluss auf das Bewegungsverhalten von Partikeln in einer Kanalströmung [56].

Verschiedene Autoren [56], [70] zeigten in numerischen Simulationen, die den Wandrauigkeitseinfluss beachten, dass die mittlere Partikelgeschwindigkeit $U_{p, \text{mittel}}$ in einem vertikalen Kanal größer ist als die der mittleren Luftgeschwindigkeit. Bei den Experimenten von KULICK ist jedoch $U_{p, \text{mittel}} < U_{L, \text{mittel}}$. Detaillierte Studien über die Turbulenzmodifikation in einem vertikalen Rohr

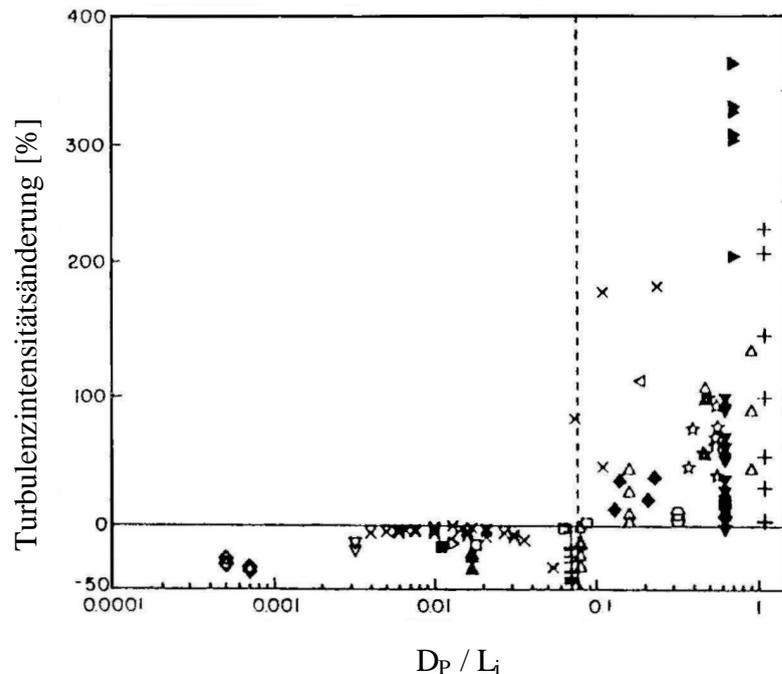


Abbildung 2-1: Prozentuale Turbulenzintensitätsänderung in Abhängigkeit vom Verhältnis des Partikeldurchmessers zum integralen Längenmaß L_i der Strömung. Die verwendeten Symbole stehen für die Ergebnisse verschiedener Strömungskonfigurationen unterschiedlicher Autoren [15].

wurden auch von Varaksin et al. [67], [68] mittels LDA durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten, dass alle verwendeten sphärischen Glaspartikel ($D_p = 50$ und $100 \mu\text{m}$) und nichtsphärischen Aluminiumoxid-Partikel ($D_p = 50 \mu\text{m}$) eine Turbulenzdämpfung bei steigender Beladung verursachten. Da jedoch bei einer Reynoldszahl von 25600 die Länge des Rohres nur 1,5 m

betrug, war bei diesen Experimenten kein ausgeprägtes Strömungsprofil an der 1,3 m nach der Partikelzugabe gelegene Messstelle zu erwarten.

In einem Übersichtsartikel haben GORE und CROWE [15] Messergebnisse verschiedener Autoren zur Turbulenzmodulation zusammengefasst. Darin wurde die prozentuale Änderung der Turbulenzintensität in Abhängigkeit des Verhältnisses vom Partikeldurchmesser D_p zum integralen Längenmaß L_i dargestellt (Abbildung 2-1). Aus den zusammengestellten Daten wird deutlich, dass ein Verhältnis von $D_p/L_i < 0,1$ eine Turbulenzdämpfung zur Folge hat, wohingegen bei $D_p/L_i > 0,1$ eine Turbulenzanfächung zu beobachten ist. Es wurde argumentiert, dass ausreichend kleine Partikeln den Wirbelbewegungen der Strömung folgen können, so dass es zu einem Energietransfer zwischen dem Wirbel und den Partikeln kommt, da sie von der Strömung transportiert werden müssen. Die Folge ist eine Turbulenzabnahme der fluiden Phase. Bei entsprechend großen Partikeln bilden sich hinter den Partikeln Nachlauferscheinungen, die eine Turbulenzerhöhung vor allem im Bereich der großen Energietragenden Wirbel zur Folge haben. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass die notwendigen Informationen zur Bestimmung des integralen Längenmaßes nicht von den Autoren der einzelnen Experimente stammen. Des Weiteren bleibt der Einfluss der Wandrauigkeit auf die Größe des integralen Längenmaßes unberücksichtigt.

Im Übersichtsartikel von HETSRONI [20] wurde mit Hilfe der Reynoldszahl der Partikeln eine Aussage über die Anfächung oder Dämpfung von Turbulenz getroffen. So konnte mit Hilfe der Daten von GORE und CROWE [15] für einige ausgewählte Literaturstellen folgender Richtwert festgestellt werden: Bei einer Partikel- Reynoldszahl von

$$\text{Re}_p = \frac{U_{\text{rel}} D_p}{\nu} \geq 400, \quad (2-2)$$

wobei ν die kinematische Viskosität der Luft ist, kommt es hinter den Partikeln zu Ablöseerscheinungen, die zu einer Erhöhung der Turbulenzintensität führen. HETSRONI [20] weist jedoch darauf hin, dass die Relativgeschwindigkeit $U_{\text{rel}} = U_L - U_p$ nur annähernd aus den jeweiligen Arbeiten bestimmt werden konnte.

ELGHOBASHI [13] betrachtete die Anfächung und Dämpfung von Turbulenz mehr unter dem Gesichtspunkt der Volumenkonzentration α_p der dispersen Phase. Danach haben Partikeln mit einem $\alpha_p < 10^{-6}$ keinen Einfluss auf die Turbulenz. Im Bereich von $10^{-6} < \alpha_p < 10^{-3}$ fächern die Partikeln Turbulenz an, wenn das Verhältnis zwischen der Partikelrelaxationszeit τ_p und dem Kolmogorov'schen Zeitmass τ_k größer 10^2 ist, und schwächen die Turbulenz, wenn das Verhältnis kleiner 10^2 ist. Ab einer Volumenkonzentration von 10^{-3} steigt der Einfluss interpartikulärer Kollisionen auf die Turbulenz der kontinuierlichen Phase an, so dass es zu Schwankungen der Turbulenz kommen kann.

HOSOKAWA et al. [23] hat in einem vertikalen Rohr ($D = 30$ mm) die Geschwindigkeiten von Partikeln unterschiedlicher Materialien und annähernd gleichen Durchmessern mittels LDA gemessen. Es konnte gezeigt werden, dass die Geschwindigkeit der Partikeln mit geringerer Dichte (Polystyren) höher und die Schwankungsgeschwindigkeit kleiner ist, als die der Partikeln höherer Dichte (Glas und Keramik).

In der Dissertation von FRANK [16] wurden u.a. auch Geschwindigkeitsmessungen für die Validierung von Monte- Carlo- Simulationen an einem partikelbeladenen (unterschiedlich

große sphärische Glaspartikeln mit einem mittleren D_p von 65 bis 450 μm) horizontalen Kanal beschrieben. Die Geschwindigkeiten der Fest- und der Gasphase wurden in einem quadratischen Kanal (55 x 55 mm) mittels einer selbstentwickelten faseroptischen Sonde erfasst. FRANK weist jedoch darauf hin, dass es auf Grund der Geometrie zu einer Dreidimensionalität in der Partikelbewegung kommt, hervorgerufen durch seitliche Partikel-Wand- Kollisionen. Außerdem wurde die fluide Phase durch die Anwesenheit der faseroptischen Sonde in ihrem Geschwindigkeitsfeld beeinflusst.

Bei Gas- Feststoffströmungen in Rohren und Kanälen spielen bei der Entwicklung einer Zweiphasenströmung die Wandkollisionen der Partikeln eine entscheidende Rolle. Daher ist es notwendig, den Einfluss der Wandrauigkeit bei numerischen und experimentellen Untersuchungen zu beachten. In mehreren Arbeiten von SOMMERFELD und HÜBER wurde der Einfluss der Wandrauigkeit auf die Bewegung der Partikeln in einer Zweiphasenströmung numerisch und experimentell analysiert [24], [26], [60]. So konnte der Verlauf der vertikalen Konzentrationsverteilung der Partikeln in Abhängigkeit vom Wandmaterial (Glas und polierter Stahl) und somit von der Wandrauigkeit experimentell mit Hilfe der Phasen-Doppler- Anemometrie (PDA) und der Lichtschnitttechnik bei unterschiedlichen Rohrsegmenten gemessen werden. Bei diesen Experimenten kamen sphärische Glaskugeln mit einem mittleren Partikeldurchmesser von $D_p = 40$ und $100 \mu\text{m}$ und einer maximalen Beladung von $\eta = 2$ zum Einsatz. Dabei wurden Rohre unterschiedlichen Durchmessers ($D = 80$ mm und 150 mm) in vertikaler und horizontaler Lage verwendet [24], [26]. Es wird deutlich, welche signifikante Rolle die Wandrauigkeit in Bezug auf die Konzentrationsverteilung hat. Aus den Ergebnissen wird sichtbar, dass sich der Einfluss der Gravitation auf die Partikelbewegung mit steigendem Grad der Wandrauigkeit verringert. Die Folge ist eine Redispergierung der Partikeln im Kanal. Die Ursache für diesen Effekt liegt darin, dass bei kleinen Auftreffwinkeln der Rückprallwinkel im Mittel erhöht wird und sich dadurch größere Rückprallgeschwindigkeiten normal zur Wand ergeben. Dieser Effekt gilt bei relativ kleinen Auftreffwinkeln, die typisch für den pneumatischen Transport sind [60]. Weiterhin ließ sich als Folge der höheren Wandrauigkeit ein Anstieg der Partikelkollisionsfrequenz und folglich ein Anstieg des Druckverlustes nachweisen, da die Partikeln nach jeder Wand- und Partikelkollision neu beschleunigt werden müssen und der Luft Impuls entziehen, was schließlich zu einem Druckverlust führt [26].

Bisher wurden nur wenig experimentelle Untersuchungen von Zweiphasenströmungen mit nichtsphärischen Partikeln durchgeführt. So haben die experimentellen Untersuchungen von MORIKITA et al. [38] gezeigt, dass die Ausbreitung eines mit Quarzsand (mittlerer Durchmesser $150 \mu\text{m}$) beladenen Freistrahls besonders bei höheren Strömungs- Reynoldszahlen deutlich größer ist als für kugelige Partikeln von etwa gleicher Größe. Dies ist hauptsächlich die Folge eines irregulären Bewegungsverhaltens in der turbulenten Strömung, was sich durch die gemessenen höheren Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikelphase bestätigte. Der höhere Widerstand der Quarzpartikeln im Vergleich zu den Glaskügelchen ergab weiterhin, dass die mittleren Geschwindigkeiten der nichtsphärischen Partikeln deutlich näher an denen der Gasphase lagen.

Kürzlich wurde das Bewegungsverhalten von nichtsphärischen Partikeln im Vergleich zu sphärischen in einem koaxialen Freistrahls und einer Drallströmung mit Hilfe der LDA experimentell untersucht. So wurde zum Beispiel gefunden, dass die nichtsphärischen

Partikeln der Strömung deutlich besser folgen und sowohl die mittleren Geschwindigkeiten als auch die Schwankungswerte näher an denen der Gasphase lagen als bei sphärischen Partikeln mit vergleichbarer Größe. Dies wird darauf zurückgeführt, dass sich nichtsphärische Partikeln in einer Strömung bevorzugt so ausrichten, dass der Widerstand maximiert wird, und sie somit der Strömung besser folgen können [33].

Zur Validierung des Lagrangian`schen Wandkollisionsmodell, unter Berücksichtigung der Wandrauhigkeit, konnten experimentelle Ergebnisse zum Wandkollisionsvorgang nichtsphärischer Partikel, die mit Hilfe der „streakline“- Technik gewonnen wurden, in der Arbeit von SOMMERFELD und HUBER [60] vorgestellt werden. Als Folge der Partikel-Wandkollision zeigten dabei nichtsphärische Quarzpartikeln ($D_p=100\mu\text{m}$) in einer Partikelbeladenen Rohrströmung einen deutlichen Redispergierungseffekt. Weiterhin konnten Ergebnisse vorgestellt werden die den Einfluss der Wandrauhigkeit auf den Rückprallwinkel der nichtsphärischen Partikeln nach einer Wandkollision beschreiben.

3 Theoretische Vorbetrachtungen

3.1 Charakterisierung der pneumatischen Förderung

Der Begriff der Zweiphasenströmung wird im Allgemeinen durch die Anwesenheit von zwei Phasen gekennzeichnet, die eine unterschiedliche Struktur aufweisen können. Die beteiligten Phasen treten in Form von Flüssigkeiten, Gasen und Dämpfen oder als Feststoffe auf. Die Zweiphasenströmungen können nach der jeweils auftretenden Struktur der Strömung eingeteilt werden. Neben der sehr komplexen Form der transienten Strömung, die bei der Verdampfung in Flüssigkeitsströmungen auftritt, werden die diskontinuierliche (Abbildung 3-1 a,

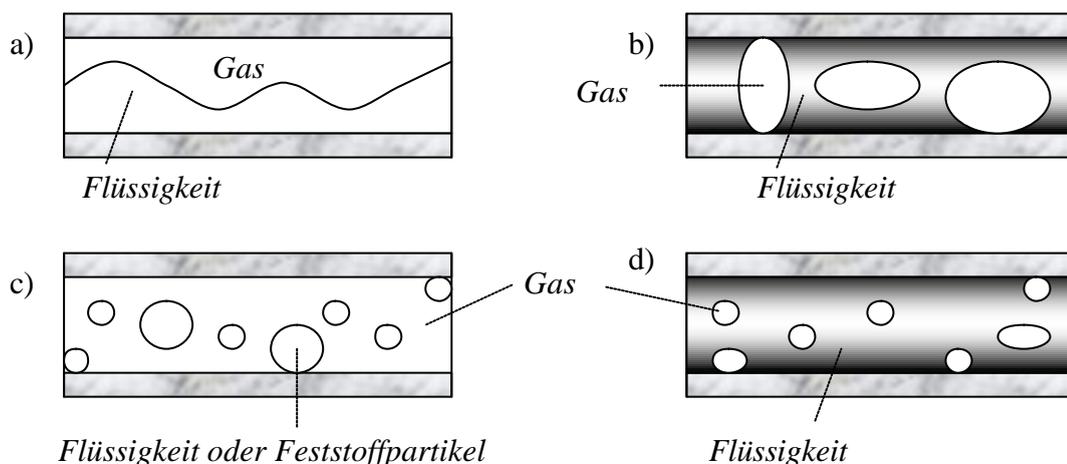


Abbildung 3-1: Formen der Zweiphasenströmungen, a) geschichtete Strömung, b) Pfropfenströmung, c) Tröpfchen- oder Feststoffströmung, d) Blasenströmung

b) und die disperse (Abbildung 3-1 c, d) Zweiphasenströmungen unterschieden. Diese beiden Formen der Zweiphasenströmung treten als industrieller Prozess bei vielen Förder-, Trennungs-, und Mischvorgängen auf. Verfahrenstechnische Prozesse wie Suspendieren, Fermentieren, Extrahieren oder auch die pneumatische Förderung sind typische Vertreter von Zweiphasenströmungen. Ist dabei die disperse Phase vorwiegend homogen in der fluiden Phase verteilt, so spricht man auch von einer dispersen homogenen Zweiphasenströmung. Diese Zweiphasenströmung, speziell die Gas- Feststoffströmung, ist Hauptgegenstand dieser Arbeit und soll daher im weiteren Verlauf näher beschrieben werden. Ein zusätzliches Unterscheidungskriterium können die jeweils beteiligten Phasen sein. Dabei werden die Gas- Feststoffströmung (Wirbelschicht), Gas- Flüssigkeitsströmung (Blasenströmung), Flüssig- Flüssigkeitssystem (Emulgieren), Fluid- Feststoffströmung (Suspension) oder auch die Dreiphasenströmung (Nasswäscher) unterschieden.

Durch den Einsatz der pneumatischen Förderung kann bei verfahrenstechnischen Prozessen ein kontinuierlicher Transport von Feststoff, oft über große Entfernungen, ermöglicht werden. Dabei werden meist rieselfähige pulverförmige bis grobkörnige Partikeln transportiert, bei denen auch während des Transportes chemische Reaktionen ablaufen können. Vorteile des pneumatischen Transportes sind u.a.

- Transport über große Entfernungen ist möglich,
- relativ wartungsarme einfache Anlagen,
- Transport mit kombiniertem Stofftransport ist möglich.

Dagegen stehen Nachteile wie:

- hoher spezifischer Energieverbrauch,
- Explosionsgefahr durch Staub,
- hohe Beanspruchung der Partikeln und des Wandmaterials (Erosion)

Dennoch konnte sich der pneumatische Transport von Feststoff in der Industrie, wie der Lebensmittel-, der chemischen oder auch der Holzindustrie, durchsetzen. Hinsichtlich der auftretenden Druckdifferenz kann die pneumatische Förderung nach Tabelle 3-1 eingeteilt werden:

	Niederdruckförderung	Mitteldruckförderung	Hochdruckförderung
Δp	< 0,2 bar	0,2 bar < Δp < 1,0 bar	$\Delta p > 1$ bar
Fördergeschwindigkeit	bis 30 m/ s	15- 40 m/ s	geringe Geschwindigkeit
Beladung η	≥ 5	5-20	bis zu 150

Tabelle 3-1: Einteilung der pneumatischen Förderung nach der auftretenden Druckdifferenz

Ein weiteres Unterscheidungskriterium bei der pneumatischen Förderung ist die Art und Weise des Förderzustandes. Abhängig vom Rohrdurchmesser, der Beladung und der Fördergeschwindigkeit treten beim pneumatischen Transport die in Abbildung 3-2 dargestellten Förderzustände auf.

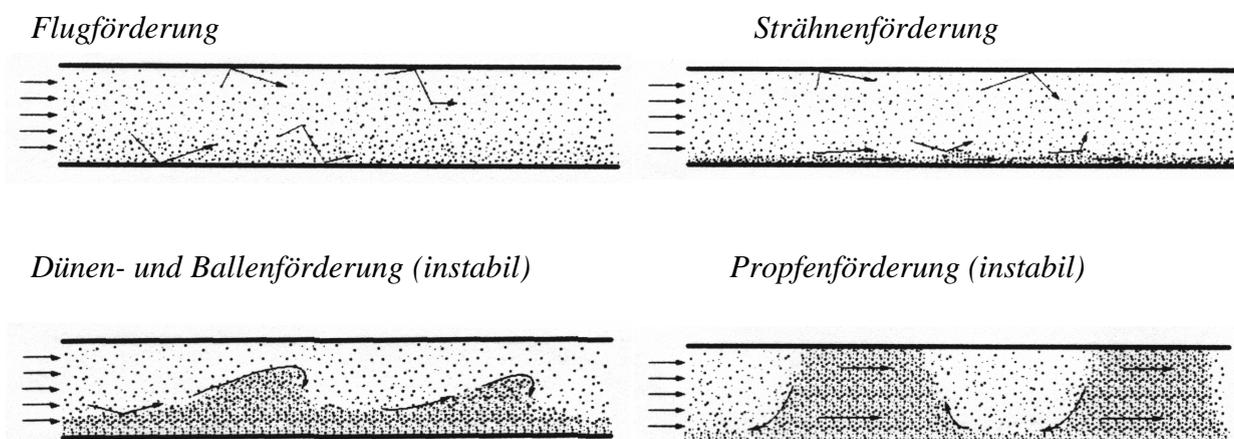


Abbildung 3-2: Darstellung unterschiedlicher Förderzustände bei der pneumatischen Förderung.

3.2 Parameter zur Beschreibung von homogenen dispersen Gas- Feststoffströmungen

3.2.1 Kenngrößen der dispersen Phase

Im Folgenden sollen einige wichtige Parameter beschrieben werden, die für die Charakterisierung von dispersen Zweiphasenströmungen notwendig sind. Feststoffpartikeln werden als disperse und die Luft als kontinuierliche Phase definiert.

Wird die Partikelbewegung in dispersen Zweiphasenströmungen entscheidend durch die fluidmechanischen Wechselwirkungen und weniger durch Wechselwirkungen zwischen den Partikeln geprägt, so handelt es sich um eine verdünnte Zweiphasenströmung (Abbildung 3-3). Dabei erfolgt die fluidmechanische Wechselwirkung nur in Richtung der dispersen Phase ausbilden. Dieser Effekt wird durch den Begriff der Einwege- Kopplung beschrieben. Im Gegensatz dazu werden bei einer entsprechend hohen Volumenkonzentration auch die Wechselwirkungen zwischen den Partikeln bei einer Zweiwege- Kopplung berücksichtigt, da die Kollisionen zu Veränderungen der turbulenten Strömungsstruktur beitragen können [13].

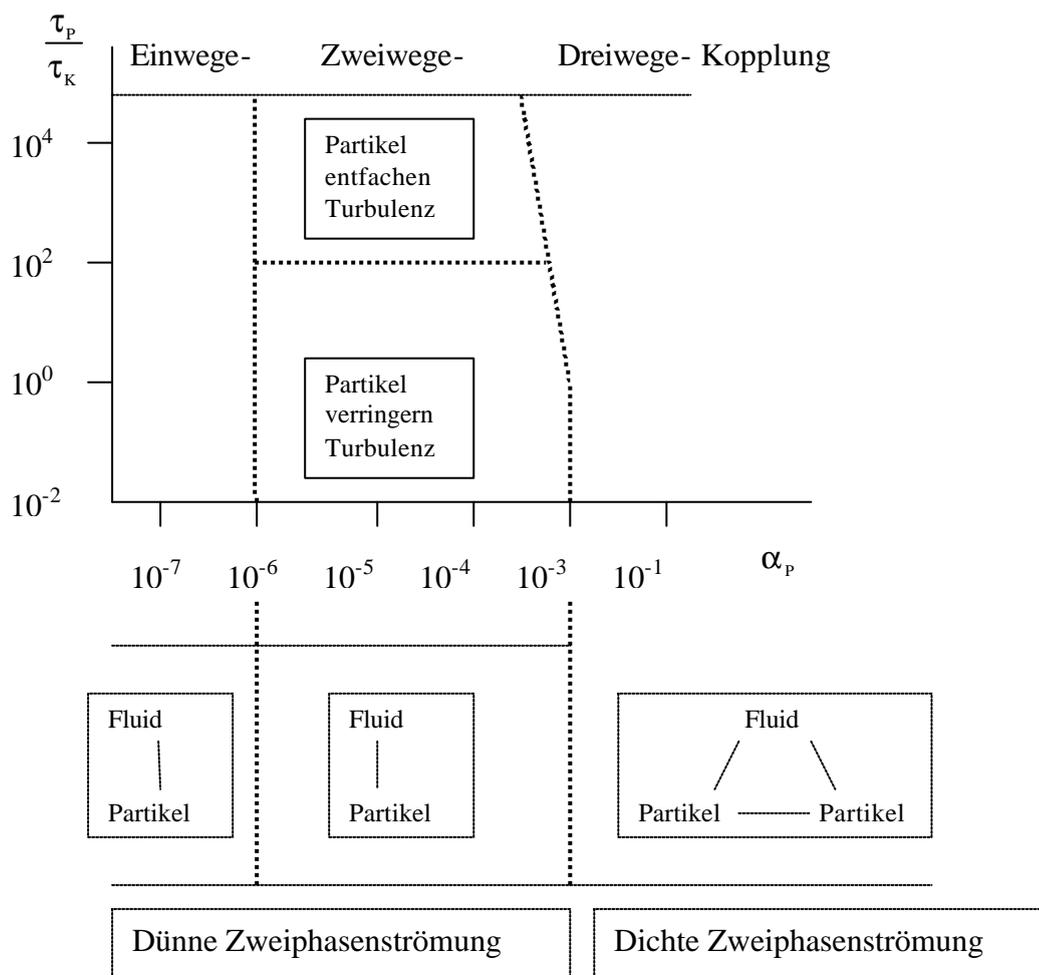


Abbildung 3-3: Charakterisierung von Zweiphasenströmungen anhand der Volumenkonzentration der Partikeln nach ELGHOBASHI [13].

Der Volumenanteil α_p , der das Verhältnis zwischen dem Partikelvolumen und dem Gesamtvolumen darstellt, bildet den grundlegenden Parameter für die Beschreibung einer homogenen dispersen Gas- Feststoffströmung:

$$a_p = \frac{V_p}{V_{ges}} \quad \text{und} \quad V_p = \sum_i N_{p,i} V_{p,i} \quad (3-1)$$

Hierbei bildet V_{ges} das Gesamtvolumen aus Partikel- und Fluidvolumen und V_p das Partikelvolumen der i ten Größenklasse. $N_{p,i}$ ist die Anzahl der Partikel der i ten Größenklasse. Bezogen auf die Massen der einzelnen Phasen folgt äquivalent die Feststoffbeladung

$$\eta = \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_f} = \frac{\alpha_p \rho_p U_p}{(1 - \alpha_p) \rho_f U_f} \quad (3-2)$$

mit ρ_p als Partikeldichte, ρ_f als Fluidichte, mit m_p der Partikelmasse und m_f der Fluidmasse. Die resultierende Gemischdichte der dispersen Phase σ_p ist das Produkt aus der Partikeldichte und dem Volumenanteil der Partikel

$$\sigma_p = \alpha_p \rho_p \quad (3-3)$$

oder, bezogen auf die fluide Phase

$$\rho_f = (1 - \alpha_p) \rho_f \quad (3-4)$$

Eine weitere Kenngröße bildet die Anzahlkonzentration C_{N_i} , die das Verhältnis zwischen der Anzahl der Partikeln einer Größenklasse $N_{p,i}$ zum Gesamtvolumen aus Partikel- und Fluidvolumen, darstellt.

$$C_{N_i} = \frac{N_{p,i}}{V_{ges}} \quad (3-5)$$

Für die allgemeine Beschreibung des Folgevermögens von Partikeln gegenüber Änderungen der Geschwindigkeit des Fluids wird die Partikel- Relaxationszeit τ_p eingeführt. Sie entspricht der Zeit, die ein Partikel benötigt, um 63% seiner Endgeschwindigkeit, nach einer Beschleunigung durch das Fluid, zu erreichen (Abbildung 3-4). Im Stokes- Bereich, $Re_p < 1$, gilt mit μ als dynamische Viskosität

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu} \quad (3-6)$$

Das charakteristische Zeitmaß der Fluidturbulenz τ_E resultiert aus dem Quotienten der charakteristischen Länge L_i (mittlere Größe der auftretenden Wirbel) und einer charakteristischen Geschwindigkeit U_i (mittlere Wirbeltransportgeschwindigkeit) des Fluids

$$\tau_E = \frac{L_i}{U_i} \quad (3-7)$$

Der Quotient aus den beiden Kennzahlen τ_p und τ_E wird als Stokeszahl bezeichnet und kennzeichnet das Folgevermögen von Partikeln in einem turbulenten Strömungsfeld.

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_E} \quad (3-8)$$

Es können drei unterschiedliche Stokeszahl- Bereiche charakterisiert werden. Bei $\tau_p \ll \tau_E$ erreichen die Partikeln sehr schnell ihre Endgeschwindigkeit, so dass sie den Fluktuationen der Fluidgeschwindigkeit nahezu verzögerungsfrei folgen können. Ist, $\tau_p \gg \tau_E$ so finden kaum bis gar keine Wechselwirkungen zwischen der Wirbel- und der Partikelbewegung statt.

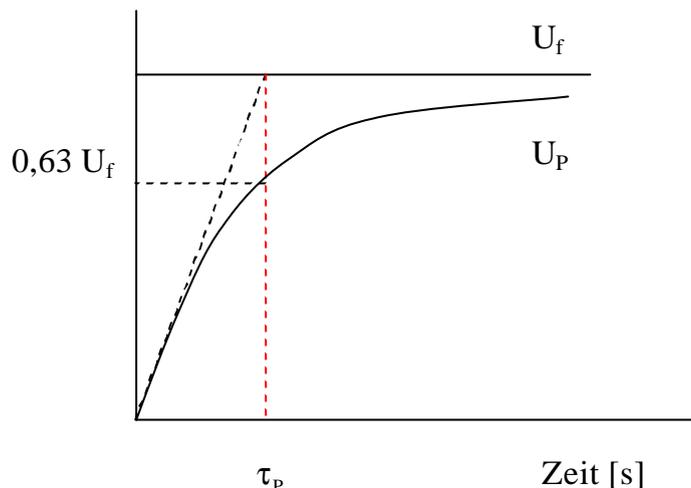


Abbildung 3-4: Schematische Darstellung zur Partikelrelaxationszeit. Sie entspricht der Zeit, die ein Partikel benötigt, um 63% seiner Endgeschwindigkeit, nach einer Beschleunigung durch das Fluid, zu erreichen.

Die Ursache liegt in der hohen Reaktionszeit der Partikeln bei Geschwindigkeitsänderungen der fluiden Phase. Die Folge ist, dass diese Partikeln nicht oder nur teilweise den Wirbelbewegungen des Fluids folgen können. Zwischen diesen beiden Grenzwerten, also bei $\tau_p \approx \tau_E$, werden die Partikeln zwar von den Wirbeln transportiert, lagern sich jedoch an den Rändern der Wirbel an. Das charakteristische Zeitmaß der Strömung kann, abhängig von den jeweiligen Prozessparametern, unterschiedlich beschrieben werden.

3.2.2 Kenngrößen der fluiden Phase

Wenn die Reynoldszahl einer Strömung ihren kritischen Wert übersteigt, so spricht man von einer turbulenten Strömung, in der die Bahnlinien der Fluidelemente unregelmäßig verlaufen.

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\rho L U}{\mu} \quad (3-9)$$

Die turbulente Strömung setzt sich aus einer mittleren Grundströmung \bar{U} und einem stochastischen Schwankungswert u' zusammen (siehe auch Abbildung 3-6).

$$U = \bar{U} + u' \quad (3-10)$$

Die Turbulenzintensität wird über die mittlere Schwankungsgröße beschrieben, die als Wurzel der Varianz der Schwankungsgröße durch den RMS- Wert (allgemein bekannt unter Root-Mean-Square) definiert ist.

$$u_{\text{RMS}} = \sqrt{u_i'^2} \quad (3-11)$$

Für die Charakterisierung der turbulenten Strömung werden noch zusätzliche kinematische Parameter benötigt, die als Zeit- oder Längenmaß angegeben werden. In einer turbulenten Strömung treten Turbulenzelemente mit unterschiedlichen Zeit- und Längenmaßen auf, die zwischen dem Makromaß und dem Kolmogorov'schen Zeit- und Längenmaß liegen.

Große Wirbel mit niedriger Wellenzahl k_w zerfallen unter Weitergabe ihrer kinetischen Energie in immer kleinere Wirbel mit höherer Wellenzahl (Abbildung 3-5). Die Lebensdauer der kleinsten Wirbel können durch das Kolmogorov'sche Zeitmaß τ_k , abgeschätzt werden.

$$\tau_K = \left(\frac{v}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (3-12)$$

Unter der Annahme einer isotropen homogenen Turbulenz wird die Dissipationsrate ε , die kinetische Energie die der Hauptströmung je Massen- und Zeiteinheit entzogen wird, definiert durch:

$$\varepsilon = 15 \cdot v \frac{\bar{u}^2}{\lambda_T^2} \quad (3-13)$$

und kann mit dem Taylorschen Mikromaß

$$\lambda_T = \text{Re}^{\frac{1}{4}} \lambda_K \quad (3-14)$$

bestimmt werden. Das Mikro-Längenmaß λ_K steht hier für die Größe der kleinsten noch existierenden Wirbel und wird über das Kolmogorovsche Längenmaß mit

$$\lambda_K = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3-15)$$

angegeben. Das entsprechende Geschwindigkeitsmaß dieser Wirbel u_K folgt aus

$$u_K = (v\varepsilon)^{\frac{1}{4}}. \quad (3-16)$$

Die Kolmogorov'schen Ansätze gelten jedoch nur bei lokalisotroper Turbulenz. Dabei geht man davon aus, dass die Schwankungsgeschwindigkeiten in allen drei Richtungskordinaten (u , v und w) gleich sind (Gleichung 3-17), jedoch sich innerhalb des gesamten Strömungsfeldes unterscheiden können.

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (3-17)$$

Der Verteilung der turbulenten Energie in Abhängigkeit von der Wellenzahl k wird in Abbildung 3-5 schematisch dargestellt, wobei k_w umgekehrt proportional zur Wirbelgröße L ist.

$$k_w = \frac{1}{L} \quad (3-18)$$

Durch den mittleren Schergradienten der Hauptströmung wird Energie in die Schwankungsgeschwindigkeit eingespeist. Diese Energie wird den großen Turbulenzballen mit geringerer Wellenzahl im Entstehungsbereich zugeordnet. Im anschließenden Transferbereich zerfallen die großen energietragenden Turbulenzballen in kleinere mit Weitergabe ihrer Energie, bis sie schließlich im Kolmogorov- Bereich durch viskose Kräfte in Wärme umgewandelt werden. Die mittlere Lebensdauer der energietragenden Wirbel kann durch das integrale Lagrange'sche Zeitmaß beschrieben werden. Aus der Lagrangeschen zeitlichen Korrelationsfunktion für eine homogene isotrope Turbulenz

$$R_{L(\tau)} = \frac{\overline{u'_i(t)u'_i(t+\tau)}}{\overline{u'^2_i(t)}} \quad (3-19)$$

folgt das Lagrange'sche integrale Zeitmaß zu

$$T_L = \int_0^{\infty} R_L(\tau) d\tau. \quad (3-20)$$

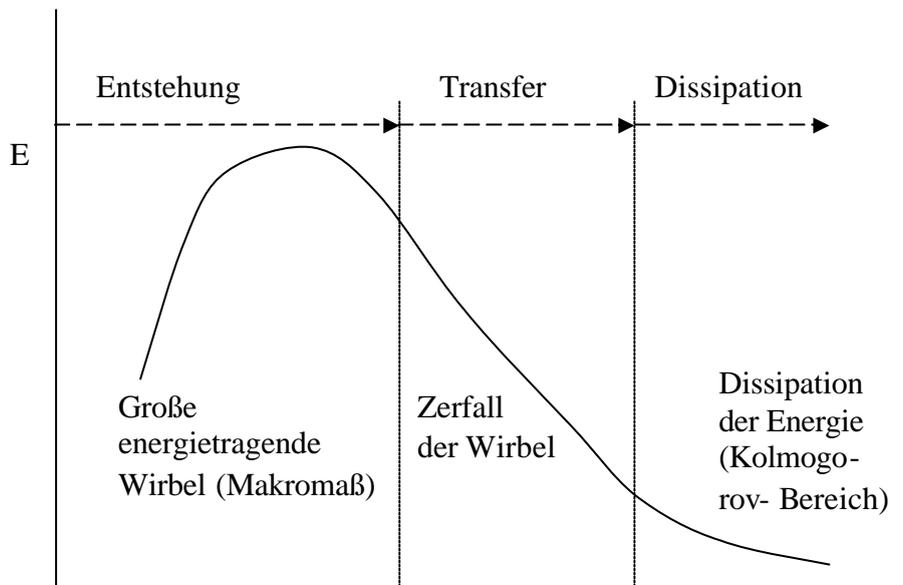


Abbildung 3-5: Energiekaskade turbulenter Strömungen nach H_{NZE} [21].

Demgegenüber ist der Längenmaßstab als Integral der entsprechenden Korrelationsfunktion entlang der Raumrichtung (bei konstanter Zeit)

$$R_{E(r_i)} = \frac{\overline{u'_i(r)u'_i(r+r_i)}}{u'^2_i(r)}, \quad (3-21)$$

definiert durch:

$$L_E = \int_0^\infty R_E(r_i) dr_i. \quad (3-22)$$

Eine näherungsweise Abschätzung des Lagrangeschen integralen Zeitmaßes kann über die Dissipationsrate ε und der turbulenten kinetischen Energie k erfolgen. MILOJEVIC [36] schlägt auf der Grundlage von Ergebnissen anderer Autoren (u.a. TENNEKES und LUMLEY, CORRSIN) folgenden Weg vor. Danach gilt

$$T_L \approx \frac{1}{3} \frac{L}{u'}, \quad (3-23)$$

so dass mit

$$L \approx \frac{u'^3}{\varepsilon} \quad (3-24)$$

und unter Annahme einer isotropen Turbulenz

$$u'^2 = \frac{2}{3}k \quad (3-25)$$

das Lagrangesche integrale Zeitmaß

$$T_L \approx \frac{2}{9} \frac{k}{\varepsilon} \quad (3-26)$$

bestimmt werden kann. Unter Beachtung der Taylorschen Hypothese von der eingefrorenen Turbulenz, die keine Änderung des bestehenden Wirbelfeldes beim Transport durch die

turbulente Strömung voraussetzt, kann die Wirbeltransportgeschwindigkeit U_w der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{U} gleichgesetzt werden. Mit

$$\bar{U} \approx U_w \quad (3-27)$$

folgt somit das Lagrangesche integrale Längenmaß zu

$$L_i = U_w T_L \quad (3-28)$$

Die Taylorsche Hypothese gilt jedoch nur, wenn die mittlere Strömungsgeschwindigkeit wesentlich größer als die dazugehörige Schwankungsgeschwindigkeit [21] ist:

$$\bar{U} \gg \sqrt{u'^2} \quad (3-29)$$

Ist dies nicht der Fall, so wird das Lagrangesche integrale Längenmaß, wie es u.a. auch KÖLZSCH [28] bei Strömungen mit hohen Schergradienten zeigt, durch Multiplikation mit der Schwankungsgeschwindigkeit gebildet:

$$L_i = \sqrt{u'^2} T_L \quad (3-30)$$

Die Dissipationsrate ε wird durch

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{0,75} k^{1,5}}{L_m} \quad (3-31)$$

ausgedrückt [34]. Auf der Basis von NIKURADSE's Ergebnissen gibt SCHLICHTING [52] die Mischungslänge L_m über die empirische Gleichung

$$\frac{L_m}{r} = 0,14 - 0,08 \left(1 - \frac{y}{r}\right)^2 - 0,06 \left(1 - \frac{y}{r}\right)^2 \quad (3-32)$$

an. Darin ist $r = \frac{1}{2} H$ und y der jeweilige Wandabstand. Als Standardwert aus dem $k-\varepsilon$ Modell kann die Konstante $C_\mu = 0,09$ gewählt werden.

Integrale Maßstäbe können auch anhand experimenteller Daten berechnet werden. Dabei betrachtet man Korrelationen der Schwankungsgrößen von einer Geschwindigkeitskomponente an demselben Ort zu verschiedenen Zeiten τ_i (Autokorrelation, Gleichung 3-19) oder an verschiedenen Orten r_i (Raumkorrelation, Gleichung 3-21). Die Korrelationsfunktion erlaubt eine Aussage über den Grad der Kopplung von turbulenten Bewegungen, die zeitlich bzw. räumlich voneinander getrennt sind. Bei einer zeitlichen Autokorrelation (Abbildung 3-6) wird die Schwankungsbewegung einer Geschwindigkeitskomponente um jeweils ein Zeitintervall τ verschoben und anschließend mit sich selbst verglichen. Dabei nimmt mit steigendem τ die „Ähnlichkeit“ der Korrelationsfunktion ab. Aus dem Integral der resultierenden Korrelationsfunktion Gleichung 3-19 kann nun das Lagrangesche integrale Zeitmaß T_L bestimmt werden. Durch die Multiplikation erhält man, je nach Prozessbedingungen (Gleichung 3-28 und Gleichung 3-30), das gesuchte Längenmaß L_i .

Neben der Beschreibung der Turbulenz durch integrale Maße, kann man auch eine Frequenzanalyse der Schwankungsbewegung vornehmen. Man erhält über einer Fourier-Transformation der Autokorrelation (AKF) die Spektralfunktion

$$\int_0^\infty F(n) dn = 1 \quad (3-33)$$

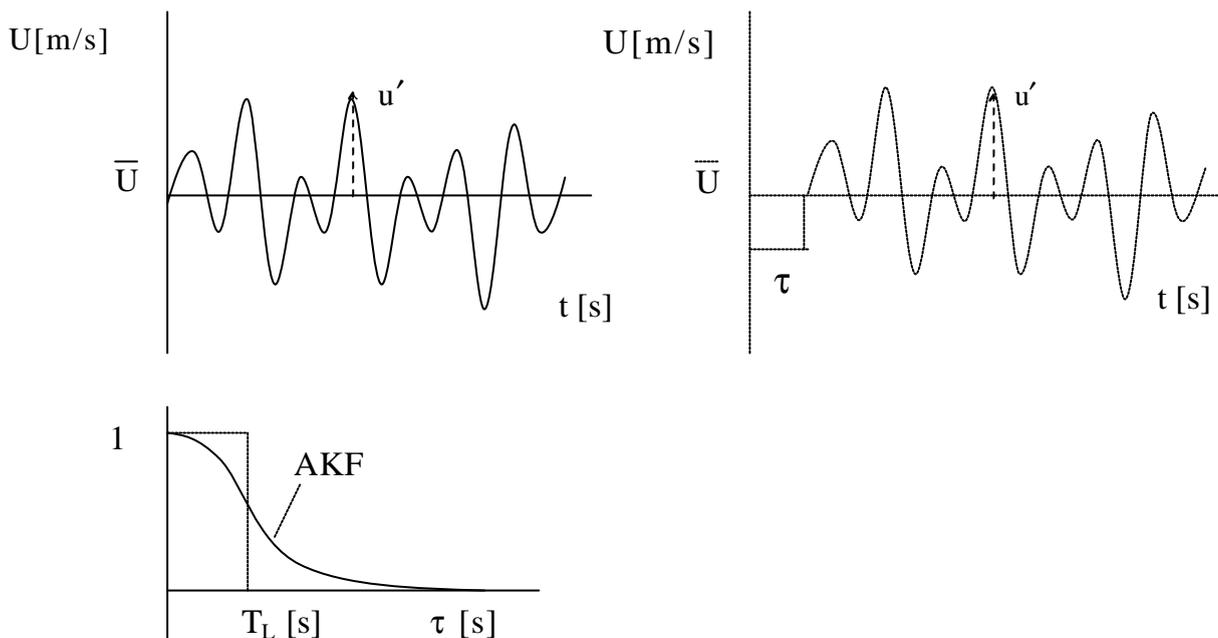


Abbildung 3-6: Schematische Darstellung des Geschwindigkeitsverlaufes einer turbulenten Strömung und die daraus resultierenden Autokorrelation

Dabei ist n die Frequenz, und $F(n) \, dn$ der prozentuale Anteil des quadratischen Mittelwertes der Schwankungsgeschwindigkeit u'^2 , der auf den Frequenzbereich n und $n + dn$ entfällt [52]. Die Spektralfunktion $F(n)$ ist die Fourier- Transformation der AKF. In Abbildung 3-7 ist zur Veranschaulichung die Spektralfunktion einer unbeladenen Gasströmung im Zentrum eines Kanals dargestellt. Die in der Literatur auch als Turbulenzspektrum oder Energiespektrum bezeichneten Darstellungen zeigen nicht die gesamte kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}), \quad (3-34)$$

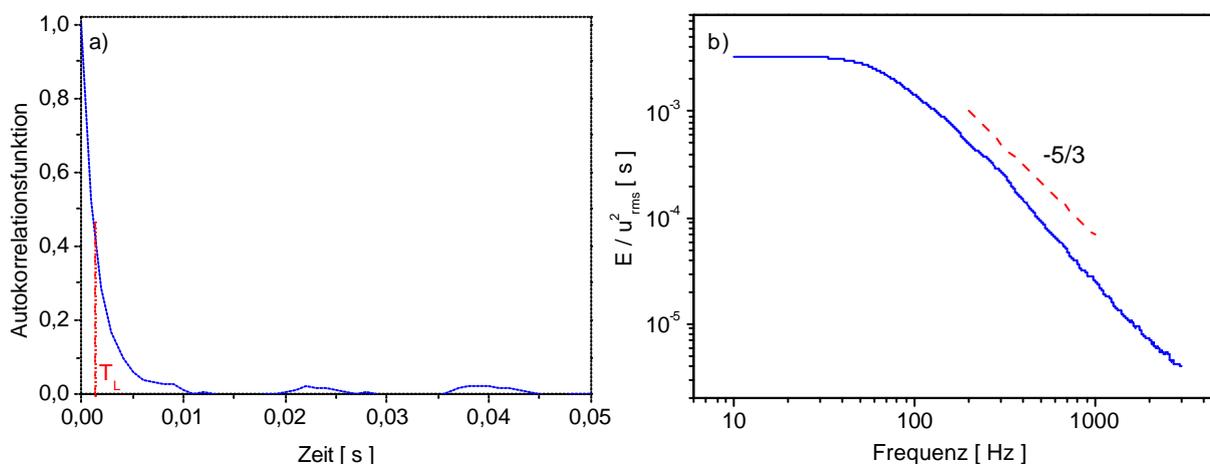


Abbildung 3-7: a) Autokorrelationsfunktion der Einphasenströmung und b) normiertes Energiespektrum der unbeladenen Luftströmung in der Mitte des Kanals, $U_{\text{mittel}} = 19,7 \text{ m/s}$.

sondern nur die Verteilung der Energie jeweils einer Strömungskomponente, bezogen auf die Frequenz. Als Abszisse ist die Frequenz und als Ordinate die Energie der Schwankungsbewegung aufgetragen. Es wird deutlich, wie sich die Energie mit der Wirbelgröße, oder Frequenz, ändert. Wie aus Abbildung 3-7 b) ersichtlich, besitzen große Wirbel mit geringerer Frequenz eine deutlich höhere Energie als kleinere, da sie mehr Volumenelemente bei ihren Schwankungsbewegungen transportieren müssen. Im Bereich kleinerer Wirbel (größere Frequenzen) gilt nach Ähnlichkeitsbetrachtungen von KOLMOGOROV für Einphasenströmungen ein mittlerer Anstieg von $\approx -5/3$, der auch in der vorliegenden Arbeit mit einer maximalen Abweichung von 8%, nachgewiesen werden konnte. Für sehr große Frequenzen bis zu $f \rightarrow \infty$ ist der theoretische Wert des Anstiegs ≈ -7 . Die größten experimentell nachzuweisenden Frequenzen werden jedoch durch das Kolmogorovsche Längen- und Zeitmaß sowie durch die maximale Datenrate begrenzt. Oberhalb dieser Grenze wird der Verlauf durch ein Rauschen überlagert. Die Grenzfrequenz bei der Messung von Turbulenzspektren liegt im Allgemeinen bei

$$f_{G;\max} = \frac{N}{2\pi}, \quad (3-35)$$

wobei N die Datenrate ist. Durch Interpolationen und Methoden der Rauschunterdrückung (Tiefpassfilterung), wie sie NOBACH [41] vorstellt, kann jedoch eine Grenzfrequenz von maximal

$$f_{G;\max} = \frac{N}{2} \quad (3-36)$$

erreicht werden.

Bei den in dieser Arbeit erfolgten Berechnungen der Energiespektren, den Messungen der Geschwindigkeiten und Schwankungsgeschwindigkeiten, wurde die BSA FLOW Software, Version 2.0 [10] sowie SIZE 32 von der Firma DANTEC verwendet. BSA FLOW basiert u.a. auf den Arbeiten von NOBACH (z.B. [41] und [40]), bei der über die Fast Fourier Transformation und die Sample and Hold Technik die Berechnung der Energiespektren erfolgt. Durch Anwendung von zusätzlichen Filtern, wie dem Papoulis-Filter, kann dabei eine Glättung des Kurvenverlaufs erreicht werden. Bei einer mittleren Datenrate im Zentrum des Kanals von ca. 6000 Samples/s, folgt nach Gleichung 3-37 eine Grenzfrequenz von 3000 Hz. Das Kolmogorovsche Zeitmaß, resultierend aus Gleichung 3-12, beträgt im Kanalzentrum für eine unbeladene Luftströmung ca. $\tau_k = 0,54\text{ms}$, so dass daraus eine Frequenz der kleinsten noch existenten Wirbel von 1850 Hz folgt. Eine Auswertung des Energiespektrums oberhalb dieser Frequenz sollte demnach nicht erfolgen.

Weiterhin muss das Folgevermögen der Tracer so groß sein, dass diese den Schwankungsbewegungen der Luft annähernd schlupffrei folgen können. RUCK [47] beschreibt die maximale Frequenz f_{\max} der Fluidschwankung, der ein Teilchen noch annähernd schlupffrei folgen kann, in Anlehnung an die Arbeiten von HINZE [21] sowie HJELMFELT & MOCKROS [22], über das Amplitudenverhältnis η . Resultierend aus der BBO- Gleichung (siehe Kapitel 3.2.3) folgt ein iteratives Verfahren zur Berechnung von f_{\max} . Das Amplitudenverhältnis das den maximalen Schlupf zwischen dem Tracerpartikel und der Luft beschreibt, ist durch die Größen f_1 und f_2 wie folgt definiert:

$$\eta = \sqrt{(1+f_1)^2 + f_2}, \quad (3-37)$$

mit

$$f_1 = \frac{\left[1 + \frac{9}{\sqrt{2} \left(s + \frac{1}{2} \right)} N_s \right] \left[\frac{1-s}{s + \frac{1}{2}} \right]}{\left(\frac{81}{\left(s + \frac{1}{2} \right)^2} \left[2N_s^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}} \right]^2 + \left[1 + \frac{9}{\sqrt{2} \left(s + \frac{1}{2} \right)} \right]^2 \right)^{1/2}} \quad (3-38)$$

und

$$f_2 = \frac{\frac{9(1-s)}{\left(s + \frac{1}{2} \right)^2} \left[2N_s^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}} \right]}{\left(\frac{81}{\left(s + \frac{1}{2} \right)^2} \left[2N_s^2 + \frac{N_s}{\sqrt{2}} \right]^2 + \left[1 + \frac{9}{\sqrt{2} \left(s + \frac{1}{2} \right)} \right]^2 \right)^{1/2}}. \quad (3-39)$$

Das Dichteverhältnis wird durch

$$s = \frac{\rho_p}{\rho_f}, \quad (3-40)$$

und die Stokeszahl N_s (nicht identisch mit St aus Gleichung 3.8) durch

$$N_s = \sqrt{\frac{v}{\omega D_p^2}} \quad (3-41)$$

beschrieben. Mit $\omega = 2\pi f_{\max}$ folgt aus den Gleichungen (3-38) bis (3-42) bei bekannter Teilchengröße und angenommene m Amplitudenverhältnis die Grenzfrequenz f_{\max} des Fluids. Für die in dieser Arbeit verwendeten Tracer (siehe Kapitel 4.3) wird bei einem Amplitudenverhältnis von $\eta = 95\%$ ein f_{\max} von > 1000 Hz erreicht. Dabei ist zu beachten, dass die Anzahlhäufigkeit der Tracer- Partikeln, die kleiner als der mittlere Volumendurchmesser $D_p = 4,5 \mu\text{m}$ sind, größer ist. Diese Tracer- Partikeln werden demnach einer wesentlich größeren f_{\max} des Fluids schlupffrei folgen können. Die Grenzfrequenz und das Kolmogorovsch'sche Zeit- oder Längenmaß müssen daher bei der Diskussion von Turbulenzspektren immer mit beachtet werden, da es sonst zu Fehlinterpretationen kommen kann.

Die kleinste Frequenz wird begrenzt durch den größtmöglichen Wirbel und die dabei auftretende Schwankungsgeschwindigkeit. Im Fall des Flachkanals ist die Höhe das Maß des größtmöglichen Wirbels, so dass daraus eine untere Grenzfrequenz von > 30 Hz folgt.

$$f_{G,\min} = \frac{H}{u_{\text{RMS}}} \quad (3-42)$$

3.2.3 Theoretische Grundlagen der Partikelbewegung

Die theoretische Beschreibung der Partikelbewegung geht auf die Arbeiten von BASSET, BOUSSINESQ und OSEEN zurück. Die nach den Autoren benannte BBO- Gleichung wurde in den letzten Jahrzehnten mehrfach erweitert. Sie kann durch die Einführung empirischer Korrelationen, bei Beachtung von entsprechenden Randbedingungen, durch Gleichung 3-44 (kartesische Koordinaten) beschrieben werden.

$$\underbrace{m_p \frac{dU_{p,i}}{dt}}_I = \underbrace{\frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p D_p} m_p c_w (U_i - U_{p,i}) |\bar{U} - \bar{U}_p|}_{II} - \underbrace{m_f \frac{DU_i}{Dt}}_{III} + c_A m_f \underbrace{\left(\frac{DU_i}{Dt} - \frac{dU_{p,i}}{dt} \right)}_{IV}$$

$$\underbrace{9 \sqrt{\frac{\rho_f \mu_f}{\pi}} \frac{m_p}{\rho_p D_p} c_H \int_{-\infty}^t \frac{DU_i - \frac{dU_{p,i}}{d\tau}}{(t-\tau)^{\frac{1}{2}}} d\tau}_{V} + \underbrace{m_p g_i \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right)}_{VI} + \underbrace{F_i}_{VII} \quad (3-43)$$

Der Term auf der linken Seite beschreibt die Trägheitskraft des Partikels, die im Gleichgewicht mit folgenden Kräften steht:

- Widerstandskraft [II],
- Kraft zur Überwindung des auftretenden Druckgradienten in der Strömung [III],
- Kraft, die ein Partikel aufbringen muss, um das umgebende Fluid zu beschleunigen (virtuelle Masse) [IV],
- aus einer instationären relativen Beschleunigung des Partikels zum Fluid herrührende Kraft (Basset-Term) [V],
- Gewichtskraft [VI],
- zusätzlichen Kräften [VII].

Gleichung (3-44) wurde in den vergangenen Jahren den jeweiligen Prozessbedingungen durch Hinzufügen von relevanten Kräften oder durch Vernachlässigen von Termen, die keinen wesentlichen Einfluss auf die jeweiligen Prozesse haben, angepasst. So werden bei turbulenten Gas- Feststoffströmungen die Terme III, IV und auch V oft vernachlässigt (Druckgradient und ρ_f / ρ_p sehr klein), da ihre Bedeutungen auf die Bewegung der Partikeln durch andere dominanteren Kräfte überdeckt werden. Andere Kräfte, wie die Zentrifugalkraft, die Corioliskraft (treten nur in Polar- oder Zylinderkoordinaten als explizite Kräfte in der

Bewegungsgleichung auf), die Magnuskraft, die Saffmankraft, magnetische Kräfte oder auch elektrostatische Kräfte, müssen je nach der Prozessart berücksichtigt werden.

Unter Beachtung der bei turbulenten Gas- Feststoffströmungen auftretenden relevanten Kräfte ergeben sich zur Beschreibung der Partikelbewegung folgende partielle Differentialgleichungen:

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{U}_p \quad (3-44)$$

$$m_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = \vec{F}_D + \vec{F}_G + \vec{F}_{LS} + \vec{F}_{LR} \quad (3-45)$$

$$I_p \frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \vec{T} \quad (3-46)$$

Die Partikelgeschwindigkeit wird durch Gleichung (3-45) und die Partikelwinkelgeschwindigkeit durch Gleichung (3-46) beschrieben, wobei $I_p = 0,1 \times m_p \times D_p$ das Trägheitsmoment einer Kugel ist und \vec{T} das angreifende Drehmoment. Die wichtigste Kraft, die Widerstandskraft \vec{F}_D , wird wie in Gleichung (3-44) nach

$$\vec{F}_D = \frac{3}{4} \frac{\rho_f m_p}{\rho_p D_p} c_w (\vec{U}_f - \vec{U}_p) |\vec{U}_f - \vec{U}_p| \quad (3-47)$$

berechnet, wobei der Widerstandsbeiwert c_w über folgende Korrelationen bestimmt werden kann:

$$c_w = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad \text{für } Re_p \leq 1000 \quad (3-48)$$

$$c_w = 0.44 \quad \text{für } Re_p > 1000 \quad (3-49)$$

$$Re_p = \frac{\rho_f D_p |\vec{U}_f - \vec{U}_p|}{\mu_f} \quad (3-50)$$

Die Schwerkraft F_G wird durch

$$\vec{F}_G = m_p \vec{g} \quad (3-51)$$

definiert. Die Auftriebskraft für sphärische Partikeln, resultierend aus Schereffekten bei höheren Reynolds- Zahlen (Abbildung: 5-4), beschreiben MEI [35] und CROWE et al. [9] basierend auf Resultaten von SAFFMAN [49].

$$\vec{F}_{LS} = 1.615 D_p^2 (\rho_f \mu_f)^{1/2} \left(\frac{1}{|\vec{\omega}_f|} \right)^{1/2} \left\{ (\vec{U}_f - \vec{U}_p) \times \vec{\omega}_f \right\} f(Re_p, Re_s). \quad (3-52)$$

Mit der Drehung des Fluids

$$\vec{\omega}_f = 0.5 \nabla \times \vec{u} \quad (3-53)$$

und dem Verhältnis der erweiterten Auftriebskraft zur Saffmankraft

$$f(Re_p, Re_s) = \frac{F_{LS}}{F_{LS,Saff}} \quad (3-54)$$

folgt
$$\frac{F_{LS}}{F_{LS,Saff}} = (1 - 0.3314 \beta^{1/2}) \exp\left(-\frac{Re_p}{10}\right) + 0.3314 \beta^{1/2} \quad \text{für } Re_p \leq 40$$

$$= 0.0524 (\beta Re_p)^{1/2} \quad \text{für } Re_p \geq 40$$
 (3-55)

mit dem Parameter

$$\beta = \frac{1 Re_s}{2 Re_p} \quad (3-56)$$

und der Reynolds- Zahl der Scherströmung

$$Re_s = \frac{\rho_f D_p |\bar{\omega}_f|}{\mu_f} \quad (3-57)$$

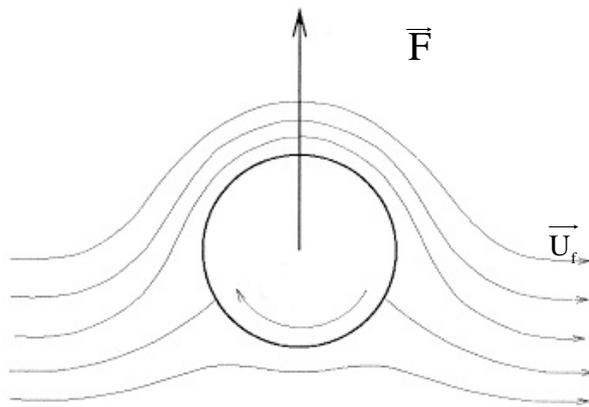


Abbildung 3-8: Prinzip des Magnus-Effekt: Durch die Rotation des Partikels folgt eine unsymmetrische Umströmung, so dass eine Kraft in Richtung der höchsten Umströmungsgeschwindigkeit folgt

Die resultierende Querkraft (Magnuskraft), hervorgerufen durch die Partikelrotation in einem ruhenden Fluid, beschreiben RUBINOW & KELLER [48] für sphärische Partikeln. Erweitert für sphärische Partikeln in einem strömenden Fluid, geben CROWE et al. [9] die Querkraft

$$\vec{F}_{LR} = \frac{\rho_f \pi}{2} \frac{D_p^2}{4} C_{LR} \left| \vec{U}_f - \vec{U}_p \right| \frac{\vec{\Omega} \times (\vec{U}_f - \vec{U}_p)}{|\vec{\Omega}|} \quad (3-58)$$

mit $\vec{\Omega}$ als relative Partikelwinkelgeschwindigkeit zum Fluid

$$\vec{\Omega} = \vec{\omega}_f - \vec{\omega}_p \quad (3-59)$$

an. Nach RUBINOW & KELLER [48] wird für kleine Partikel- Reynoldszahlen, der Auftriebsbeiwert durch

$$C_{LR} = \frac{D_p |\vec{\Omega}|}{|\vec{U}_f - \vec{U}_p|} = \frac{Re_R}{Re_p} \quad (3-60)$$

mit Hilfe der Reynoldszahl der Drehung

$$Re_R = \frac{\rho_f D_p |\vec{\Omega}|}{\mu_f} \quad (3-61)$$

beschrieben. Für Partikel- Reynoldszahlen bis $Re_p < 140$ geben OESTERLÈ & BUI DINH [44], basierend auf experimentellen Daten und Literaturangaben, folgende Korrelation an:

$$C_{LR} = 0.45 + \left(\frac{Re_R}{Re_p} - 0.45 \right) \exp \left(-0.05684 \cdot Re_R^{0.4} \cdot Re_p^{0.3} \right) . \quad (3-62)$$

Auf ein im ruhenden Fluid rotierendes sphärisches Partikel wirkt ein Drehmoment, dass nach RUBINOW & KELLER [48] durch

$$I_p \frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \vec{T} = \pi \mu_f D_p^3 \vec{\Omega} \quad (3-63)$$

beschrieben wird. Das Massenträgheitsmoment wird durch

$$I_p = \frac{m_p}{10} D_p^2 \quad (3-64)$$

definiert.

Unter Berücksichtigung der Drehung des Fluids folgt nach DENNIS et al. [11] und SAWATZKI [51] für höhere Partikel- Reynolds- Zahlen, $32 < Re_R < 1000$, ein Drehmomentenbeiwert von

$$C_R = \frac{12.9}{Re_R^{0.5}} + \frac{128.4}{Re_R} \quad (3-65)$$

und für kleinere Partikel- Reynolds- Zahlen [48]

$$C_R = \frac{64 \pi}{Re_R} . \quad (3-66)$$

Mit Hilfe der Drehmomentenbeiwerte kann nun das Drehmoment für sphärische Partikel unter Berücksichtigung der Drehung des Fluids, durch

$$I_p \frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \vec{T} = \frac{\rho_f}{2} \left(\frac{D_p}{2} \right)^5 C_R \left| \vec{\Omega} \right| \vec{\Omega} \quad (3-67)$$

ausgedrückt werden.

Detaillierte Beschreibungen über die wirkenden Kräfte bei turbulenten Gas-Feststoff-Strömungen sowie eine Übersicht über bisherige numerische Arbeiten sind u.a. bei SOMMERFELD [55],[56],[57] nachzulesen.

3.2.3.1 Partikel- Wandkollision

Die Partikel-Wandkollision hat einen entscheidenden Einfluss auf das Bewegungsverhalten von Partikeln in einer durch Wandungen begrenzten turbulenten Gas- Feststoff- Strömung. Insbesondere größere Partikeln werden in ihrem Bewegungsverhalten weniger von der Turbulenz sondern vorwiegend von Wandkollisionen und damit der Wandbeschaffenheit, dem Material und der Oberflächenrauigkeit beeinflusst. In geschlossenen Gas- Feststoff- Strömungen, wie bei der pneumatischen Förderung oder auch im Aerozyklon, resultieren aus den Kollisionsvorgängen Rotationen der Teilchen, die deren Bewegung wesentlich beeinflussen. Daher ist es notwendig, Wandkollisionen und besonders die Wandrauigkeit bei numerischen Simulationen als auch bei experimentellen Untersuchungen in Gas- Feststoff- Strömungen zu beachten [57]. Die wichtigsten Effekte einer Partikel- Wand Kollision sind

- die Änderung der Bewegungsrichtung des Partikels,
- der Momenten- und Impulsverlust des Partikels,
- die Änderung der Partikelrotation,
- die Zerstörung des Partikels und/oder Erosion der Wandoberfläche,
- der Druckverlust der Strömung.

Bei der numerischen Simulationen einer Gas- Feststoff- Strömung wird ein mathematisches Modell verwendet, das die Partikel- Wandkollision möglichst exakt beschreibt. In den vergangenen Jahren wurden viele Arbeiten veröffentlicht, die sich mit der mathematischen Beschreibung der Partikel- Wandkollision beschäftigen. Daher sollen an dieser Stelle nur grundlegende Mechanismen der Partikel- Wandkollision beschrieben werden. Weiterführende und detailliertere Ausführungen des Kollisionsvorganges von sphärischen und nichtsphärischen Partikeln sind u.a. in den Arbeiten von MATSUMOT & SAITO [34], TSUJI et al. [64],[65],[66], SOMMERFELD [53],[54],[55],[56],[57], SOMMERFELD & Huber [60], SOMMERFELD & ZIVKOVIC[59], KOHNEN [27] und auch bei FRANK [16] nachzulesen.

Der Kollisionsvorgang eines Partikels lässt sich in eine Kompressions- und in eine Rückprallphase unterteilen. Bei harten Wandmaterialien kann angenommen werden, dass das Partikel beim Kontakt mit der Wand anfängt zu gleiten, wobei drei Fälle unterschieden werden können:

- Fall1: Das Partikel beendet seinen Gleitvorgang in der Kompressionsphase $\hat{=}$ Haftstoß
 Fall2: Das Partikel beendet seinen Gleitvorgang in der Rückprallphase
 Fall3: Das Partikel gleitet während des gesamten Kollisionsvorganges } Gleitstoß

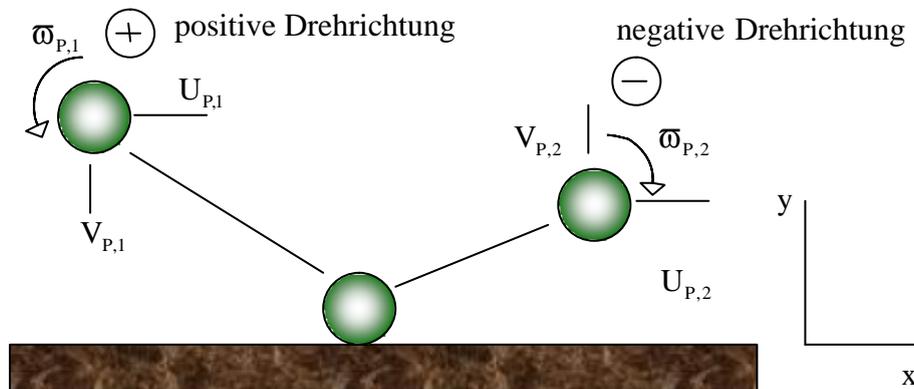


Abbildung 3-9: Schematische Darstellung des Kollisionsvorganges eines runden Partikel mit einer ebenen Wand.

Unter der Annahme, dass durch die Kollision weder eine plastische Verformung noch eine Zerstörung des Partikels auftritt, können mit Hilfe der Impulsgleichungen für den dreidimensionalen Stoß und dem Coulombschen Reibungsgesetz folgende Beziehungen aufgestellt werden:

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = -F_N \quad (3-68)$$

$$m_p \frac{dU_p}{dt} = \mp \mu_D F_N \quad (3-69)$$

$$I_p \frac{d\omega_p}{dt} = \mp \mu_D \frac{D_p}{2} F_N. \quad (3-70)$$

Hier ist μ_D der dynamische Reibungskoeffizient, F_N die beim Stoß ausgeübte Normalkraft und ω_p die Rotationsgeschwindigkeit. Das Massenträgheitsmoment wird nach Gleichung (3-64) berechnet. Das negative bzw. positive Vorzeichen gilt für den Fall, dass die Relativbewegung der Partikeloberfläche bezüglich der Wand positiv oder negativ ist. Unter Annahme, dass die Partikelrotation senkrecht zur Wand während des gesamten Stoßvorganges erhalten bleibt, und unter Einführung der Stoßzahl

$$e = \left| \frac{V_{p,2}}{V_{p,1}} \right|, \quad (3-71)$$

folgt für den Haftstoß

$$U_{p,2} = \frac{5}{7} \left(U_{p,1} + \frac{D_p}{5} \omega_{p,1}^z \right) \quad (3-72)$$

$$V_{p,2} = -e V_{p,1} \quad (3-73)$$

$$W_{p,2} = \frac{5}{7} \left(W_{p,1} + \frac{D_p}{5} \omega_{p,1}^x \right) \quad (3-74)$$

wobei entsprechend der Raumrichtung ω durch

$$\omega_{p,2}^x = \frac{2 W_{p,2}}{D_p} \quad (3-75)$$

$$\omega_{p,2}^y = \omega_{p,1}^y \quad (3-76)$$

$$\omega_{p,2}^z = -\frac{2 U_{p,2}}{D_p} \quad (3-77)$$

definiert ist. Für den Gleitstoß ist

$$U_{p,2} = U_{p,1} + \mu_D \varepsilon_x (1+e) V_{p,1} \quad (3-78)$$

$$V_{p,2} = -e V_{p,1} \quad (3-79)$$

$$U_{p,2} = U_{p,1} + \mu_D \varepsilon (1+e) V_{p,1}, \quad (3-80)$$

wobei die Richtung der Relativbewegung ε_x und ε_z der Teilchenoberfläche zur Wand aus

$$\varepsilon_x = \frac{U_{p,1} + \frac{D_p}{2} \omega_{p,1}^z}{U_{R,1}} \quad (3-81)$$

$$\varepsilon_z = \frac{W_{p,1} - \frac{D_p}{2} \omega_{p,1}^x}{U_{R,1}} \quad (3-82)$$

mit

$$U_{R,1} = \sqrt{\left(U_{P,1} + \frac{D_P}{2} \varpi_{P,1}^z \right)^2 + \left(W_{P,1} - \frac{D_P}{2} \varpi_{P,1}^x \right)^2} \quad (3-83)$$

und

$$\varpi_{P,2}^x = \varpi_{P,1}^x - 5\mu_D \varepsilon_z (1+e) \frac{V_{P,1}}{D_P} \quad (3-84)$$

$$\varpi_{P,2}^y = \varpi_{P,1}^y \quad (3-85)$$

$$\varpi_{P,2}^z = \varpi_{P,1}^z - 5\mu_D \varepsilon_x (1+e) \frac{V_{P,1}}{D_P} \quad (3-86)$$

berechnet werden kann.

Der Einfluss der Partikelrotation auf das Bewegungsverhalten des Partikels, hervorgerufen durch die Wandkollision, wird in einer PTV- Aufnahme (Abbildung: 3-10) sowie in der dazugehörigen Skizze (Abbildung 3-11) deutlich sichtbar. In einer Kanalströmung kollidiert ein Partikel mit dem Kanalboden und bekommt einen positiven Drehimpuls. Danach prallt es an die obere Kanalwand und bewegt sich auf Grund des hohen Drehimpulses vor der Wandkollision entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung wieder in Richtung Kanalboden (Abbildung: 3-10 a). Durch die Kollision mit der unteren Wand verringert sich das positive Drehmoment, so dass es zu einer Umkehrung der Rotationsrichtung kommt. Die Aufnahme (Abbildung: 3-10) zeigt, dass sich Partikeln ohne Wandkollision mit ca. 11,2 m/s in der Hauptströmungsrichtung bewegen, wohingegen sich das Partikel, welches mit der oberen Kanalwand kollidierte, mit einer Geschwindigkeit von ca. 2,8 m/s entgegengesetzt zur Hauptströmungsrichtung bewegt. Nach der Wandkollision mit dem Kanalboden bewegt es sich mit ca. 1,6 m/s annähernd vertikal nach oben in Richtung der oberen Kanalwand. Dieser Vorgang ist nochmals in Abbildung 3-11 schematisch dargestellt.

Bild A

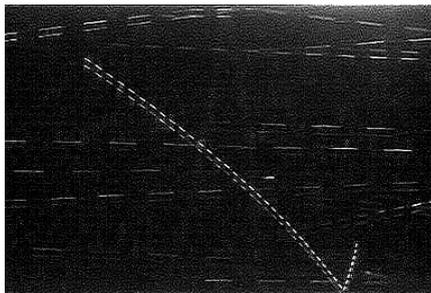


Bild B

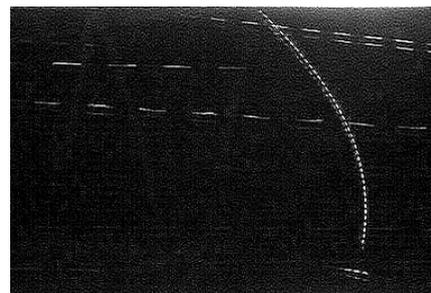


Bild A+B

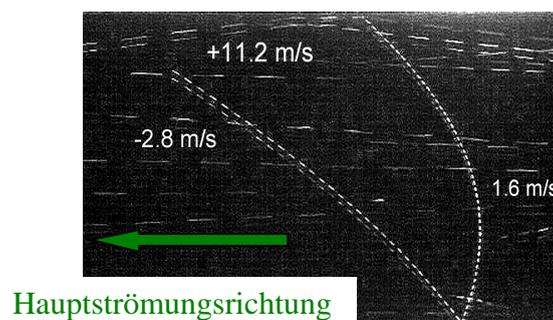


Abbildung: 3-10 PTV- Aufnahmen einer Partikel-Wandkollision. Bewegungsrichtung eines sphärischen Partikels ($D_P = 625\mu\text{m}$) nach einer Kollision mit der Wand. Siehe dazu auch Abbildung 3-11, Schritt 2-4.

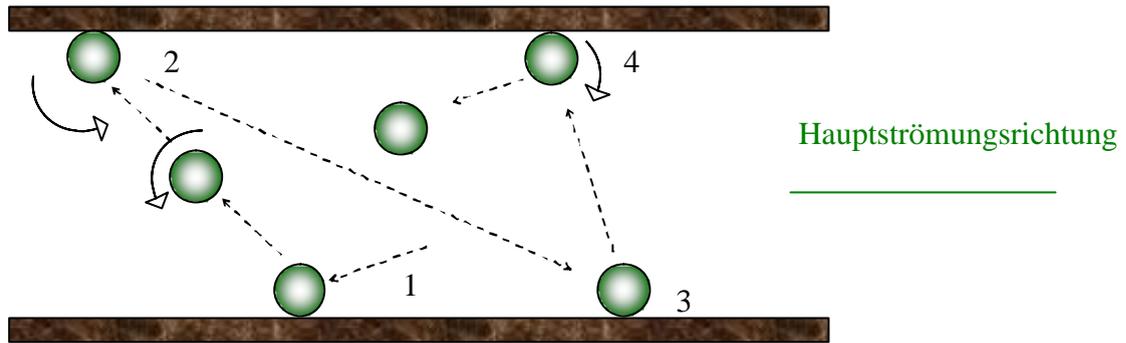


Abbildung 3-11: Skizze des Bewegungsverlaufs eines sphärischen Partikels nach einer Wandkollision

3.2.3.2 Partikel- Partikelkollision

Interpartikuläre Kollisionen können ebenfalls einen wesentlichen Einfluss auf das Bewegungsverhalten und auch auf die Konzentrationsverteilung von Partikeln in einer Gas-Feststoff Strömung haben. Dabei sind die Größe, die Form, die Materialeigenschaften des Partikels sowie die Beladung entscheidend für den Grad des Einflusses der Kollisionen auf die Partikelbewegung. Die wichtigsten Folgen von interpartikulären Kollisionen auf das Bewegungsverhalten von Partikeln, sind:

- der Momententransfer zwischen den Partikeln,
- Dispergiereffekte in Regionen mit hoher Partikelkonzentration,
- Agglomeration der Partikeln.

Ähnlich der Partikel-Wandkollision wurden in den letzten Jahren auch Arbeiten mit der mathematischen Beschreibung und der numerischen Simulation von interpartikulären Kollisionen veröffentlicht. Diese beruhen auf der Anwendung der Impuls- und Drehimpulsgleichungen. Für die detaillierte mathematische Beschreibung der interpartikulären Kollisionen sei auf die bereits zitierten Arbeiten von CROWE [7], OSTERLÈ & PETITJEAN [43] SOMMERFELD [55], SOMMERFELD & ZIVKOVIC [59] und auch WASSEN [69], verwiesen.

Während in einer dünnen Zweiphasenströmung die Partikelbewegung hauptsächlich durch fluidmechanische Kräfte bestimmt wird, wirken bei der dichten Zweiphasenströmung die interpartikulären Stöße dominierend auf die Bewegung der Partikeln ein (siehe auch Kapitel 3.1). Anhand des Verhältnisses der Partikelrelaxationszeit τ_p und der Zeit zwischen den Kollisionen T_K kann eine qualitative Unterscheidung von Gas- Feststoffgemischen erfolgen [7].

So gilt für dünne Zweiphasenströmungen

$$\frac{\tau_p}{T_K} < 1 \quad (3-87)$$

und für dichte Zweiphasenströmungen

$$\frac{\tau_p}{T_K} > 1. \quad (3-88)$$

Bei dünnen Zweiphasenströmungen vergeht genügend Zeit, um mit der Fluidströmung in Wechselwirkung zu treten, so dass Partikelkollisionen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Dagegen ist bei dichten Zweiphasenströmungen die Kollisionszeit klein gegenüber der Relaxationszeit, womit die Partikeln entscheidend durch Kollisionen in ihrer Bewegung beeinflusst werden. Die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Kollisionen ergibt sich aus der reziproken Stoßfrequenz.

$$T_K = \frac{1}{f_K} \quad (3-89)$$

Unter der Annahme, dass sich die Partikeln in einer turbulenten Strömung ohne äußere Kräfte bewegen und eine Isotropie der Schwankungsgeschwindigkeiten vorausgesetzt wird, folgt nach ABRAHAMSON [1] aus der kinetischen Gastheorie die Kollisionsfrequenz durch Turbulenzeffekte der Partikelklasse i mit

$$f_K = \frac{2^{\frac{3}{2}} \pi^{\frac{1}{2}}}{4} N_j (D_{p,i} + D_{p,j})^2 \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_j^2}. \quad (3-90)$$

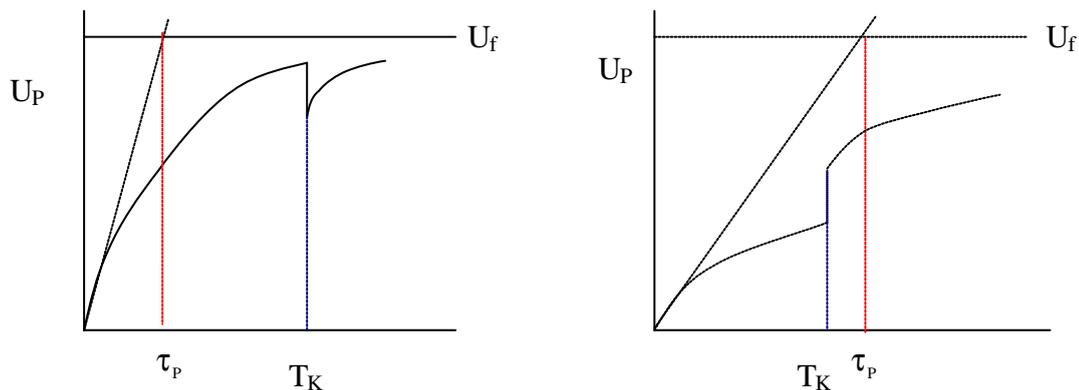


Abbildung 3-12: Vergleich der Relaxationszeit und der Kollisionszeit für dünne ($\tau_p < T_K$) und für dichte ($\tau_p > T_K$) Zweiphasenströmungen

Hier ist N_j die Partikelanzahl der Klasse j und σ^2 die Varianz der Partikelgeschwindigkeit und D_p der Partikeldurchmesser der jeweiligen Partikelklasse. Bei monodisperser Verteilung der Partikelklassen und gleicher Schwankungsgeschwindigkeit

$$D_{p,i} = D_{p,j} \quad (3-91)$$

$$\sigma_i = \sigma_j = \sqrt{\frac{2}{3} k_{i,j}} \quad (3-92)$$

folgt die Kollisionfrequenz zu

$$f_K = 4 \pi^{\frac{1}{2}} N_p D_p^2 \sigma_p \quad (3-93)$$

und unter Beachtung der Feststoffbeladung ergibt sich schließlich

$$f_K = \frac{24}{\sqrt{\pi}} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{\eta}{D_p} \sigma_p. \quad (3-94)$$

Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden Partikelkollisionen ist eine weitere wichtige Kenngröße für die Bewertung von Gas- Feststoff Strömungen, da sie den Einfluss der Wandrauigkeit und den Einfluss der Partikelkonzentration auf die Partikelbewegung beschreibt. Mit der Anzahlkonzentration C_N wird für monodisperse Partikelverteilungen die mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgende Partikelkollisionen durch

$$\lambda_K = \frac{1}{\pi D_p^2 C_n} \quad (3-95)$$

beschrieben. Bezogen auf eine Gas-Feststoff Strömung im Flachkanal folgt

$$\lambda_K = \frac{D_p}{6 \alpha_p} = \frac{D_p}{6} \frac{\rho_p}{\eta} \frac{U_{P,mittel}}{\rho_f U_{f,mittel}}, \quad (3-96)$$

wobei U_{mittel} die mittlere Geschwindigkeit der Feststoff (Index P)- und Gasphase (Index f) über dem gesamten Kanalquerschnitt ist.

4 Versuchsaufbau und Messtechnik

4.1 Versuchsaufbau Flachkanal

Die Hauptkomponente des Versuchstandes (Abbildung 4-1) ist ein 6 m langer horizontaler Kanal, der 350 mm tief und 35 mm hoch ist und eine voll entwickelte Strömung am Ende des Kanals ermöglicht. Die obere und untere Kanalwand besteht aus Edelstahlplatten, die je nach geforderter mittlerer Rauigkeitstiefe auswechselbar sind. Die mittleren Rauigkeitstiefen in Hauptströmungs- und Lateralerrichtung wurden mit einem Perthometer (Typ S3P) bestimmt, welches die Oberfläche der Kanalwand mechanisch abtastet. Bei den vorliegenden Messungen sind insgesamt 4 verschiedene Wandrauigkeitstiefen (Wandrauigkeit R0, R1, R2 und R3) benutzt worden (Tabelle 4-1). Die optischen Messungen wurden am Ende des Kanals in einer Entfernung von 5,80 m durchgeführt. An dieser Stelle sind an den Seiten und an der oberen Wand des Kanals Glasfenster angebracht, um eine optische Zugänglichkeit für PDA-Messungen zu gewährleisten. SOMMERFELD [57] zeigt in numerischen Simulationen, dass die mittlere freie Weglänge zwischen den Wandkollisionen in Abhängigkeit von der Partikelgröße und der Wandrauigkeit, rund 0,5-1,0 m beträgt. Eine wesentliche Änderung der Partikelbewegung, hervorgerufen durch die 40 mm breite Glaswand am Messort, ist nicht zu erwarten.

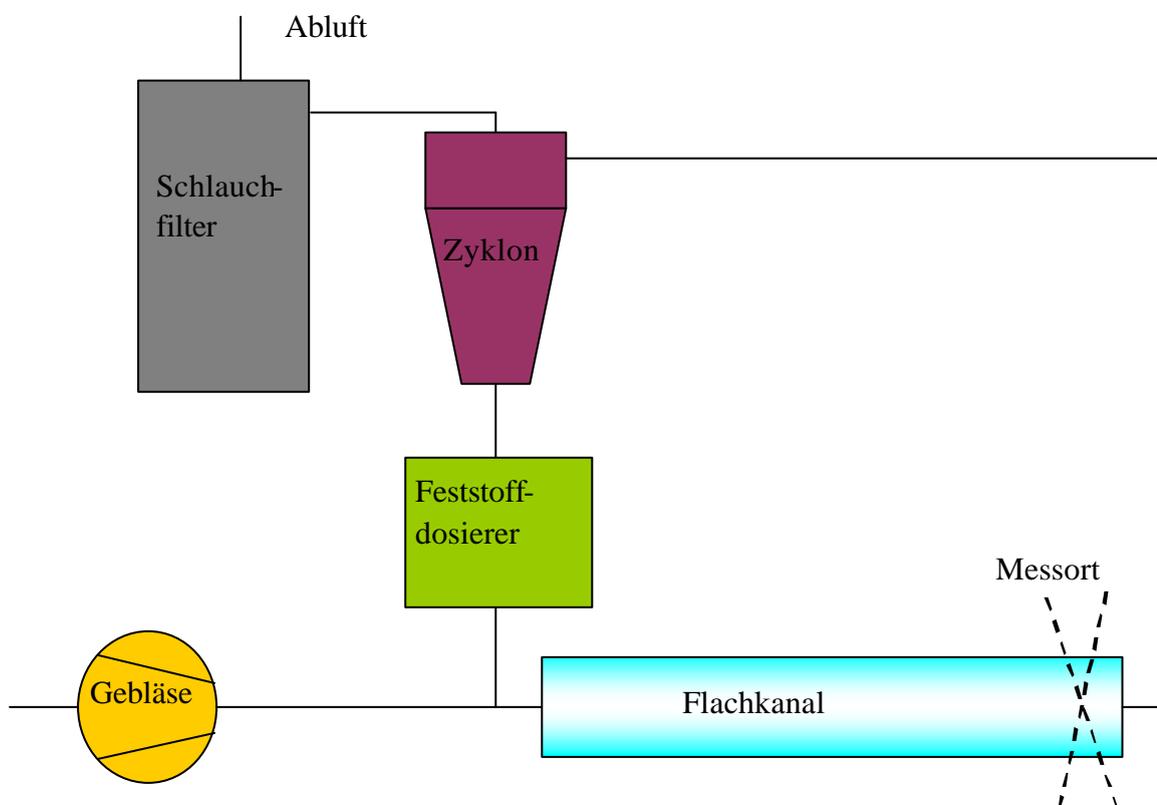


Abbildung 4-1: Skizze der Hauptkomponenten des Versuchstandes

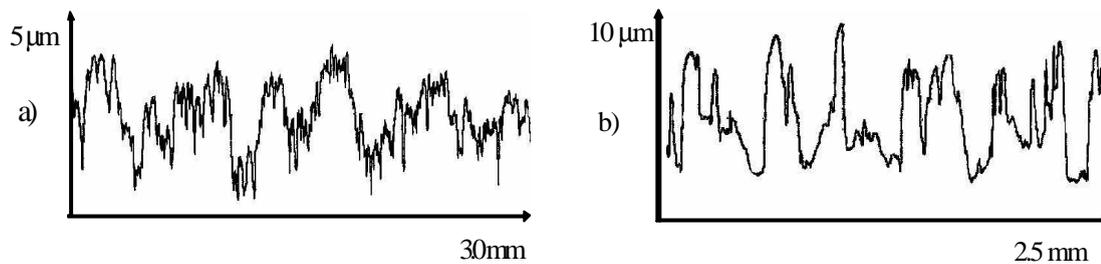


Abbildung 4-2: Gemessene Rauigkeitsprofile bei zwei unterschiedlichen Edelstahlplatten: a) R1 geringe Rauigkeit, b) R2 höhere Rauigkeit

Grad der Rauigkeit	Hauptströmungsrichtung (U)		Laterale Strömungsrichtung (V)	
	R_X [μm]	$R_{X,\text{max}}$ [μm]	R_Y [μm]	$R_{Y,\text{max}}$ [μm]
R0	2,32	2,86	2,09	3,34
R1	4,26	6,94	3,47	4,04
R2	6,83	8,32	6,89	7,83
R3	17,03	19,24	18,48	22,63

Tabelle 4-1: Rauigkeitskenngrößen R_i und $R_{i,\text{max}}$ der verwendeten Wandrauigkeiten

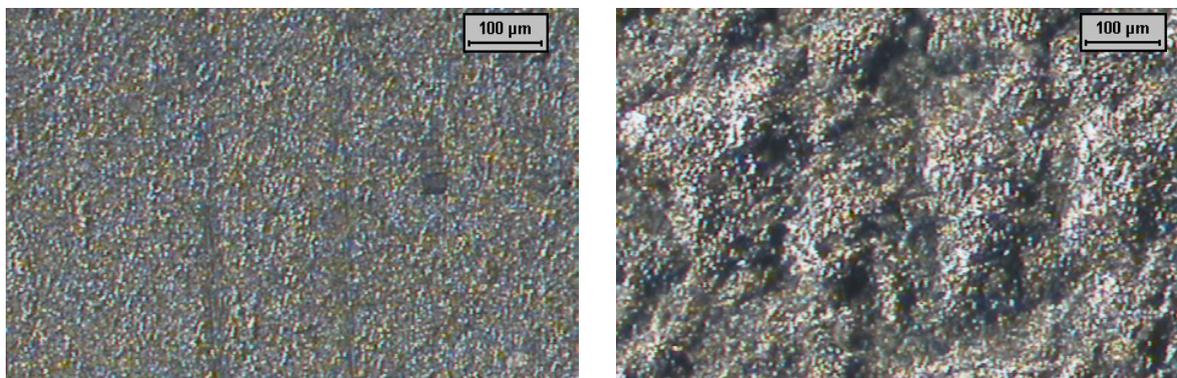


Abbildung 4-3: Aufnahmen der unterschiedlichen Wandoberflächen für die Rauigkeiten a) R0 und b) R3

Der notwendige Luftvolumenstrom für die Versuche wurde durch zwei parallel geschaltete Drehkolbengebläse (Nennvolumenströme $507 \text{ m}^3/\text{h}$ und $1002 \text{ m}^3/\text{h}$) realisiert. Für die Beschreibung des Zustandes der Luft sind Feuchte, Temperatur und Druck notwendig. Zur Messung des Feuchtegehalts der angesaugten Luft wurde eine handelsübliche Wetterstation verwendet. Ein Temperaturmessstutzen sowie eine Bohrung zur Bestimmung des statischen Druckes mittels U-Rohrmanometer wurden an der Luftzuleitung vor dem Kanaleintritt angebracht. Eine Durchfluss-Sonde vom Typ ANNUBAR bestimmt den Volumenstrom der Luft, die durch die Gebläse gefördert wird. Beim Einbau der Messeinrichtungen für die Bestimmung der Temperatur, des statischen Druckes sowie des Volumenstromes wurden die

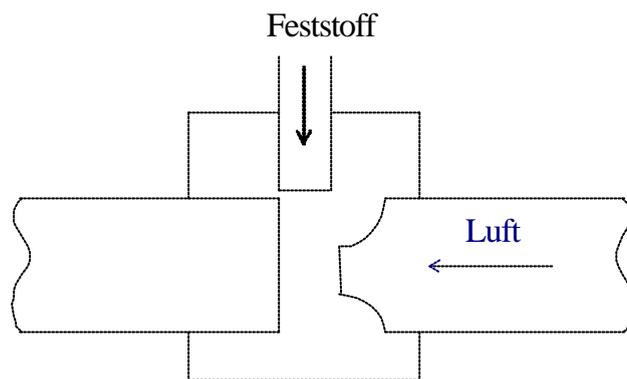


Abbildung 4-4: Prinzip der Feststoffzugabe

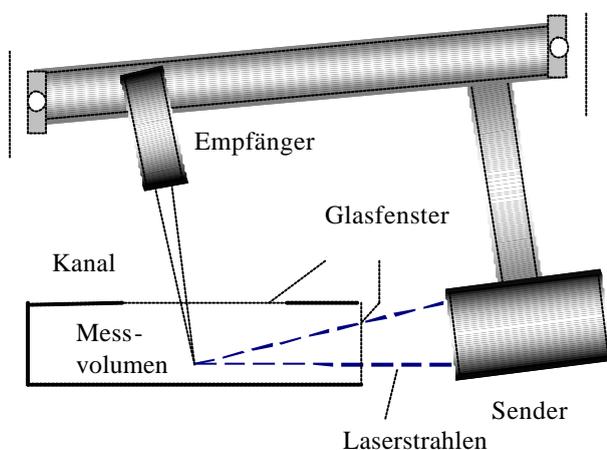


Abbildung 4-5: Prinzip der Wandnahen Messung mit Hilfe einer schwenkbaren Traversiereinrichtung.

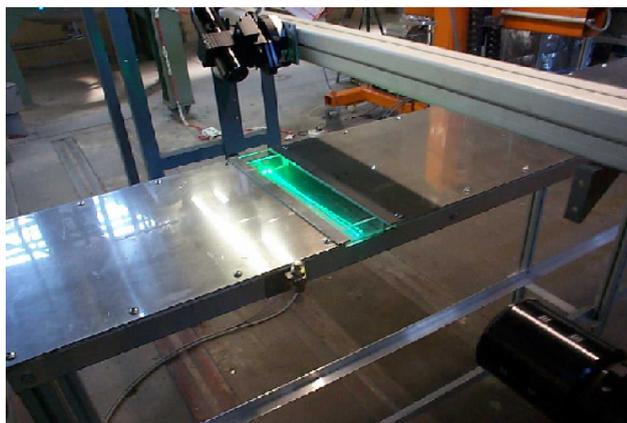


Abbildung 4-6: Foto des Flachkanals mit Traversiereinrichtung und Messoptik

notwendigen Vorlauf- bzw. Nachlaufstrecken beachtet. Der Innendurchmesser der Luftzuleitung beträgt 130 mm. Bevor die Luft in den Kanal eintritt, passiert sie zunächst eine Beruhigungstrecke von 2 m, um dann in einen Behälter zu gelangen, in dem die Feststoffzugabe erfolgt. Das Prinzip der Feststoffeinspeisung ist in Abbildung 4-4 dargestellt. Hier kann der benötigte Massenstrom an Feststoff durch einen Dosierer der Firma K-TRON eingebracht werden. Mittels Drehzahländerung der Schnecke im Dosierer konnte der gewünschte kontinuierliche Massenstrom an Feststoff und somit die Beladung der Luft eingestellt werden. Durch die Vermischung von Tracern und Partikeln im Vorratsbehälter des Dosierers und durch das Prinzip der Feststoffzugabe wird eine homogene Vermischung von Tracern und Partikeln gewährleistet. Am Ende des Kanals wurde der Feststoff in einem Zyklon, Typ AA 40 KN 0180 der Fa. Kreisel Umwelttechnik/Krauschwitz, abgeschieden. Die im Zyklon abgeschiedenen Partikeln gelangen über eine Zellrad-schleuse zurück in den Dosierer. Somit ist ein geschlossener Kreislauf des Feststoffs gewährleistet. Das Reingas des Zyklons wird einem Schlauchfilter zugeleitet, um die noch in der Luft vorhandenen kleinen Feststoffpartikel abzuscheiden, bevor sie gereinigt als Abluft die Anlage verlässt.

Für die Untersuchungen war es notwendig, das PDA mittels einer Traversiereinrichtung zu fixieren. Die Sende- und Empfangsoptik des Systems sind mit Reitern ausgestattet, die auf einer Spindler & Hoyer- Flachschiene montiert sind. Die Empfangsoptik ist an einem 2000 mm langen Ständerprofil und die Sendeoptik an einem zweiten Profilteil mit einer Länge von 500 mm befestigt (Abbildung 4-5 und Abbildung 4-6).

Diese beiden Profilteile sind rechtwinklig miteinander montiert und die Enden des 2000 mm langen Ständerprofils sind mit jeweils einem Schrittmotorantriebsmodul der Firma ISEL GmbH verbunden. Durch das getrennte Ansteuern der beiden Module kann die Optik so eingestellt werden, dass eine wandnahe Messung ermöglicht wird. Dies bedeutet, dass die gesamte Traversierung derart gedreht werden kann, dass die Sendestrahlen zur Bestimmung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente (blaue Strahlen) in Wandnähe jeweils parallel zur Wand verlaufen. Durch einen Traversen-Controller wird ein komplett computer-gesteuertes Messen über die gesamte Kanalhöhe ermöglicht.

Für die Messung des Druckverlustes im Kanal sind in einem Abstand von 1m Drucksensoren an der Seite des Kanals montiert. Dadurch ist es möglich, den statischen Überdruck entlang des Kanals in Abhängigkeit von der Beladung, der Partikelgröße und der Form zu bestimmen. Die mittlere Lufttemperatur bei den Experimenten lag bei 30° C. Die charakteristischen Eigenschaften der Einphasenströmung, mit einer Dichte von $\rho = 1,15 \text{ kg/m}^3$ und einer dynamischen Viskosität von $\mu = 18,62 \cdot 10^{-6} \text{ N s/m}^2$, sind in Tabelle 4-2 dargestellt. Die Kanal-Reynolds- Zahl ist durch

$$\text{Re}_H = \frac{\rho H U_{\text{mittel}}}{\mu} \quad (4-1)$$

beschrieben. Die Messungen erfolgten bei drei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten. Das integrale Zeitmaß wurde nach Gleichung (3-26), das Integrale Längenmaß nach Gleichung (3-30) und das Kolmogorov'sche Zeitmaß nach Gleichung (3-12) bestimmt.

U_{mittel} [m/s]	Kanal-Reynolds-Zahl [-]	Integrales Zeitmaß in der Kanalmitte [ms]	Integrales Längenmaß in der Kanalmitte [mm]	Kolmogorov'sches Zeitmaß in der Kanalmitte [ms]
14.25	30,805	5.0	3,06	0.87
19.7	42,585	3.7	3,08	0.54
26.5	57,284	3.1	3,22	0.41

Tabelle 4-2: Charakteristische Eigenschaften der Einphasenströmung im Kanal für unterschiedliche Reynoldszahlen (Wandrauhigkeit R1).

4.2 Versuchsaufbau Wandkollision

Für die experimentelle Analyse von Wandkollisionen sphärischer und nichtsphärischer Partikeln wurde ein weiterer Versuchsstand aufgebaut, der ebenfalls kontinuierlich betrieben werden kann. Ein Gebläse fördert einen Luftstrom durch eine Rohrverengung, in der Partikeln angesaugt werden, die aus einem Zyklon stammen. Die Partikeln werden durch den Luftstrom transportiert und prallen an eine Metallplatte, die in ihrer Stellung zum Austrittsrohr der Luft-Partikelströmung, variabel ist (Abbildung 4-7 a und b). Dadurch lassen sich Einfallswinkel

der Partikeln in einem Bereich von 5° bis 85° realisieren. Bei den Experimenten wurden zwei unterschiedlich raue Metallplatten verwendet um den Einfluss der Rauigkeit auf das Kollisionsverhalten der Partikeln mit der Wand zu untersuchen. Anschließend werden die Partikeln über ein Zyklon abgeschieden und gelangen über die Rohrverengung wieder in den Kreislauf der Strömung. Durch ein Glasfenster konnten mit einer PCO-SensiCam (Auflösung: 1280×1024 Pixel, Beobachtungsfeld: $17 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$) und einem telezentrischen Objektiv PTV- Aufnahmen gemacht werden, die durch einen kontinuierlichen Halogenstrahler im Gegenlicht belichtet wurden (Abbildung 4-8). Die Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln lag im Mittel bei $10,5 \text{ m/s}$. Die Partikeln werden anschließend durch Objekterkennung markiert. Aus den markierten Objekten kann die Größe der Partikeln, der Einfallswinkel (α und β) sowie das Verhältnis aus den vertikalen und horizontalen Geschwindigkeitskomponenten der Partikeln nach $V_{P,2}$, $U_{P,2}$ und vor dem Aufprall $V_{P,1}$, $U_{P,1}$ bestimmt werden.

$$R_v = \frac{V_{P,2}}{V_{P,1}} \quad (4-2)$$

$$R_H = \frac{U_{P,2}}{U_{P,1}} \quad (4-3)$$

a)



b)



Abbildung 4-7: a), b) Versuchsstand mit Kamera für die Analyse der Wandkollision sphärischer und nichtsphärischer Partikeln.

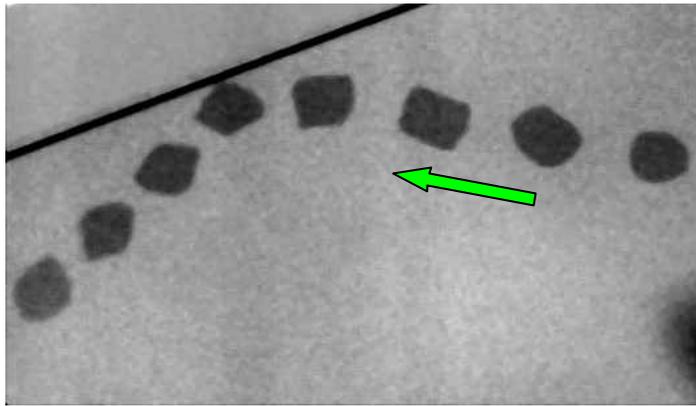


Abbildung 4-8: Kollision eines zylindrischen Polycarbonatpartikel mit der Wand. Belichtungszeit: 10 μ s, Zeit zwischen den Belichtungen 200 μ s.

4.3 Eigenschaften der verwendeten Partikeln

Zur Charakterisierung der verwendeten Partikeln sind ihre wichtigsten Kennzahlen, Material- und Formeigenschaften sowie die relevanten Größenbereiche in Tabelle 4-3 (sphärische Partikeln mit einer Dichte von $\rho_p = 2450 \text{ kg/m}^3$ und einem Brechungsindex von 1,51) und Tabelle 4-4 (nichtsphärische Partikeln) zusammengefasst.

Die Relaxationszeit der in Tabelle 4-3 aufgeführten Partikeln (siehe auch Kapitel 3.2.1) wird durch

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18 \mu f_d} \quad (4-4)$$

beschrieben. Der Widerstandskoeffizient f_d , der die Kraft auf ein sich bewegendes Partikel beschreibt, wird iterativ aus dem nichtlinearen Term

$$f_d = 1,0 + 0,15 \text{Re}_p^{2/3} \quad (\text{für } \text{Re}_p < 1000) \quad (4-5)$$

bestimmt, wobei die Partikel- Reynoldszahl durch

$$\text{Re}_p = \frac{\rho D_p U_{p,\text{sink}}}{\mu} \quad (4-6)$$

mit

$$U_{p,\text{sink}} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\rho_p D_p g}{\rho_f c_w}}, \quad (4-7)$$

und für $0,5 < \text{Re}_p < 1000$

$$c_w = \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_p^{2/3} \right), \quad (4-8)$$

definiert ist.

Das integrale Zeitmaß T_L gilt als charakteristisches Zeitmaß der Turbulenz. Für die Partikel-Stokeszahl wird das integrale Zeitmaß im Zentrum des Kanals einer unbeladenen Strömung (bei $U_{\text{mittel}} = 19,7\text{m/s}$) verwendet. Dabei (Tabelle 4-3) wird deutlich, dass kleinere Partikeln ($60\mu\text{m}$) in ihrer Bewegung nur unwesentlich von der Turbulenz beeinflusst werden. Größere Partikeln ($625\mu\text{m}$) mit einer Stokeszahl von 126 werden dagegen überhaupt nicht von der Turbulenz in ihrer Bewegung beeinflusst.

In einer Reihe von Publikationen ([17], [14] oder auch [6]) wurde versucht, auf der Basis äquivalenter Durchmesser und unter Verwendung der Sphärizität eine allgemeingültige Korrelation des Widerstandbeiwertes für alle Partikelformen aus vielen Experimenten abzuleiten. Dabei wurden für unterschiedliche Partikelformen empirische Berechnungsgleichungen angegeben, mit denen über den Sphärizitätsfaktor letztlich der α_w -Wert des Partikels berechnet werden kann. Haider & Levensiel [17] geben, beruhend auf Experimenten anderer Autoren, für typische nichtsphärische Partikeln entsprechende Sphärizitätsfaktoren an. Die Partikeln werden in Scheibenförmige und isometrische Partikeln eingeteilt, wobei die jeweiligen unterschiedlichen geometrischen Verhältnisse der Partikeln die Sphärizität der Partikeln beeinflussen. So wird für nichtsphärische isometrische Partikeln, wie z.B. Zylinder, die in den folgenden Experimenten verwendet wurden, ein Sphärizitätsfaktor von 0,80 angegeben. Die Änderung des α_w - Wertes in Abhängigkeit von der Partikelform und der Partikel- Reynoldszahl (bezogen auf ein volumenäquivalentes sphärisches Partikel) zeigt Abbildung 4-9.

Mittlerer Partikel- durch- messer D_p [μm]	Dichte [kg/m^3]	Partikel- größen- bereich [μm]	An- zahl- durch- messer [μm]	Stan- dard- abwei- chung [μm]	Größenbe- reich für die Aus- wertung der Ge- schwin- digkeiten [μm]	Partikel- relaxa- tionszeit [ms]	Partikel- Reynolds- zahl [-]	Partikel Stokes- zahl [-]
60	2450	25 - 75	52	9,6	45 – 65	23,1	0,94	6,31
100	2450	70 - 130	100	14,5	90 – 110	54,6	3,35	14,9
135	2450	80-160	135	18,0	90-160	81,1	6,27	22,2
195	2450	130 - 230	195	21,5	180 – 210	139,0	16,06	38,0
625	2450	470 - 800	625	59,0	530 – 700	461,0	175,3	126,0
645	1050	500-800	[-]	[-]	[-]	276,5	107,7	75,5

Tabelle 4-3: Charakteristische Parameter und Eigenschaften der sphärischen Partikeln die bei den Experimenten verwendet wurden.

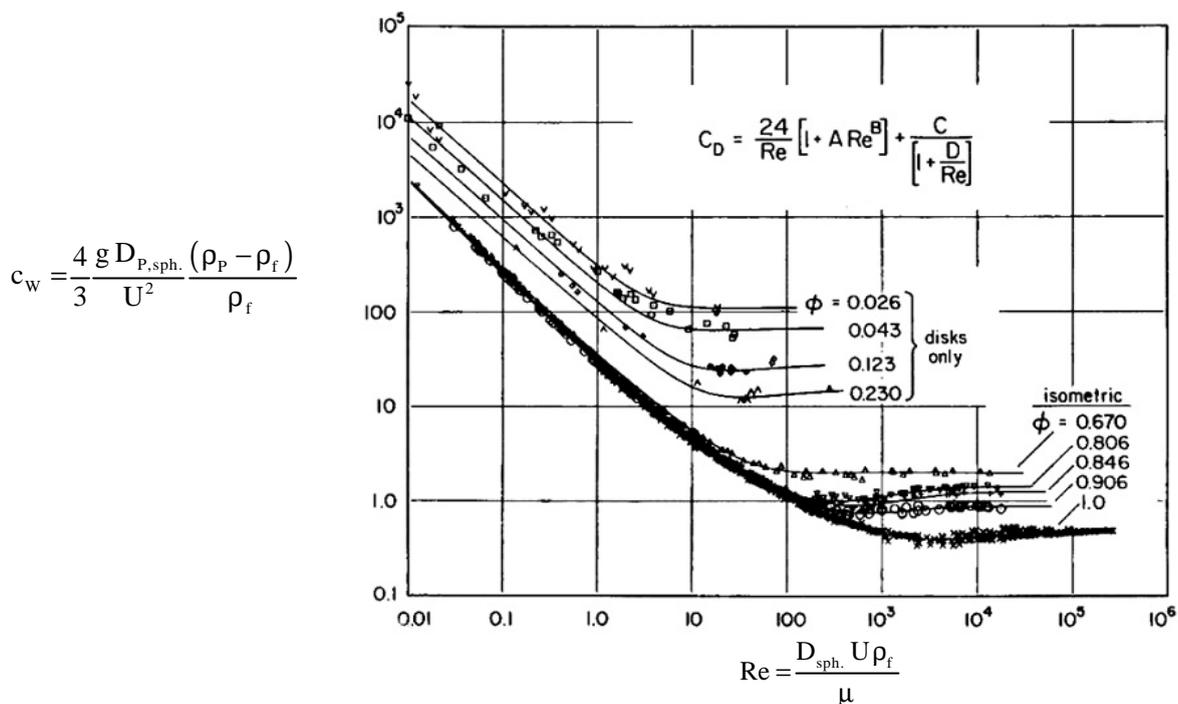


Abbildung 4-9 Abhängigkeit des c_w - Wertes von der Sphärizität und der Partikel- Reynolds-Zahl nach HAIDER & LEVENSPIEL [17].

Material	Durchmesserbereich nach Herstellerangaben D_p [μm]	Dichte [kg/m^3]	Mittlere Volumenbezogene Partikelgröße [μm]	Partikelrelaxationszeit [ms]	Partikel-Reynoldszahl [-]	Partikel-Stokeszahl [-]
Nicht-sphärische Duroplastpartikeln I	100-200	1500	185	85,3	9,1	23,3
Nicht-sphärische Duroplastpartikeln II	150-270	1500	245	126,3	18,4	34,5
Zylindrische Polycarbonatpartikeln	380 x 380 x 540	1200	487	220,0	64,2	60,1
Nicht-sphärische Quarzsandpartikeln	90-250	2680	200	151,9	17,95	41,5

Tabelle 4-4: Charakteristische Parameter und Eigenschaften der nichtsphärischen Partikeln, die bei den Experimenten verwendet wurden.

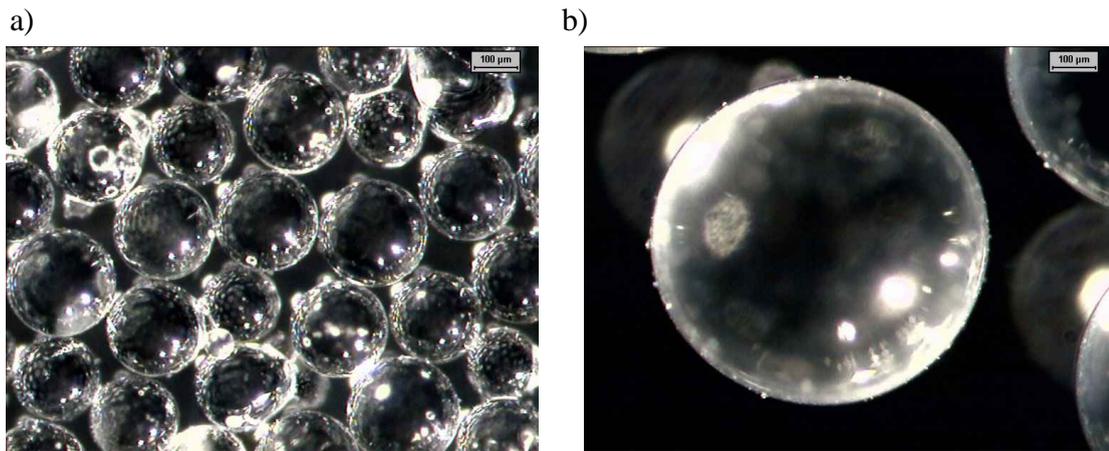


Abbildung 4-10: Fotos von sphärischen Glaspartikeln a) $D_p = 195\mu\text{m}$ b) $D_p = 625\mu\text{m}$

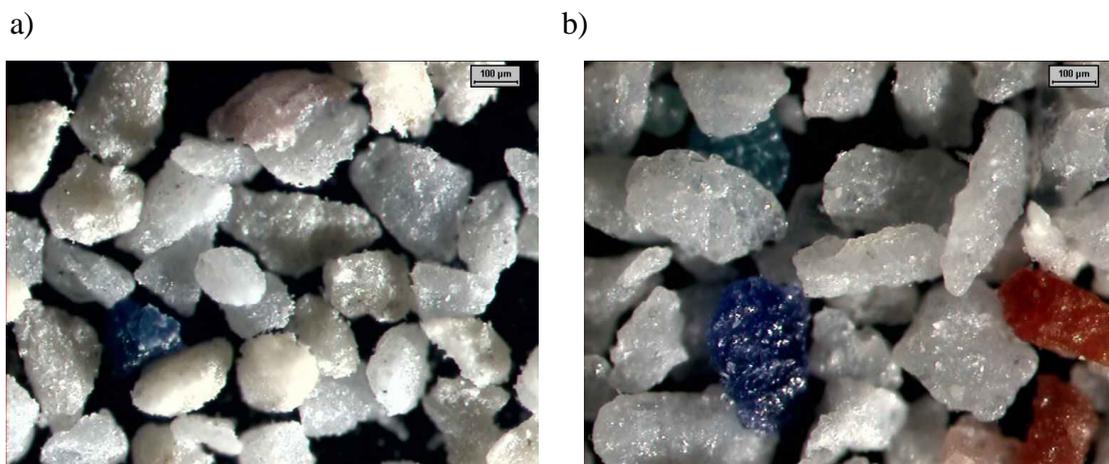


Abbildung 4-11: Fotos von nichtsphärischen Duroplastpartikeln a) $D_p = 185\mu\text{m}$
b) $D_p = 245\mu\text{m}$

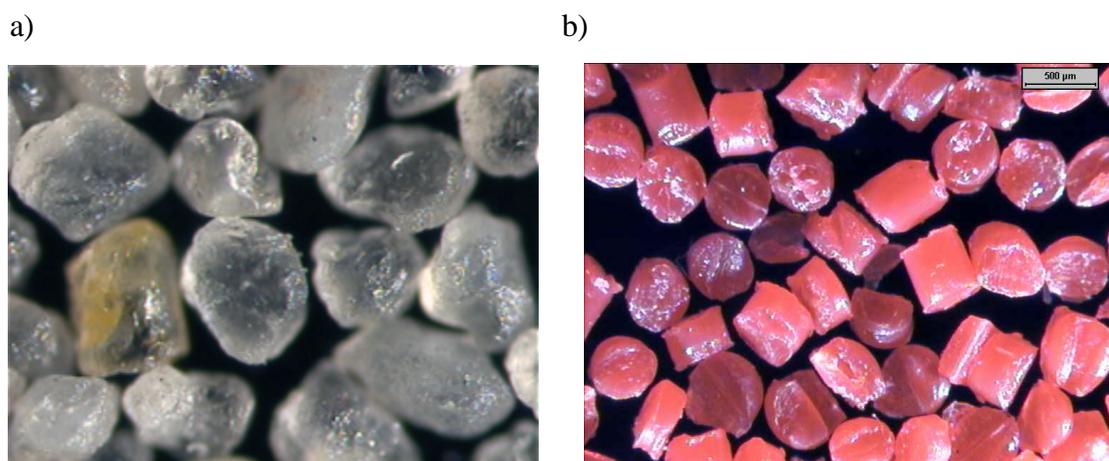


Abbildung 4-12: Fotos von nichtsphärischen a) Quarzpartikeln $\Gamma_p = 200\mu\text{m}$ b) und Duroplastpartikeln $D_p = 487\mu\text{m}$ (Zylinder)

Für ein nichtsphärisches Partikel mit einem Sphärizitätsfaktor von $> 0,80$ kommt es, im Vergleich zu einem sphärischen mit gleicher Reynolds- Zahl, erst bei einer Partikel-Reynoldszahl von ca. 150 zu einer Änderung des Widerstandsbeiwertes. Daher wird für die in dieser Arbeit vorkommenden nichtsphärischen Partikeln bei der Berechnung der Partikel-Reynoldszahl der Volumenäquivalente Partikeldurchmesser verwendet.

$$V_{P,\text{nichtshp.}} \approx V_{P,\text{sph.}} \quad (4-9)$$

angenommen. Die daraus resultierenden Reynoldszahlen der nichtsphärischen Partikeln liegen unter 65 (Tabelle 4-4). Daher ist kein wesentlicher Unterschied zu einem volumenäquivalenten sphärischen Partikel, hinsichtlich des Widerstandsbeiwertes, zu erwarten.

4.4 Auswahl der Messtechnik

Für die experimentelle Analyse von Zweiphasenströmungen hinsichtlich ihrer Ausbreitungs- und Schwankungsgeschwindigkeiten soll die zu verwendende Messtechnik folgenden Ansprüchen genügen:

- Mehrdimensionale Messung der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten.
- Berührungsloses Messen
- Größenbestimmung der detektierten Teilchen
- Hohe Abtastrate, um Turbulenzeffekte mit Schwankungsbewegungen im KHz-Bereich aufzulösen.
- Möglichst wandnahe Messung.
- Kalibrierungsfreiheit
- Lineare Proportionalität zwischen der Referenzgröße und der Strömungsgeschwindigkeit
- „On- line“- Messverfahren

Die Phasen- Doppler- Anemometrie (PDA) hat sich in den letzten Jahren als Standard für die experimentelle Analyse von Mehrphasenströmungen etabliert. Dieses Messprinzip erfüllt die hier aufgeführten Voraussetzungen. Für die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Arbeiten wurde daher auch ein Zwei- Komponenten- PDA (Firma DANTEC) verwendet.

Für die Messung des Druckverlaufes kamen Drucksensoren der Fa. BAUMER- sensopress zum Einsatz, die eine Druckänderung in Abhängigkeit von der Beladung, der Partikelgröße und der Wandrauigkeit registrieren können.

4.4.1 Druckmesstechnik

Für die Messungen des statischen Überdrucks (Relativdruck) im Kanal wurden Metall-Dünnschicht-Drucksensoren vom Sensortyp der Präzisionsklasse verwendet: PDRD A005.S50 A216 (Durchmesser $25 \times 72 \text{ mm } \frac{1}{4}$ " Innengewinde, nichtrostender Stahl) mit der Genauigkeitsklasse $A = 0,1 \%$, einem Ausgangssignal von 0-10V und einem maximalen Druck von 1,6 bar.

Der sich ändernde statische Überdruck (Relativ zum Atmosphärischen Druck) im Kanal wird auf eine Druckkammer im Sensor, die durch eine Membran von der Umgebung getrennt ist, übertragen (Abbildung 4-13). Ein Dehnungsmessstreifen (DMS) erzeugt ein aus der Längenänderung resultierendes elektrisches Signal, das über eine AD-Wandlungskarte „online“ erfasst wird. Mit Hilfe der Software „LabView“ kann der resultierende Druckverlauf aller

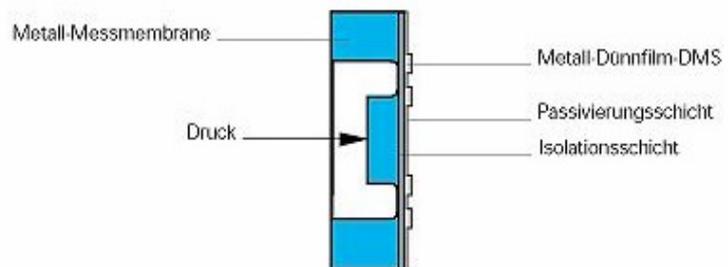


Abbildung 4-13 Schematische Darstellung der Druckkammer eines Drucksensors der Präzisionsklasse von der BAUMER group

Sensoren, die in einem Abstand von einem Meter seitlich am Kanal angebracht wurden, gleichzeitig angezeigt und registriert werden. Jede Messung dauerte 120 Sekunden, bei einer Messwertaufnahme Frequenz von 1000 Hz, so dass aus 120 000 Messpunkten anschließend der gemittelte Wert für den jeweiligen Sensor zur weiteren Datenaufbereitung verwendet wurde.

4.4.2 Die Phasen- Doppler- Anemometrie

4.4.2.1 Messprinzip

Das Messverfahren der PDA ist in zahlreichen Büchern und Veröffentlichungen, u.a. [12], [47] genau beschrieben worden. Daher soll an dieser Stelle nur eine kurze Beschreibung des Messprinzips folgen.

Mit Hilfe der PDA können berührungslos die Strömungsgeschwindigkeit und andere strömungstechnisch relevante Parameter, wie die Schwankungsgeschwindigkeit, bestimmt werden. Dabei kann zusätzlich die Größe der in der Strömung vorhandenen Partikeln erfasst werden, so dass eine simultane Messung von Tracern und Partikeln möglich ist.

Die Laser- Doppler- Anemometrie (LDA) bildet die messtechnische Grundlage für die PDA. Daher soll zunächst kurz das Messprinzip der LDA erläutert werden. Es beruht auf dem Doppler-Effekt. Besteht zwischen einem Sender und einem Empfänger eine Relativbewegung, vergrößert oder verkleinert sich also ihr gegenseitiger Abstand, so nimmt der Empfänger eine andere Frequenz f_e wahr, als der Sender mit der Frequenz f_s emittiert.

$$f_e = f_s \frac{c - U_E}{c - U_S} \quad (4-10)$$

Hierbei ist U_E die Geschwindigkeit des Empfängers, U_S die Geschwindigkeit des Senders und c die Lichtgeschwindigkeit. Bei $U_S, U_E \ll c$ kann mit dem Geschwindigkeitsunterschied ΔU in guter Näherung

$$f_E = f_s \left(1 + \frac{\Delta U}{c} \right) \quad (4-11)$$

angenommen werden [30]. Auf die in einer Strömung befindlichen Partikeln wirkt der Dopplereffekt in zweifacher Hinsicht: Für die Laserstrahlen wirken die Partikeln als bewegliche Empfänger, für die Empfangsoptik als bewegliche Sender. Das monochromatische und kohärente Laserlicht erfährt durch eine Sendeoptik eine Strahlenteilung, die in einem Brennpunkt, dem Messpunkt, fokussiert wird. Das von den Partikeln emittierte Streulicht wird über die Empfangsoptik zur Signalaufbereitung geleitet, wo die Doppler-Frequenz und damit auch die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Der Detektor nimmt die Überlagerung zweier dopplerverschobener Frequenzen wahr. Aus den unterschiedlichen Richtungsvektoren ergeben sich zwei Frequenzen, die durch Überlagerung eine hochfrequente Signalwelle bilden, die von einer niederfrequenten Schwebung moduliert wird. Diese Schwebungsfrequenz Δf liegt in einem leicht auflösbaren Frequenzbereich und wird als Signalfrequenz oder als Doppler-Frequenz bezeichnet [47].

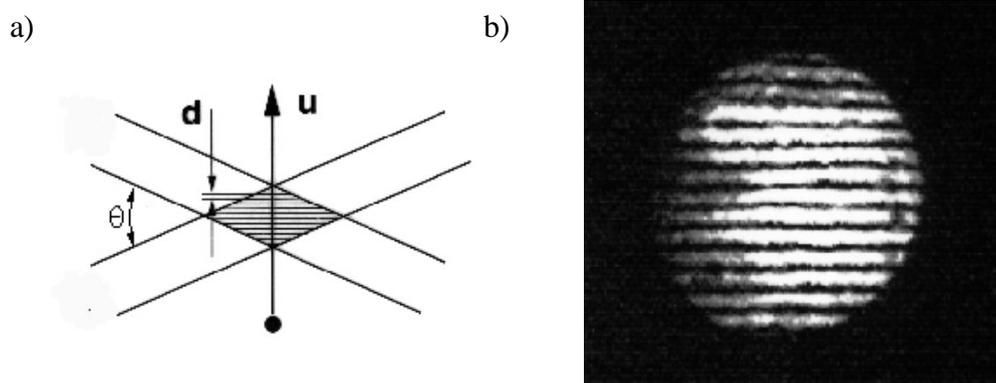


Abbildung 4-14: a) Skizze einer orthogonalen Partikelbewegung durch das Interferenzstreifenmuster. b) Foto der sich abbildenden Interferenzstreifen [42]

Das Dopplerdifferenzverfahren kann an einer Modellvorstellung erläutert werden, bei der jeweils die Wellenfronten zweier sich kreuzenden Laserstrahlen gleicher Frequenz vereinfacht dargestellt werden. Der Abstand zweier Wellenfronten zueinander entspricht der Wellenlänge. Am Punkt der Überlagerung der Wellenfronten kommt es zur Interferenzbildung in Richtung der mittleren Strahlenachse (Abbildung 4-14). Der Streifenabstand d des Interferenzmusters ist demnach abhängig von der Wellenlänge des Laserlichtes und dem Schnittwinkel der beiden Strahlen. Diese Interferenzstreifen bilden Bereiche starker und schwacher Lichtintensität. Tritt ein Partikel durch diesen Bereich, emittiert es Streulicht mit einer

Frequenz, die umgekehrt proportional zum Streifenabstand und proportional zur Strömungsgeschwindigkeit des Partikels ist. Diese Teilchen müssen klein genug sein, damit sie der Strömung ohne Verzögerung folgen können, aber groß genug, um eine möglichst hohe Streulichtleistung emittieren zu können. Die daraus resultierenden Zusammenhänge lassen sich wie folgt angeben:

Mit dem Streifenabstand

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\Theta}{2}} \quad (4-12)$$

und durch die vom Detektor empfangene Dopplerfrequenz der Partikeln bei orthogonalem Durchgang

$$\Delta f = \frac{U_{\perp}}{d} \quad (4-13)$$

folgt die Strömungsgeschwindigkeit

$$U_{\perp} = \frac{\Delta f \cdot \lambda}{2 \cdot \sin \left(\frac{\Theta}{2} \right)} \quad (4-14)$$

Sowohl der Streifenabstand d als auch die Wellenlänge λ können als Gerätekonstante angegeben werden. Die Doppler-Frequenz der Partikeln f_p wird durch eine Signalaufbereitung, wie in Abbildung 4-15 dargestellt, über die Anzahl n der Rechteckimpulse innerhalb der Messzeit T oder aber direkt über die Fast-Fourier-Transformation bestimmt.

$$f_p = \frac{1}{\Delta T} = \frac{n}{T} \quad (4-15)$$

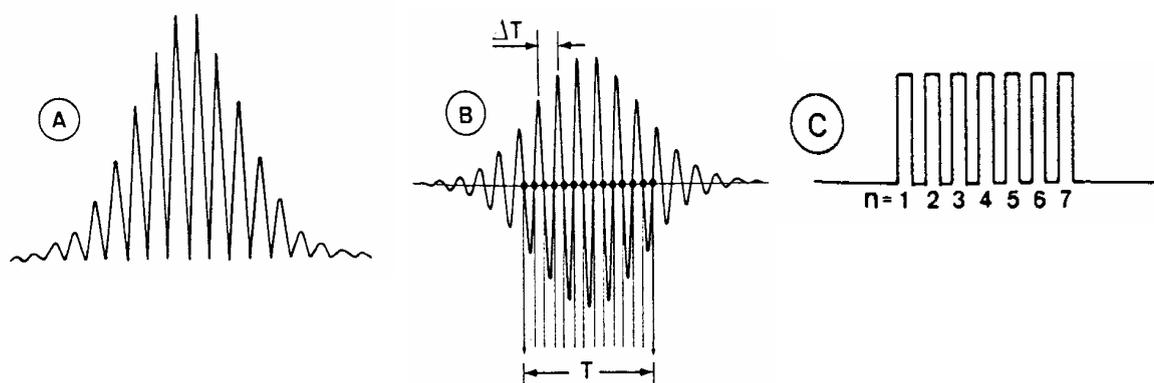


Abbildung 4-15 Auswertung eines LDA- Signals. Eingangssignal (A), gefiltertes Signal (B), getriggertes Signal (C), [39].

Eine Richtungsumkehrung der Strömung, wie sie in turbulenten oder abgelösten Strömungen auftritt, kann bei einfachen LDA- Anordnungen nicht erfasst werden. Werden Bragg- Zellen nach der Strahlenteilung verwendet, entsteht ein Frequenzunterschied zwischen den

Sendestrahlen. Hierdurch wird erreicht, dass die das Messvolumen bildenden Laserstrahlen leicht unterschiedliche Frequenzen aufweisen, was zu einer Bewegung des Interferenzstreifenmusters führt. Es entsteht eine Schwebung, die durch eine Überlagerung zweier Wellen mit gleicher Richtung aber nur annähernd gleicher Frequenz gekennzeichnet ist. Teilchen, die in Richtung des sich bewegenden Interferenzstreifenmusters strömen, erzeugen eine niedrigere Signalfrequenz als Teilchen, die sich entgegen der Bewegungsrichtung des Interferenzstreifenmusters bewegen. Anhand des Absolutbetrags der Signalfrequenz kann die Richtung der Teilchenbewegung erkannt werden [39].

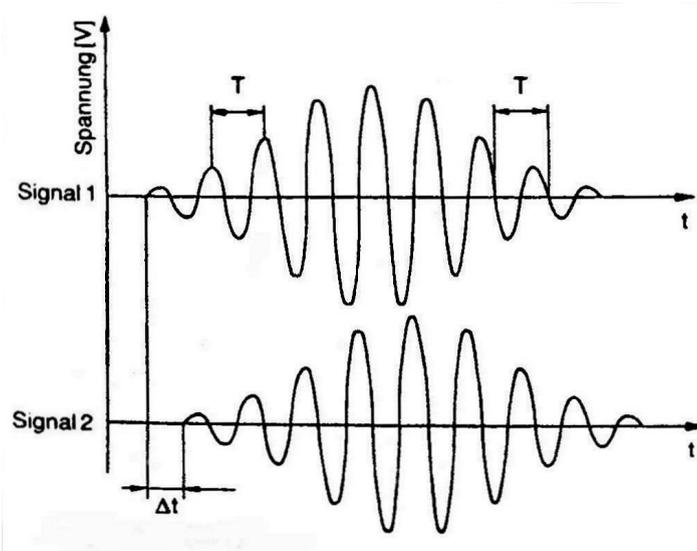


Abbildung: 4-16 Um Δt phasenverschobene Signale, die von zwei ortsverschobene Detektoren registriert werden [2].

Brennweite der Sendelinse:	500mm
Brennweite der Empfängerlinse:	400mm
Strahlabstand:	35mm
Wellenlänge des grünen Laserstrahls:	514,5nm
Wellenlänge des blauen Laserstrahls:	488nm
Gauss'scher Strahldurchmesser:	1,35mm
Streifenabstand des grünen Laserstrahls:	7,35 μ m
Streifenabstand des blauen Laserstrahls:	6,97 μ m
Länge des Messvolumens der grünen Laserstrahlen:	6,94mm
Länge des Messvolumens der blauen Laserstrahlen:	6,58mm
Durchmesser des Messvolumens der grünen Laserstrahlen:	0,24mm
Durchmesser des Messvolumens der blauen Laserstrahlen:	0,23mm
Geschwindigkeitsbereich grün (U- Komponente):	$\pm 44,1$ m/s
Geschwindigkeitsbereich blau (V- Komponente):	$\pm 4,19$ m/s
Scattering Winkel:	33,5° und 120°
Brechungsindex der sphärischen Glaspartikel:	1,51
Größenbereich Maske A:	266 μ m
Größenbereich Maske C:	1032 μ m

Tabelle 4-5: Optische Parameter des Zweikomponenten-PDA's

Die PDA baut auf der LDA auf, verwendet jedoch mindestens zwei Detektoren, die unter verschiedenen Streuwinkeln räumlich angeordnet sind. Bewegt sich ein sphärisches Partikel durch das Messvolumen, so projiziert es die Interferenzstreifen in den Raum. Ein ruhender

Photodetektor wird die alternierend hellen und dunklen Streifen als Dopplerfrequenz registrieren. Befinden sich zwei ortsverschobene Detektoren im Raum, so werden dieselben Frequenzen, jedoch phasenverschoben, registriert (Abbildung: 4-16). Die Phasenverschiebung ist demnach direkt abhängig von der Größe der Partikeln. Die optische Konfiguration des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Zweikomponenten- PDA (DANTEC- Fiber- PDA) wurde entsprechend dem verwendeten Partikelgrößenbereich ausgewählt. Mit Hilfe verschiedener Empfängermasken kann der jeweilige zu untersuchende Größenbereich ausgewählt werden. So können, beispielsweise mit der Maske A, sphärische Glaspartikel (Brechungsindex = 1,51) mit einem maximalen Durchmesser von 266 μm erfasst werden. Der Scattering- Winkel beträgt 33,5°, da hier eine lineare Phasen- Größenrelation, wie es SOMMERFELD und TROPEA [61] anhand der Mie- Streuung zeigen, gegeben ist. Die wichtigsten optischen Parameter des verwendeten PDA sind in der Tabelle 4-5 zusammengefasst.

4.4.2.2 Datenerfassung der PDA/LDA- Messungen

Bei den Experimenten kamen verschiedene Partikelgrößen -formen und -materialien mit unterschiedlichen Verteilungen zum Einsatz. Eine wesentliche Änderung der Partikelform oder -größe, hervorgerufen durch Partikelkollisionen mit der Wand, konnte im Verlauf der Experimente nicht festgestellt werden.

Als Tracer, die für die Bestimmung strömungsrelevanter Parameter der Luft dienen, wurden sphärische Glaspartikeln mit einem mittleren Durchmesser von $D_{50} = 4,5 \mu\text{m}$ verwendet (Ballotini, Typ 5000). Eine typische Messung der kombinierten Größenverteilung der Tracer und der dispersen Phase (100 μm große sphärische Glaspartikeln), zusammen mit einer Größen- Geschwindigkeitskorrelation an drei unterschiedlichen Punkten im Kanal, zeigt Abbildung 4-17. Die hohe Anzahl an validierten Messereignissen, vor allem im Bereich der Kanalmitte, bilden die Voraussetzung für eine ausreichend hohe statistische Messgenauigkeit (min. 6000 Samples/ pro Messpunkt). Aus den Diagrammen wird ersichtlich, dass eine klare Trennung der beiden Größenbereiche (Tracer und Partikel) gegeben ist. Die Geschwindigkeitsinformation der Gasphase wird aus den Daten der Tracer gebildet, die kleiner als 7 μm sind. Die Größen- Geschwindigkeitskorrelation zeigt, dass die horizontale Geschwindigkeitskomponente in den ersten beiden Größenklassen annähernd konstant ist und somit die Luftgeschwindigkeit korrekt widerspiegelt. Nur am Kanalboden, wo ein großer Geschwindigkeitsgradient und ein kleines integrales Zeitmaß herrscht, ist die Änderung der Geschwindigkeit im Größenbereich $< 7\mu\text{m}$ unter 1%. Da jedoch die Anzahlhäufigkeit der Partikeln unter 4,5 μm zunimmt, und dadurch der Einfluss der Partikeln $> 4,5 \mu\text{m}$ auf die gemessene Geschwindigkeit abnimmt, liegt der resultierende Fehler am Kanalboden weit unter 1% und ist damit als vernachlässigbar anzusehen. Weiterhin wird deutlich, dass die Anzahl der validierten Samples der Tracer mit steigendem Abstand vom Signalempfänger, oder vom Kanalboden, immer kleiner wird. Die Ursache für diesen Effekt liegt in der steigenden Lichtabsorption der Partikeln, die sich zwischen Messvolumen und Empfänger befinden. Diese Absorption hat eine Senkung der Datenrate der Tracer zur Folge.

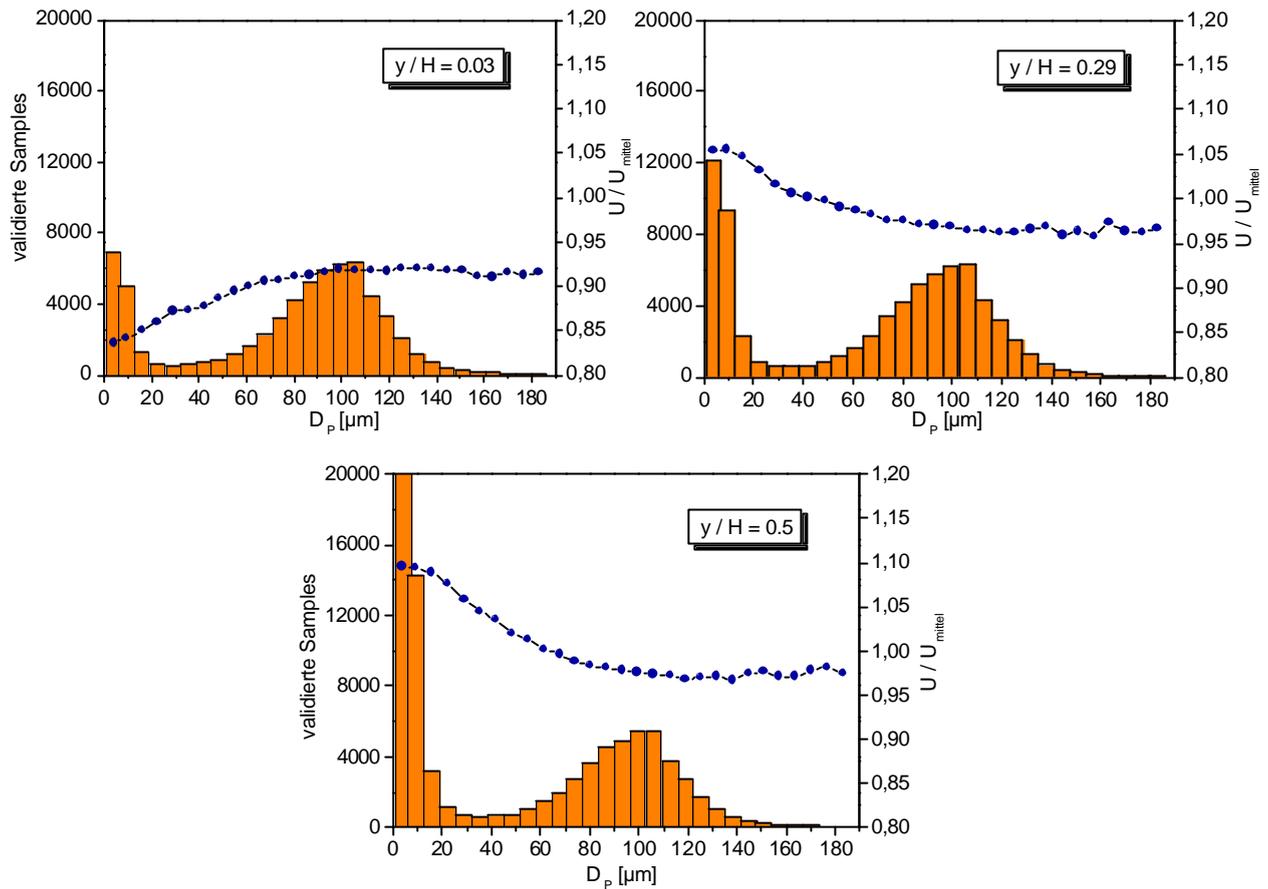


Abbildung 4-17: Größenverteilung der Tracer und der Partikeln (vertikale Balken), zusammen mit der Größen- Geschwindigkeitskorrelation (Linie mit Symbol): a) $y/H = 0,03$ Kanalboden, b) $y/H = 0,29$, c) $y/H = 0,5$ Kanalmitte ($U_{\text{mittel}} = 19,7 \text{ m/s}$, $100 \mu\text{m}$ Glaspartikeln, $\eta = 0,3$, Rauigkeit R1, $y/H =$ normierter Wandabstand).

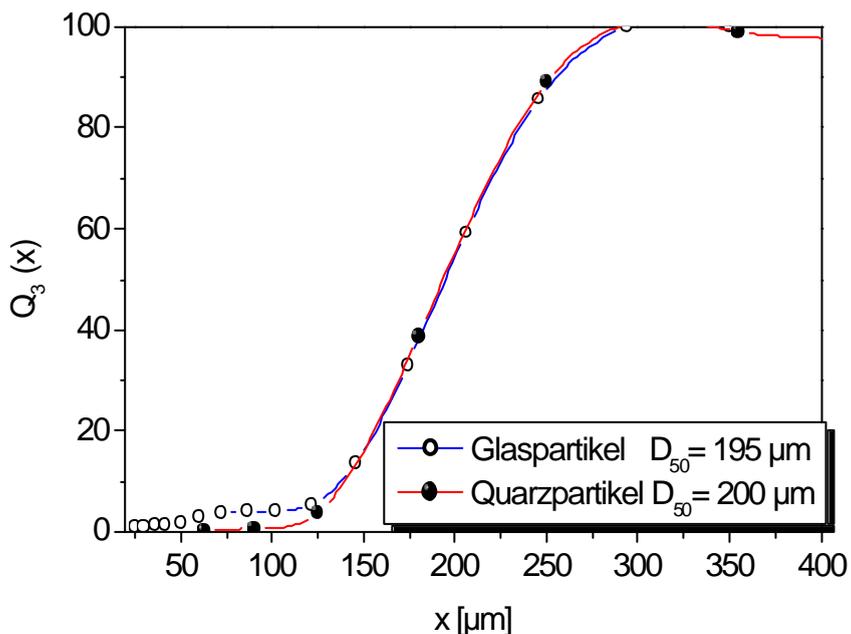


Abbildung 4-18: Vergleich der Verteilungssummen $Q_3(x)$ von Quarz- und Glaspartikeln (Der mittlere Durchmesser $x_{50,3}$ ist für beide Partikelarten nahezu identisch.)

Für die disperse Phase wurden verschieden große sphärische Glaskugeln, Plastikugeln sowie nichtsphärische Plastikpartikeln und Quarzpartikeln mit unterschiedlichen Verteilungen verwendet. Ein Beispiel für einen nahezu identischen mittleren Durchmesser $\bar{x}_{50,3}$ zeigen die Verteilungssummen $Q_3(x)$ von sphärischen Glasparkeln und nichtsphärische Quarzpartikeln in Abbildung 4-18.

Bei nichtsphärischen Plastikpartikeln sowie bei Quarzpartikeln wurde ohne Zugabe von Tracern bei einem Scattering- Winkel¹ von 120° (Reflektion) zunächst nach dem PDA-Verfahren kontrolliert, ob Tracerteilchen detektiert werden. Anschließend wurde nach dem LDA-Verfahren die Feststoffphase gemessen. Nach der Zugabe von Tracern wurde der Empfänger, wie in Kapitel 4.1 beschriebenen, auf einen Winkel von 33,5° (Brechung 1. Ordnung) eingestellt, so dass nur die Tracerfraktion durch PDA- Messung erfasst wird. Da bei dieser Einstellung keine signifikanten Signale außerhalb des Tracergrößenbereiches detektiert werden, konnte anschließend auf LDA- Messung umgestellt werden. Dadurch wurde eine wesentlich höhere Datenrate erreicht.

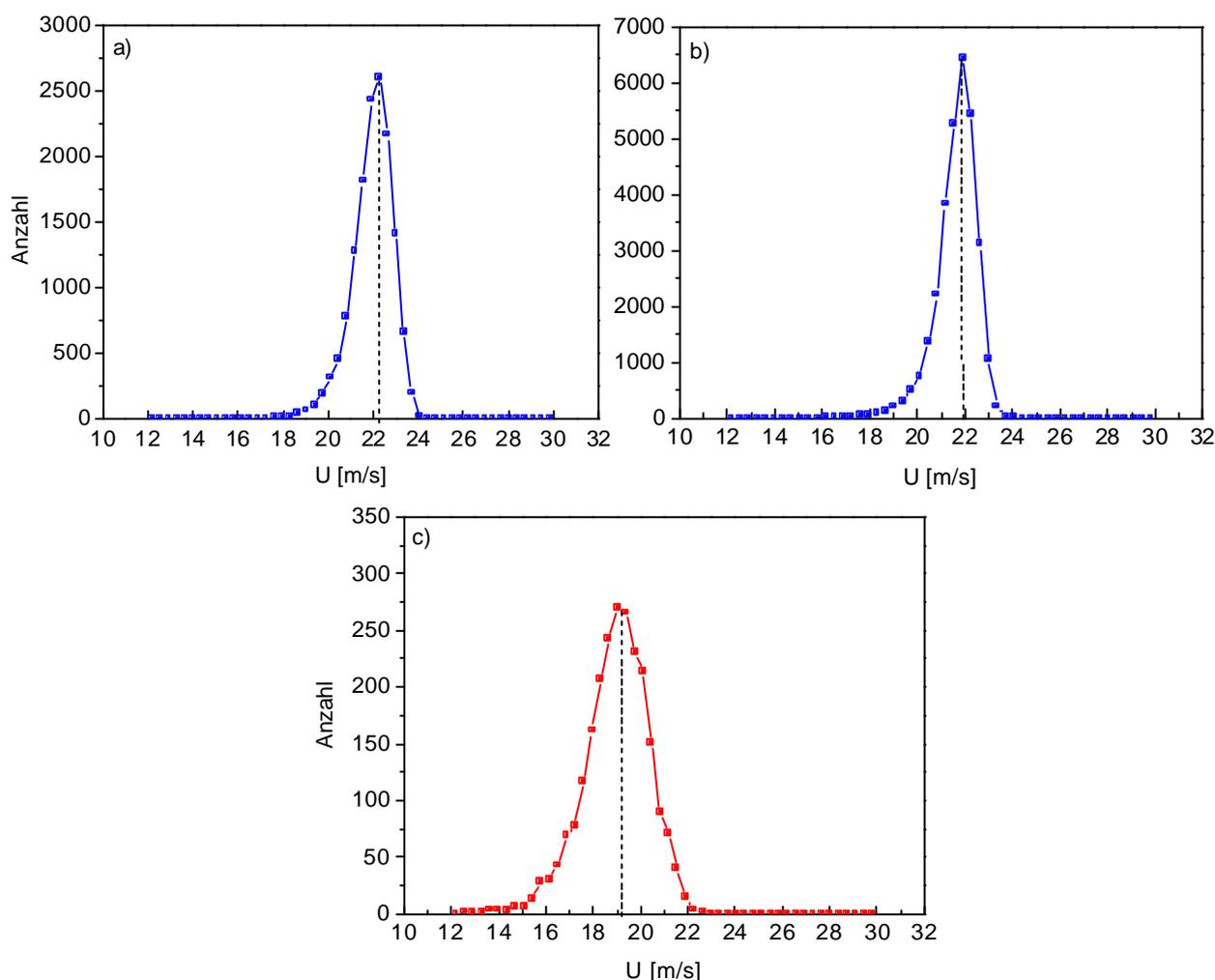


Abbildung 4-19: Anzahl- Geschwindigkeitsverteilung a) der Tracer bei $\eta=0$, b) Tracer bei $\eta=0,3$ und c) der Quarzpartikeln bei $\eta=0,3$ und einer Wandrauigkeit R_0 in der Mitte des Kanals, $U_{\text{mittel}}= 20,1$ m/s.

¹ Winkel des Empfängers zum Messvolumen

Zur Validierung der LDA- Ergebnisse aus Messungen von Gas- Feststoffgemischen mit nichtsphärischen Partikeln wird hier am Beispiel der Quarzpartikeln die Anzahl- Geschwindigkeitsverteilung (Horizontalkomponente) für die Partikeln und Tracer dargestellt (Abbildung 4-19). Die Verteilung der Tracer bei einer Feststoffbeladung von $\eta = 0,3$ zeigt ein deutliches Maximum bei einer Geschwindigkeit von 21,9 m/s (Abbildung 4-19 b). Ein weiteres Maximum, hervorgerufen durch eine zweite langsamere Partikelfraktion, ist in der Verteilung nicht zu erkennen.

Beim Vergleich zur unbeladenen Strömung (Abbildung 4-19 a) werden keine wesentlichen Unterschiede im Verlauf der Verteilung erkennbar. Die leichte Verschiebung des Maximums zu kleineren Werten in Abbildung 4-19 b wird durch den Transport der Partikeln und dem daraus resultierenden Impulsverlust der Luft hervorgerufen (siehe dazu Kapitel 5.2.1). Die Anzahl- Geschwindigkeitsverteilung der Partikelphase zeigt ebenfalls nur ein Maximum (Abbildung 4-19 c). Da bei der Geschwindigkeit von 22 m/s kein Anzeichen für eine zweite Fraktion besteht, kann von einer selektiven Datenerfassung der Tracer und der Partikeln ausgegangen werden.

Bei den folgenden Experimenten wurden Massenbeladungen von bis zu 2kg Feststoff/ kg Luft, und eine mittlere Horizontalgeschwindigkeit U_{mittel} von 30 m/s, erreicht. Jedoch war die maximale Beladung mit kleineren Partikeln, vor allem bei $D_p = 60\mu\text{m}$, wesentlich kleiner, da die Anzahlkonzentration C_N der Partikeln wesentlich höher liegt als bei einer gleichgroßen Beladung mit größeren Partikeln. Daher ist die maximale Beladung mit kleineren Partikeln begrenzt durch die verwendete optische Messtechnik.

Die Software „SIZE 32“, von DANTEC, ermöglicht keine exakte Bestimmung der Partikelkonzentration. Daher wurden die Rohdaten mit einer am Institut entwickelten Software nachbearbeitet, so dass die Konzentration der jeweiligen Größenklasse bestimmt werden konnte.



Abbildung 4-20: Mit 625µm- Partikeln beladene Kanalströmung.

Konzentrationen beziehen sich immer auf einen definierten Raum. Bei der Konzentrationsberechnung von LDA/ PDA- Messungen wird das Messvolumen als Bezugsraum gewählt. Faktoren wie die Gaußförmige Lichtintensitätsverteilung oder die Lichtdurchlässigkeit des Mediums beeinflussen das Streulicht der Teilchen, das vom Empfänger registriert wird. Daher muss für jedes Teilchen ein effektives Messvolumen neu bestimmt werden [45]. Für ein 2- Komponenten PDA- System kann nach ZHANG und ZADA [71] die Projektionsfläche des Messvolumens $A_{P \perp}$ senkrecht zur Strömungsrichtung berechnet werden:

$$A_{P \perp} = \frac{\pi}{4} d_c^2 \frac{1}{\tan \varphi} \left| \frac{V_P}{\bar{U}_P} \right| + d_c L \quad (4-16)$$

Dabei ist d_e der Durchmesser der Laserstrahlen, φ der Winkel des Empfängers zum Messvolumen, L die Länge des Volumens, welches vom Empfänger detektiert wird; V_P ist die transverse Partikelgeschwindigkeitskomponente und \bar{U}_P ist der Absolutwert der beiden Geschwindigkeitskomponenten.

Die Anzahlkonzentration C_N kann auf folgendem Weg aus der Messzeit und der Anzahl der Samples bestimmt werden:

$$C_N = \frac{N_p}{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \left(A_{p\perp} \cdot \sqrt{U_P^2 + V_P^2} \right) T_{\text{samp}}}. \quad (4-17)$$

U_P und V_P sind die jeweiligen Geschwindigkeitskomponenten der Partikeln in der Strömung und T_{samp} die Messzeit.

Bei den vorliegenden Messungen wird jedoch eine normalisierte Anzahlkonzentration $C_{N,\text{norm}}$ (Gleichung 4-18) verwendet, da der Absolutwert der Konzentration nicht zuverlässig ist. Des Weiteren wird beim Vergleich unterschiedlicher Beladungen ein sich ändernder Trend in vertikalen Konzentrationsverlauf deutlicher sichtbar.

$$C_{N,\text{norm}} = \frac{C_{N,i}}{C_N} \quad (4-18)$$

Bei LDA- Messungen der nichtsphärischen Partikeln kann keine Konzentration der Partikeln ermittelt werden. Daher wird im Folgenden für nichtsphärischen Partikeln eine normierte „Samplezahl“ N_{norm} (Gleichung 4-20) der validierten Messereignisse angegeben, um die vertikale Verteilung der Partikeln im Kanal vergleichen zu können. Vergleichsmessungen der normierten Konzentration und der normierten „Samplezahl“ bei sphärischen Partikeln zeigten keine signifikanten Unterschiede im Verlauf des vertikalen Profils. Der vertikale Mittelwert der validierten Messereignisse ist

$$N_{\text{mittel}} = \frac{\sum N_{i(y/H)}}{M} \quad (4-19)$$

und die daraus resultierende normierte „Samplezahl“

$$N_{\text{norm}} = \frac{\sum N_{i(y/H)}}{N_{\text{mittel}}}. \quad (4-20)$$

4.4.2.3 Messprobleme und Fehlerquellen

Die PDA ist eine sehr genaue kalibrierungsfreie optische Messtechnik. Fehlereinflüsse (Verzerrung der Interferenzstreifen, Gauss'scher Strahleffekt, Folgevermögen des Tracers, Reduzierung des Signal-Rauschverhältnis) und deren Folgen, die das Messergebnis beeinflussen, sind schon oft in der Vergangenheit detailliert beschrieben und analysiert worden [2],[10],[12],[19],[30],[39]. Daher soll an dieser Stelle auf spezifische Fehlermöglichkeiten hingewiesen werden, die auf Grund der Versuchsbedingungen von Relevanz sein können.

- Da bei einer Messreihe mit steigender Beladung der freie Strömungsquerschnitt an der Feststoffzugabestelle kleiner wird, wurden die Gebläse so eingestellt, dass ein annähernd konstanter Volumenstrom im Kanal ($\pm 2,5\%$) gewährleistet wurde. Abhängig von der Temperatur betrug die Änderung der Luftdichte ca. 1,7 %
- Beim Einstellen des notwendigen Volumenstromes sowie beim Ablesen des statischen Drucks treten Ableseungenauigkeiten am U-Rohr Manometer auf. Jedoch zeigen Wiederholungsmessungen unter gleichen Bedingungen, dass dabei keine signifikanten Unterschiede bei den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen auftreten.
- Die maximal mögliche Feststoffbeladung ist durch die hohe Anzahldichte von Tracern und Partikeln begrenzt, da auf Grund der erhöhten Lichtstreuung von Partikeln außerhalb des Messvolumens die Streuleistung der Partikeln im Messvolumen abnimmt und somit die notwendige Datenrate sinkt. Bei kleineren Partikeln ($D_p = 60\mu\text{m}$ und $100\mu\text{m}$) wird die maximale Feststoffbeladung eher erreicht als bei großen Partikeln, da die resultierende hohe Anzahldichte der kleineren Partikeln eine hohe Lichtstreuung zur Folge haben und eine optische Erfassung der strömungsrelevanten Parameter verhindern.
- Bei LDA- Messungen nichtsphärischer Partikeln musste die in Kapitel 4.1 beschriebene Messanordnung verändert werden, so dass durch Reflektion die nichtsphärischen Partikeln detektiert werden konnten. Bei den großen Plastikpartikeln ($D_p = 645\mu\text{m}$) musste eine längere Messzeit pro Messpunkt eingestellt werden, um eine statistisch gesicherte Messreihe zu erhalten.
- Ein generelles Problem der PDA- Technik ist die Messung stochastischer Einzelereignisse. Bei der Datenerfassung werden Teilchen höherer Geschwindigkeit, über die Anzahl gemittelt, öfter registriert als langsamere Teilchen. Daraus folgt eine Verschiebung des resultierenden Mittelwertes in Richtung höherer Geschwindigkeiten. Der so genannte „biasing effect“ kann durch Wichtung über die Aufenthaltszeit der Partikeln im Messvolumen korrigiert werden. Vergleichsmessungen zwischen aufenthaltsgewichteten und ungewichteten Mittelwerten zeigen in Kanalwandnähe einen maximalen Unterschied von 1%. In der Kanalmitte betrug der Fehler $< 0,5\%$.
- Am Kanalboden sinkt in Abhängigkeit von der Partikelgröße und Beladung die Datenrate der validierten Tracer. Daher werden auch nur für ausgewählte Messungen Spektren in Kanalbodennähe angegeben, bei denen die notwendige Datenrate gesichert ist (siehe dazu Kapitel 3.2.2).

- Bei falscher Filtereinstellung (zu hoher Rauschanteil wird akzeptiert) während der Messung, werden die resultierenden Schwankungsgeschwindigkeiten in ihren Werten verfälscht. Daher ist es notwendig, bei jeder Messung die Filtereinstellungen der PDA-Auswertesoftware zu kontrollieren, um den auftretenden Fehler bei der Messung der Schwankungsgeschwindigkeit zu minimieren.
- Die disperse Phase (Partikeln) sollte folgende Eigenschaften besitzen:
 - ❖ Keine chemischen Reaktionen der Partikeln.
 - ❖ Keine Gesundheitsgefährdenden Eigenschaften
 - ❖ Physikalische Stabilität hinsichtlich eines möglichen Abriebs bei den Partikeln und den Kanalwänden.
 - ❖ Keine Agglomerationen der Partikeln

Die ersten beiden Punkte können bei den vorliegenden Partikeln auf Grund der Partikeleigenschaften als gegeben angenommen werden. Der Abrieb der Kanalwände und der Glasscheiben stellen, vor allem bei der Verwendung von Partikeln größeren Durchmessers ($D_p = 625\mu\text{m}$ und $D_p = 1000\mu\text{m}$), ein Problem da. Durch den Sandstrahleffekt wird die Wandrauhigkeit bei hoher Beladung und längerer Messdauer verändert. Die Glasscheiben werden „blind“. Durch Austauschen der Glasscheiben kann die optische Zugänglichkeit gewährleistet werden. Die Oberflächenrauhigkeit der Kanalwand muss nach einer Messreihe mit größeren Partikeln neu bestimmt werden, um eventuell auftretende Rauigkeitsunterschiede zu erfassen.

Bei nichtsphärischen Quarzpartikeln konnte ein Abrieb der Partikeln nachgewiesen werden. Dadurch wurde die Spharizität der Partikeln verändert. Die Folgen des Abriebs auf das Kollisionsverhalten der Partikeln wird in Kapitel 5.2.4.2 beschrieben.

Bei der Bestimmung des Partikeldurchmessers können durch eventuell auftretende Agglomerationen Fehler entstehen, die jedoch durch eine entsprechende maximal zulässige Phasenabweichung bei der Größenbestimmung reduziert werden. Auftretende elektrostatische Effekte, die die Messergebnisse beeinflussen könnten, wurden nicht beobachtet.

5 Experimentelle Ergebnisse

5.1 Charakterisierung der Einphasenströmung

Für die Beschreibung der strömungsrelevanten Parameter von Gas- Feststoffströmungen ist es zunächst notwendig, die Strömung der unbeladenen Luft zu charakterisieren. In den folgenden Abbildungen wird der jeweilige Luftmassenstrom durch die mittlere Luftgeschwindigkeit U_{mittel} charakterisiert. Diese bewegte sich im Bereich von 10 m/s bis 35 m/s und entspricht einer Kanal- Reynoldszahl von $24919 < Re < 81820$:

$$Re = \frac{U_{\text{mittel}} H \rho}{\mu} \quad (5-1)$$

In Abbildung 5-1 wird eine deutliche Symmetrie der Geschwindigkeitsprofile sichtbar. In der Mitte des Kanals ist die Strömungsgeschwindigkeit am höchsten und die Schwankungsgeschwindigkeit am geringsten. Die Wandrauigkeit verursacht bei der Kanalströmung eine Geschwindigkeitsabnahme sowie eine Zunahme der Schwankungsgeschwindigkeit in der Wandnähe.

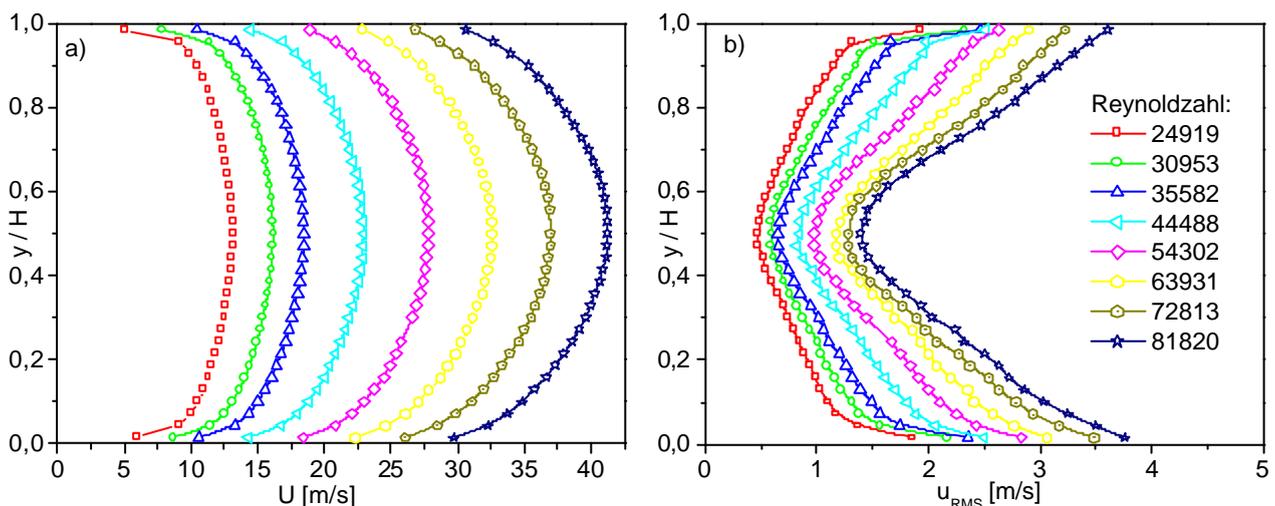


Abbildung 5-1: Vertikale Profile der a) horizontalen Geschwindigkeit und b) der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Reynolds- Zahlen, Wandrauigkeit R2.

Werden die Geschwindigkeitsprofile mit der mittleren Geschwindigkeit U_{mittel} normiert, lassen sich die verschiedenen Strömungszustände besser skalieren und untereinander vergleichen.

$$U_{\text{mittel}} = \frac{\sum U_{i(y/H)}}{M} \quad (5-2)$$

M ist die Anzahl der Messpositionen bezogen auf die Kanalhöhe. Für die normierte Luftgeschwindigkeit gilt

$$U_{\text{norm}} = \frac{U_{i,(y/H)}}{U_{\text{mittel}}} \quad (5-3)$$

Es wird deutlich, wie sich mit steigender Reynoldszahl das Geschwindigkeitsprofil als Folge des nachlassenden Wandeinflusses abflacht (Abbildung 5-2 a). Auch die Profile der normierten mittleren Schwankungsgeschwindigkeit in horizontaler und vertikaler Richtung weisen eine gute Symmetrie auf. Für die Horizontalkomponente ergibt sich wie zu erwarten ein Minimum in der Kanalmitte mit den Maximalwerten in Wandnähe (Abbildung 5-2 b). Der Wandeinfluss nimmt mit steigender Reynoldszahl und mit steigendem Wandabstand ab. Die normierte transversale Komponente der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit zeigt eine deutliche Reynoldszahl- Abhängigkeit. Mit steigender Reynoldszahl nimmt die Schwankungsgeschwindigkeit über die gesamte Kanalhöhe deutlich ab.

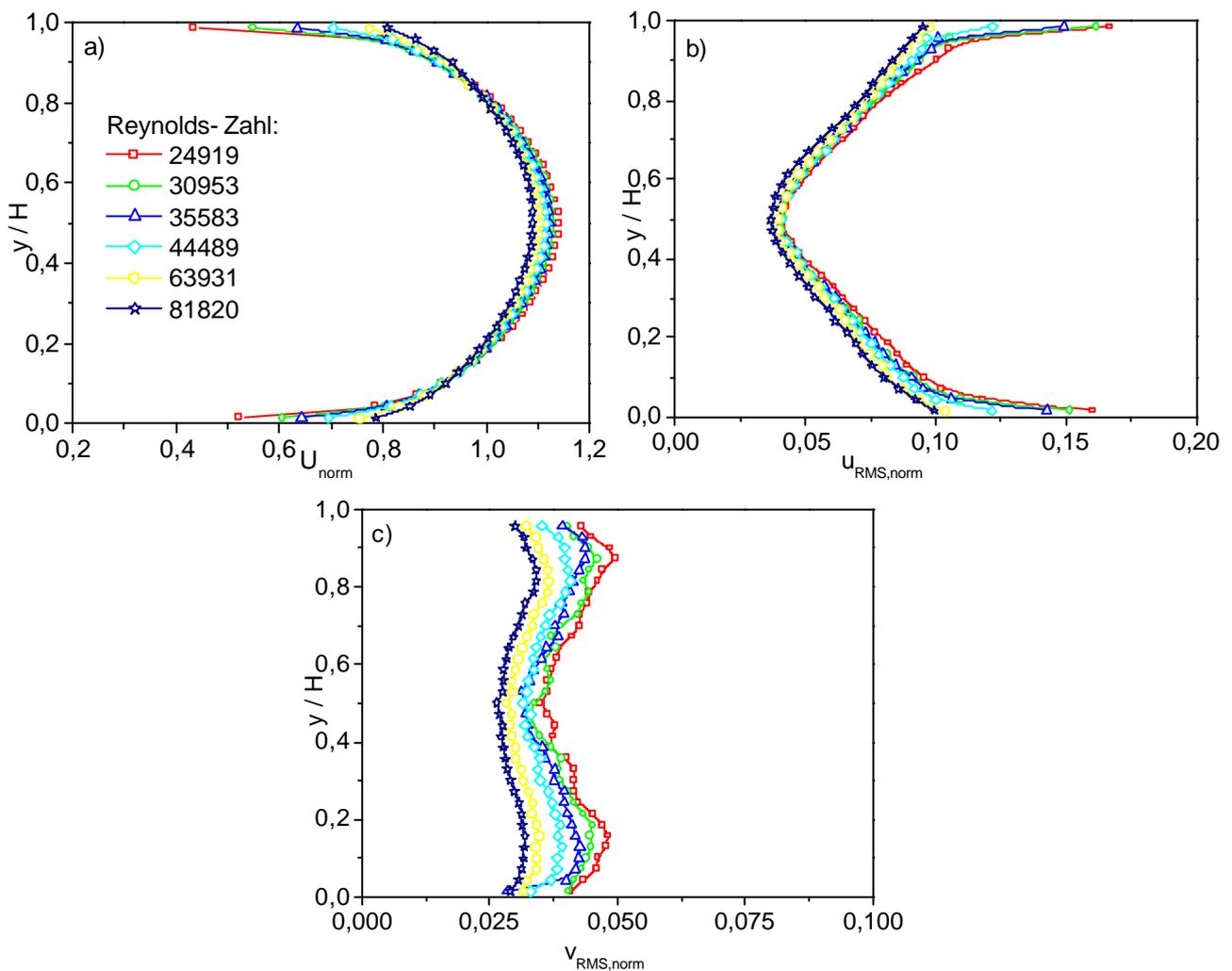


Abbildung 5-2 a-c) Normierte Profile der a) horizontalen Geschwindigkeitskomponente, b) der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit, und c) der vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Reynoldszahlen, Wandrauigkeit R2.

Alle Verläufe sind durch zwei ausgeprägte Maxima in Wandnähe charakterisiert. Zur Wand hin nimmt die Schwankungsgeschwindigkeit wie zu erwarten wieder ab (Abbildung 5-2 c)).

Die Qualität der Messungen für die horizontale Geschwindigkeitskomponente soll durch den Vergleich der Ergebnisse für eine Einphasenströmung mit Werten aus der Literatur beurteilt

werden. Wie in der Arbeit von KULICK et al. [29] sollen die vorliegenden Daten mit den experimentellen Ergebnissen von HUSSAIN und REYNOLDS [25] sowie mit den Daten aus der Large Eddy Simulation (LES) von MOIN und KIM [37] verglichen werden. Die LES- Daten werden entsprechend der hier vorliegenden Kanal- Reynolds- Zahl ausgewählt. HUSSAIN und REYNOLDS [25] stellen ihre Ergebnisse mittels einer normierten Wandkoordinate dar.

$$y^+ = \frac{y U_\tau}{\nu} \quad (5-4)$$

Darin ist y der jeweilige Wandabstand und U_τ die Schergeschwindigkeit welche über die empirische Gleichung

$$\frac{U_\tau}{U_o} = 0,1079 Re_h^{-0,089} \quad (5-5)$$

beschrieben werden kann. U_o ist die Geschwindigkeit der Luft im Kanalzentrum und Re_h ist die Kanal- Reynolds- Zahl bezogen auf die halbe Kanalhöhe ($h = H/2$). Die Geschwindigkeit U^+ wird definiert durch

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} \quad (5-6)$$

und ist in Abbildung 5-3 dargestellt. Es wird deutlich, dass die Messungen in Übereinstimmung mit den Daten von HUSSAIN und REYNOLDS [25] sowie von MOIN und KIM

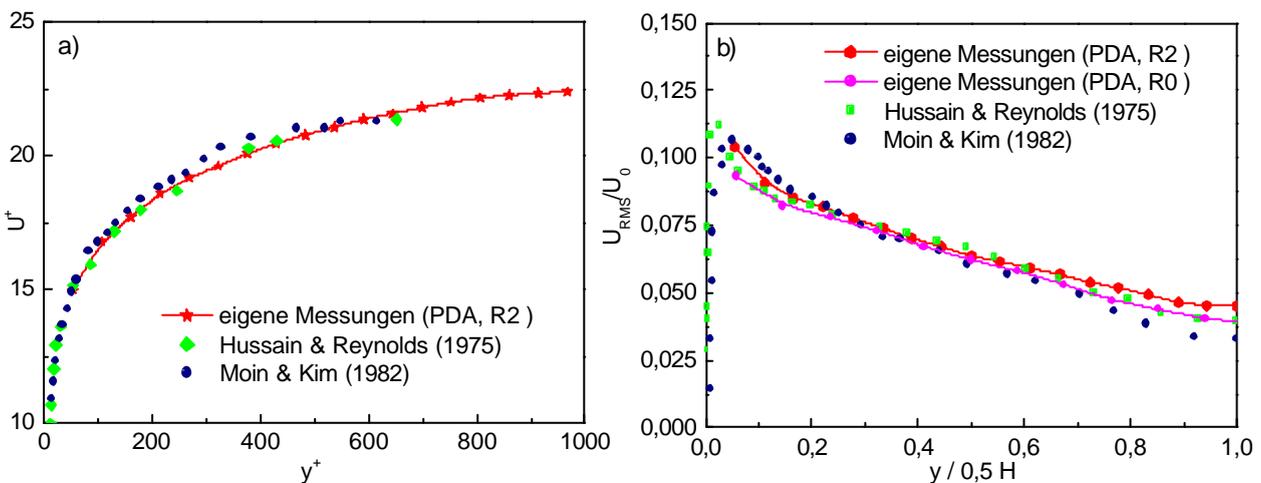


Abbildung 5-3: a-b) Vergleich der normalisierten Ein-Phasenströmung mit Messungen von HUSSAIN und REYNOLDS [25] sowie mit LES- Daten von MOIN und KIM [37] a) horizontale Geschwindigkeit und b) horizontale Schwankungsgeschwindigkeit.

[37] stehen. Hier wird darauf hingewiesen, dass der kleinste Abstand des ersten Messpunktes vom Kanalboden ca. 1 mm beträgt, und daher in den Abbildung 5-3 a-b) keine eigenen Werte im wandnahen Bereich vorliegen. Auch beim Vergleich der normierten horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit wird vor allem im Bereich $y^+ < 0,6$ eine gute Übereinstimmung mit den Literaturdaten sichtbar.

Der Einfluss der Wandrauigkeit zeigt sich besonders in der Kanalmitte. So unterscheiden sich die eigenen Messwerte bei der Wandrauigkeit R2 gegenüber den Werten von HUSSAIN und REYNOLDS [25] um 13 % und gegenüber den LES- Daten von MOIN und KIM [37] um 30%.

Bei einer geringeren Wandrauigkeit R_0 zeigen die eigenen Messwerte auch im Bereich $y^+ > 0,6$ eine sehr gute Übereinstimmung mit den Literaturdaten.

5.2 Gas- Feststoffströmungen

5.2.1 Grundlegende Transporteffekte bei Gas- Feststoffströmungen in Abhängigkeit von der Beladung und der Partikelgröße

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Experimente in einer partikelbeladenen Kanalströmung vorgestellt. Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, kommen dabei unterschiedliche Partikelgrößen, -formen, -materialien und Beladungen zum Einsatz. Für grundlegende Betrachtungen sollen zunächst nur sphärische Glaspartikeln und die Wandrauigkeit R_1 (mittlere Wandrauigkeitstiefe von $R_x = 4,26 \mu\text{m}$) betrachtet werden.

Bei der Darstellung der Ergebnisse werden die gemessenen lokalen mittleren Geschwindigkeiten jeweils mit der über die Kanalhöhe gemittelten Gasgeschwindigkeit U_{mittel} der Einphasenströmung normalisiert. Dabei sollen die horizontale Komponente U und die RMS- Werte der vertikalen und der horizontalen Komponente diskutiert werden. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Obwohl bei den Untersuchungen auch verschiedene Gasgeschwindigkeiten betrachtet wurden, soll die Diskussion der Ergebnisse vorwiegend für den Fall einer mittleren Gasgeschwindigkeit von $\approx 20\text{m/s}$ und einer Kanal- Reynoldszahl von ≈ 43000 erfolgen.

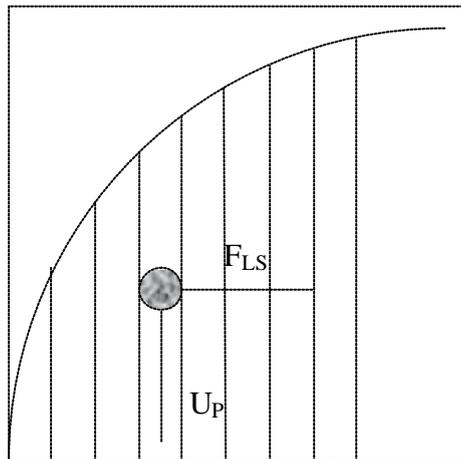


Abbildung: 5-4 Resultierende Querkraft (Saffman- Auftriebskraft) aus der unterschiedlichen Anströmung eines Partikels in einer Scherschicht

Am Beispiel einer mit $100 \mu\text{m}$ großen Partikeln beladenen Luftströmung werden zunächst nur Effekte diskutiert, die auch bei Strömungen mit anderen Partikelgrößen und -formen auftreten. Wie bei allen folgenden Partikelsorten wird der Geschwindigkeitsunterschied im Kanalzentrum zwischen den beiden Phasen auf Grund der Trägheit der Partikeln deutlich sichtbar (Abbildung 5-5 a). In Wandnähe ist die Partikelgeschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit der Luft. Die Ursache liegt in den sich zur Wand hin bewegenden Partikeln die jedoch, auf Grund ihrer Trägheit, nicht so schnell abgebremst werden können. In Nähe der Kanalwände wirkt die Saffman-Auftriebskraft in Richtung der Kanalwand als Folge der unterschiedlichen Richtungen der Relativgeschwindigkeiten zwischen der Luft und den Partikeln. Wie in Abbildung: 5-4 dargestellt, wirkt die Saffman-Auftriebskraft bei Partikeln, die sich weiter entfernt von der Kanalwand befinden, und eine geringere Geschwindigkeit besitzen als die Luft, in Richtung

Kanalzentrum [55]. Bei großen Partikeln, deren Geschwindigkeit über dem gesamten Kanalquerschnitt kleiner ist als die Geschwindigkeit der Luft, wirkt die Auftriebskraft ebenfalls in Richtung Kanalzentrum.

Mit steigender Beladung η flacht das Geschwindigkeitsprofil der Gasphase weiter ab. Die Ursache liegt in dem Anstieg der Partikelkollisionsfrequenz. Nach jeder Kollision müssen die Partikeln neu beschleunigt werden was zu einem Impulsverlust der Luft führt. Dieser Verlust verursacht eine Geschwindigkeitsabnahme der Luft, die bei allen Fällen beobachtet werden konnte. Jedoch wird das Geschwindigkeitsprofil der Luft mit steigender Beladung bei der Wandrauhigkeit R1 leicht asymmetrisch und es wird ein steilerer Geschwindigkeitsanstieg der Luft am Kanalboden bei zunehmender Beladung sichtbar. Die Ursache für diese Asymmetrie liegt in der vertikalen Konzentrationsverteilung der Partikeln (Abbildung 5-5 d). Mit steigender Beladung nimmt die normierte Anzahlkonzentration der Partikel am Boden ab das

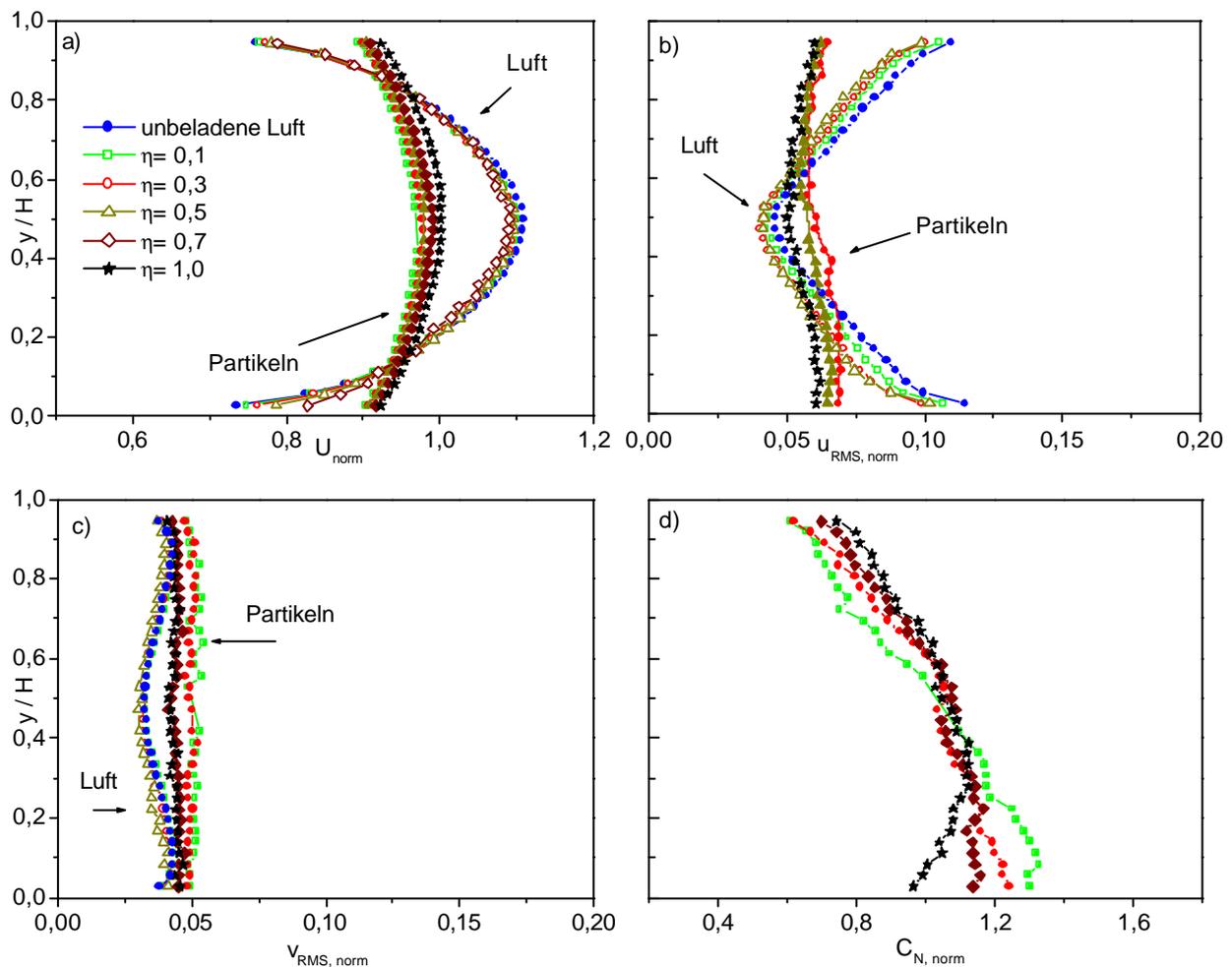


Abbildung 5-5: a-d) Normierte vertikale Profile der Luft und der 100 μ m- Partikeln bei einem U_{mittel} von 19,7 m/s und der Wandrauhigkeit R1: a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikeln, b) RMS- Profil der horizontalen Komponenten, c) RMS- Profil der vertikalen Komponenten, d) Anzahlkonzentration der Partikeln. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

mit einer Zunahme der normierten horizontalen Geschwindigkeit der Luft verbunden ist. Die Folge ist ein steilerer Geschwindigkeitsanstieg der Luft am Kanalboden bei zunehmender

Beladung. Die Ursache für diesen Effekt liegt in der vertikalen Dispergierung der Partikeln hervorgerufen durch den Anstieg interpartikulärer Kollisionen und der Abnahme der Partikel-Wand-Kollisionsfrequenz [57]. Die daraus resultierende Verschiebung des Konzentrationsmaximum in Richtung der Kanalmitte ist die Ursache für die Abnahme der Partikel-Wand-Kollisionsfrequenz (Abbildung 5-5 d). Dadurch verringert sich der Impulsverlust der Partikeln und ihre Geschwindigkeit nimmt etwas zu. Die vertikale Konzentrationsverteilung der Partikeln in Abhängigkeit von der Beladung, der Rauigkeit und der Partikelgröße wird im Kapitel 5.2.2 noch eingehender diskutiert. Der Einfluss der Partikeln hinsichtlich der Turbulenzmodifikation wird an Hand der Schwankungsgeschwindigkeit der Luft sichtbar. Es ist bekannt, dass bei kleineren Partikeln die Schwankungsbewegung der Gasphase infolge der Kopplung mit steigender Beladung abnimmt [62], [63]. Dieser Effekt kann (Abbildung 5-5 b) über die gesamte Kanalhöhe nachgewiesen werden. Da die Anzahlkonzentration der Partikeln am Boden größer ist als im oberen Bereich des Kanals (Abbildung 5-5 d), kommt es am Kanalboden zu einem stärkeren Energietransfer zwischen den Wirbeln und den Partikeln. Daher ist die Abnahme der Schwankungsgeschwindigkeit der Luft am Kanalboden größer als in der oberen Hälfte des Kanals. Auf Grund der Partikelträgheit hat die Turbulenzdämpfung der Luft nur einen geringen Anteil an der Verringerung des Partikel-RMS-Wertes bei steigender Beladung. Die Ursache liegt vielmehr in der Zunahme der interpartikulären Kollisionen und der daraus resultierenden Energiedissipation, die sich in der Abnahme der Schwankungsbewegung der Partikeln äußert.

Am Beispiel von 195 μm -, 625 μm -, Partikeln (Abbildung 5-6) und 1000 μm - Partikeln (Abbildung 5-7, nur die Gasphase wurde gemessen, da die Partikelgröße außerhalb des Messbereiches lag) soll der Einfluss der Partikelgröße auf die Strömung und die Partikelbewegung erörtert werden. Obwohl der tendenzielle Verlauf der Profile ähnlich der 100 μm - Partikeln ist, werden doch wesentliche Unterschiede hinsichtlich der Geschwindigkeit und der Schwankungsgeschwindigkeit der beiden Phasen sichtbar.

Die horizontale Partikelgeschwindigkeit wird kleiner, da die Partikelträgheit und die erhöhte Partikel-Wandkollisionsfrequenz, die ein Impulsverlust der Partikel verursacht, zunehmen. Weiterhin werden die Profile der horizontalen Partikelgeschwindigkeit mit steigender Partikelgröße flacher im Vergleich zum Profil der 100 μm - Partikeln. Die Ursache liegt in dem steigenden Einfluss der Partikel-Wand-Kollision auf ihr Bewegungsverhalten, das sich auch in der Zunahme der horizontalen und vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit (der Partikeln) bei steigender Partikelgröße widerspiegelt (Abbildung 5-6 e und f).

Die Reduktion der Schwankungsgeschwindigkeit der Luft ist bei den 195 μm - Partikel ähnlich wie bei den 100 μm - Partikeln. Ein signifikanter Unterschied im u_{RMS} - Profil besteht jedoch zu den 625 μm - Partikeln. Bei großen sphärischen Partikeln (Partikel-Reynoldszahlen größer als ca. 350) ergibt sich durch Nachläufe der Partikeln eine Anfachung der Turbulenz [15]. Dieser Effekt äußert sich auch in einem Anstieg der RMS-Werte der Gasphase. Die Schwankungsgeschwindigkeit der Luft erhöht sich im Kanalzentrum mit steigender Partikelbeladung. Die Ursache liegt in diesem Bereich in einer periodischen Nachlaufablösung bei großen Partikeln. Der Anstieg der Schwankungsgeschwindigkeit ist bei einer Beladung der Luft mit 1000 μm großen Partikeln erwartungsgemäß höher als bei 625 μm großen Partikeln (Abbildung 5-7 b).

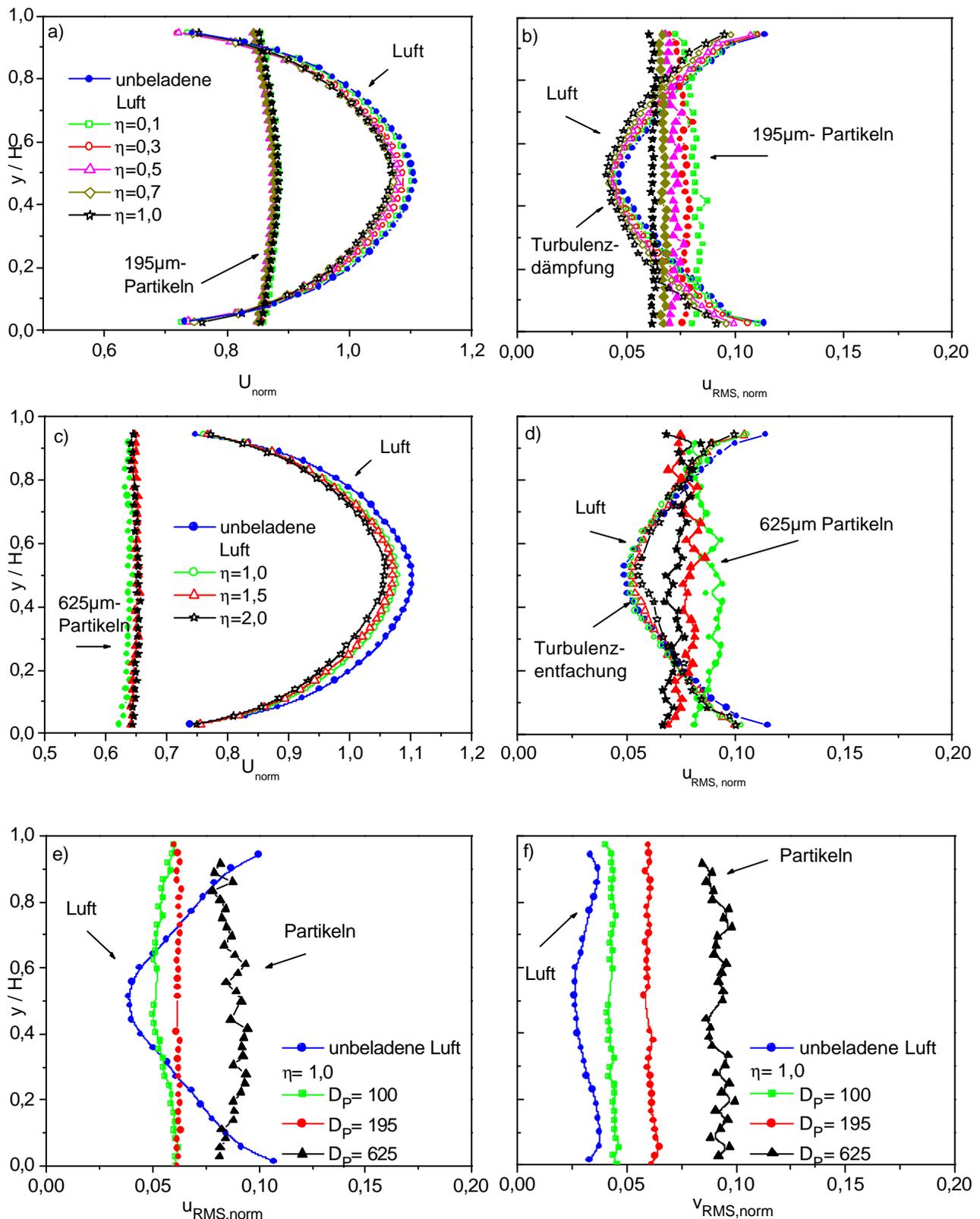


Abbildung 5-6: a-f) Normierte vertikale Profile der Luft und der Partikeln bei einem U_{mittel} von 19,7 m/s (100µm und 195µm) und 19,1m/s (625µm), Wandrauigkeit R1: a und c) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikeln, (b und d) u_{RMS} - Profil der Luft und der Partikeln, e) Vergleich der Partikel u_{RMS} - Profile unterschiedlicher Größen, f) Vergleich der Partikel v_{RMS} - Profile unterschiedlicher Größen. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

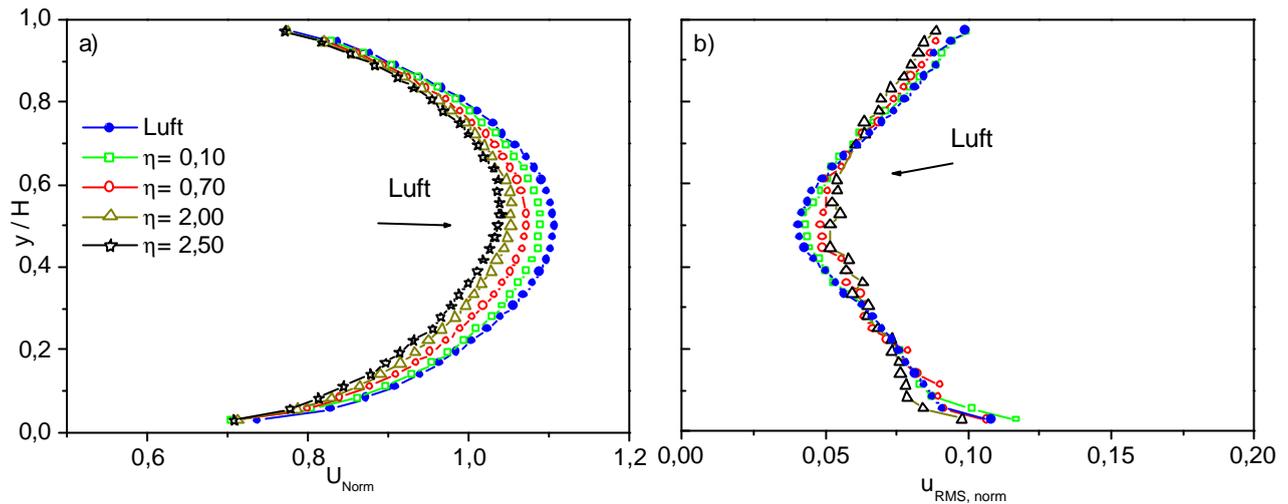


Abbildung 5-7: Normiertes vertikales Profil der Luft a) horizontale Geschwindigkeiten, b) horizontale Schwangungsgeschwindigkeiten, $U_{\text{mittel}} = 19,9 \text{ m/s}$, $D_p = 1000 \mu\text{m}$, Wandrauigkeit R1.

Im oberen und unteren Drittel des Kanals ist allerdings noch eine deutliche Turbulenzdämpfung zu beobachten. Dies ist die Folge der geringeren Relativgeschwindigkeit und der daraus resultierenden Partikel-Reynoldszahl

$$\text{Re}_{p,i} = \frac{D_p U_{\text{Schlupf},i} \rho}{\mu} \quad (5-7)$$

Nur im Zentrum des Kanals ist die Partikel-Reynoldszahl für das Entstehen einer periodischen Nachlaufablösung groß genug. In der Nähe der Kanalwände sinkt sie soweit ab, dass es zu keiner Turbulenzentfaltung kommen kann. Bei einer Beladung der Luft mit $195 \mu\text{m}$ -Partikeln ist die Partikel-Reynoldszahl über dem gesamten Kanalquerschnitt (Abbildung 5-8) zu gering für eine Turbulenzentfaltung; es entsteht keine ausgeprägte Nachlaufablösung [31] [63].

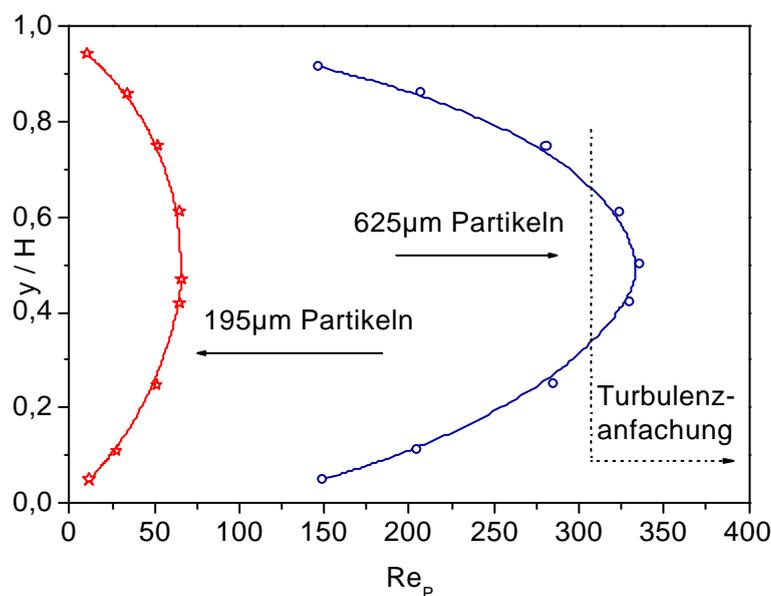


Abbildung 5-8: Vertikale Profile der Partikel-Reynoldszahl für zwei verschiedene Partikelgrößen bei einer Massenbeladung von 1.0 und einer Wandrauigkeit R1.

5.2.2 Einfluss der Wandrauigkeit auf die Gas- Feststoffströmung

Der Einfluss der Wandrauigkeit auf die Profile der Luft- und der Partikelphase wird zunächst wie in Abschnitt 5.2.1 anhand der mit $100\mu\text{m}$ - Partikeln beladenen Luftströmung erörtert.

Obwohl die horizontale Geschwindigkeitskomponente (Abbildung 5-9 a) der Partikeln, im Vergleich zu derjenigen bei der Wandrauigkeit R1 einen ähnlichen Verlauf besitzt, zeigen sich im Detail gravierende Unterschiede. Durch die höhere Wandkollisionsfrequenz der Partikeln, verursacht durch die Rauigkeit R2, kommt es zu einer Abnahme der horizontalen Geschwindigkeit ($U_{\text{norm}} \approx 0,93$, in Kanalmitte bei $\eta = 1$) und einem höheren Momentenverlust der Partikelphase im Vergleich zur Rauigkeit R1 ($U_{\text{norm}} \approx 1,0$, in Kanalmitte bei $\eta = 1$, Abbildung 5-5 a).

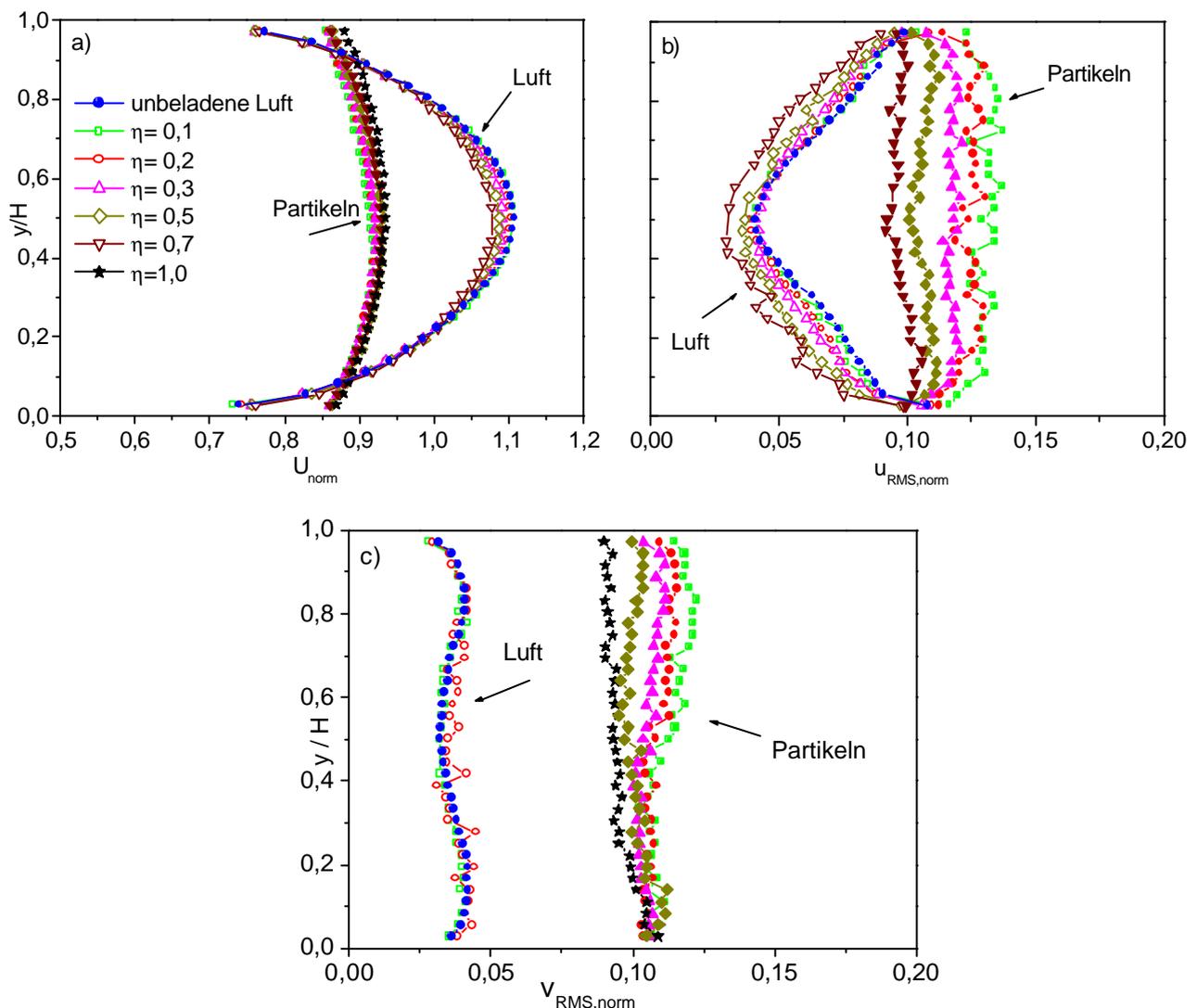


Abbildung 5-9: a-c) Normierte Profile der Luft und der $100\mu\text{m}$ - Partikeln bei einem U_{mittel} von $19,7 \text{ m/s}$ und der Wandrauigkeit R2: a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikeln, b) RMS- Profile der horizontalen Komponenten, c) RMS- Profile der vertikalen Komponenten. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Die Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikelphase, $u_{RMS,P,norm}$ und $v_{RMS,P,norm}$, zeigen als Folge der zunehmenden Partikel- Wandkollisionen bei steigender Wandrauigkeit (Abbildung 5-9 b-c) höhere Werte. Dazu kann mit steigender Beladung eine größere Abnahme der Schwankungsgeschwindigkeiten als bei der Wandrauigkeit R1 beobachtet werden. Die Ursache liegt im Anstieg der interpartikulären Kollisionsfrequenz. Weiterhin wird als Folge der höheren Wandrauigkeit R2 eine annähernde Isotropie der Schwankungsbewegung der Partikeln erreicht. Die Turbulenzdämpfung der Luft (Abbildung 5-9 b) ist bei steigender Beladung etwas größer als bei der Wandrauigkeit R1. Die Ursache ist die höhere Wandkollisionsfrequenz, die zu einer zunehmend stärkeren Kopplung zwischen den beiden Phasen führt.

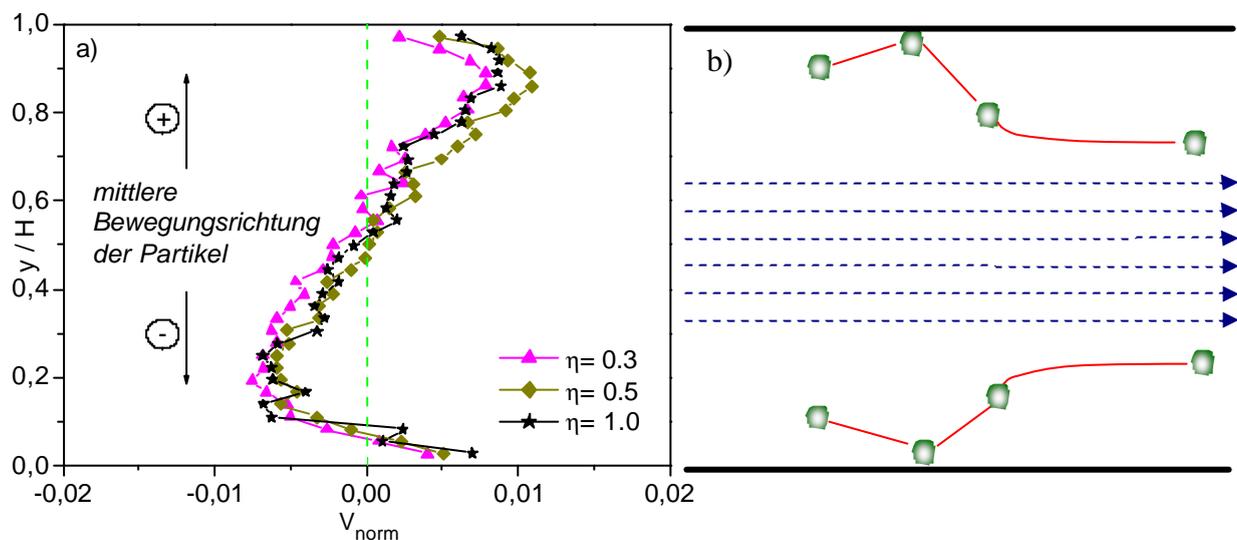


Abbildung 5-10: a) Normiertes vertikales Profil der mittleren vertikalen Geschwindigkeitskomponente der 100µm- Partikeln bei einem U_{mittel} von 19,7 m/s und der Wandrauigkeit R2, b) Schematische Darstellung des Bewegungsverlaufes eines Partikels vor und nach einer Wandkollision.

Ein weiterer interessanter Effekt kann bei der vertikalen Partikelgeschwindigkeit v_p beobachtet werden. Für eine voll entwickelte Strömung sollte die vertikale Geschwindigkeitskomponente entlang der Kanalhöhe null betragen. Dieser Wert konnte bei den Experimenten bei den glatten Wänden R0 und R1, unabhängig von der Partikelgröße und Beladung, nachgewiesen werden. Bei der höheren Wandrauigkeit R2 bildet sich jedoch ein Z-förmiges Geschwindigkeitsprofil der vertikalen Komponente aus (Abbildung 5-10a). Die Ursache für diesen Effekt liegt in der mittleren Rauigkeitstiefe R_z der Wand. Bei einer glatten Wand ist die Geschwindigkeit der Partikeln nach der Wandkollision, hervorgerufen durch den Dissipationseffekt, nur unwesentlich kleiner als die Auftreffgeschwindigkeit. Dagegen wird bei einer höheren Wandrauigkeit R2, der von SOMMERFELD [55] beschriebene Schatteneffekt wirksam. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Partikeln mit der ansteigenden Seite kollidieren ist größer, als dass sie die abfallende Seite der Rauigkeitsstruktur treffen. Daraus folgt für kleine Auftreffwinkel bis zu etwa 10-15°, dass die vertikale Geschwindigkeitskomponente der Partikeln im Mittel, nach der Wandkollision größer ist als vor der Kollision [60]. Daher verschiebt sich die vertikale Geschwindigkeitskomponente der

Partikeln direkt über den Kanalboden in Richtung positiver Werte (positive Werte $\hat{=}$ Bewegung der Partikeln von unten nach oben). Entsprechend müsste die vertikale Komponente direkt an der oberen Wand negativ werden. Jedoch konnte bei den Messungen nur der Trend zu negativen Werten nachgewiesen werden. In der unteren und der oberen Hälfte des Kanals verschieben sich die Geschwindigkeitsverteilungen in Richtung positiver (untere Hälfte) und negativer Werte (obere Hälfte). Resultierend aus dem irregulären Rückprallverhalten der Partikel nach der Wandkollision, konnte keine bimodale Geschwindigkeitsverteilung der vertikalen Komponente in Wandnähe nachgewiesen werden [58].

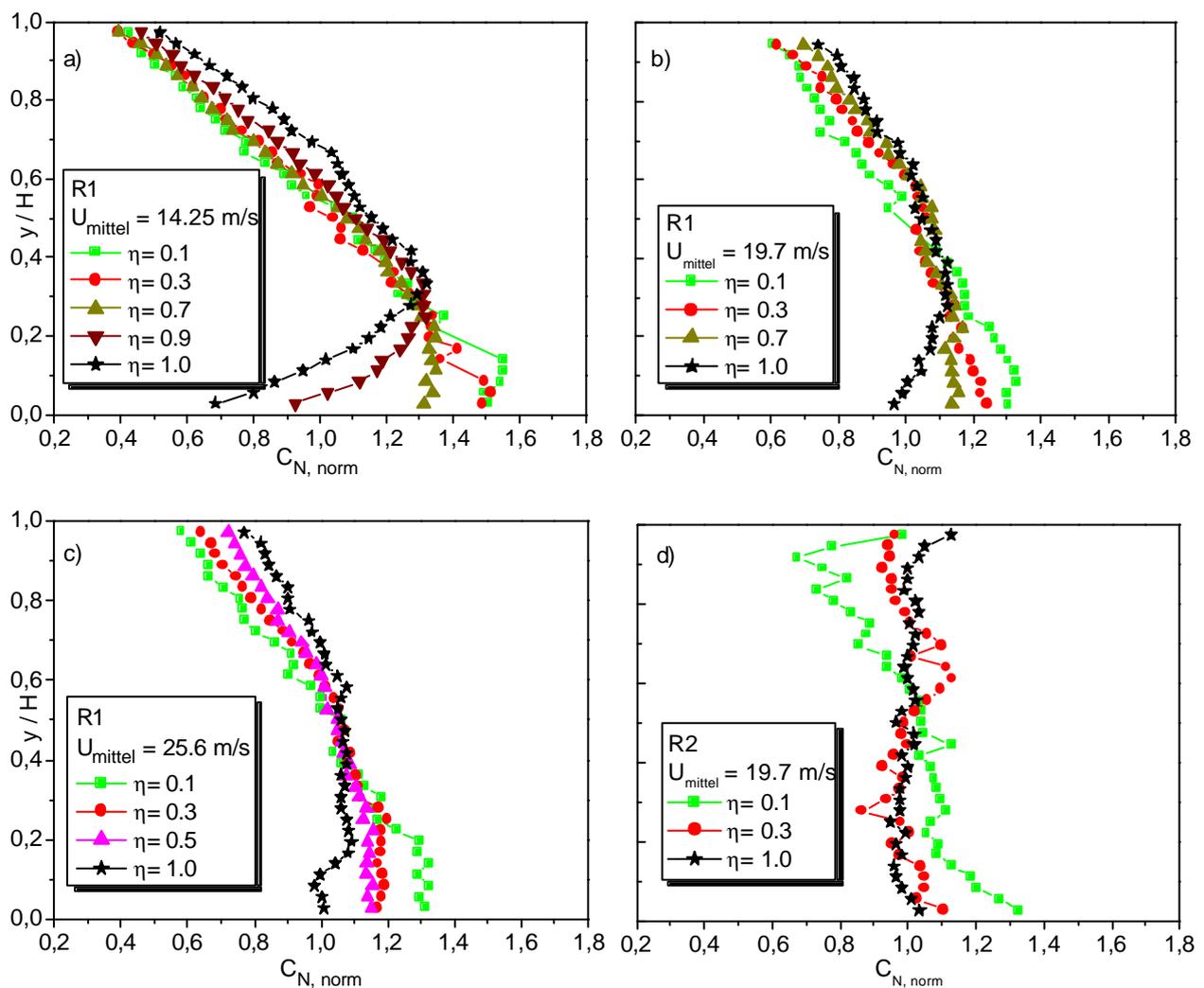


Abbildung 5-11: a-d) Normiertes vertikales Profil der normalisierten Partikelkonzentration ($D_p = 100 \mu\text{m}$) bei unterschiedlichen Bedingungen a) Rauigkeit R1 und $U_{\text{mittel}} = 14,25 \text{ m/s}$, b) Rauigkeit R1 und $U_{\text{mittel}} = 19,70 \text{ m/s}$, c) Rauigkeit R1 und $U_{\text{mittel}} = 25,60 \text{ m/s}$ und d) Rauigkeit R2 und $U_{\text{mittel}} = 19,70 \text{ m/s}$.

Die Partikeln bewegen sich in den Regionen $0,1 < y/H < 0,5$ und $0,5 < y/H < 0,9$ im Mittel zur Kanalwand (Abbildung 5-10 a) Daraus folgt, dass die Feststoffströmung bei der Wandrauigkeit R2 noch nicht voll entwickelt ist. Numerische Arbeiten von SOMMERFELD [58]

zeigen, dass selbst bei einem Kanal mit einer Länge von über 12 m die mittlere vertikale Partikelgeschwindigkeit über die gesamte Kanalhöhe nicht den Wert Null erreicht.

Das Konzentrationsprofil der Partikeln ist eine charakteristische Eigenschaft bei der Beschreibung von Gas- Feststoffströmungen. Der Einfluss von interpartikulären Kollisionen auf den vertikalen Konzentrationsverlauf der Partikeln soll am Beispiel der 100 μm - Partikeln für unterschiedliche Wandrauigkeiten, Beladungen und Transportgeschwindigkeiten beschrieben werden. Bei einer geringen Wandrauigkeit ist der Einfluss der Beladung und zugleich der Partikelkollision auf das Konzentrationsprofil deutlich sichtbar (Abbildung 5-11 a). Bei geringer Beladung bildet sich als Folge des Schwerkraftbedingten Sedimentierens eine annähernd lineare Zunahme der Konzentration von der oberen Kanalwand zum Kanalboden aus.

Der Konzentrationsverlauf deutet darauf hin, dass die sprunghaften Partikelbewegungen am Kanalboden nur unwesentlich durch turbulente Effekte der Luft in ihrer Bewegung beeinflusst werden. Steigt die Beladung an, kommt es zu einer Redispersion, und die Lage des Konzentrationsmaximums verschiebt sich zur Kanalmitte. Die Ursache für diese Änderung ist die Zunahme der interpartikulären Kollisionen. Partikeln die nach einer Wandkollision mit dem Boden nach oben springen, kollidieren mit Partikeln die sich in Richtung Kanalboden bewegen. Da diese Partikeln durch die Kollision nicht zum Kanalboden gelangen, kommt es zur Bildung eines Konzentrationsmaximums bei etwa $y/H = 0,2 - 0,3$. Dieses Maximum verschiebt sich mit steigender Beladung in Richtung Kanalmitte, und es bildet sich eine deutliche Konzentrationsreduktion direkt am Kanalboden aus. Der Redispersionseffekt bildet sich am deutlichsten bei der geringen Wandrauigkeit R1, einer hohen Beladung und einer geringen Transportgeschwindigkeit der Partikeln aus. Es lässt sich schlussfolgern, dass in diesem Fall die Einflüsse der Wandrauigkeit und der Turbulenz nur eine untergeordnete Rolle bei der Partikelbewegung spielen.

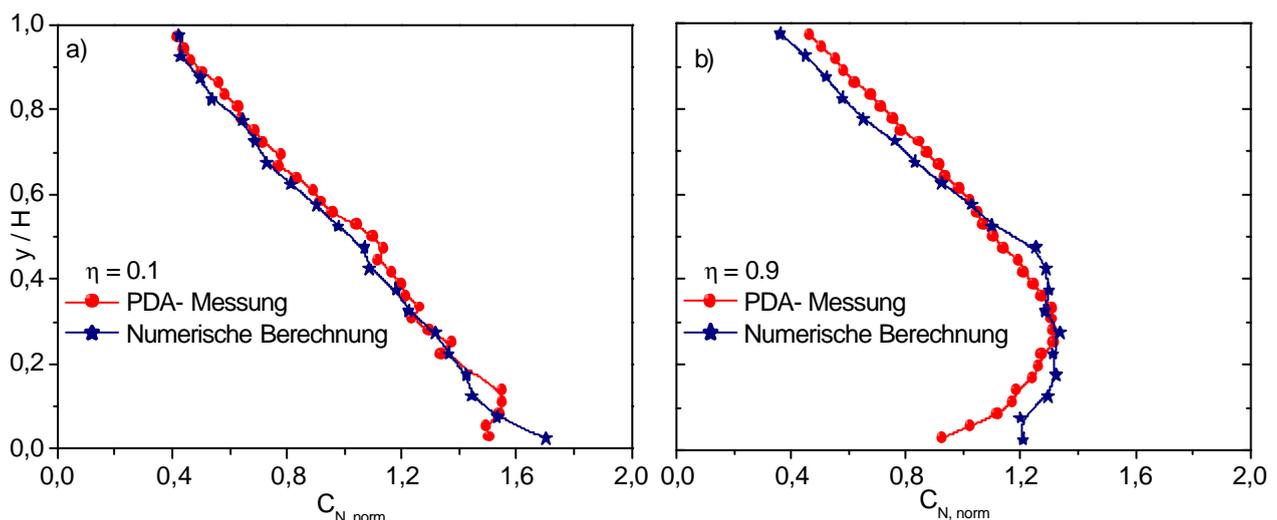


Abbildung 5-12: Vergleich der normierten Partikel- Anzahlkonzentration zwischen numerischer Berechnung [58] und experimentellen Messergebnissen bei unterschiedlichen Beladungen a) $\eta = 0,1$ und b) $\eta = 0,9$, Wandrauigkeit R1, $D_p = 100 \mu\text{m}$ und $U_{\text{mittel}} = 14,25$

Numerisch konnten der Redispersionseffekt und der resultierende Verlauf der Konzentration von SOMMERFELD [58] nachgewiesen werden (Abbildung 5-12). Erhöht sich die

mittlere Transportgeschwindigkeit U_{mittel} , nimmt die vertikale Dispersion der Partikeln, hauptsächlich hervorgerufen durch Wandkollisionen aber auch durch den wachsenden Einfluss der Turbulenz, zu. Gleichzeitig sinkt der Einfluss der interpartikulären Kollisionen auf die Konzentrationsverteilung der Partikeln. Die Änderung der Konzentration im Bereich des Kanalbodens bei steigender Beladung wird daher kleiner. Der Vergleich unterschiedlicher Transportgeschwindigkeiten $U_{\text{mittel}} = 19,7$ und $U_{\text{mittel}} = 25,6$ m/s (Abbildung 5-11 b und c) zeigt keine wesentliche Änderung im Konzentrationsverlauf der Partikeln, so dass auf eine gewisse Sättigung im Dispersionsverhalten zu schließen ist. Erhöht sich die Wandrauigkeit, wird das Bewegungsverhalten der Partikeln durch Partikel- Wandkollisionen bestimmt (Abbildung 5-11 d), und die Feststoffkonzentration ändert sich nur geringfügig mit der Kanalhöhe. Mit steigender Beladung und folglich zunehmender Partikelstoßfrequenz ergibt sich nur eine geringfügige Änderung. Der leichte Anstieg der Konzentration in Wandnähe bei geringer Beladung wird vermutlich durch die Saffmann- Querkraft hervorgerufen, die in Richtung der Kanalwände wirkt.

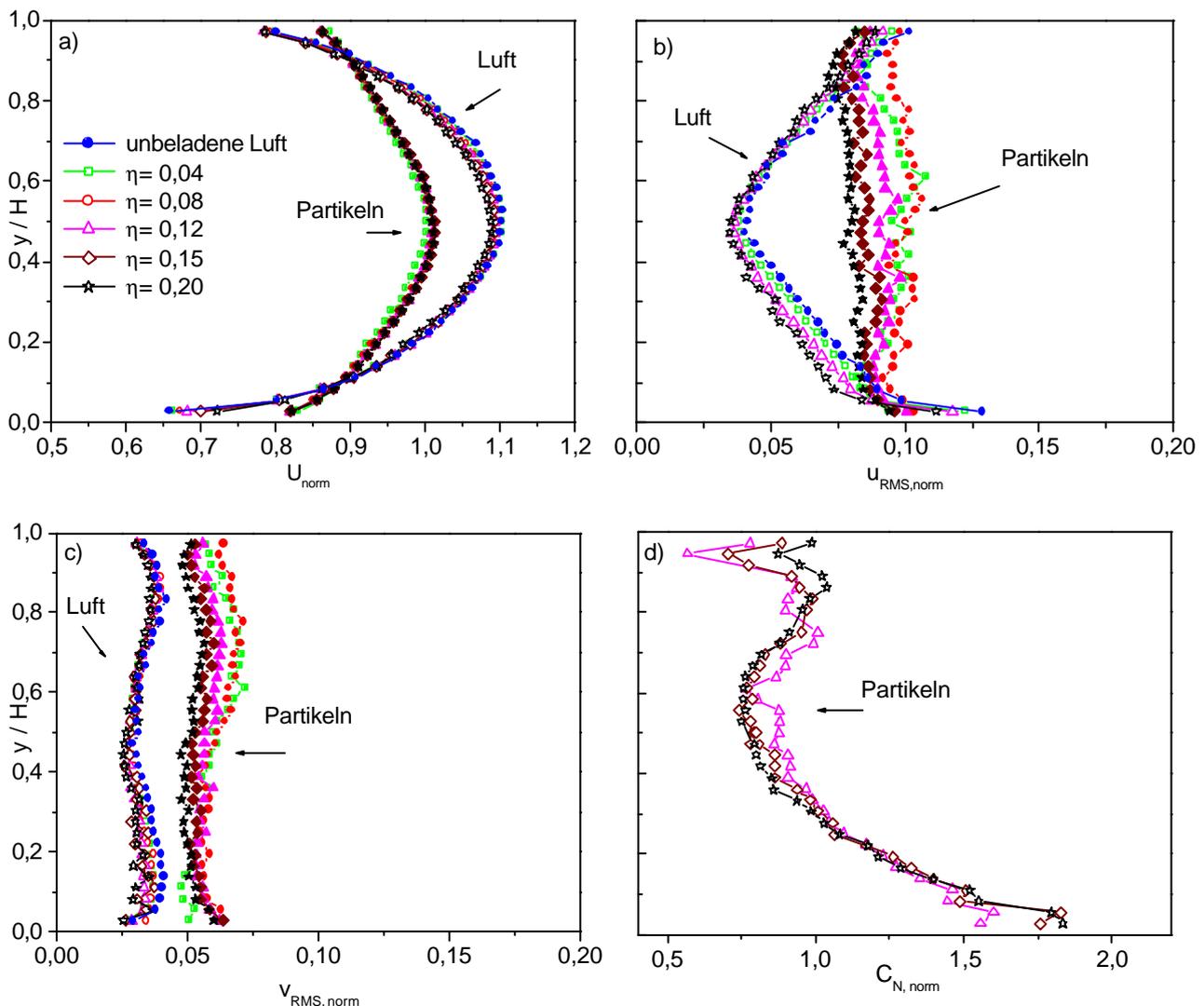


Abbildung 5-13: a-c) Normierte vertikale Profile der Luft und der 60 µm Partikel bei einem U_{mittel} von 19,7 m/s und der Wandrauigkeit R2: a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikel, b) RMS- Profile der horizontalen Komponenten, c) RMS- Profile der vertikalen Komponenten, d) Profil der normierte vertikalen Anzahlkonzentration der Partikel.

Die kleinsten in den Experimenten verwendeten Partikeln sind Glaspartikeln mit einem mittleren Durchmesser von $60\mu\text{m}$, bei einer Wandrauigkeit R2. Die Profile zeigen wesentliche Unterschiede zu den bisher diskutierten. Die Schlupfgeschwindigkeit der Partikeln wird im Vergleich zu den größeren Partikeln deutlich verringert. Auf Grund ihrer geringeren Trägheit ist ihr horizontales Geschwindigkeitsprofil durch ein deutliches Geschwindigkeitsmaximum im Kanalzentrum gekennzeichnet (Abbildung 5-13 a). Weiterhin wird eine Asymmetrie der beiden Geschwindigkeitsprofile (U_P und U_L) sichtbar. Dieser Effekt wird durch die höhere Anzahlkonzentration C_N der Partikeln in der unteren Hälfte des Kanals verursacht (Abbildung 5-13 d). Durch die daraus resultierende größere Partikel-Wandkollisionsfrequenz ist die Geschwindigkeit der Luft und der Partikelphase geringer als in der oberen Hälfte des Kanals. Mit zunehmender Beladung wird eine stärkere Abnahme des horizontalen und vertikalen Partikel- RMS- Wertes (Abbildung 5-13 b und c) im Vergleich zu den größeren Partikeln sichtbar. Die Ursache dafür liegt in der höheren Anzahlkonzentration der kleineren Partikeln bei gleicher Massenbeladung. Aus der hohen Anzahlkonzentration resultiert ein Anstieg der interpartikulären Kollisionsfrequenz, die wiederum eine Abnahme der Schwankungsgeschwindigkeit der Partikeln zur Folge hat.

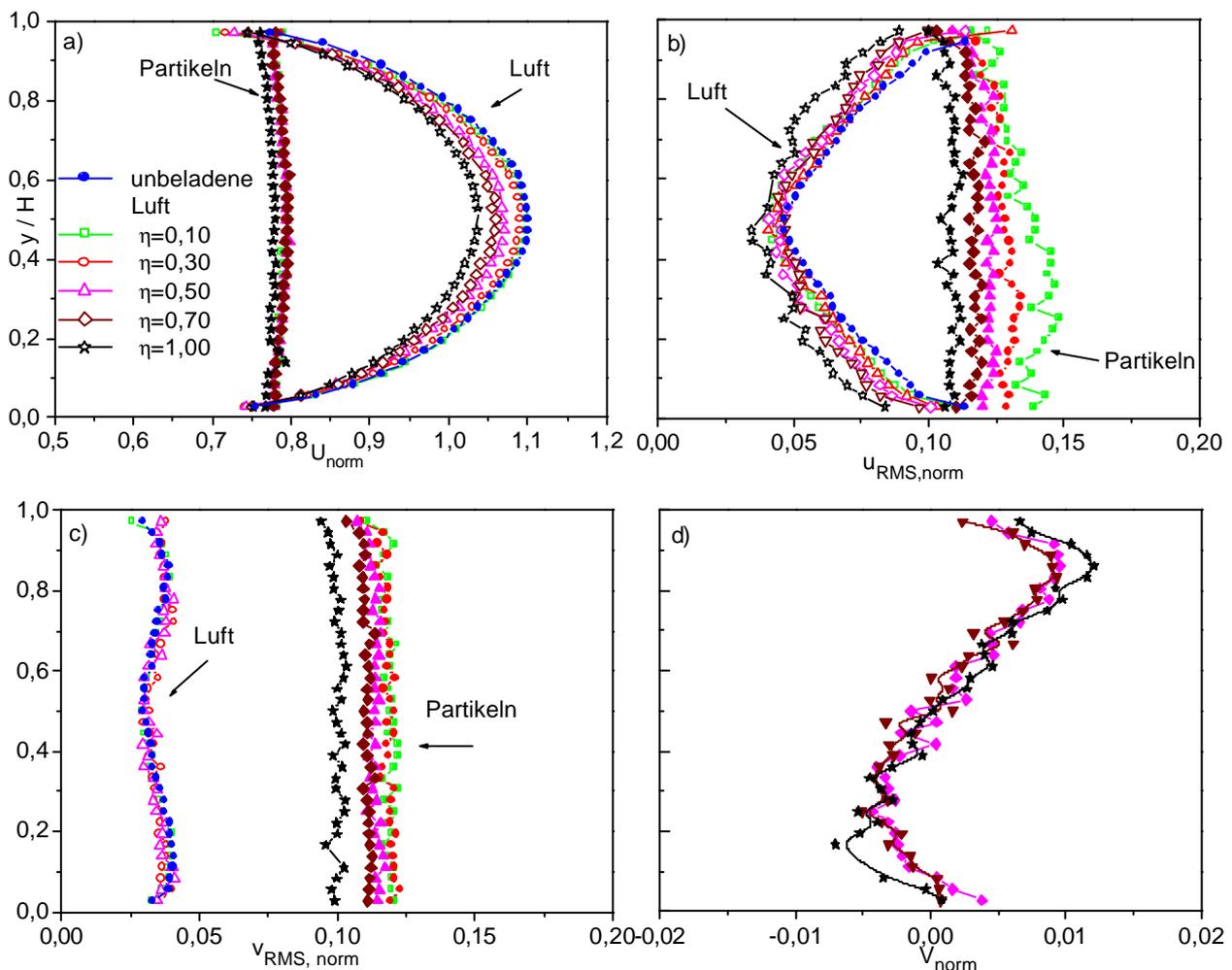


Abbildung 5-14: a-c) Normierte Profile der Luft und der $195\mu\text{m}$ - Partikeln bei einem U_{mittel} von $19,7\text{ m/s}$ und der Wandrauigkeit R2: a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikeln, b) RMS- Profil der horizontalen Komponente, c) RMS- Profil der vertikalen Komponente, d) Profil der normierten vertikalen Anzahlkonzentration der Partikeln. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Des Weiteren ist die Reduktion der vertikalen und horizontalen RMS- Werte der Luft, mit steigender Beladung in der unteren Kanalhälfte größer als in der oberen. Die Ursache für diesen Effekt liegt wiederum in der vertikalen Verteilung der Partikelkonzentration. Kleine Partikeln werden in ihrer Bewegung eher durch die Turbulenz der Luft beeinflusst als durch den Wandeinfluss wie das bei größeren Partikeln der Fall ist. Jedoch reichen die Strömungsgeschwindigkeit der Luft und die Turbulenz nicht aus um eine vollständige Dispergierung der Partikel im Kanal zu verursachen. Daher kommt es zu einer Anreicherung der $60\mu\text{m}$ Partikeln am Boden des Kanals (Abbildung 5-13 d). Ein Anstieg der Massenbeladung und der daraus resultierenden höheren interpartikulären Kollisionsfrequenz hat nur einen geringen Einfluss auf den Verlauf der normierten vertikalen Konzentrationsverteilung der Partikeln.

Der Einfluss der Wandrauigkeit wird auch bei den horizontalen Geschwindigkeitsprofilen der mit $195\mu\text{m}$ - Partikeln beladenen Luftströmung sichtbar (Abbildung 5-14 a). Ähnlich wie bei den $100\mu\text{m}$ - Partikeln, folgt aus der höheren Wandrauigkeit R2 ein Anstieg der Partikel-Wandkollisionsfrequenz, die sich in einer Abnahme der mittleren horizontalen Partikelgeschwindigkeit äußert. Da die Partikeln jedoch eine höhere Trägheit als die $100\mu\text{m}$ -Partikeln besitzen, ist der Einfluss der Wandrauigkeit auf die horizontale Partikelgeschwindigkeit als Folge der höheren Partikel-Wandkollisionsfrequenz stärker. Daraus resultiert ein im Vergleich zu Wandrauigkeit R1 (Abbildung 5-6 a) höherer Momentenverlust der Partikelphase.

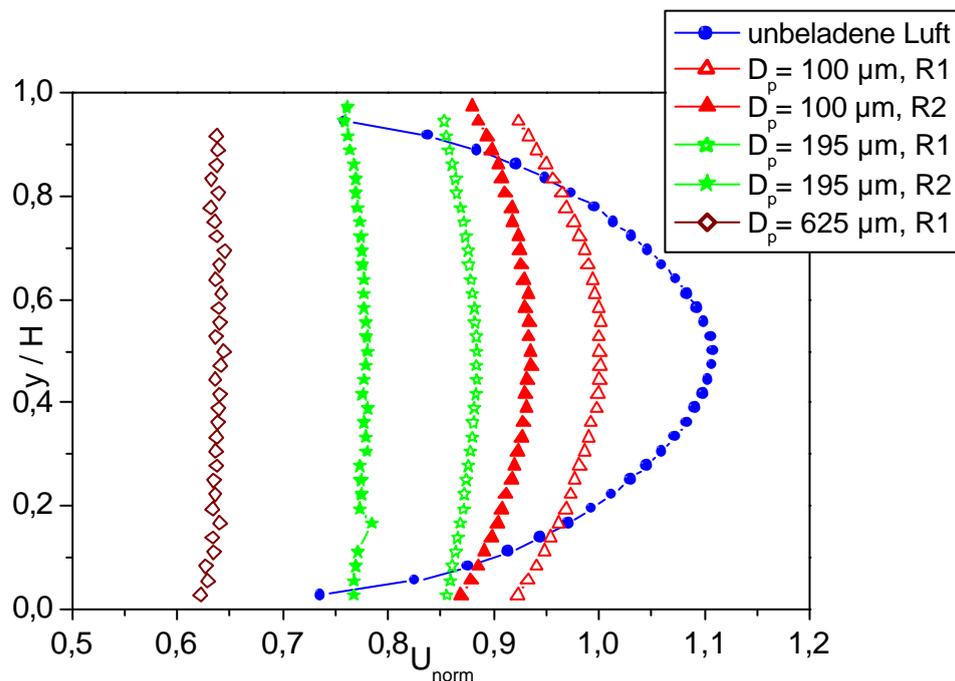


Abbildung 5-15: Normiertes vertikales Profil der horizontalen Geschwindigkeitskomponente der Feststoffphase bei unterschiedlich großen Partikeln und Wandrauigkeiten R1 und R2. $U_{\text{mittel}} = 19,7 \text{ m/s}$, $\eta = 1$.

Die bisher vorgestellten Ergebnisse der Wandrauigkeiten R1 und R2 sollen zunächst anhand von direkten Vergleichen zusammengestellt werden.

Die Einschätzung des Einflusses der Wandrauigkeit und der Partikelgröße auf das Bewegungsverhalten der Partikeln im Flachkanal, zeigt im direkten Vergleich deutliche Tendenzen. Mit steigendem Partikeldurchmesser ist, als Folge der zunehmenden Trägheit und der daraus resultierenden steigenden Wandkollisionsfrequenz, eine Abnahme der Geschwindigkeit (Abbildung 5-15) und eine Zunahme der Schlupfgeschwindigkeit (Abbildung 5-16) festzustellen.

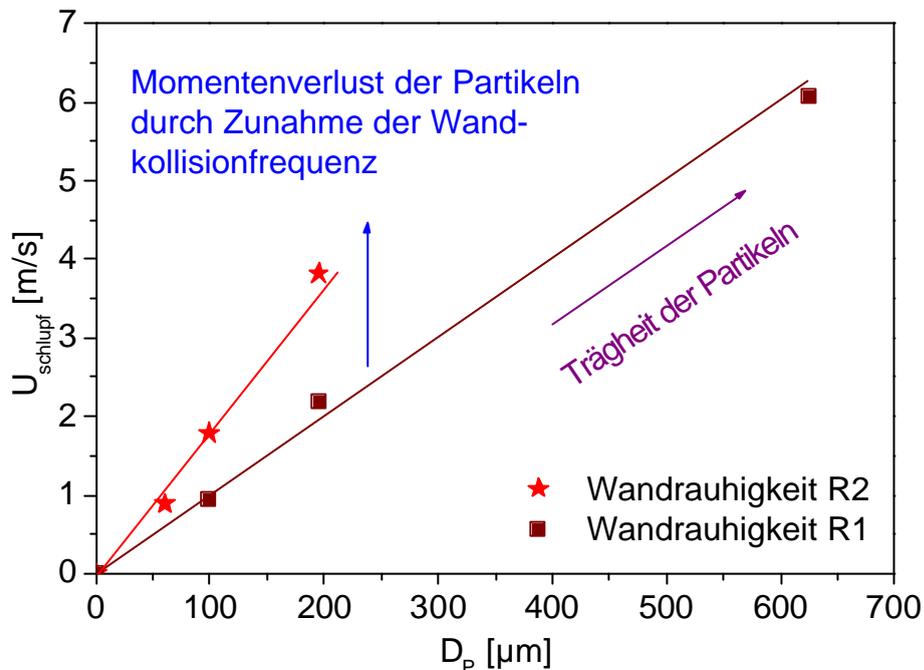


Abbildung 5-16: Änderung der Schlupfgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Partikelgröße und der Wandrauigkeit bei einer Beladung von 0,1 (bei 625 μm Partikeln $\eta=1$)

Des Weiteren flacht sich das Geschwindigkeitsprofil der Partikeln mit zunehmender Partikelgröße ab. Die Ursache ist die zunehmende Partikelträgheit gegenüber der Luftströmung sowie der Anstieg der Partikel- Wand- Kollisionsfrequenz die eine vertikale Dispersion der Partikeln zur Folge hat. In Wandnähe ist die Geschwindigkeit bei den 100- und 195 μm Partikeln größer als die Luftgeschwindigkeit (Abbildung 5-15). Wie schon im Kapitel 5.2.1 beschrieben, liegt die Ursache dafür in den Schlupfbedingungen und die aus der Wandrauigkeit resultierende Partikeldispersion. Die Dispersion hat eine Zunahme der Wandkollisionsfrequenz und eine Abnahme des mittleren Wandkollisionsweges zur Folge. Dieser Effekt führt wiederum zu einem Momentenverlust der Partikeln, der sich in einer Geschwindigkeitsabnahme (Abbildung 5-16) bei zunehmender Wandrauigkeit widerspiegelt. Die Verringerung der Partikelgeschwindigkeit hat dabei auch eine Zunahme der Schlupfgeschwindigkeit zu Folge (Abbildung 5-16).

$$U_{\text{schlupf}} = U_{\text{mittel,Luft}} - U_{\text{mittel,Partikel}} \quad (5-8)$$

Der Einfluss der Wandrauigkeit und der Partikelgröße auf die Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikeln wird durch einen direkten Vergleich dargestellt.

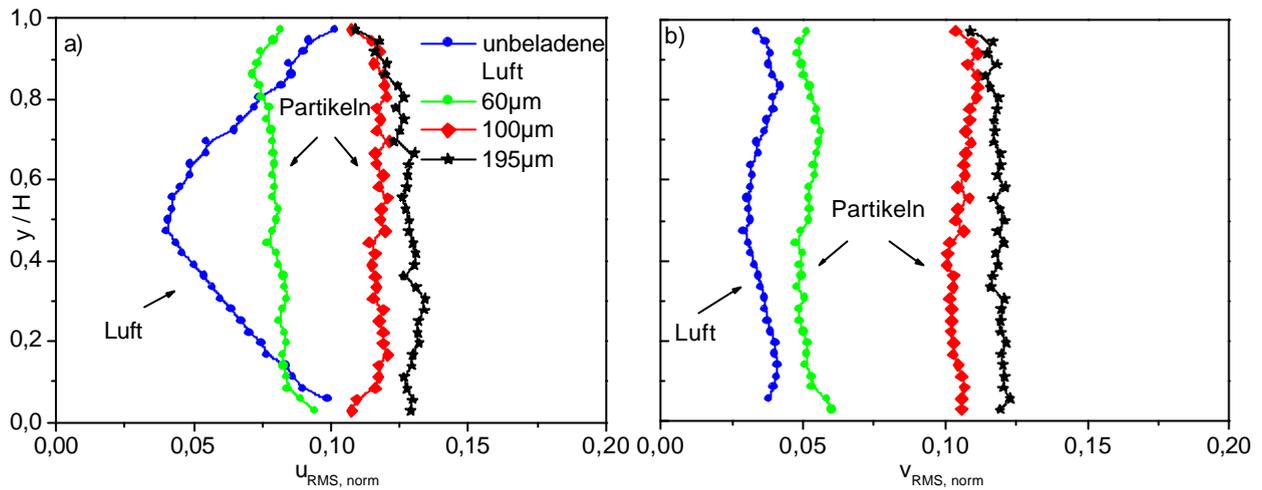


Abbildung 5-17: Normierte vertikale Profile der a) horizontalen und b) vertikalen Schwankungsbewegung der Partikel für unterschiedliche Größen, Wandrauhigkeit R2, Beladung $\eta = 0,3$ ($60\mu m \eta = 0,2$), $U_{mittel} = 19,7$ m/s.

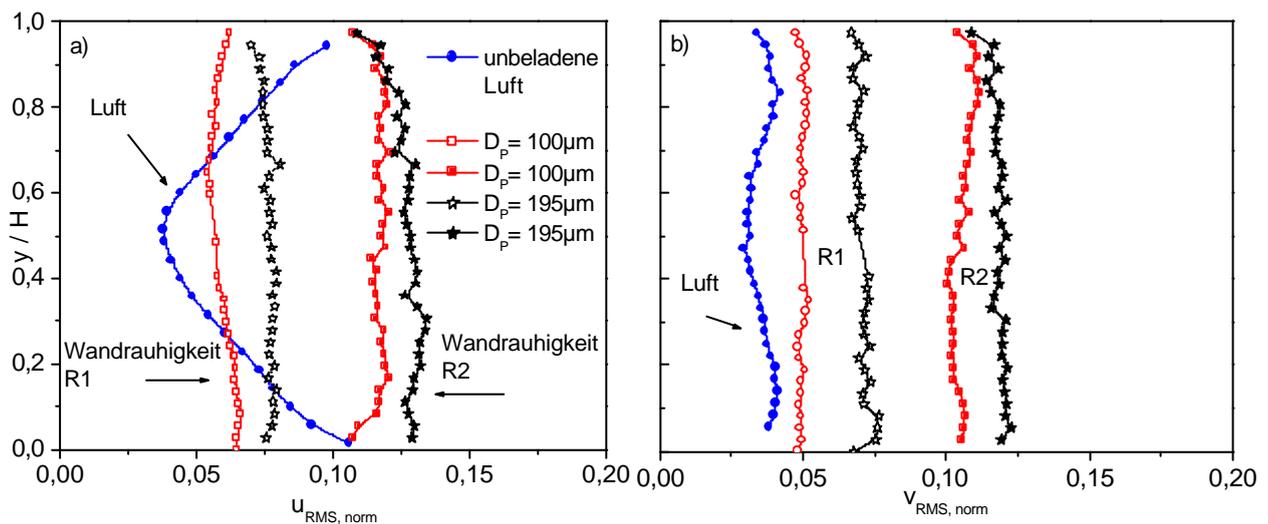


Abbildung 5-18: Normierte vertikale Profile der a) horizontalen und b) vertikalen Schwankungsbewegung der Partikeln für unterschiedliche Wandrauhigkeiten R1 und R2, Beladung $\eta = 0,3$, $U_{mittel} = 19,7$ m/s. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Wie schon in Kapitel 5.2.1 für den Fall der Rauigkeit R1, soll auch für den Fall R2 der Einfluss der Partikelgröße auf die Profile der Schwankungsgeschwindigkeiten gezeigt werden. Es wird in Abbildung 5-17 deutlich, welchen wesentlichen Einfluss eine zunehmende Partikelgröße auf die Schwankungsbewegung der Partikeln hat. Die normierten Partikel-RMS-Werte nehmen, als Folge der steigenden Partikelträgheit und der anwachsenden Partikel-Wandkollisionsfrequenz (Abbildung 5-17 a und b), zu. Die Abbildung 5-18 a und b zeigen die Abhängigkeit der RMS-Werte von der Wandrauhigkeit. Mit steigender Wandrauhigkeit nimmt auch die Schwankungsgeschwindigkeit der Partikeln, als Folge der zunehmenden Wandkollisionen deutlich zu.

Für die quantitative Einschätzung des Einflusses der interpartikulären Kollisionen auf das Bewegungsverhalten der Partikeln kann die mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden interpartikulären Kollisionen für ein monodisperses System aus der kinetischen Gastheorie berechnet werden. Gemäß der in Kapitel 3.2.3.2 beschriebenen Gleichung 3-96

$$\lambda_K = \frac{D_p}{6\alpha_p} = \frac{D_p \rho_p}{6\eta \rho_f} \frac{U_{p,mittel}}{U_{f,mittel}}$$

kann aus den experimentellen Daten die mittlere freie Weglänge λ_K bei Kenntnis der über den Kanalquerschnitt gemittelten horizontalen Geschwindigkeit der Luft ($U_{f, mittel}$) und der Feststoffphase ($U_{p, mittel}$) bestimmt werden. Tabelle 5-1 zeigt für die Wandrauigkeit R1 und R2 die mittlere freie Weglänge λ_K für unterschiedliche Partikelgrößen und Beladungen. Eine steigende Wandrauigkeit verursacht die Abnahme der mittleren horizontalen Partikelgeschwindigkeit und somit auch eine Reduzierung der mittleren freien Weglänge zwischen zwei interpartikulären Kollisionen (interpartikuläre Kollisionsfrequenz nimmt zu). Beim Vergleich der kleinen (60 μ m) und großen Partikeln (195 μ m), am Beispiel der rauen Wand R2 und der Beladung 1,0, wird die Zunahme der mittlere freien Weglänge λ_K , die durch schwerkraftbedingte Segregationseffekte hervorgerufen wird, sichtbar (von $\lambda_K \approx 18$ mm auf 57mm). Ebenfalls steht die Zunahme der mittleren freien Weglänge im Zusammenhang mit der Abnahme der Partikelanzahldichte bei steigender Partikelgröße.

Mittlerer Partikeldurchmesser D_p [μ m]	Mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden interpartikulären Kollision, Wandrauigkeit R2 [m].		Mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden interpartikulären Kollision, Wandrauigkeit R1 [m].
	$\eta = 0.1$	$\eta = 1.0$	$\eta = 1.0$
60	0.182	0.018 *	-
100	0.313	0.033	0.034
195	0.58	0.057	0.062
625	-	-	0.139

Tabelle 5-1 Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge λ_K von der Partikelgröße und der Beladung für unterschiedliche Wandrauigkeiten. (* = extrapolierter Wert, [-] = für die jeweilige Rauigkeit liegen keine Datenreihen vor)

Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgender Partikel- Wandkollisionen kann unter Annahme einer „Zick- Zack- Bewegung“ der Partikeln im Kanal durch das Verhältnis zwischen der mittleren horizontalen Partikelgeschwindigkeit und der dazugehörigen mittleren vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit abgeschätzt werden. Die Geschwindigkeitsverteilung der sich auf- und abwärtsbewegenden Partikeln ist im Mittel annähernd Null. Betrachtet man nur eine Bewegungsrichtung der Partikeln, z.B. die zum Kanalboden gerichtete, so kann durch Halbierung der vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit die korrespondierende vertikale Partikelgeschwindigkeit angegeben werden.

Aus der mittleren vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit der Partikeln und durch Division von λ_w mit der Kanalhöhe H folgt das Verhältnis:

$$\frac{\lambda_w}{H} = \frac{2U_{P,mittel}}{|v_{P,RMS,mittel}|} \quad (5-9)$$

Die Resultate der mittleren freien Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden Partikel-Wandkollisionen bei unterschiedlicher Partikelgröße und Beladung sind in Tabelle 5-2 aufgeführt. Aus den berechneten Werten wird deutlich, dass mit steigender Partikelgröße die mittlere freie Weglänge λ_w als Folge der von der Wandkollision dominierte Partikelbewegung, abnimmt. Daraus resultiert ebenfalls eine Zunahme des vertikalen Partikel-RMS-Wertes. Eine Vergrößerung der Massenbeladung ist mit einem Anstieg der interpartikulären Kollisionsfrequenz verbunden. Diese verursacht eine Reduktion des vertikalen Partikel-RMS-Wertes und einen Anstieg der mittleren freien Weglänge λ_w , durch Abnahme der Wandkollisionsfrequenz. Aus der Reduktion der Wandrauhigkeit folgt ein Rückgang des vertikalen Partikel-RMS-Wertes, der eine Erhöhung der mittleren freien Weglänge λ_w zur Folge hat.

Diese Schlussfolgerungen kennzeichnen die große Bedeutung von interpartikulären und Partikel-Wandkollisionen auf das Bewegungsverhalten von Partikeln in einer Kanalströmung. Durch numerische Simulationen konnte SOMMERFELD [57] die Erkenntnisse zur mittleren freien Weglänge λ_w in Abhängigkeit von der Partikelgröße, der Beladung und der Wandrauhigkeit bestätigen.

Mittlerer Partikeldurchmesser D_P [μm]	Mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden Partikel-Wandkollisionen, Wandrauhigkeit R2 [m].		Mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden Partikel-Wandkollisionen, Wandrauhigkeit R1 [m].	
	$\eta = 0.1$	$\eta = 1.0$	$\eta = 0.1$	$\eta = 1.0$
60	1.146	-	-	-
100	0.534	0.745	1.298	1.562
190	0.465	0.544	0.896	1.005
625	-	-	-	0.484

Tabelle 5-2 Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge λ_w von der Partikelgröße und der Beladung für unterschiedliche Wandrauhigkeiten ([-] = für die jeweilige Rauigkeit liegen keine Datenreihen vor).

Die mittlere Rauigkeitstiefe der Wand R0 beträgt in Hauptströmungsrichtung $2,32 \mu\text{m}$. Die Änderung des Einflusses der Rauigkeit auf die vertikalen Profile der Luft- und der Feststoffkomponenten sind im Vergleich zur Rauigkeit R1 nur geringfügig. Daher werden im Folgenden nur die Partikelgrößen und Profile vorgestellt, bei denen ein signifikanter Unterschied zum Verlauf der Rauigkeit R1 besteht.

Die vertikalen Profile der $195 \mu\text{m}$ großen Partikeln zeigen deutliche Differenzen bei drei unterschiedlichen Wandrauigkeiten. Die horizontale Geschwindigkeit ist bei der Rauigkeit R0 erwartungsgemäß am höchsten, da der Momentenverlust der Partikeln, hervorgerufen durch die abnehmende Wandkollisionsfrequenz, am kleinsten ist (Abbildung 5-19 a). Die horizontale Schwankungsgeschwindigkeit ist für die Rauigkeit R0 nur in der unteren Kanalhälfte kleiner als im Fall R1 (Abbildung 5-19 b).

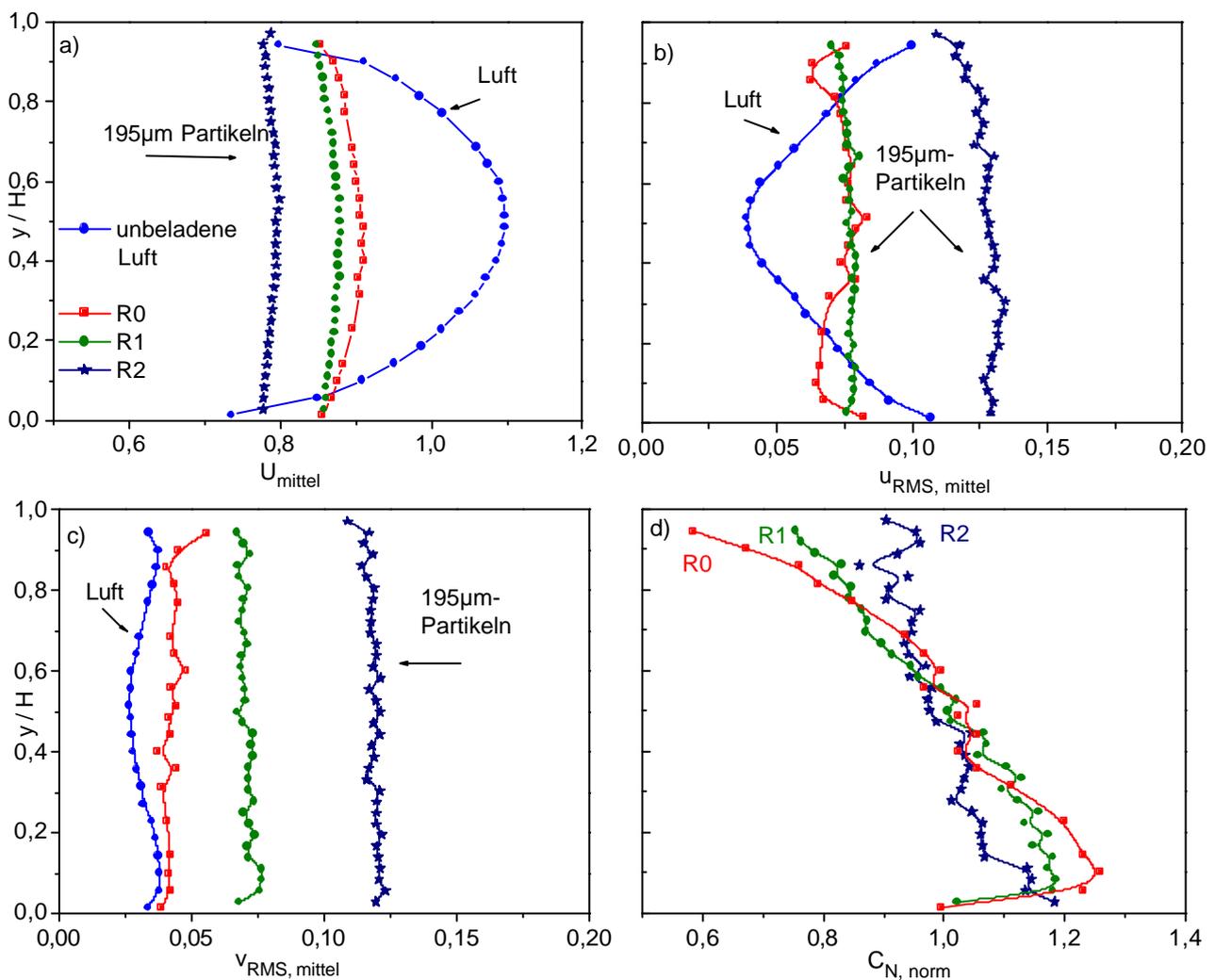


Abbildung 5-19: a-c) Normierte Profile der $195 \mu\text{m}$ - Partikeln bei einem U_{mittel} von $19,7$ (R1 und R2) und $20,2$ m/s (R0) und unterschiedlichen Wandrauigkeiten R0, R1 und R2, $\eta=0,3$: a) horizontale Geschwindigkeit der Partikeln, b) Partikel- RMS- Profil der horizontalen Komponente, c) Partikel- RMS- Profil der vertikalen Komponente, d) Profil der normierten vertikalen Anzahlkonzentration der Partikeln. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Die Ursache liegt in der vertikalen Konzentrationsverteilung der Partikeln. Deren Dispersion über die Kanalhöhe sinkt mit abnehmender Rauigkeit, so dass es zu einem Maximum der normierten Anzahlkonzentration am Boden des Kanals kommt (Abbildung 5-19 d). Die in dieser Region zunehmenden interpartikulären Kollisionen verursachen am Boden des Kanals eine intensivere Verringerung der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit der Partikeln im Vergleich zur Rauigkeit R1 (Abbildung 5-19 b). Mit steigender Wandrauigkeit wird der Rauigkeitseinfluss auf die vertikalen Profile der normierten Anzahlkonzentration deutlich sichtbar. Die zunehmende Dispersion der Partikeln als Folge der ansteigenden Wandkollisionsfrequenz führt dabei zu einem Abbau des vertikalen Konzentrationsgradienten. Die vertikale Schwankungsgeschwindigkeit der Partikeln sinkt, ebenfalls als Resultat der abnehmenden Wandkollisionsfrequenz, mit abnehmender Wandrauigkeit. Dadurch wird der vertikale Schlupf zwischen den beiden Phasen mit abnehmender Wandrauigkeit ebenfalls kleiner.

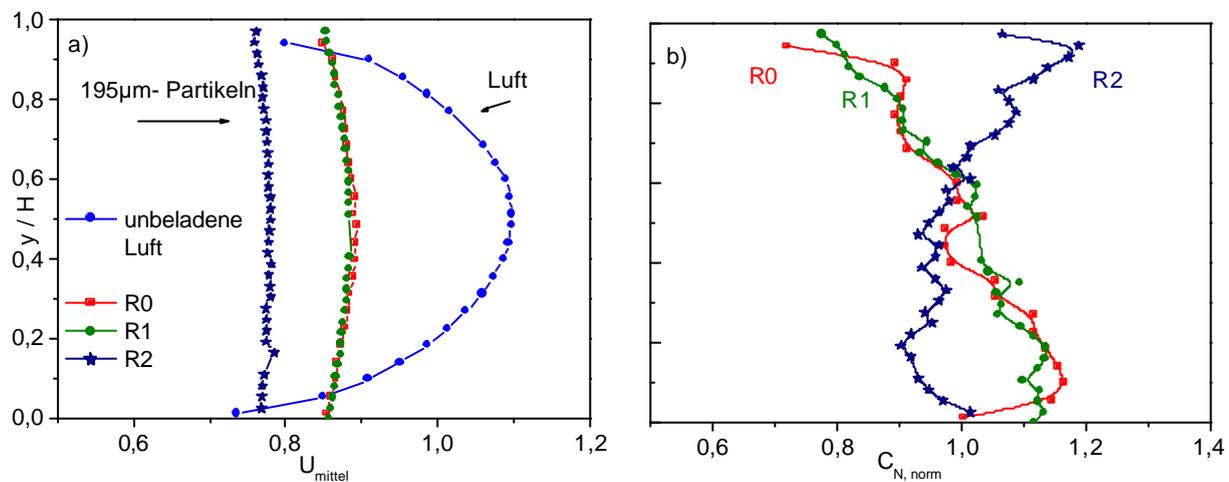


Abbildung 5-20: a-b) Normierte Profile der 195µm Partikeln bei einem U_{mittel} von 19,7 m/s (R1 und R2) sowie 20,2 m/s (R0) und unterschiedliche Wandrauigkeiten R0, R1 und R2, $\eta=1,0$: a) horizontale Geschwindigkeit der Partikel, b) Profil der normierten vertikalen Anzahlkonzentration der Partikeln

Mit steigender Feststoffbeladung von $\eta=0,3$ (Abbildung 5-19 a und c) auf $\eta=1,0$ (Abbildung 5-20 a und b) verringern sich die Differenzen zwischen den vertikalen Partikelpprofilen bei unterschiedlicher Wandrauigkeit R0 und R1. Die Ursachen für die Annäherung der normierten Geschwindigkeits- und Anzahlkonzentrationsprofile liegen im zunehmenden Einfluss der interpartikulären Kollisionen auf das Bewegungsverhalten der Partikeln. Dadurch nimmt mit steigender Anzahlkonzentration der dominante Charakter der Wandrauigkeit auf das Bewegungsverhalten der Partikeln ab.

Wie im Kapitel 5.2.1 beschrieben, kann der Einfluss der Partikelgröße und der Beladung auf eine Turbulenzmodifikation über die Schwankungsgeschwindigkeit der Luft nachgewiesen werden. Bei kleineren Partikeln ($D_p = 135\mu\text{m}$ und $D_p = 195\mu\text{m}$, Wandrauigkeit R0) wird, mit steigender Beladung, im Vergleich zur Rauigkeit R1 (Abbildung 5-5 b und Abbildung 5-6 b), eine deutlichere Abnahme der normierten Luft- RMS- Werte in der unteren Kanalhälfte nachgewiesen (Abbildung 5-21 a und c).

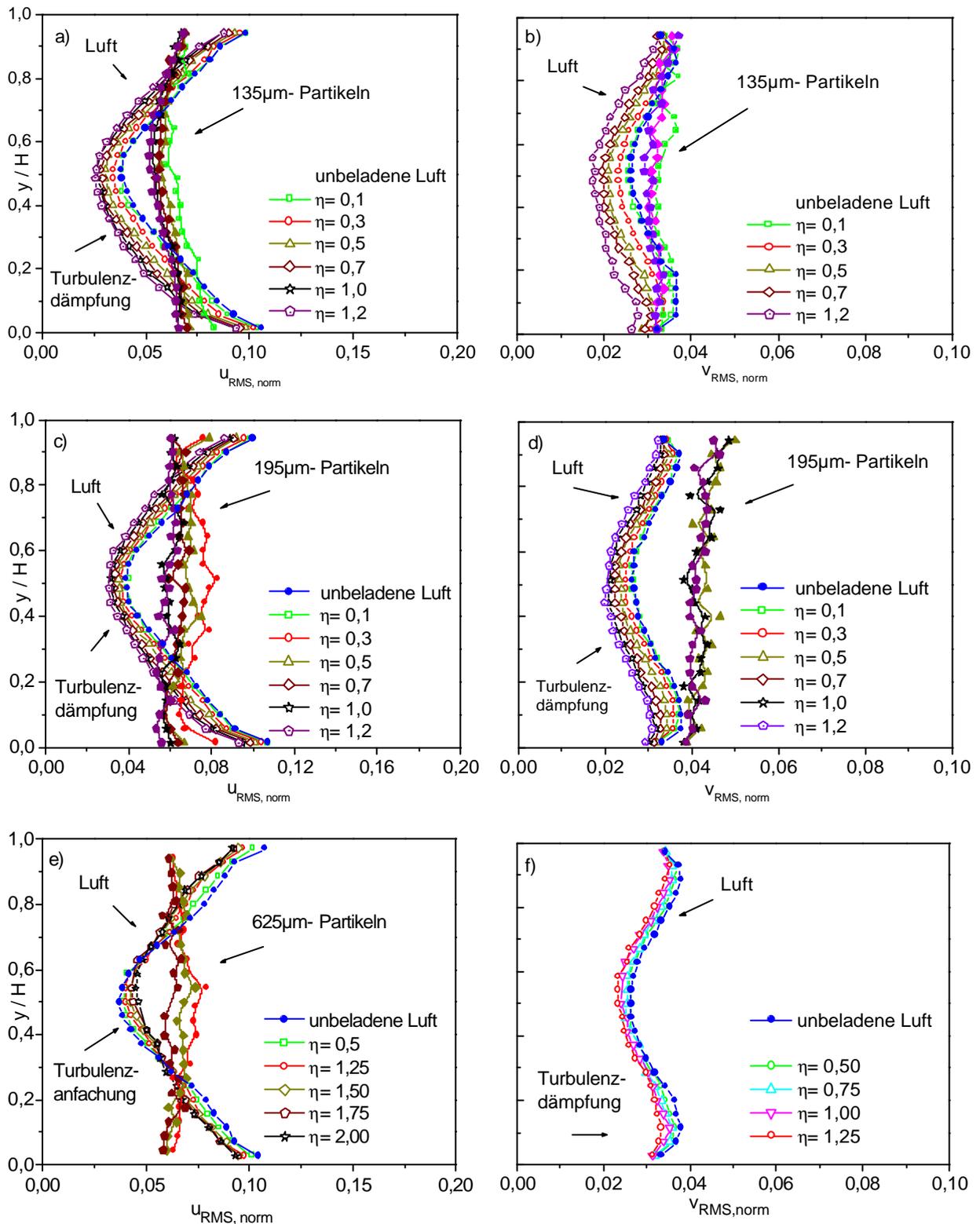


Abbildung 5-21: a und f) Normierte Profile der Luft und der Partikel bei einem U_{mittel} von 20,2 m/s (135 und 195µm) und 20,1m/s (625µm), Wandrauigkeit R0; a, c und e) normierte horizontale Schwankungsgeschwindigkeit; b, d und f) normierte vertikale Schwankungsgeschwindigkeit. Die vertikale Schwankungsgeschwindigkeit der 625µm- Partikeln konnte wegen messtechnischen Begrenzungen nicht erfasst werden. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

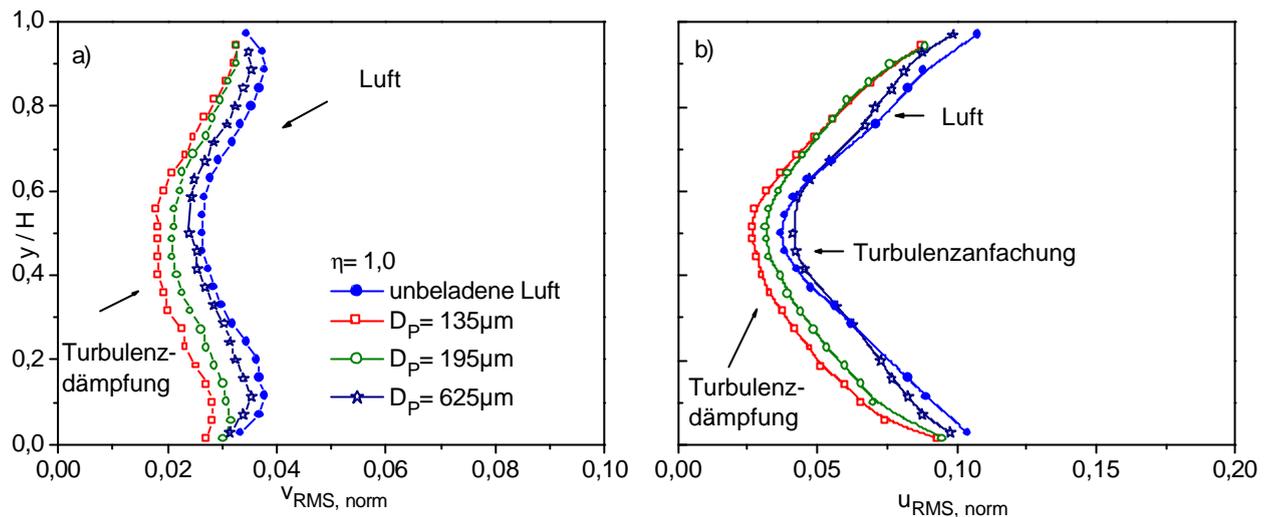


Abbildung 5-22: Normierte a) vertikale und b) horizontale Profile der Luft (U_{mittel} von 20,2 m/s bei 135 und 195 μm - Partikeln und 20,1m/s bei 625 μm) bei einer Beladung von 1,0 für unterschiedliche Partikelgrößen, Wandrauigkeit R0.

Die Dämpfung ist als Folge der vertikalen Verteilung der Anzahlkonzentration in der unteren Hälfte des Kanals notwendigerweise größer als in der oberen. Die geringe vertikale Dispergierung der Partikeln über die Kanalhöhe bei der Wandrauigkeit R0 verursacht den asymmetrischen Verlauf der normierten Luft- RMS- Werte. Die großen Partikeln ($D_p = 625\mu\text{m}$) zeigen, wie erwartet, in der Kanalmitte mit steigender Beladung eine Erhöhung der normierten horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit der Luft (Abbildung 5-21 d).

Auch kann eine Reduzierung der vertikalen Luft- RMS- Werte in Abhängigkeit von der Partikelgröße und der Beladung beobachtet werden. Wie bei der Turbulenzdämpfung der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit der Luft wird auch ihre vertikale Komponente durch den Transport der kleinen Partikeln gedämpft (Abbildung 5-21 b und d). Der Grad der Dämpfung ist dabei direkt abhängig vom Partikeldurchmesser. In der Kanalmitte wird eine annähernde Isometrie der Turbulenz erreicht (Abbildung 5-22 a und b). Jedoch bei großen Partikeln ($D_p = 625\mu\text{m}$) kommt es durch den Partikeltransport mit steigender Beladung nur zu einer sehr geringen Abnahme des vertikalen Luft- RMS- Wertes (Abbildung 5-21 f). Durch Anwesenheit der großen Partikeln können sich, im Gegensatz zur horizontalen Richtung im Kanalzentrum, keine größeren Schwankungsgeschwindigkeiten ausbilden. Am Kanalboden ist dieser Effekt wegen der höheren Anzahlkonzentration der Partikeln am stärksten ausgeprägt. Die normierten horizontalen Partikel- RMS- Werte verlaufen ähnlich wie bei der Wandrauigkeit R1. Mit steigender Beladung wird auch im Fall R0, als Folge der Zunahme interpartikulärer Kollisionen eine Reduzierung der Partikel- RMS- Werte gemessen. Weiterhin wird außerdem eine geringe Abnahme der normierten vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit der Partikeln mit steigender Beladung beobachtet.

Für 645 μm große Polystyrolpartikel ist in der Abbildung 5-23 a) der normierte vertikale Verlauf der horizontalen Geschwindigkeit der Luft- und der Feststoffphase dargestellt. Das Profil der Partikeln zeigt dabei ein deutliches Maximum im Zentrum des Kanals. Da diese Partikeln eine halb so große Dichte besitzen wie die 625 μm - Glaspartikeln und somit ihr Folgevermögen größer ist, wird das Geschwindigkeitsprofil der Partikeln deutlich durch das Profil der Luftströmung beeinflusst (Abbildung 5-23 d).

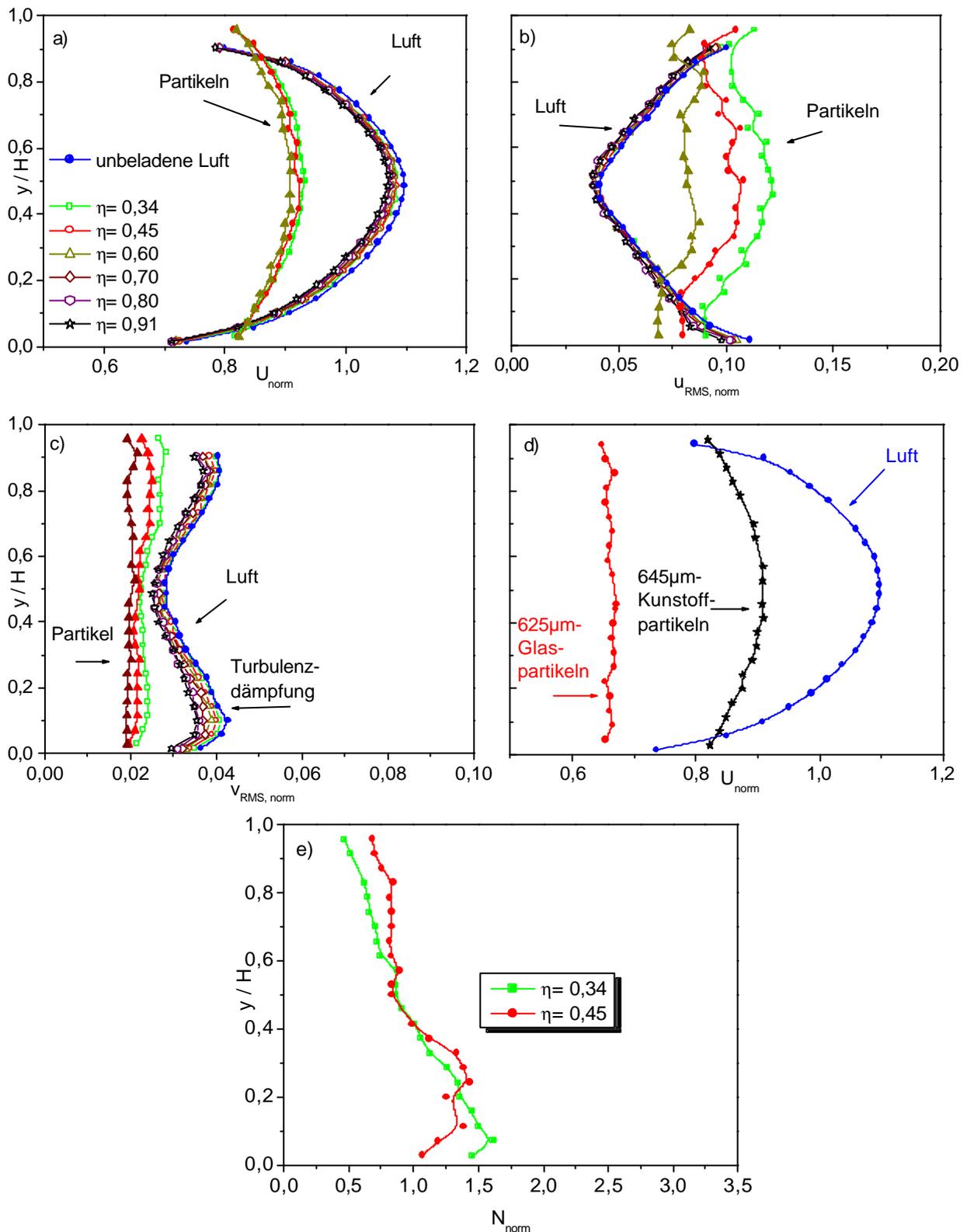


Abbildung 5-23: a-d) Normierte Profile der Luft und der 645µm- Polystyrolpartikeln bei einem U_{mittel} von 20,3 m/s und der Wandrauigkeit R0: a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikeln, b) RMS- Profil der horizontalen Komponente, c) RMS- Profil der vertikalen Komponente, d) Vergleich der normierten horizontalen Partikelgeschwindigkeit der 625µm Glaspartikeln ($\eta=0,7$, $U_{mittel} = 20,1$ m/s) und 645µm Polystyrolpartikeln ($\eta=0,6$), e) vertikales Profil der normierten Samplekonzentration. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Mit steigender Feststoffbeladung kommt es bei den Polystyrolpartikeln in der Kanalmitte im Gegensatz zu den 625µm Glaspartikeln zu keiner Turbulenzanfachung, da die resultierende geringere Schlupfgeschwindigkeit nur eine schwächere Turbulenzmodifikation durch die Partikeln verursacht.

Einen wesentlichen Unterschied zu den bisher vorgestellten Profilen zeigt der Verlauf der normierten vertikalen und horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit der Feststoffphase (Abbildung 5-23 b-c). Schon bei kleinen Änderungen der Massenbeladung wird im Vergleich zu den 625µm- Glaspartikeln (Abbildung 5-21 e), eine deutlichere Abnahme des normierten horizontalen Partikel- RMS- Wertes sichtbar (Abbildung 5-23 b). Auf Grund der geringen Materialdichte der Partikeln ($\rho_p = 1050 \text{ kg/m}^3$) kommt es bei steigender Beladung zu einem größeren Anstieg der Partikel- Anzahlkonzentration, die zunehmende interpartikuläre Kollisionen bewirkt. Diese sind wiederum die Ursache für den deutlichen Rückgang des horizontalen Partikel- RMS- Wertes mit steigender Beladung. Die interpartikulären Kollisionen sind in der Nähe des Kanalbodens als Resultat der vertikalen Konzentrationsverteilung (Abbildung 5-23 e) am höchsten, so dass daraus ein geringer Partikel- RMS- Wert am Kanalboden folgt. Des Weiteren wird bei den interpartikulären Kollisionen die Energie der Partikelschwankungsgeschwindigkeit durch die Elastizität des Polystyrols stärker dissipiert, was zu einer weiteren Verringerung des Partikel- RMS- Wertes führt.

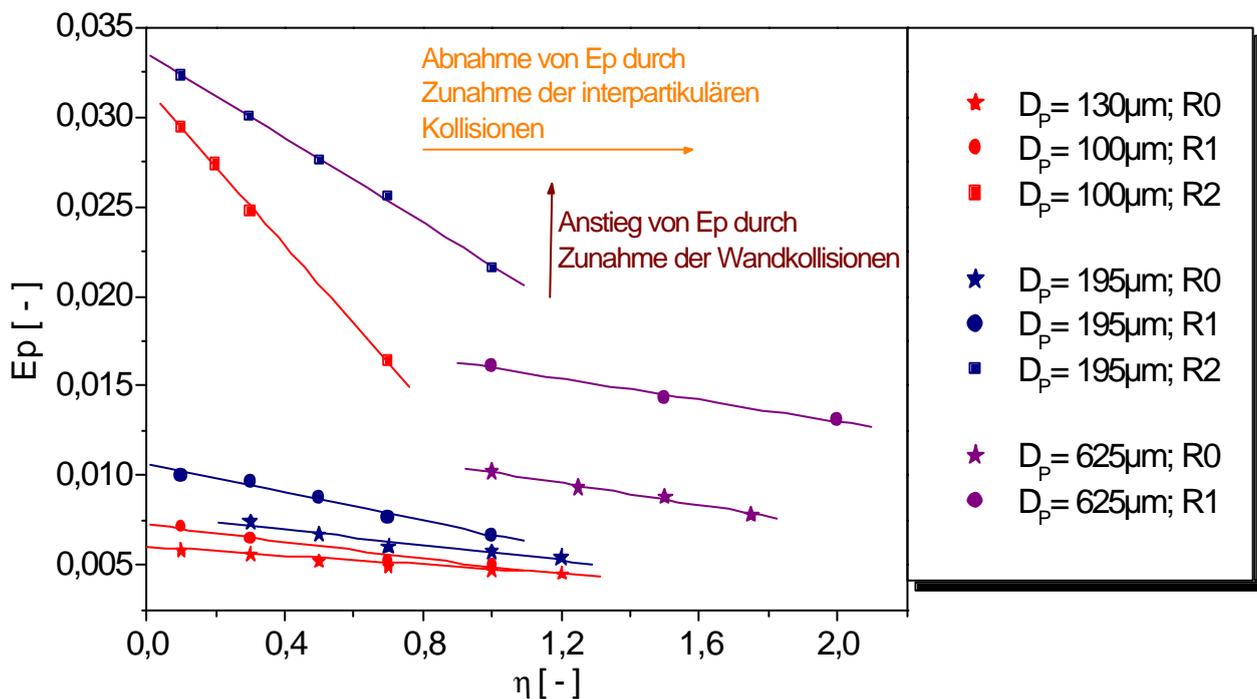


Abbildung 5-24: Normalisierte Energie der Partikelschwankungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Beladung für unterschiedliche Partikelgrößen und Wandrauigkeiten. U_{mittel} zwischen 19,7 und 20,2 m/s.

Für die weitere Charakterisierung der bisherigen experimentellen Ergebnisse zur Partikelbewegung in einer Gas- Feststoffströmung soll die normierte mittlere Energie der Partikelschwankungsgeschwindigkeit E_p eingeführt werden. Der normierte Wert E_p berechnet sich zu

$$E_p = \frac{u_{P,rms,mittel}^2 + v_{P,rms,mittel}^2}{U_{mittel}^2}, \quad (5-10)$$

wobei $u_{P,rms,mittel}^2$ und $v_{P,rms,mittel}^2$ das jeweilige Quadrat der über die Kanalhöhe gemittelte Partikelschwankungsgeschwindigkeit ist.

Aus der Abbildung 5-24 lassen sich zusammenfassend für E_p folgende Schlüsse ziehen:

- Mit steigender Wandrauigkeit kommt es zu einer drastischen Erhöhung der normierten mittleren Energie E_p . Die Ursache liegt in der Zunahme der Wandkollisionsfrequenz und der daraus resultierenden Vergrößerung der vertikalen und horizontalen RMS- Werte.
- Für eine bestimmte Partikelgröße sinkt E_p mit steigender Beladung als Folge der zunehmenden Dissipation, hervorgerufen durch den Anstieg der interpartikulären Kollisionen.
- Bei kleineren Partikeln sinkt E_p mit steigender Beladung deutlicher ab als bei größeren, da die Anzahlkonzentration der kleineren Partikeln mit der Beladung stärker ansteigt. Die Folge ist eine höhere Dissipation der Partikelschwankungsgeschwindigkeit. Dieser Effekt wird besonders bei einer höheren Wandrauigkeit sichtbar.
- Bei konstanter Beladung steigt E_p mit der Partikelgröße als Folge der zunehmenden Dominanz der Wandrauigkeit auf das Bewegungsverhalten der Partikeln an. Dieser Anstieg ist dabei abhängig von der jeweiligen mittleren Rauigkeitstiefe R_i .

5.2.3 Transporteffekte bei nichtsphärischen Partikeln

Das Bewegungsverhalten nichtsphärischer Partikeln sowie deren Einfluss auf die Luftströmung soll im Folgenden näher diskutiert werden. Alle Experimente mit nichtsphärischen Partikeln wurden bei der Wandrauigkeit R_0 durchgeführt, so dass der Einfluss der Rauigkeit auf die Partikelbewegung gering ist. Anhand der nichtsphärischen Duroplastpartikeln I ($D_p = 185\mu\text{m}$), im Folgenden NS I genannt, sollen mit Hilfe der normierten vertikalen Profilen grundlegende Effekte beim pneumatischen Transport in einer Kanalströmung erläutert werden.

In Abbildung 5-25 a) ist das normierte vertikale Profil der horizontalen Partikel- und Luftgeschwindigkeit abgebildet. Das Profil der Feststoffphase zeigt ein deutliches Geschwindigkeitsmaximum in der Kanalmitte, das durch das Profil der Luft als Folge der geringen Materialdichte der Partikeln aber auch auf Grund der Partikelsphärizität (McKAY et al. [33] und MORIKITA et al. [38]) beeinflusst wird. Der Impulsverlust der Luft, hervorgerufen durch den Partikeltransport, ist daher sehr gering. Die Folge ist eine nur unwesentliche Reduzierung der normierten horizontalen Geschwindigkeit der Luft bei steigender Feststoffbeladung. Wie bei den sphärischen Partikeln hat ein Anstieg der Beladung mit

nicht-sphärischen Partikeln NS I eine Abnahme der Luft- RMS- Werte, vor allem in der unteren Kanalhälfte, zur Folge (Abbildung 5-25 b). Eine Turbulenzdämpfung in der oberen Hälfte des Kanals findet nicht statt, da die normierte Samplezahl der Partikeln in diesem Bereich zu klein ist, um eine Reduzierung der Schwankungsgeschwindigkeit der Luft zu verursachen. Dagegen ist bei steigender Beladung eine deutliche Dämpfung in der unteren Hälfte des Kanals als Folge der vertikalen Verteilung der normierten Samplezahl (Abbildung 5-25 d) zu beobachten.

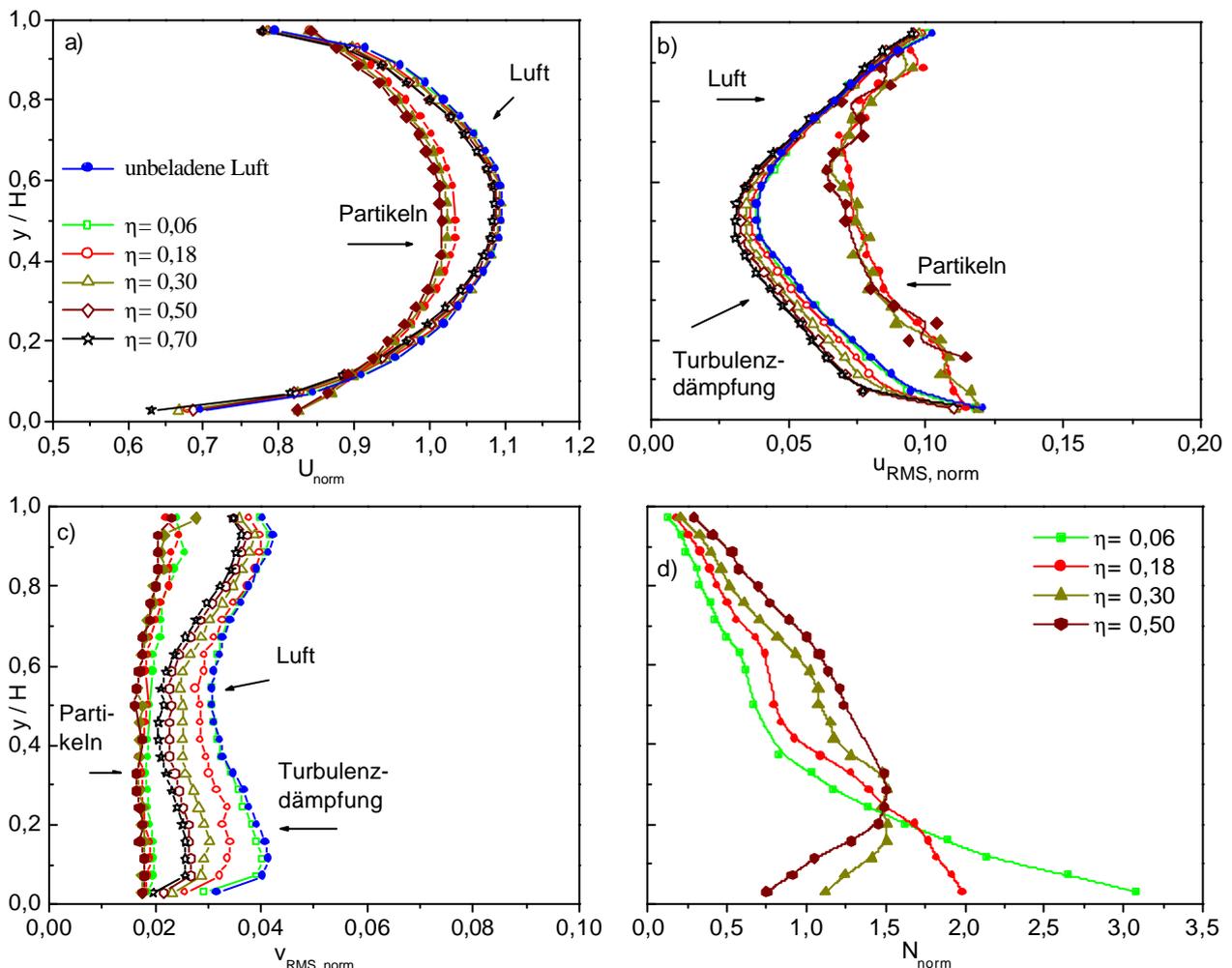


Abbildung 5-25: Normierte Profile der Luft und der 185 μ m Duroplastpartikeln I bei einem U_{mittel} von 19,8 m/s und der Wandrauigkeit R0: a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikeln, b) RMS- Profil der horizontalen Komponenten, c) RMS- Profil der vertikalen Komponenten, d) vertikale Sampleverteilung der Partikeln. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Während bei den sphärischen Partikeln mit steigender Beladung, als Folge der Dissipation, eine Reduzierung der Partikel- RMS- Werte zu erkennen ist, zeigen die Ergebnisse für die NS I- Partikeln keine signifikante Abhängigkeit zwischen den Partikel- RMS- Werten und der Beladung. Bei interpartikulären Kollisionen kommt es, im Gegensatz zu den sphärischen Glaspartikeln, zu Partikeldeformationen (elastische Verformung). Diese Deformationen

führen bei interpartikulären Kollisionen zu einem Abrolleffekt, der eine geringere Dissipation der Bewegungsenergie der Partikel zur Folge hat.

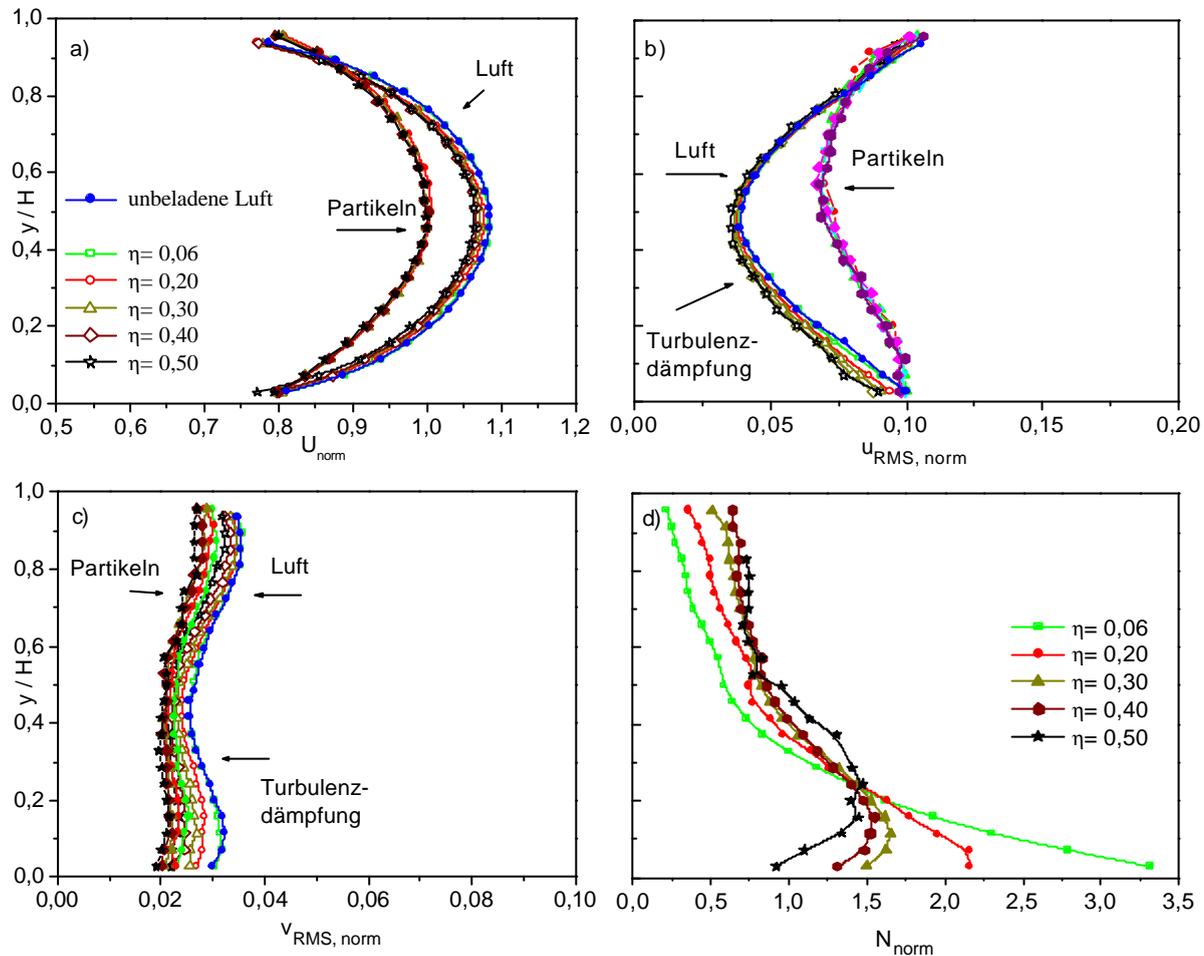


Abbildung 5-26: Normierte Profile der Luft und der 245µm Duroplastpartikeln II bei einem U_{mittel} von 20,4 m/s und der Wandrauigkeit R_0 : a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikel, b) RMS- Profil der horizontalen Komponenten, c) RMS- Profil der vertikalen Komponenten, d) vertikale Sampleverteilung der Partikeln. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Das Minimum des vertikalen Partikel- RMS- Profils liegt nicht genau in der Kanalmitte, sondern ist als Folge der vertikalen Partikelverteilung, leicht nach oben verschoben (bei $y / H = 0,6$). Die drastische Dämpfung der vertikalen Luft- RMS- Werte bei steigender Beladung wird in Abbildung 5-25 c) sichtbar. Dabei wird der Grad der Dämpfung von dem hohen vertikalen Anzahlgradienten der Partikeln beeinflusst. In der unteren Kanalhälfte ist die Dämpfung des vertikalen Luft- RMS- Wertes als Folge der normierten Sampleverteilung wiederum am intensivsten. Ähnlich wie bei den 645µm Polystyrolpartikeln ist die Schwankungsgeschwindigkeit auch für die Duroplastpartikeln I als Resultat der geringen Materialdichte und der Partikelform kleiner als die der Luft. Die normierte vertikale Sampleverteilung der Partikeln (Abbildung 5-25 d) zeigt eine deutliche Abhängigkeit des vertikalen Verlaufes von der Beladung. Wie schon am Beispiel der sphärischen 100µm-Glaspartikeln erläutert, (Kapitel 5.2.2) bildet sich bei einer geringen Beladung als Folge des

schwerkraftbedingten Sedimentierens eine annähernd exponentielle Zunahme der normierten Sampleverteilung von der oberen Kanalwand zum Kanalboden aus. Dieser Effekt ist jedoch wesentlich stärker ausgeprägt als bei den sphärischen Glaspartikeln mit annähernd gleicher Stokeszahl ($St_{130} = 22,2$; $St_{NS1} = 23,3$). Die Ursache liegt in der Partikel-Wandkollision. NS1 Partikeln deformieren sich, ähnlich wie bei interpartikulären Kollisionen, leicht bei der Kollision mit der Wand. Der resultierende Abprallwinkel wird dadurch im Mittel kleiner als bei den sphärischen 130 μm Glaspartikeln und die NS1-Partikeln reichern sich bei geringer Beladung am Kanalboden an.

Im Kapitel 5.2.4.2 werden experimentelle Ergebnisse zur Wandkollision nichtsphärischer Partikeln vorgestellt, die den Abprallwinkel in Abhängigkeit von der Wandrauigkeit sowie von der Partikelform und dem Partikelmaterial näher untersuchen.

Steigt die Beladung an, so tritt der Redispergierungseffekt (Kollision, der in Richtung Kanalboden strömenden Partikeln mit denen vom Kanalboden abprallenden Partikeln) auf, der schon im Kapitel 5.2.2 anhand der sphärischen 100 μm - Glaspartikeln erläutert wurde. Das Maximum der normierten Konzentrationsverteilung verschiebt sich daher auch in Richtung Kanalmitte (Abbildung 5-26).

Die etwas größeren Duroplastpartikeln II ($D_p = 245\mu\text{m}$), im folgenden NS II genannt, zeigen in ihren Profilen einen tendenziell ähnlichen Verlauf wie die NS I- Partikeln. Da jene jedoch etwas größer und schwerer als die NS I- Partikeln sind, ist ihre horizontale Geschwindigkeit geringer und der resultierende Impulsverlust der Luft größer. Der größere Verlust spiegelt sich mit steigender Beladung in einer größeren Geschwindigkeitsabnahme wieder (Abbildung 5-26 a).

Bei steigender Beladung kommt es vor allem in der unteren Kanalhälfte zu einer Turbulenzdämpfung (Abbildung 5-26 b) als Folge der vertikalen Konzentrationsverteilung der Partikeln (Abbildung 5-26 d).

Das Partikelgewicht hat ebenfalls Auswirkungen auf den Verlauf der normierten vertikalen Schwankungsbewegung der Partikeln. Auf Grund der höheren Trägheit gegenüber den NS I- Partikeln steigt der vertikale Partikel- RMS- Wert der NS II-Partikeln an. Die normierten vertikalen Schwankungsbewegungen beider Phasen werden annähernd gleich groß. Als Folge des höheren Gewichtes der Partikeln ist der Gradient der normierten Sampleverteilung bei den größeren NS II- Partikeln höher als bei den NS I- Partikeln, was zu einer stärkeren Anreicherung von Partikeln in Nähe des Kanalbodens führt.

Die großen zylindrischen Polycarbonatpartikeln ($D_p = 487\mu\text{m}$) zeigen in ihren Profilen (Abbildung 5-27) deutliche Unterschiede zu den bisher gezeigten Profilen der Kunststoffpartikeln. Die normierte horizontale Partikelgeschwindigkeit sinkt mit steigender Beladung. Dabei wird außerdem eine leichte Asymmetrie sowohl bei der Partikel als auch bei der Luftkomponente sichtbar. In der unteren Kanalhälfte ist die Geschwindigkeit etwas geringer als in der oberen Hälfte (Abbildung 5-27 a). Zwei Faktoren könnten die Ursache für diese Geschwindigkeitsabnahme sein. Zum einen sind die Partikeln relativ groß, was zu einem deutlichen Verlust an Impuls (für beide Phasen) bei einer Wandkollision führt. Zum

anderen ist die Anzahlhäufigkeit, auf Grund der geringen Materialdichte der Partikeln, relativ hoch, was zusätzlich zu einer höheren Wandkollisionsfrequenz führt.

Die normierten horizontalen Luft- RMS- Werte zeigen im Zentrum eine sehr geringfügige Abnahme der Werte bei steigender Feststoffbeladung (Abbildung 5-27 b). Die nicht-sphärischen Polycarbonatpartikeln besitzen eine etwas geringere Stokeszahl ($St_{\text{Zylinder}} = 60$) als die sphärischen Polystyrolpartikeln ($St_{\text{poly}} = 75,5$). Die Reduzierung des horizontalen Luft-RMS- Wertes ist jedoch bei den nichtsphärischen Polycarbonatpartikeln über die gesamte Kanalhöhe geringer als bei den sphärischen Polystyrolpartikeln. Die Ursache dafür liegt vor allem in der Nichtsphärizität der Partikeln. Durch Wirbelbildung vor den Ecken und Kanten nichtsphärischer Partikeln, verursachen nichtsphärische Partikeln eine schwächere Turbulenzdämpfung als sphärische Partikeln gleicher Stokeszahl.

Die Turbulenzmodifikation in Abhängigkeit von der der Partikel- Stokeszahl und der Form wird im Kapitel 5.3 näher diskutiert.

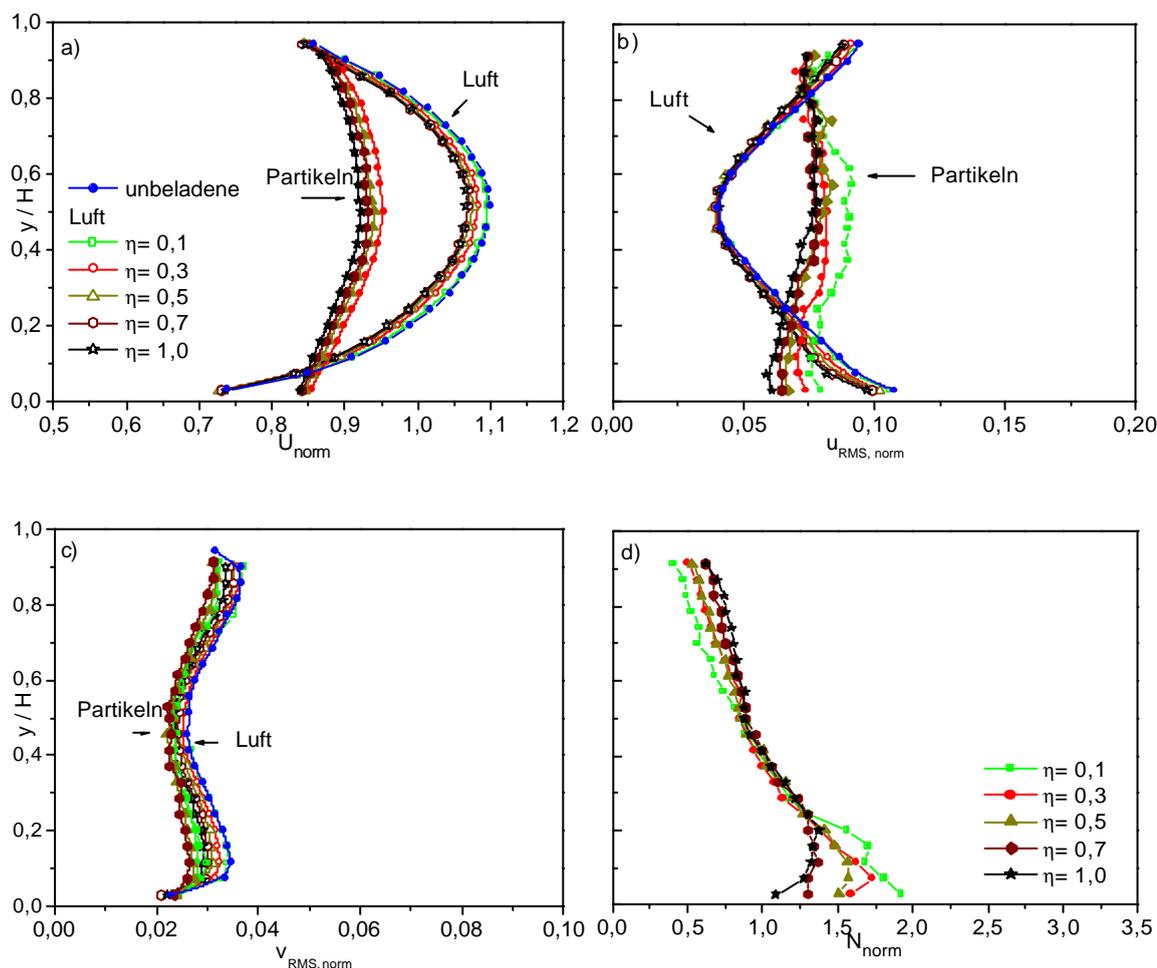


Abbildung 5-27: Normierte Profile der Luft und der 487µm zylindrischen Polycarbonatpartikeln bei einem U_{mittel} von 19,95 m/s und der Wandrauigkeit R0: a) horizontale Geschwindigkeit der Luft und der Partikeln, b) RMS- Profil der horizontalen Komponenten, c) RMS- Profil der vertikalen Komponenten, d) vertikale Sampleverteilung der Partikeln. Die gefüllten Symbole stellen jeweils die Feststoffphase, die leeren Symbole die Gasphase dar.

Die Partikel- RMS- Werte zeigen im Gegensatz zu den kleineren Duroplastpartikeln I und II eine deutliche Abhängigkeit zur Feststoffbeladung. Die interpartikulären Kollisionen verursachen mit steigender Beladung, vor allem im unteren und mittleren Bereich des Kanals (höchste normierte Samplekonzentration), bei den zylinderförmigen Partikeln eine Abnahme des Partikel- RMS- Wertes. Vor allem die Größe der Partikeln ist die Ursache für die Reduzierung des Partikel- RMS- Wertes bei steigender Beladung. Durch ihre Größe steigt auch der normierte vertikale Partikel- RMS- Wert im Vergleich zu den NS II- Partikeln weiter an so dass es zu einer fast vollständigen Überlagerung zwischen den Luft- und den Partikel- RMS- Werten kommt (Abbildung 5-27 c).

Die Dämpfung der normierten vertikalen Luft- RMS- Werte (Abbildung 5-27 c) fällt, wie zu erwarten, schwächer aus als bei den sphärischen Polystyrolpartikeln mit ähnlich hoher Stokeszahl. Als Folge ihres Kollisionsverhaltens mit der Wand ist die Differenz der normierten horizontalen Samplezahl (Abbildung 5-27 d) am Boden des Kanals zwischen den unterschiedlichen Beladungen geringer als bei den NS II- Partikeln (Abbildung 5-26 d). Eine, wenn auch nur schwache, Tendenz der Verschiebung des Samplemaximums in Richtung Kanalmitte, bei steigender Beladung, ist dabei zu beobachten.

5.2.4 Vergleichende Ergebnisse von sphärischen und nichtsphärischen Partikeln

5.2.4.1 Vergleich der vertikalen Profile von sphärischen Glaspartikeln und nichtsphärischen Quarzpartikeln

Im Folgenden soll der Einfluss der Partikelsphärizität auf die vertikalen Profile der Feststoffphase anhand eines Vergleiches zwischen den sphärischen 195 μm - Glaspartikeln und den nichtsphärischen 200 μm - Quarzpartikeln (annähernd gleichgroße Partikelrelaxationszeit), erläutert werden.

Nichtsphärische Quarzpartikeln besitzen im Vergleich zu den sphärischen Partikeln eine leicht höhere normierte horizontale Geschwindigkeit (Abbildung 5-28 a). Bei Quarzpartikeln wird diese Geschwindigkeitsdifferenz im Vergleich zu sphärischen Glaspartikeln im Bereich von $y/H = 0,1 - 0,7$ sichtbar. Des Weiteren bildet sich im Geschwindigkeitsprofil der Quarzpartikeln eine leichte Asymmetrie aus. Das Geschwindigkeitsmaximum liegt nicht in der Kanalmitte, sondern ist leicht Richtung untere Kanalwand ($y/H = 0,4$) verschoben. Die Ursache dafür könnte in der vertikalen Konzentrationsverteilung der Quarzpartikeln (Abbildung 5-28 d) liegen. Partikeln, die von der unteren Kanalwand zurückprallen, verhindern dass nachfolgende Partikeln ebenfalls mit dem Kanalboden kollidieren. Die Folge ist eine niedrige Wandkollisionsfrequenz der Quarzpartikeln, die zu einem geringeren Impulsverlust der Partikeln führt. Zusätzlich halten sich die Quarzpartikeln dadurch länger in der Luftströmung auf, so dass sie auf eine höhere Geschwindigkeit als die der sphärischen Glaspartikeln beschleunigt werden können.

Die normierte horizontale Schwankungsgeschwindigkeit der sphärischen Partikeln ist im Bereich der größeren normierten Samplezahl (bis ca. $y/H=0,3$) als Folge der am Kanalboden zunehmenden interpartikulärer Kollisionen kleiner als die der nichtsphärischen Partikeln (Abbildung 5-28 b). Die vertikalen RMS- Werte der Quarzpartikeln sind, wie bei den anderen nichtsphärischen Partikeln, kleiner als die der Luft (Abbildung 5-28 c).

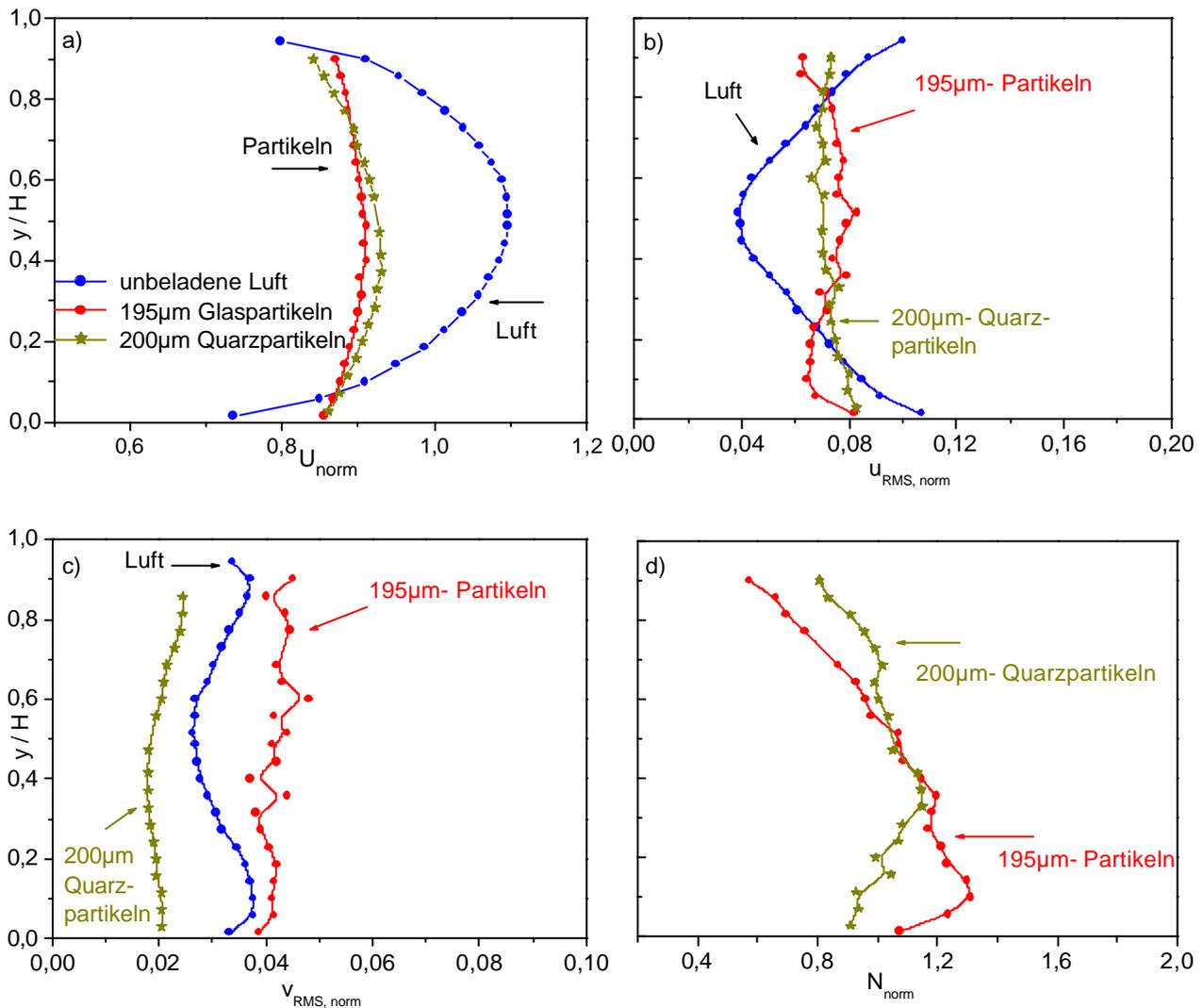


Abbildung 5-28: Normierte Profile der sphärischen 195µm- Glaspartikeln und der nichtsphärischen Quarzpartikeln bei einer Beladung von $\eta=0,3$, einem U_{mittel} von 20,2 m/s ($D_p = 195\mu\text{m}$) und $U_{\text{mittel}} = 20,1$ m/s ($D_p = 200\mu\text{m}$) und der Wandrauigkeit $R0$: a) horizontale Geschwindigkeit der Partikeln, b) RMS- Profil der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit, c) RMS- Profil der vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit, d) vertikale Sampleverteilung der Partikeln.

Aus dem Vergleich der mittleren normierten Energie der Partikelschwankungsgeschwindigkeit E_p (Abbildung 5-29) für sphärische und nichtsphärische Partikeln lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- Bei gleicher Beladung haben kleinere nichtsphärische Partikeln (NS I), im Gegensatz zu sphärischen Partikeln (Abbildung 5-29), einen größeren E_p - Wert als größere

nicht-sphärische Partikeln (NS II). Die Konzentration der NS I- Partikeln am Boden des Kanals ist geringer als die der NS II- Partikeln. Daraus folgt, dass die NS II- Partikeln einen geringeren horizontalen Partikel- RMS- Wert besitzen, was zu einem kleinen E_p - Wert im Vergleich zu NS I- Partikeln führt. Des Weiteren werden die NS I- Partikeln, vor allem in Wandnähe, mehr durch die Strömung der Luft beeinflusst als die NS II- Partikeln was zu einem deutlichen Anstieg der horizontalen NS I- RMS- Werte führt.

- Nicht-sphärische Partikeln, vor allem die NS I und NS II- Partikeln, zeigen eine nur sehr geringere Abnahme (negativer Anstieg der Geraden) von E_p mit steigender Beladung. Bei interpartikulären Kollisionen kommt es zu Partikeldeformationen (elastische Verformung) an den Ecken und Kanten der Partikeln. Diese Deformationen führen bei interpartikulären Kollisionen zu einem Abrolleffekt, der eine geringere Dissipation der Bewegungsenergie der Partikel zur Folge hat.
- Die Quarzpartikeln besitzen im Vergleich zu den sphärischen 195 μm Glaspartikeln (annähernd gleichgroße Partikelrelaxationszeit) ein geringeres E_p . Da die Partikeln sich nicht wie die sphärischen Partikeln entlang des Kanals „Zick- Zack- förmig“ bewegen, wird der vertikale Partikel- RMS- Wert kleiner, die mittlere horizontale Geschwindigkeit der Partikel größer und dadurch der Wert für E_p kleiner.
- Die großen Polystyrolpartikeln verursachen eine steile Abnahme von E_p mit der Beladung. Die Größe und auch die Elastizität der Partikeln verursachen diese hohe Energiedissipation.

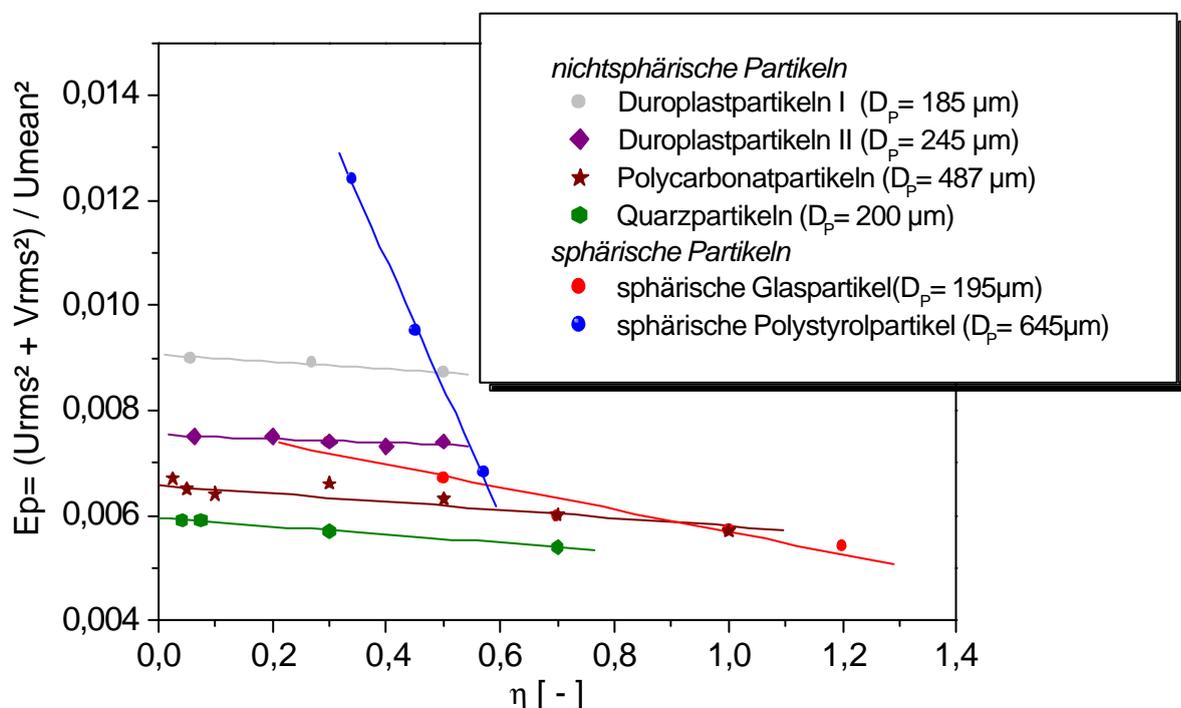


Abbildung 5-29: Normierte Energie der Partikelschwankungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Beladung für unterschiedliche Partikelgrößen und -formen. Wandrauigkeit R_0 , U_{mittel} zwischen 19,8 und 20,2 m/s.

5.2.4.2 Wandkollisionen sphärischer und nichtsphärischer Partikeln

In Abbildung 5-30 ist der vertikale Verlauf der normierten Samplezahl für unterschiedliche Partikelformen -größen und -materialien bei einer Beladung von $\eta=0,06$ dargestellt. Bei dieser geringen Beladung kann der Einfluss von interpartikulären Kollisionen auf den vertikalen Verlauf der normierten Samplezahl vernachlässigt werden. Es zeigt sich, dass die Partikelform und das Partikelmaterial dabei einen entscheidenden Einfluss auf den Verlauf der normierten Samplezahl haben. Die Kunststoffpartikeln bilden einen hohen vertikalen Konzentrationsgradienten aus als Folge der Kollision mit der Wand. Bei der Wandkollision kommt es zu dem bereits erwähnten Abrolleffekt (elastische Deformation der Ecken und Kanten eines Partikels), die ein steiles vertikales Zurückprallen vom Kanalboden vermindern (Abbildung 5-31 a-b). Die Rückprallgeschwindigkeit der Partikeln nach der Kollision muss im Mittel daher am Kanalboden wesentlich kleiner sein als vor der Kollision. Dadurch kommt es, bei gleichem Einfallswinkel α , im Vergleich zu sphärischen Partikeln zu einer deutlichen Aufkonzentrierung am Kanalboden. Der Grad des Abrollens ist dabei direkt von der Sphärizität des Partikels abhängig. Je stärker sich das Partikel von der Kugelform unterscheidet, desto geringer wird die vertikale Geschwindigkeitskomponente des Partikels nach der Wandkollision. Das Konzentrationsmaximum der Partikeln am Kanalboden ist demnach, neben der Partikelgröße und dem Material, direkt abhängig von der Sphärizität der Partikeln.

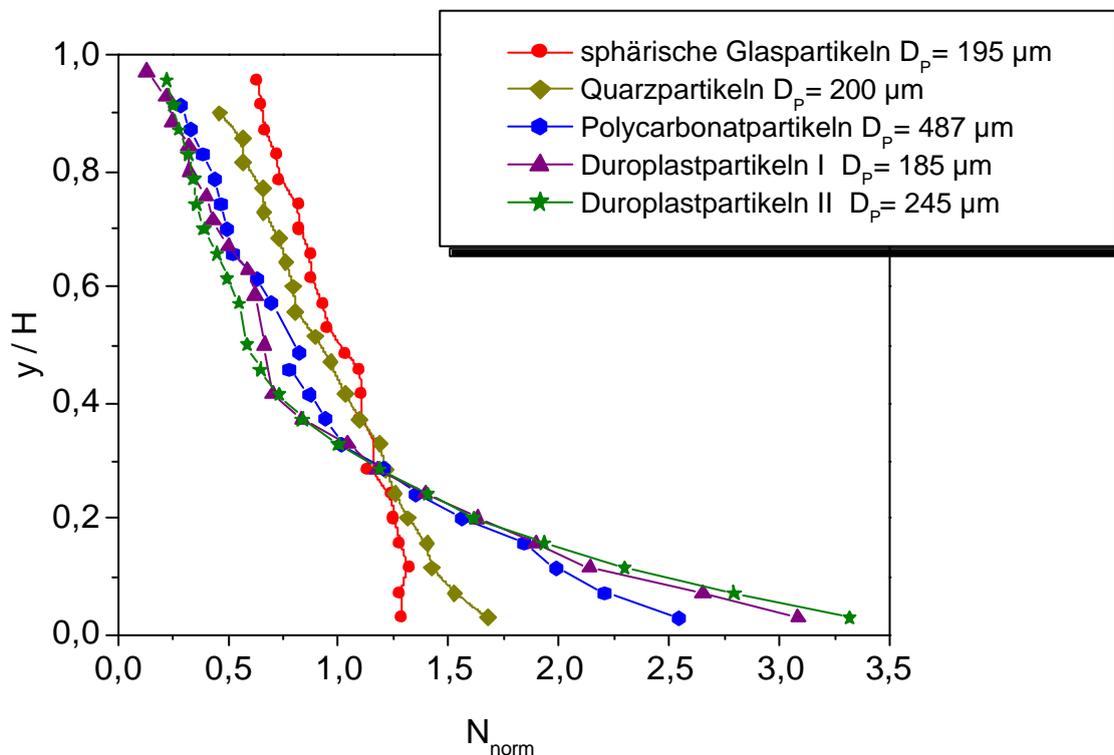


Abbildung 5-30: Vergleich der normierten vertikalen Samplezahl für unterschiedliche Partikelformen -materialien und -größen bei einer Beladung von $\eta=0,06$ (Polycarbonatpartikeln $\eta=0,07$), U_{mittel} zwischen 19,8 m/s und 20,2 m/s, Wandrauigkeit R0.

Zur weiteren Analyse werden im Folgenden die experimentellen Ergebnisse zur Wandkollision vorgestellt. Das Verhältnis der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten der Partikeln vor und nach einer Wandkollision

$$R_v = \frac{V_{P,2}}{V_{P,1}} \quad (5-11)$$

kann in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α und der jeweiligen Partikelform dargestellt werden (Abbildung 5-32)

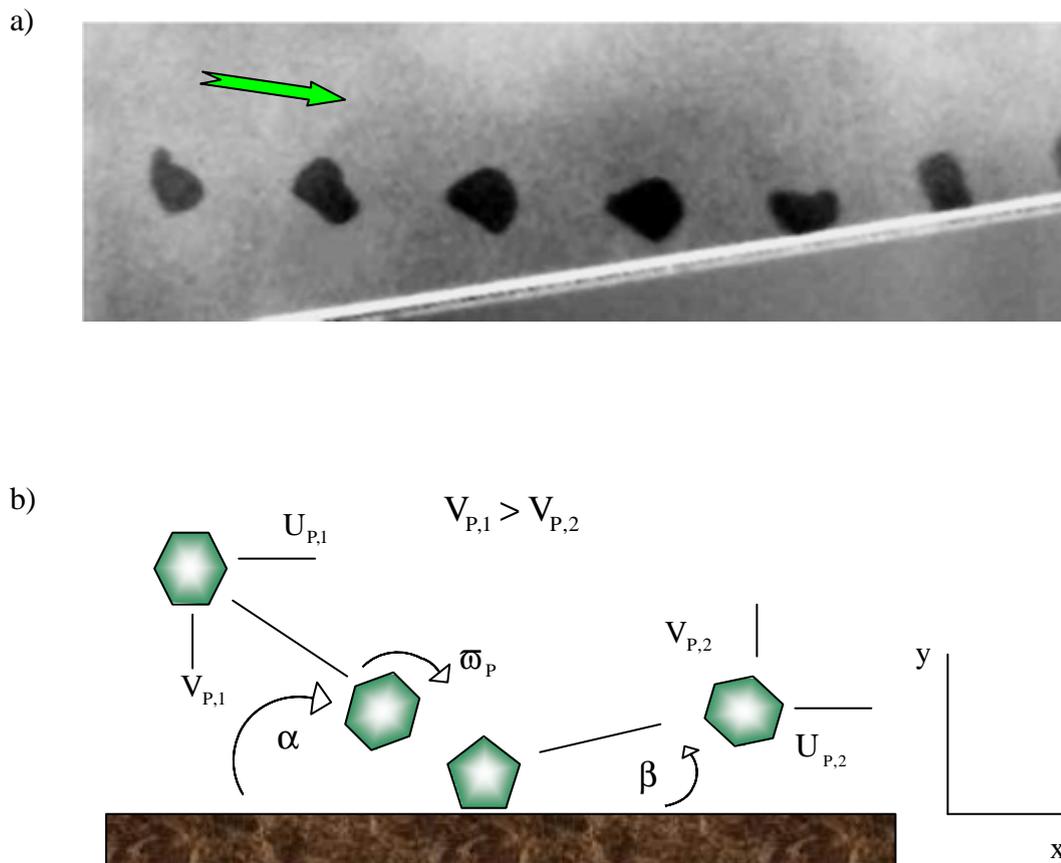


Abbildung 5-31: a) PTV- Aufnahme eines nicht-sphärischen Partikels bei einer Wandkollision. b) Schematische Darstellung des „Abrolleffektes“ bei einer Wandkollision

Aus der Abhängigkeit von R_v zum Einfallswinkel wird deutlich, dass nicht-sphärische Partikeln ab einem Einfallswinkel $\alpha > 15^\circ$ im Mittel eine wesentlich kleinere vertikale Geschwindigkeitskomponente $V_{P,2}$ besitzen als sphärische Partikeln. Daraus resultiert, dass der Rückprallwinkel β im Mittel für nicht-sphärische Kunststoffpartikeln und nicht-sphärische Quarzpartikeln kleiner ist als für sphärische Glaspartikeln (Abbildung 5-33). Die relativ geringe vertikale Geschwindigkeitskomponente $V_{P,2}$ und der daraus folgende kleinere Rückprallwinkel β hätte im Vergleich zu sphärischen Partikeln mit ähnlich hohem $V_{P,1}$ und ähnlich großem Einfallswinkel α eine Konzentrationszunahme von Partikeln am Boden des Kanals zur Folge.

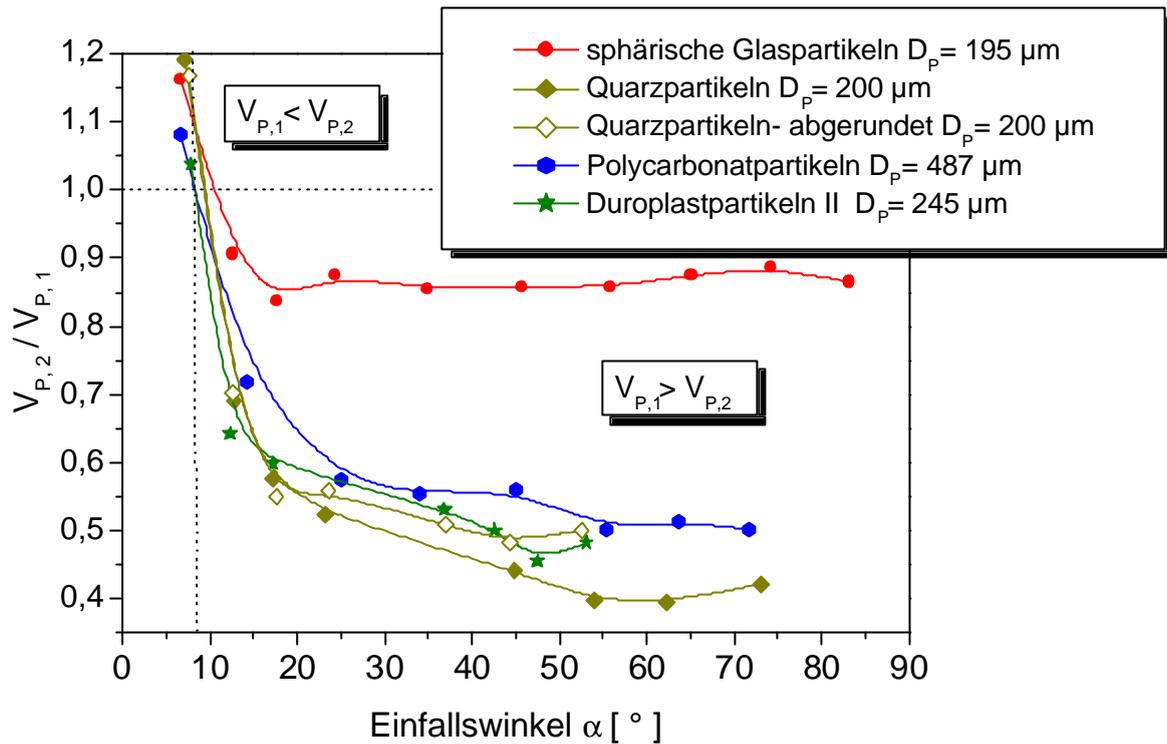


Abbildung 5-32: Verhältnis der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten R_N vor und nach einer Partikel- Wandkollision in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für nichtsphärische und sphärische Partikel. Wandrauigkeit R_0 . Aufprallgeschwindigkeit für alle Partikel im Mittel $10,5 \text{ m/s}$.

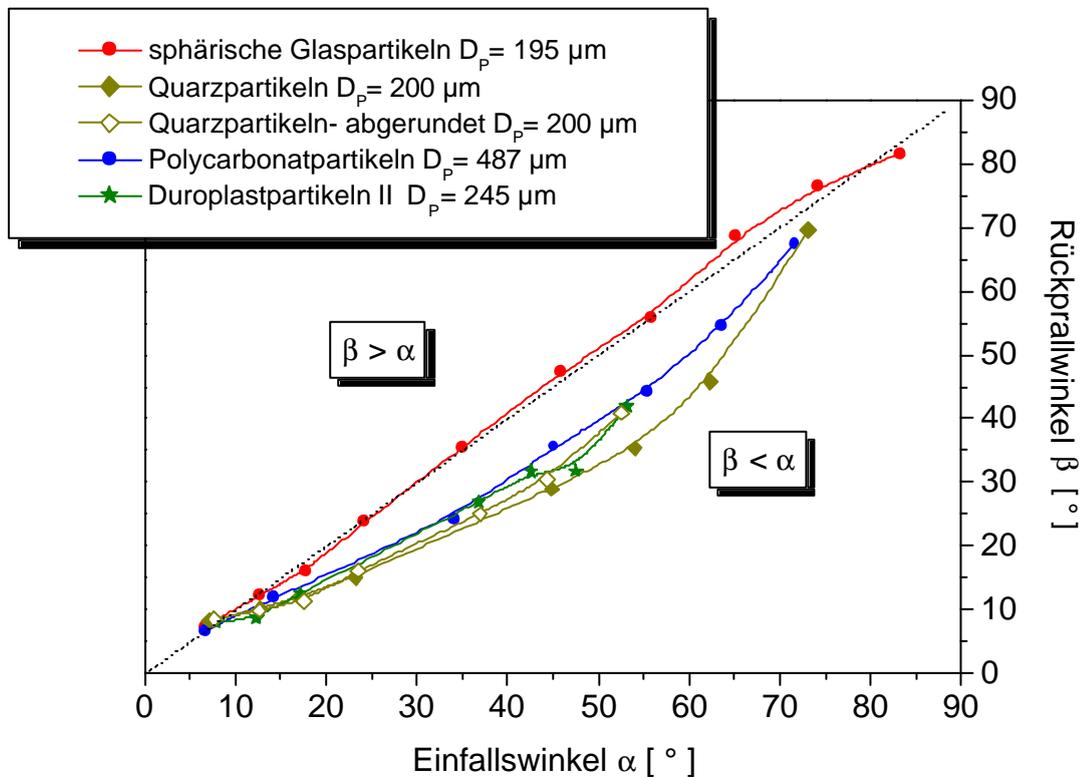


Abbildung 5-33: Rückprallwinkel β der Partikel- Wandkollision in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α für sphärische und nichtsphärische Partikeln.

Das Verhältnis $V_{P,2} / V_{P,1}$ sinkt im Mittel bei einem Einfallswinkel $\alpha > 15^\circ$ in Abhängigkeit von der Partikelart ab. Bei einem Einfallswinkel $\alpha < 8^\circ$ wird $V_{P,2}$ bei allen Partikeln größer als $V_{P,1}$, so dass der Rückprallwinkel im Mittel größer als der Einfallswinkel wird. Diesen Effekt konnten auch SOMMERFELD und HUBER [60] für sphärische Glaspartikeln und nichtsphärische Quarzpartikeln nachweisen. Überschlagsrechnungen ergeben, dass der mittlere Aufprallwinkel der nichtsphärischen Partikeln im Flachkanal ca. $0,8^\circ$ und für die sphärischen $195\mu\text{m}$ Partikeln ca. $1,2^\circ$ ist. Diese Auftreffwinkel konnte bei den Experimenten zur Wandkollision nicht realisiert werden.

Den Einfluss der Sphärizität auf die vertikale Geschwindigkeitskomponente der Partikeln nach der Wandkollision, $V_{P,2}$, zeigt der Vergleich der Quarzpartikeln vor und nach dem pneumatischen Transport im Flachkanal. Die durch Reibung im Kanal abgeflachten Quarzpartikeln besitzen ein im Mittel etwas höheres $V_{P,2}$ als Quarzpartikeln ohne Abrieb. Die Abrundungen der Partikelkanten verursachen einen nachweislich höheren Abprallwinkel. Es lässt sich schlussfolgern, dass schon geringste Änderungen der Partikelform einen wesentlichen Einfluss auf das Abprallverhalten hinsichtlich der Geschwindigkeit $V_{P,2}$ und des Abprallwinkels β der Partikeln haben. Ein Vergleich der Fotos (Abbildung 5-34 a und b) vor und nach dem pneumatischen Transport im Flachkanal zeigt, dass nur die Quarzpartikeln durch den Abrieb in ihrer Sphärizität verändert wurden. Die Kunststoffpartikeln zeigen als Folge ihrer Elastizität bei Kollisionen keine Änderungen in ihrer Form (Abbildung 5-34 c-d).

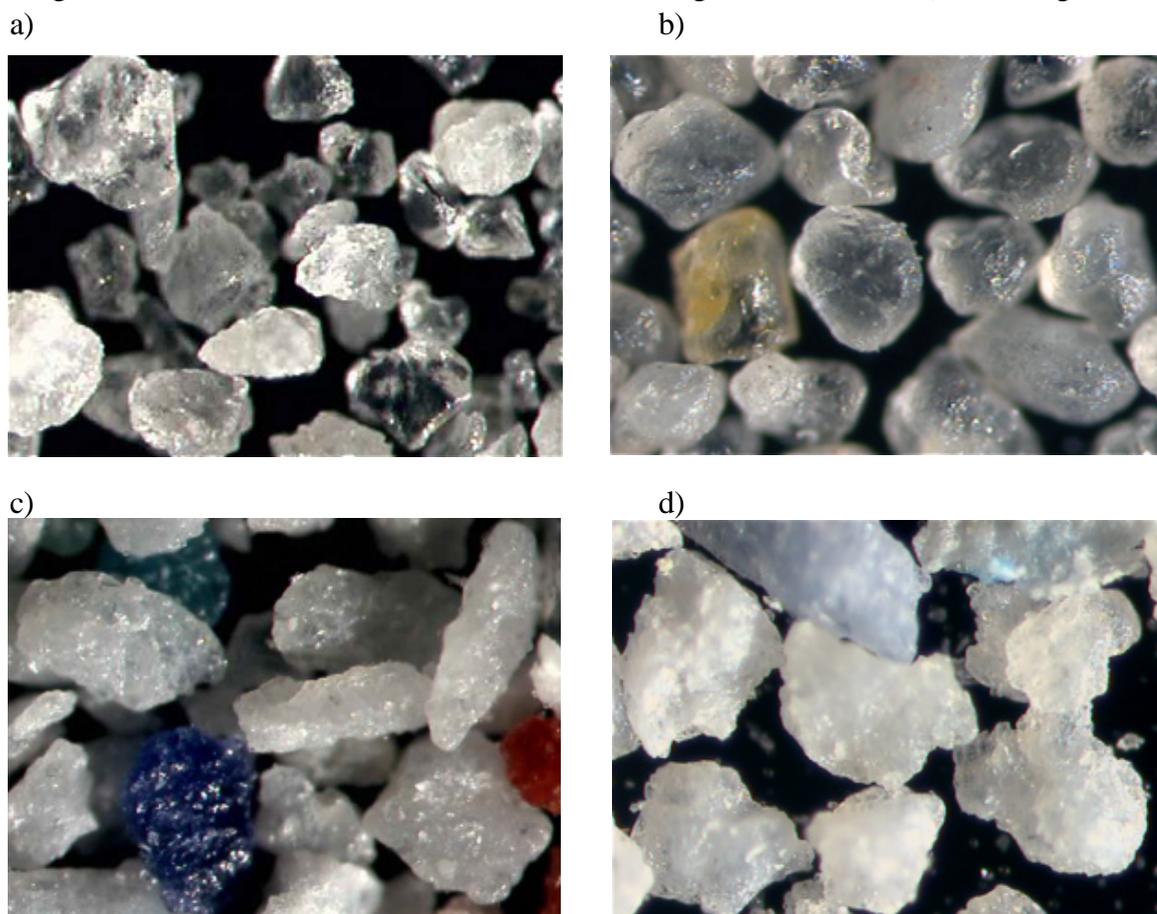


Abbildung 5-34: a) Quarzpartikeln vor der Messung im Kanal b) durch Abriebseffekte abgerundete Quarzpartikeln ($D_P = 200\mu\text{m}$); Keine Abriebseffekte bei den Kunststoffpartikeln erkennbar. Als Beispiel : c) NS II- Partikeln vor der Messung d) nach der Messung im Kanal.

Der Einfluss der Wandrauigkeit auf das Wandkollisionsverhalten nichtsphärischer Partikeln kann an Hand der abgerundeten Quarzpartikeln nachgewiesen werden. Die hohe Wandrauigkeit R3 hat, im Vergleich zu der glatten Wand R0, eine größere vertikale Geschwindigkeitskomponente $V_{P,2}$, und somit auch einen steileren Abprallwinkel β der Quarzpartikeln zur Folge. Vor allem im Bereich kleiner Aufprallwinkel α wird der Abroll-effekt nichtsphärischer Partikeln durch die Rauigkeitsstruktur vermindert (Abbildung 5-35). Dadurch wird, ähnlich wie bei sphärischen Glaspartikeln nachgewiesen (Abbildung 5-11), bei höherer Wandrauigkeit eine stärkere transverse Dispersion der Feststoffkonzentration verursacht.

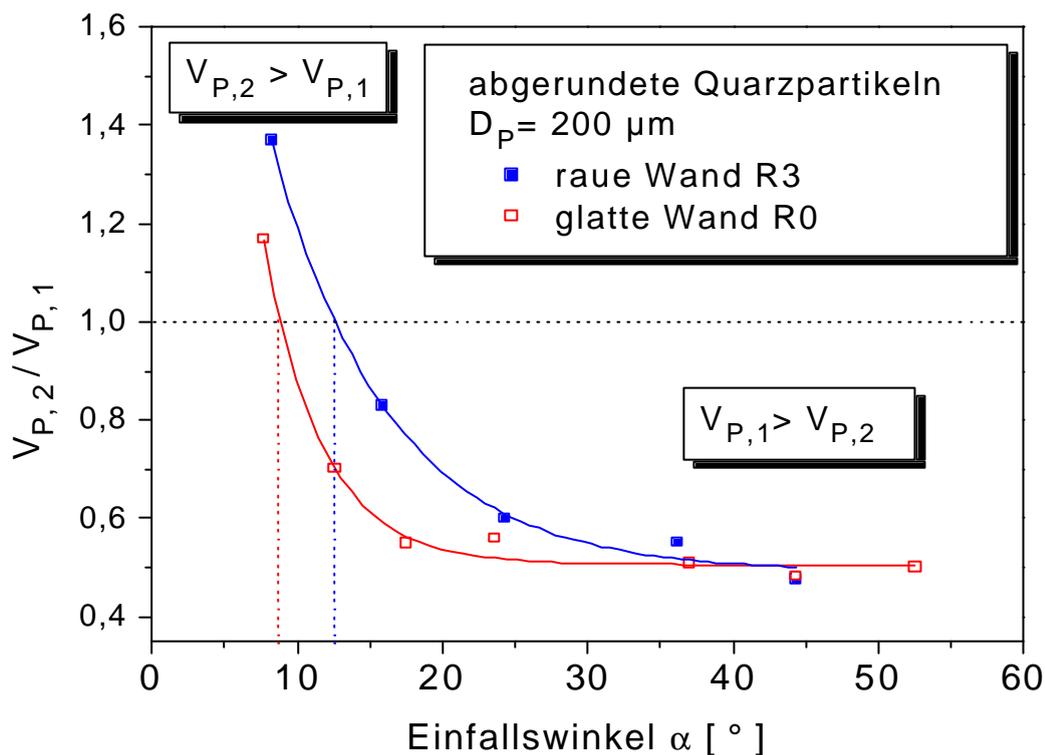


Abbildung 5-35: Verhältnis der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten R_V vor und nach einer Partikel-Wandkollision in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für nichtsphärische Quarzpartikeln bei unterschiedlicher Wandrauigkeit R3 und R0. Aufprallgeschwindigkeit für alle Partikeln im Mittel 10,5 m/s.

5.3 Turbulenzmodifikation

5.3.1 Änderung des horizontalen Luft- RMS- Wertes in Abhängigkeit von der Beladung und der Partikelart

Die Änderung der Schwankungsgeschwindigkeit der Luft in Abhängigkeit von der Beladung und der Partikelgröße ist ein Maß für die Anfachung und Dämpfung von Turbulenz. Bei kleineren Partikeln nimmt die Turbulenz der Gasphase infolge der Kopplung mit steigender Beladung ab, während sie bei größeren Partikeln zunimmt [15], [20]). Neben der Partikel-

größe und der Beladung ist jedoch auch die Partikelform ein entscheidendes Kriterium für das Maß der Turbulenzmodifikation.

In Abbildung 5-36 ist die prozentuale Änderung der horizontalen RMS- Werte der Luft bei steigender Beladung für unterschiedliche Partikelformen aufgetragen. Die prozentualen Angaben beziehen sich dabei auf die Änderung der Luft- RMS- Werte im Vergleich zu den RMS- Werten der Einphasenströmung. Wie im Kapitel 5.2.1 beschrieben, können sich nur in der Kanalmitte Nachlauferscheinungen bei größeren Partikeln ausbilden. Daher beziehen sich alle folgenden Vergleiche und Analysen zur Turbulenzmodifikation vor allem auf die Kanalmitte. In der zusammenfassenden Darstellung (Abbildung 5-36) lässt sich der Übergang von der Turbulenzdissipation zur Turbulenzproduktion, in Abhängigkeit von der jeweiligen Partikelart, deutlich erkennen. Kleine sphärische Glaspartikeln ($D_p = 100\mu\text{m}$ und $195\mu\text{m}$) verursachen eine eindeutige Turbulenzdämpfung während größere sphärische Glaspartikeln eine Anfachung von Turbulenz bei steigender Beladung zur Folge haben. Im Vergleich zu den sphärischen Partikeln ist die Turbulenzdämpfung der nichtsphärischen weniger intensiv und eine Anfachung von Turbulenz kann bei den verwendeten Partikeln, in der Kanalmitte, nicht beobachtet werden (Vergleich sphärische $195\mu\text{m}$ - Glaspartikeln und $200\mu\text{m}$ - Quarzpartikeln in Abbildung 5-36).

Der Anstieg der Geraden in Abbildung 5-36

$$n = \frac{\text{Prozentuale Änderung der Turbulenz} [\%]}{\text{Beladung} [-]}, \quad (5-12)$$

mit

$$\text{der prozentualen Turbulenzänderung} [\%] = \left(100 - 100 \cdot \frac{u_{\text{RMS, Kanalmitte; beladene Luft}}}{u_{\text{RMS, Kanalmitte; unbeladene Luft}}} \right) (-1), \quad (5-13)$$

beschreibt den Einfluss der Beladung auf die Intensität der Turbulenzmodifikation. Dieser Anstieg steht in Abhängigkeit zur Stokeszahl (Gleichung 3.8) und somit zum Folgevermögen der Partikeln. In Abbildung 5-37 ist die Intensität der Turbulenzmodifikation in Abhängigkeit von der Stokeszahl aufgetragen. Für kleine Stokeszahlen, $St < 60$, kann bei sphärischen und nichtsphärischen Partikeln eine Turbulenzdämpfung infolge des Impulsverlustes der Luft durch den Partikeltransport in Wirbeln beobachtet werden. Ab einer Stokeszahl von $St \approx 94$ kommt es bei sphärischen Partikeln zu einem Übergang von der Turbulenzdissipation hin zur Turbulenzproduktion. Der Einfluss der Materialdichte der Partikeln auf den Grad der Turbulenzmodifikation wird am Beispiel der $645\mu\text{m}$ - Polystyrolpartikeln im Vergleich zu den etwa gleichgroßen $625\mu\text{m}$ - Glaspartikeln sichtbar. Während die Polystyrolpartikeln, als Folge ihrer geringeren Partikelrelaxationszeit eine Turbulenzdämpfung verursachen, haben die Glaspartikeln eine deutliche Turbulenzanfachung zur Folge.

Alle in dieser Arbeit verwendeten nichtsphärischen Partikeln verursachen eine geringere Turbulenzdämpfung als sphärische Partikeln gleicher Stokeszahl. Die kritische Stokeszahl St_{kritisch} , die den Übergang von der Turbulenzdissipation zur Turbulenzproduktion beschreibt, ist bei nichtsphärischen Partikeln kleiner als bei sphärischen.

$$St_{\text{kritisch, nichtsphärisch}} < St_{\text{kritisch, sphärisch}} \quad (5-14)$$

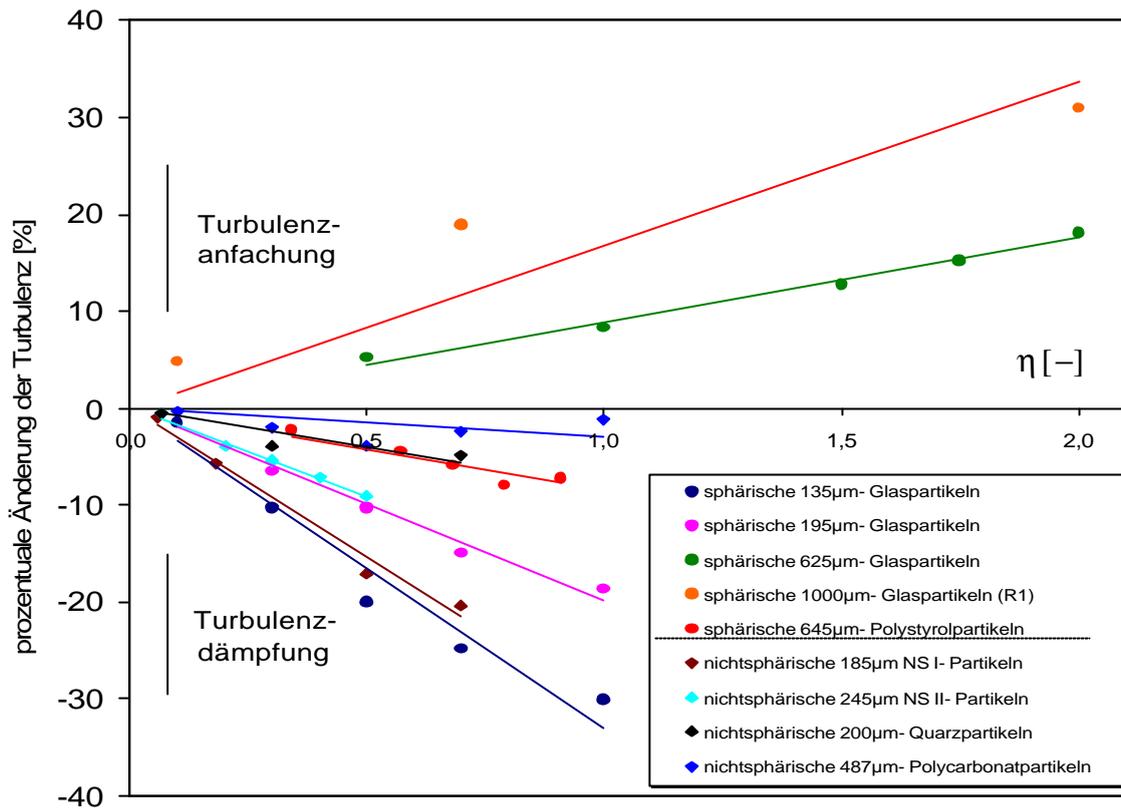


Abbildung 5-36: Turbulenzmodifikation in Abhängigkeit von der Beladung für unterschiedliche Partikelarten. U_{mittel} zwischen 19,9 und 20,2 m/s, Wandrauigkeit R0.

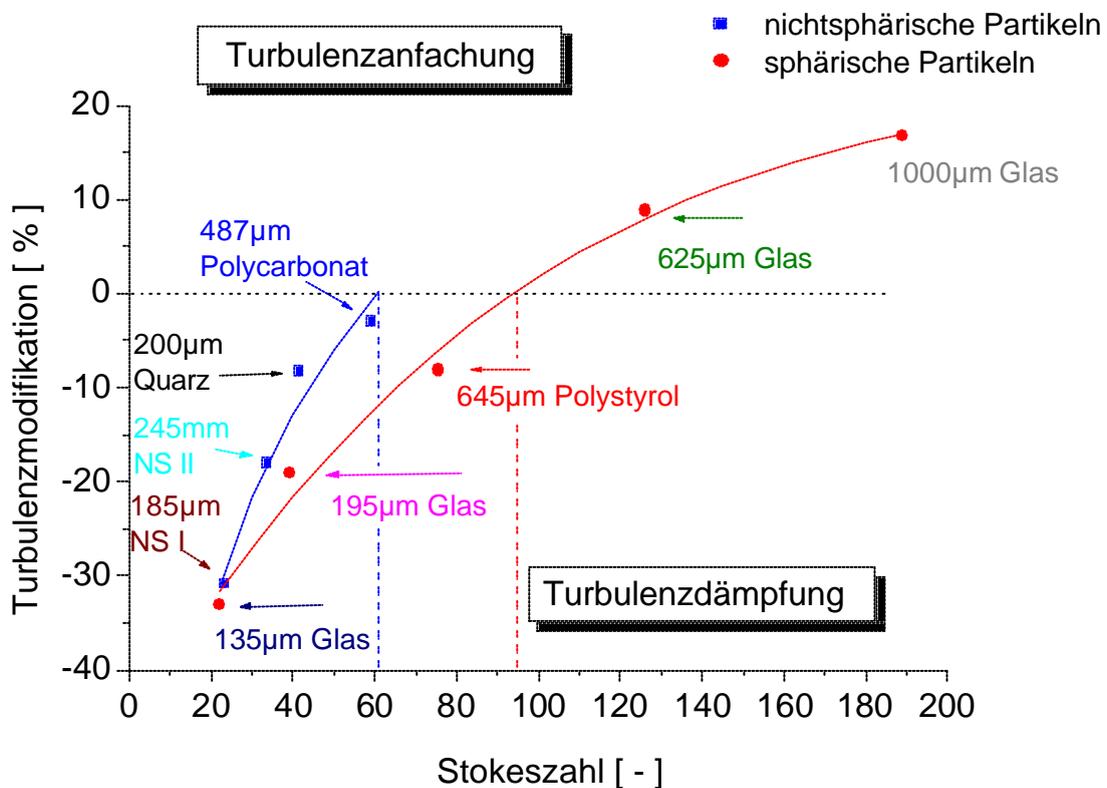


Abbildung 5-37: Intensität der Turbulenzmodifikation in Abhängigkeit von der Stokeszahl für sphärische und nichtsphärische Partikeln.

Aus den bisher dargestellten Ergebnissen zur Turbulenzmodifikation lassen sich zusammenfassend folgende wesentliche Schlüsse ziehen:

- Nichtsphärische Partikeln verursachen eine geringere Turbulenzdämpfung als sphärische Partikeln gleicher Stokeszahl. Aus der kleineren Schlupfgeschwindigkeit resultiert ein geringerer Impulsverlust der Luft, der sich in einer geringeren Turbulenzdämpfung äußert. Des Weiteren bilden sich vor den Ecken und Kanten kleine Wirbel aus, die eine intensivere Dämpfung der Turbulenz verringern.
- Bezogen auf die Stokeszahl, wird bei nichtsphärischen Partikeln der Übergang von der Turbulenzdissipation zur Turbulenzproduktion eher erreicht als bei sphärischen Partikeln.
- Die Turbulenzanfischung durch nichtsphärische Partikeln wird vermutlich, stärker ausfallen als bei sphärischen Partikeln gleicher Stokeszahl, da die Ausbildung von Ablöseerscheinungen durch ihre Nichtsphärizität gestärkt wird.
- Die Sphärizität der Partikeln hat, bei Gas- Feststoffgemischen einen wesentlichen Einfluss auf die Intensität der Turbulenzmodifikation.

5.3.2 Analyse der Turbulenzmodifikation mit Hilfe von Energiespektren

Zur weiteren Interpretation der Turbulenzbeeinflussung durch Feststoffpartikeln werden Energiespektren für unterschiedliche Partikelgrößen und Beladungen vorgestellt. Die Berechnung der Spektren basiert auf der FFT- Berechnung unter Verwendung des „Sample and Hold“- Verfahrens [10]. Anschließend werden die Werte mit Hilfe des Papoulis- Filter geglättet. Die aus den Zeitreihen resultierenden Energiespektren beschreiben die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie auf die Frequenz. Die gemessene turbulente kinetische Energie der Gasphase entspricht bei einer derartigen Auftragung dem Integral des Energiespektrums über den gesamten Frequenzbereich der Schwankungsbewegung [41]. Wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, ist der auszuwertende Frequenzbereich durch die maximale und die minimale Grenzfrequenz f_G sowie durch das Kolmogorov'sche Längenmaß τ_K begrenzt. Die Energiespektren werden in der Literatur oft normiert auf den jeweiligen lokalen u_{RMS}^2 -Wert dargestellt [18]. Lokale Spektren, die bei unterschiedlichen Reynoldszahlen aufgenommen wurden, können dadurch miteinander verglichen werden. Der Einfluss unterschiedlich hoher Schwankungsgeschwindigkeiten auf den absoluten Wert der Energiespektren wird dadurch eliminiert. Die Informationen über die Folgen der dispersen Phase auf den Verlauf der Spektren bleiben dabei erhalten.

In Abbildung 5-38 und Abbildung 5-39 ist der charakteristische Verlauf des Energiespektrums für kleine ($D_P = 195\mu m$) und große ($D_P = 625\mu m$) Partikeln dargestellt. Die $195\mu m$ - Glaspartikeln verursachen über die gesamte Kanalhöhe mit steigender Beladung eine Abnahme der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit der Luft. Das Energiespektrum zeigt eine eindeutige Reduktion der Energie für Frequenzen von ca. 50 Hz aufwärts. Das

Zweiphasen- Spektrum verläuft nahezu parallel zur unbeladenen Luft. Steigt die Beladung an, resultiert aus der Turbulenzdämpfung eine Abnahme der turbulenten Energie. Die Reduktion der Energie kann ab einer Frequenz von > 150 Hz nachgewiesen werden. Das Integral der einzelnen Kurven und somit die Energie der horizontalen Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit sinken mit steigender Beladung. Im Gegensatz dazu verursachen große Partikeln einen deutlichen Anstieg der spektralen Energie. Für größere Frequenzen (> 60 Hz), also kleinere Wirbelstrukturen, ergibt sich mit steigender Beladung im Zentrum des Kanals eine deutliche Erhöhung der spektralen Energie. Ab einer Frequenz von 200 Hz ist die Anstiegsrate der spektralen Energie mit steigender Beladung konstant. Für eine Flüssig- Feststoffströmung konnte dieser Effekt auch von SATO und HISHIDA [50] nachgewiesen werden. Die tendenziellen Verläufe der Energiespektren bezüglich der Turbulenzreduktion und -produktion, korrespondieren mit den gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung.

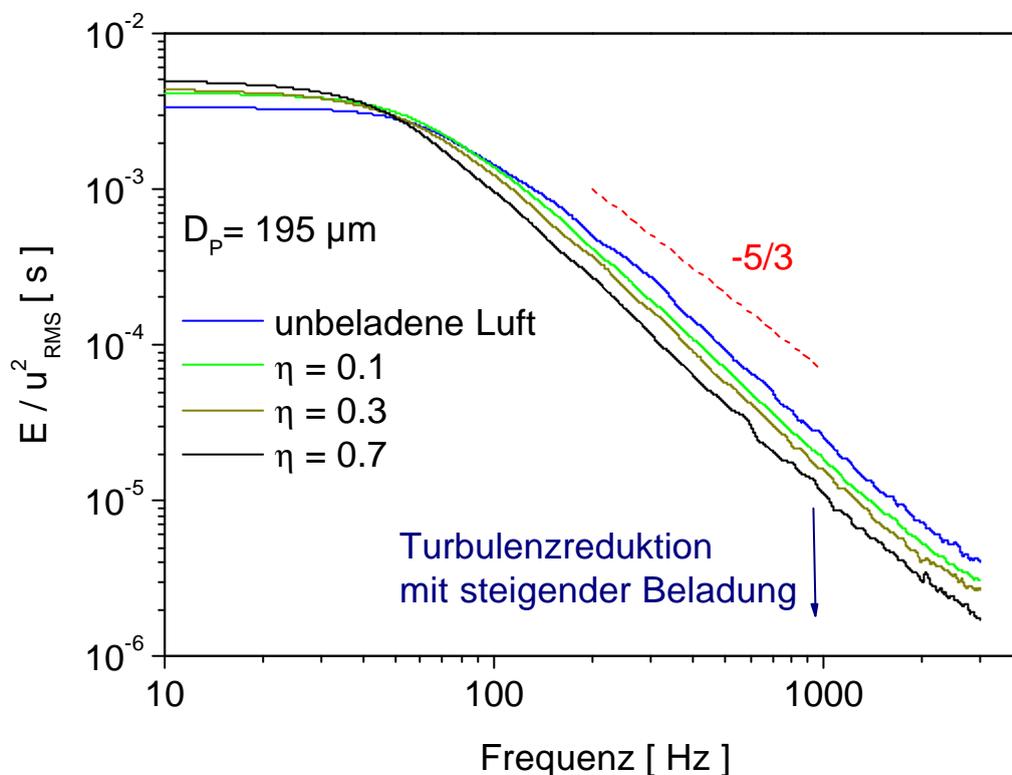


Abbildung 5-38: Energiespektrum der horizontalen Geschwindigkeitskomponente im Zentrum des Kanals bei verschiedenen Feststoffbeladungen ($U_{mittel}=19,7$ m/s, Wandrauhigkeit R1, $D_p=195\mu m$).

In Abbildung 5-40 sind Energiespektren in unterschiedlichen Abständen zum Kanalboden aufgetragen. Entsprechend dem Profil der Schwankungsgeschwindigkeiten (Abbildung 5-21 a) ist die spektrale Energie am Kanalboden über dem gesamten Frequenzbereich am höchsten. Der Unterschied der Spektren in Abhängigkeit vom Bodenabstand nimmt jedoch mit steigender Frequenz ab, also mit kleiner werdenden Wirbeln. Daraus wird ersichtlich, dass der Anteil großer energietragender Wirbel am gesamten Energiespektrum in Nähe des Kanalbodens wesentlich größer ist als in der Kanalmitte. Am Boden des Kanals können sich, wie zu erwarten, eher größere Wirbelstrukturen als Folge des Wandeinflusses ausbilden als in der Kanalmitte.

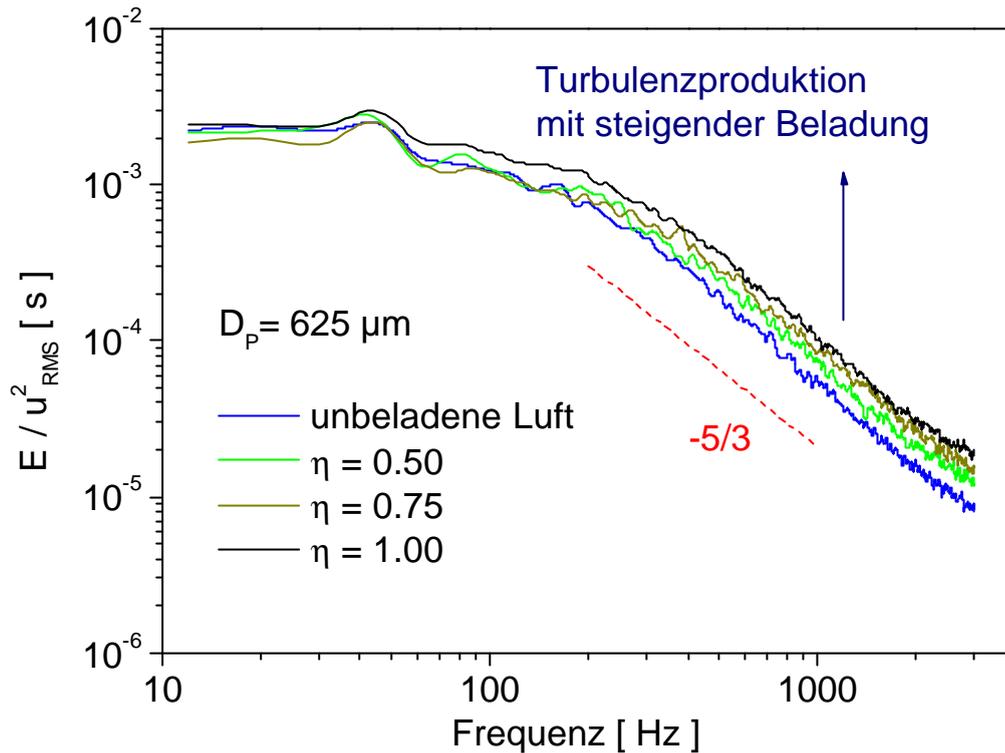


Abbildung 5-39: Energiespektrum der horizontalen Geschwindigkeitskomponente im Zentrum des Kanals bei verschiedenen Feststoffbeladungen ($U_{\text{mittel}} = 19,1$ m/s, Wandrauhigkeit R1, $D_p = 625 \mu\text{m}$).

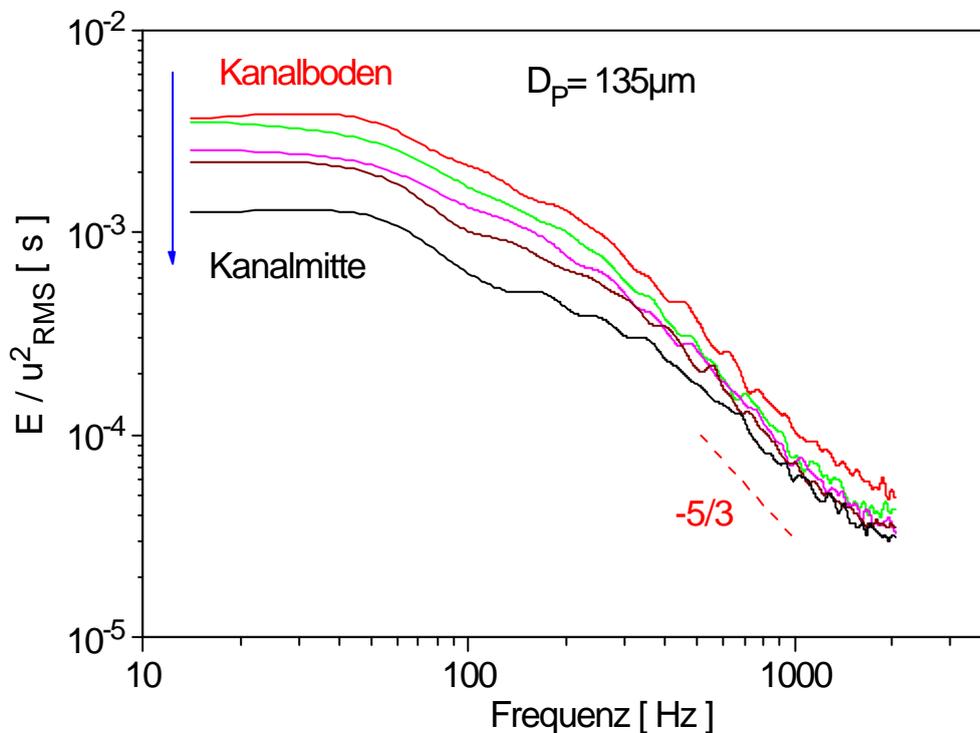


Abbildung 5-40: Energiespektren für unterschiedliche Abstände ($\Delta H = 3,5 \text{mm}$) vom Kanalboden. $D_p = 135 \mu\text{m}$, Wandrauhigkeit R0, $U_{\text{mittel}} = 20,2$ m/s, $\eta = 1,0$

Die Spektren der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten (Abbildung 5-41 b) zeigen, ähnlich wie die Spektren der horizontalen Komponente (Abbildung 5-41 a), eine Abnahme der Energie mit steigender Wirbelfrequenz. Die Reduzierung erfolgt jedoch erst bei Wirbeln mit einer Frequenz von ca. $\geq 300\text{ Hz}$. Daraus folgt, dass sich keine größeren Wirbel geringer Frequenz in vertikaler Richtung als Folge der Kanalgeometrie und vor allem der Hauptströmungsrichtung der Partikeln, ausbilden können. Die Reduzierung der spektralen Energie mit steigender Wirbelfrequenz fällt in vertikaler Richtung etwas schwächer aus als in horizontaler Richtung. Die Partikel-Wandkollision vermindert die vertikale Folgefähigkeit der Partikeln im Fluid, so dass der vertikale Energietransfer zwischen den Partikeln und den Wirbeln etwas schwächer ist als in horizontaler Richtung.

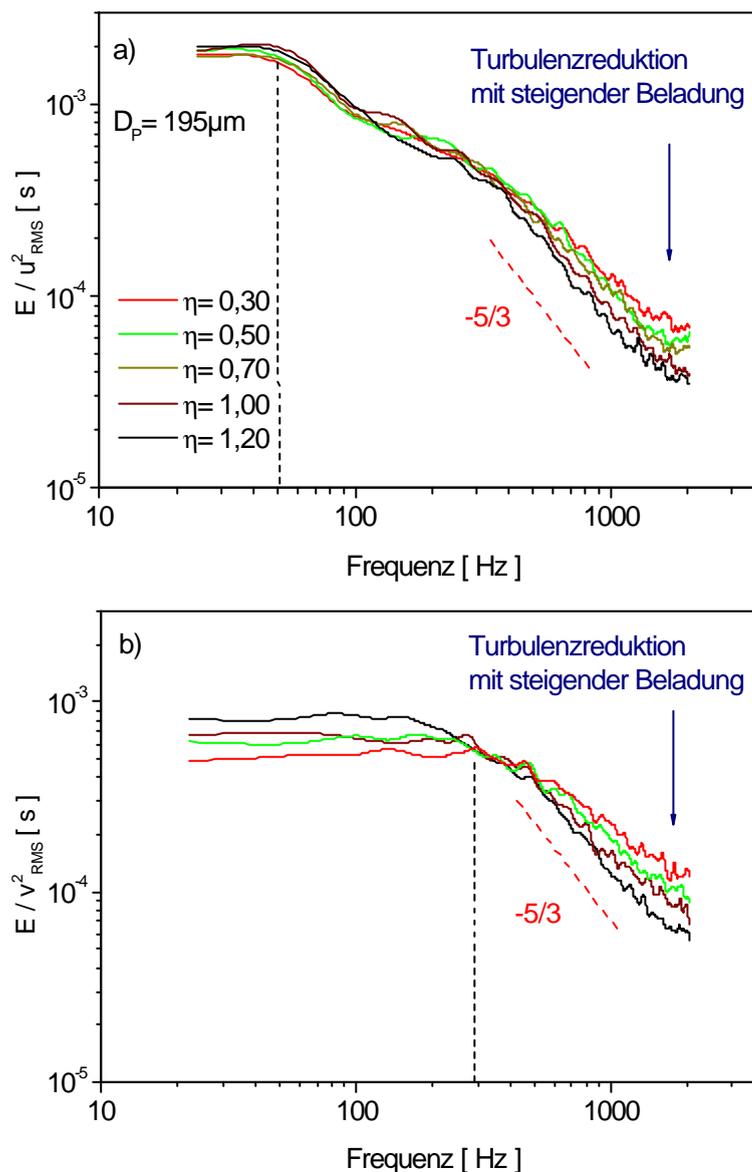


Abbildung 5-41: Energiespektren der a) horizontalen und b) der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten. $D_p = 195\mu\text{m}$, Wandrauigkeit R0, $U_{\text{mittel}} = 20,2\text{ m/s}$.

Die Wandrauigkeit beeinflusst ebenfalls indirekt den Verlauf der Energiespektren. Mit zunehmender Wandrauigkeit steigt die Wandkollisionsfrequenz der Partikeln an, so dass die Partikelschwankungsgeschwindigkeit zunimmt und die mittlere Transportgeschwindigkeit reduziert wird. Dadurch steigt die Schlupfgeschwindigkeit, und der Momententransfer zwischen den Phasen intensiviert sich. Dieser Effekt ist in Abbildung 5-42 dargestellt und zeigt eine klare Abhängigkeit zwischen der Intensität der Turbulenzdämpfung in Abhängigkeit von der Wandrauigkeit für die Glaspartikeln $D_p = 100\mu\text{m}$ und $D_p = 195\mu\text{m}$. Mit steigender Partikelgröße wird die Turbulenzdissipation reduziert und führt schließlich bei hoher Beladung mit den großen $625\mu\text{m}$ - Glaspartikeln zur Turbulenzproduktion durch Ausbildung von Nachlauferscheinungen

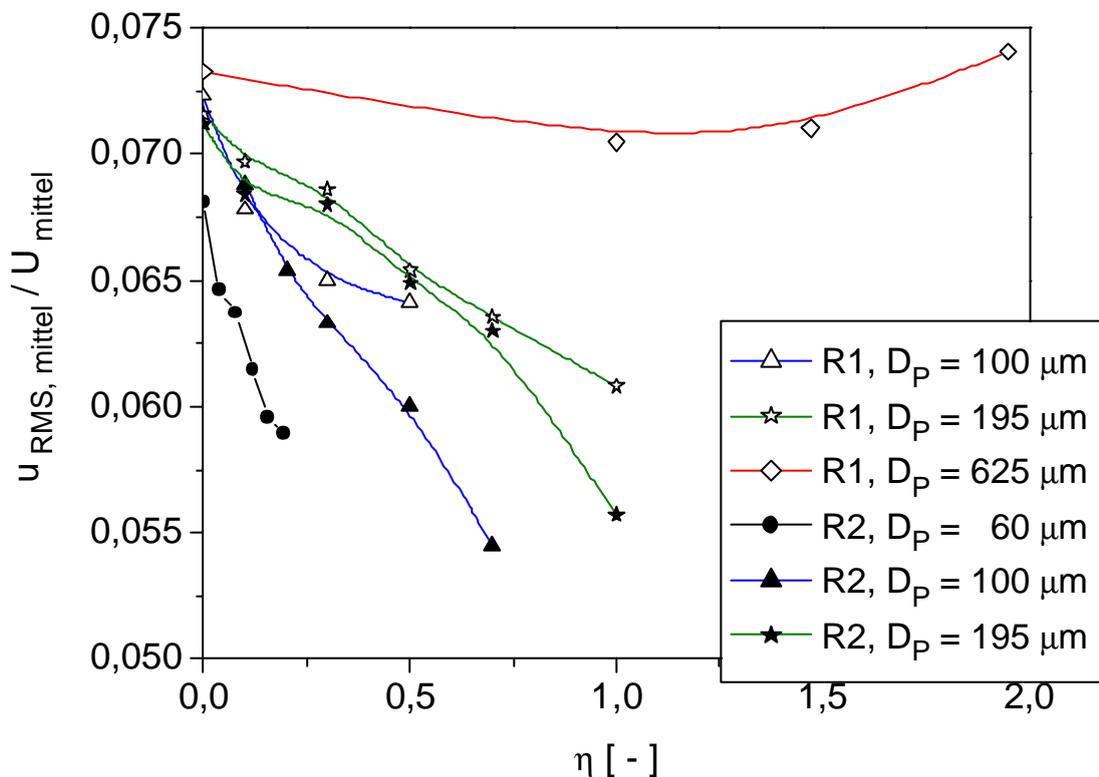


Abbildung 5-42: Über die Kanalhöhe normalisierte horizontale Schwankungsgeschwindigkeit der Luft in Abhängigkeit von der Beladung, der Wandrauigkeit R1 und R2, und der Partikelgröße ($U_{\text{mittel, Kanalzentrum}} \approx 21 \text{ m/s}$).

Die beschriebenen Effekte lassen sich auch anhand von Energiespektren nachweisen. Für den Fall der $100\mu\text{m}$ - Glaspartikeln ist die normierte spektrale Energie in Abhängigkeit von der Frequenz für unterschiedliche Beladungen und Wandrauigkeiten aufgetragen (Abbildung 5-43). In Korrespondenz stehend mit den Vergleichen in Abbildung 5-42 ist eine stärkere Abnahme der spektralen Energie bei steigender Wandrauigkeit nachzuweisen. Während bei der Wandrauigkeit R1 zwischen den Beladungen $\eta = 0,3$ und $0,5$ nur eine sehr geringe Differenz der spektralen Energie herrscht, ist bei der höheren Wandrauigkeit R2 eine intensivere Zunahme der Energie mit steigender Beladung als Folge der intensiveren Dämpfung, zu erkennen.

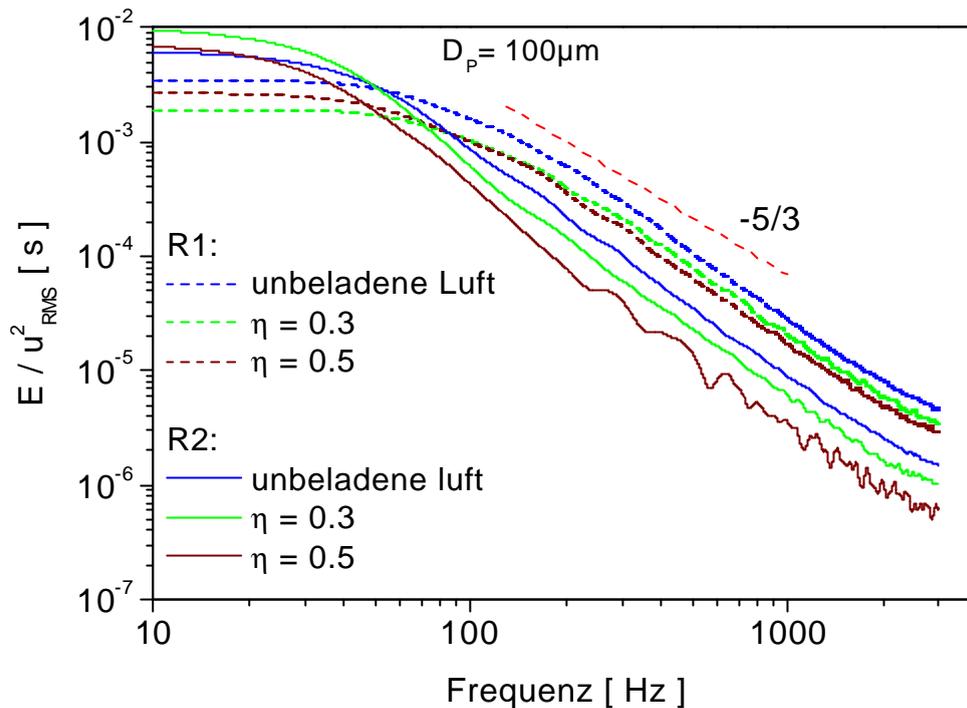


Abbildung 5-43: Energiespektren der horizontalen Geschwindigkeitskomponente im Zentrum des Kanals bei verschiedenen Feststoffbeladungen und unterschiedlichen Wandrauigkeiten ($U_{\text{mittel}} = 19,7 \text{ m/s}$, $D_p = 100 \mu\text{m}$).

5.4 Druckverlust in Abhängigkeit von der Wandrauigkeit, Beladung und Partikelart

Für die Charakterisierung der Transporteffekte bei Gas- Feststoffströmungen ist der Druck eine wesentliche Kenngröße. Der Einfluss der Partikelart und der Grad der Wandrauigkeit auf die Höhe des statischen Drucks sowie des resultierenden Druckverlustes soll im Folgenden näher diskutiert werden. Bei allen Experimenten wurde bei einer mittleren Transportgeschwindigkeit von $U_{\text{mittel}} \approx 20 \text{ m/s}$ gemessen.

Am Beispiel der $195 \mu\text{m}$ großen Glaspartikeln soll der Verlauf des Druckverlustes entlang des Kanals bei der Wandrauigkeit R0 erläutert werden. Der mittlere statische Überdruck wird aus den fünf einzelnen Drücken, die entlang des Kanals in einem Abstand von einem Meter gemessen wurden, bestimmt.

Der mittlere statische Überdruck steigt mit der Beladung im Kanal bei allen Partikelarten als Folge des Partikeltransportes an (Abbildung 5-44). Die daraus resultierende Geschwindigkeitsreduzierung der Transportgeschwindigkeit steht in Übereinstimmung mit den gemessenen vertikalen Profilen der horizontalen Geschwindigkeitskomponente der Luft. Erwartungsgemäß fällt der statische Überdruck, als Resultat der Wandreibung über die Kanallänge bei allen Beladungen ab (Abbildung 5-45). Abhängig von der Beladung ändert sich dabei der Anstieg des Druckverlustes ΔP_v über die Kanallänge.

$$\Delta P_v = P_{\text{stat},\dot{U}} [\text{Kanallänge } i] - P_{\text{stat},\dot{U}} [\text{Kanallänge } i+1] \quad (5-15)$$

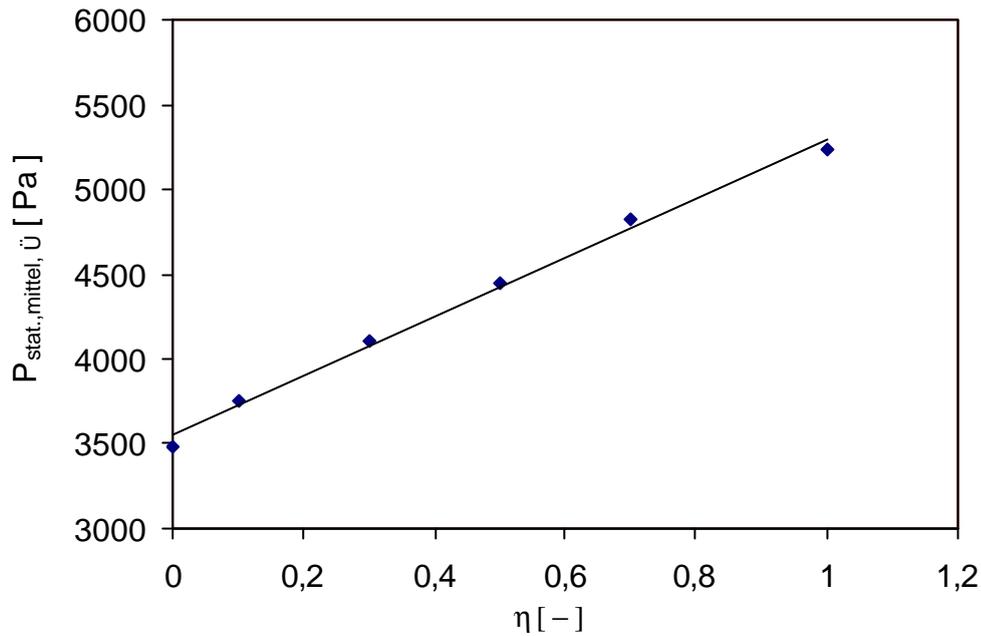


Abbildung 5-44: Mittlerer statischer Überdruck in Abhängigkeit von der Beladung, Wandrauigkeit R0, $D_p = 195\mu\text{m}$ - Glaspartikeln, $U_{\text{mittel}} = 20 \text{ m/s}$.

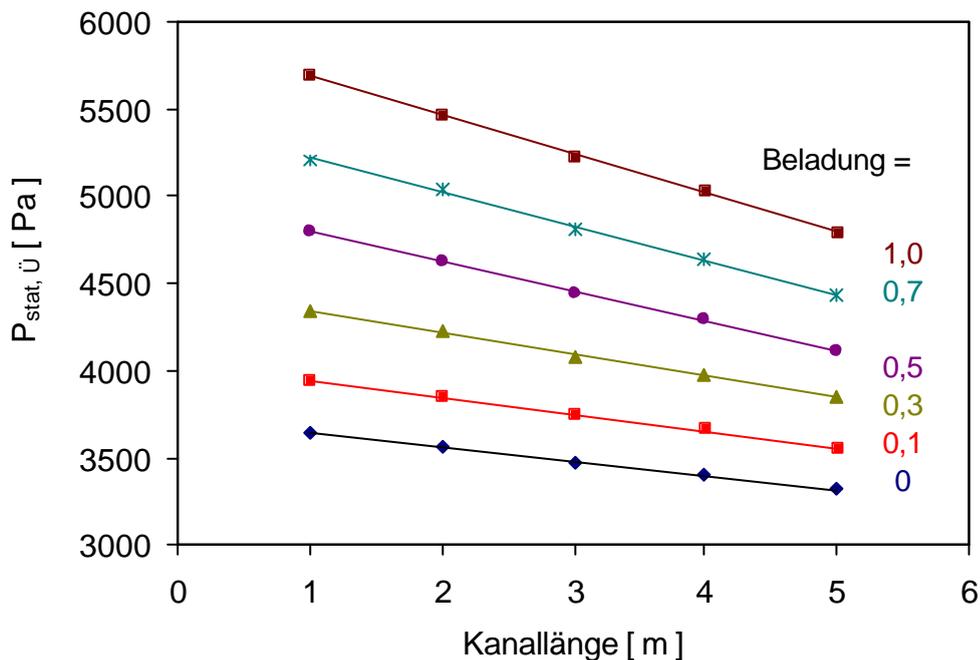


Abbildung 5-45: Statischer Überdruck entlang des Kanals für unterschiedliche Beladungen, Wandrauigkeit R0, $D_p = 195\mu\text{m}$ - Glaspartikeln, $U_{\text{mittel}} = 20 \text{ m/s}$.

In Abbildung 5-46 ist der steigende Druckverlust, normiert auf den Anfangswert der Kanallänge 1m, in Abhängigkeit von der Kanallänge für unterschiedliche Beladungen dargestellt. Mit der Wand kollidierende Partikeln verlieren ein Teil ihrer horizontalen Bewegungsenergie, die durch die Druckenergie des Trägergases kompensiert wird. Dieser Effekt führt dazu, dass bei steigender Beladung und somit höherer Kollisionshäufigkeit, der

Anstieg des Druckverlustes entlang des Kanals mit der Beladung wächst. Der mit der Beladung zunehmende Anstieg der Trendfunktion

$$a = \frac{\Delta P_V}{L} \quad (5-16)$$

beschreibt den Druckverlust der Ein- und Zweiphasenströmung, bezogen auf ein Längenmaß. Da mit zunehmender Wandrauigkeit die Partikel- Wandkollisionsrate ansteigt, muss der Druckverlust des Trägergases zunehmen.

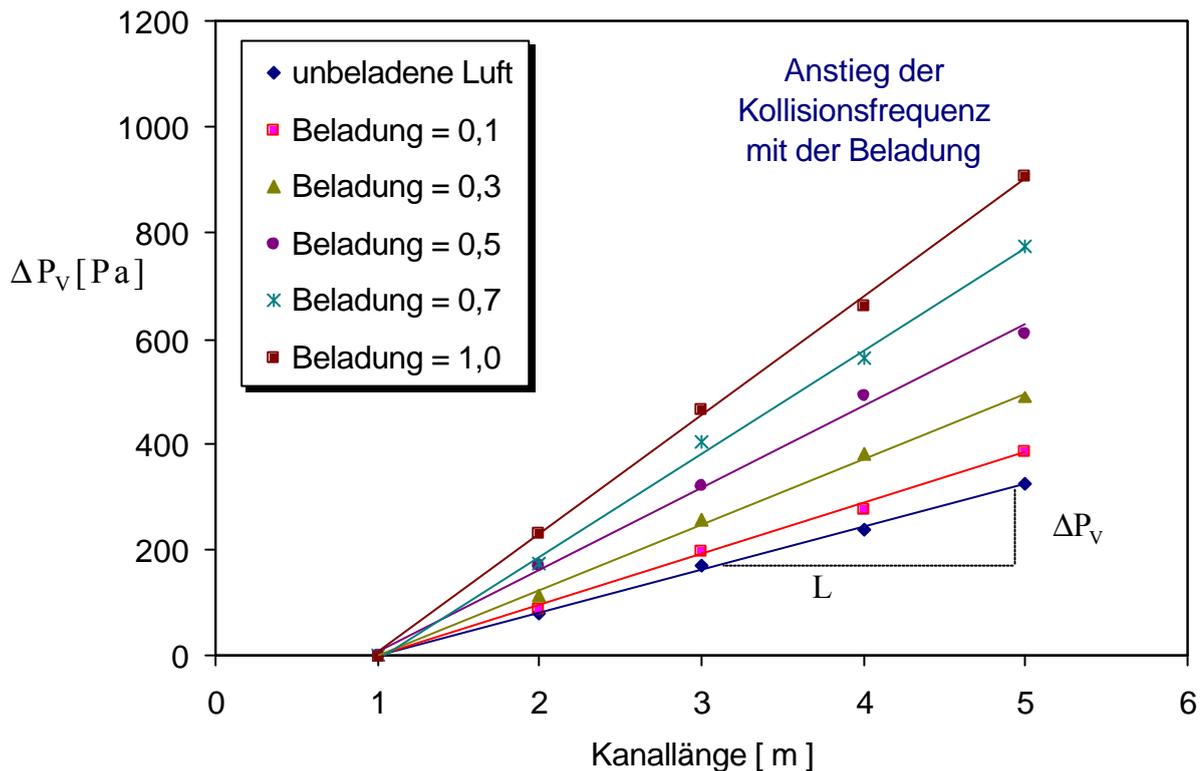


Abbildung 5-46: Druckverlust in Abhängigkeit von der Kanallänge, Wandrauigkeit R_0 , $D_p = 195\mu\text{m}$ - Glaspartikeln. Normiert auf den Anfangsmesswert bei Kanallänge 1m, $U_{\text{mittel}} = 20 \text{ m/s}$.

ZIVKOVIC [72] konnte in einer mit $40\mu\text{m}$ - Glaspartikeln beladenen Kanalströmung einen tendenziell ähnlichen Verlauf des normierten Druckverlustes nachweisen. Der Einfluss der Wandrauigkeit auf den Druckverlust wurde jedoch in dieser Arbeit nicht untersucht.

Durch Subtraktion des Druckverlustes der Einphasenströmung a_E von der Zweiphasenströmung $a_Z(\eta)$,

$$\frac{\Delta P_V(\eta)}{L} = a_Z(\eta) - a_E, \quad (5-17)$$

folgt der resultierende Druckverlust für unterschiedliche Beladungen, der als Folge von Partikelkollisionen entsteht. In Abbildung 5-47 ist für zwei unterschiedliche Wandrauigkeiten, R_0 ($R_X = 2,32 \mu\text{m}$) und R_3 ($R_X = 17,03 \mu\text{m}$), der resultierende Druckverlust in Abhängigkeit von der Beladung für verschiedene Partikeln ähnlicher Materialdichte aufgetragen und zeigt für die gewählten Fälle einen deutlichen Druckverlust bei Zunahme der Wandrauigkeit. Auch kann ein direkter linearer Zusammenhang zwischen

der Kollisionshäufigkeit der Partikeln und dem daraus resultierenden Druckverlust festgestellt werden. Einen interessanten Effekt zeigen die Messergebnisse für die 60µm- Partikeln. Während bei der glatten Wand R0 ein linearer Anstieg des Druckverlustes mit der Beladung zu erkennen ist, zeigt sich ein anderes Bild für die Messreihe bei hoher Wandrauigkeit R3.

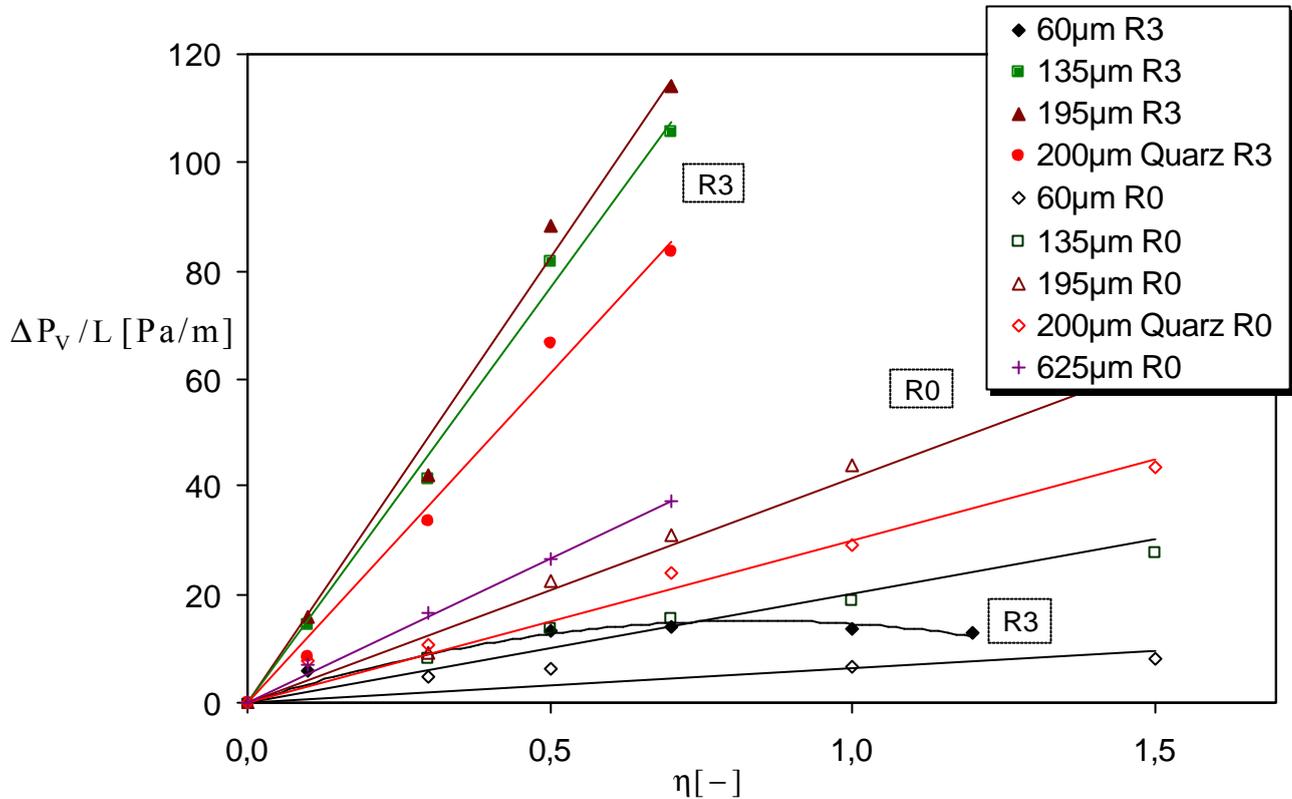


Abbildung 5-47: Resultierende Druckverlust in Abhängigkeit von der Beladung für eine glatte Wand R0 und einer rauhen Wand R3, sphärische Glas- und nichtsphärische Quarzpartikeln, $U_{\text{mittel}} = 20 \text{ m/s}$.

Bis zur Beladung von $\eta \approx 0,7$ steigt der Druckverlust erwartungsgemäß mit der Beladung an. Bei weiterer Beladungszunahme nimmt jedoch der Druckverlust wieder ab. Als Folge der hohen Anzahlhäufigkeit der Partikeln kommt es zu einer Redispergierung im Kanal. Partikeln, die nach einer Kollision mit dem Boden nach oben springen, kollidieren mit Partikeln die sich in Richtung Kanalboden bewegen. Da diese Partikeln durch die Kollision nicht zum Kanalboden gelangen, sinkt deren Kollisionshäufigkeit mit dem Boden. Es kommt zu einer Reduktion der Wandkollisionsfrequenz mit steigender Beladung. Der daraus resultierende Druckverlust wird geringer [57]

Der Druckverlust, und damit auch der „Energieverlust“ der Strömung, bei einer Beladung von $\eta \approx 0,6$ ist größer als bei einer Beladung von $\eta \approx 1,2$. Dieser energetisch interessante Effekt konnte nur bei den 60µm kleinen Glaspartikeln nachgewiesen werden.

Die raue Wand R3 verursacht bei den sphärischen 135µm- Glaspartikeln eine intensivere Druckabnahme als bei den nichtsphärischen 200µm- Quarzpartikeln. Demnach ist der Einfluss der Rauigkeit auf die Wandkollisionsfrequenz der nichtsphärischen Quarzpartikeln geringer als bei den 135µm- Glaspartikeln.

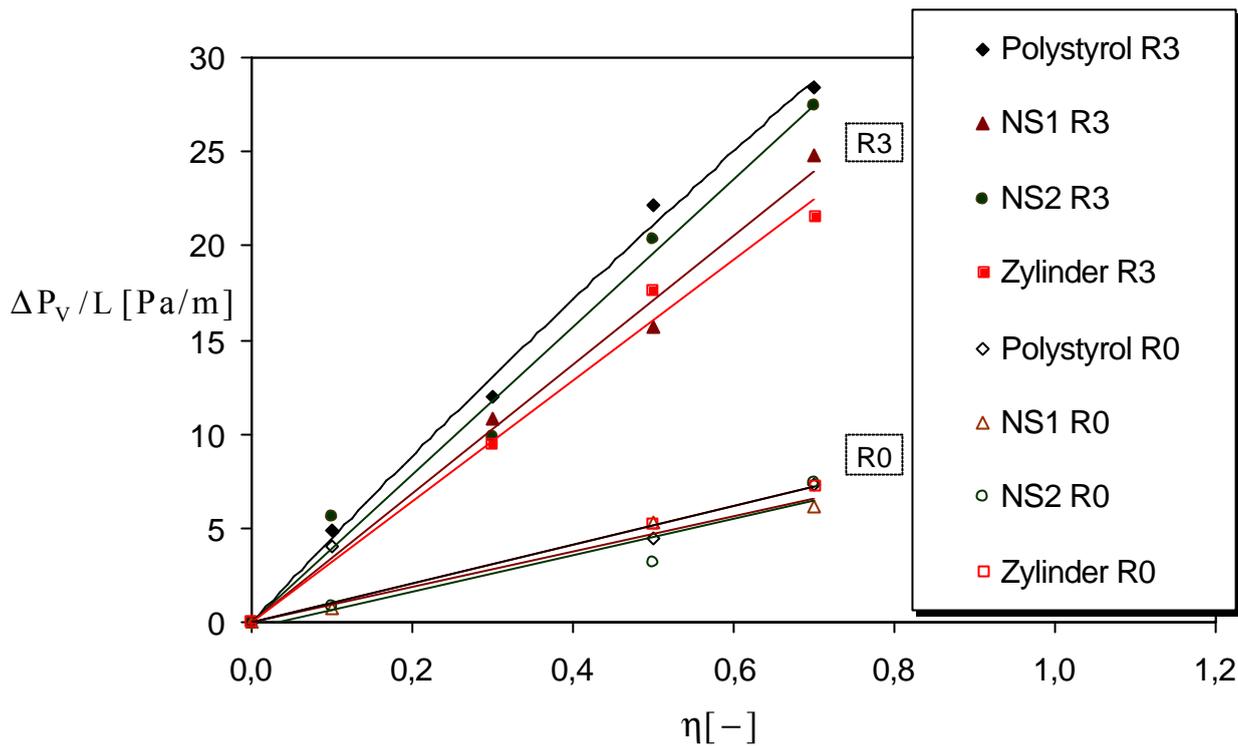


Abbildung 5-48: Resultierende normierter Druckverlust in Abhängigkeit von der Beladung für eine glatte Wand R0 und einer rauhen Wand R3, sphärische und nichtsphärische Kunststoffpartikeln, $U_{\text{mittel}} = 20$ m/s.

Der resultierende Druckverlust der Kunststoffpartikeln fällt erwartungsgemäß als Folge der geringeren Materialdichte der Partikeln insgesamt geringer aus als bei den Glas- und Quarzpartikeln (Abbildung 5-48). Als Resultat zunehmender Wandkollisionsfrequenz der Partikeln verursacht aber die hohe Wandrauigkeit R3 im Vergleich zur geringeren Rauigkeit R0, auch bei den Kunststoffpartikeln einen nachweisbar größeren Druckverlust der Luftströmung

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden Transportprozesse in einer horizontalen partikelbeladenen Kanalströmung experimentell untersucht und diskutiert. Durch Änderung verschiedener Parameter, wie die Wandrauigkeit, die Partikelgröße und -form, die Beladung, das Partikelmaterial und auch die Transportgeschwindigkeit können die Einflüsse der jeweiligen Prozessbedingungen im Einzelnen experimentell nachgewiesen werden. Die wichtigsten Erkenntnisse aus den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten sollen an dieser Stelle zusammenfassend formuliert werden.

Das Transportverhalten der sphärischen Glaspartikeln in einer Gas- Feststoffströmung wird entscheidend durch die Größe der Partikeln beeinflusst. Mit zunehmender Partikelgröße nimmt die horizontale Geschwindigkeit der Partikeln, als Resultat ihrer Trägheit und des wachsenden Einflusses der steigenden Wandkollisionsfrequenz auf das Bewegungsverhalten der Partikeln, ab. Die Wandkollisionsfrequenz der Partikeln steigt ebenfalls bei Zunahme der Wandrauigkeit, so dass eine transversale Dispergierung des Konzentrationsprofils der Partikeln erfolgt. Dieser Effekt ist gekoppelt mit einem Momententransfer von der horizontalen hin zur vertikalen Geschwindigkeitskomponente. Bei Zunahme der Wandrauigkeit reduziert sich daher die horizontale Geschwindigkeit der Partikeln. Des Weiteren steigen mit zunehmender Wandrauigkeit die Partikel- Schwankungsgeschwindigkeiten beider Komponenten ($u_{p, RMS}$ und $v_{p, RMS}$) an. Steigt die Beladung an, so nehmen die interpartikulären Kollisionen zu, die wiederum dissipative Effekte verursachen. Als Folge kommt es zu einer Dämpfung der Partikel- RMS- Werte beider Komponenten. Weiterhin verstärken interpartikuläre Kollisionen die transversale Dispergierung der Partikeln im Kanal und erhöhen die annähernde Isotropie der Partikel- RMS- Werte. Durch die transversale Dispersion werden schwerkraftbedingte Effekte reduziert, und das Konzentrationsprofil der Partikeln im Kanal verläuft gleichmäßiger. Bei den geringen Wandrauigkeiten R0 und R1 sowie bei geringer Beladung und kleinen Transportgeschwindigkeiten nimmt der Einfluss der Schwerkraft auf das Konzentrationsprofil der Partikeln zu, so dass ein Konzentrationsmaximum am Boden des Kanals nachweisbar ist. Steigt die Beladung an, so verlagert sich das Konzentrationsmaximum vom Kanalboden in Richtung Kanalzentrum. Die Ursache liegt in der Zunahme interpartikulärer Kollisionen bei steigender Beladung. Partikeln die nach einer Wandkollision mit dem Boden nach oben springen, kollidieren mit Partikeln die sich in Richtung Kanalboden bewegen. Da diese Partikeln durch die Kollision nicht zum Kanalboden gelangen, kommt es bei hoher Beladung zur Bildung eines Konzentrationsmaximums in Nähe der Kanalmitte.

Sphärische Kunststoffpartikeln verursachen als Folge ihrer relativ hohen Anzahldichte und der Elastizität des Materials eine wesentlich stärkere Abnahme der Partikel- RMS- Werte ($u_{p, RMS}$ und $v_{p, RMS}$) als eine mit annähernd gleichgroßen sphärischen Glaspartikeln beladene Strömung. Die Ursache liegt in der stärkeren Dissipation bei interpartikulären Kollisionen sowie der hohen Anzahl interpartikulärer Kollisionen. Resultierend aus ihrem relativ geringen Gewicht besitzen sphärische Kunststoffpartikeln eine hohe Transportgeschwindigkeit, und ihr vertikales Geschwindigkeitsprofil wird stärker durch das vertikale Profil der Luft beeinflusst als gleichgroße sphärische Glaspartikeln.

Erstmals konnten umfangreiche experimentelle Messungen in einer mit nichtsphärischen Partikeln beladenen horizontalen Kanalströmung vorgestellt werden. Die Partikelform, die Größe der Partikeln und die Materialeigenschaft haben einen wesentlichen Einfluss auf die Folgen interpartikulärer Kollisionen. Abhängig von ihrer Form können nichtsphärische Kunststoffpartikeln bei zunehmender Beladung im Vergleich zu Volumenäquivalenten gleichgroßen sphärischen Glaspartikeln eine wesentlich geringere Änderung des horizontalen Partikel-RMS-Wertes verursachen. Die Ursache liegt in der geringen Energiedissipation bei interpartikulären Kollisionen. Kollidieren diese Partikeln mit der Kanalwand verursachen sie, vor allem bei einer geringen Beladung, einen deutlichen Konzentrationsgradienten im Kanal. Dieser Gradient ist größer als im Vergleich zu Volumenäquivalenten gleichgroßen sphärischen Partikeln. Durch Analyse der Partikel-Wandkollisionen konnte gezeigt werden, dass nichtsphärische Partikeln im Mittel einen geringeren Abprallwinkel und eine kleinere vertikale Geschwindigkeitskomponente $V_{p,2}$ besitzen als sphärische Partikeln mit gleichem Aufprallwinkel und identischer Auftreffgeschwindigkeit.

Die Turbulenzmodifikation, die durch Anwesenheit von Partikeln hervorgerufen wird, konnte für große und kleine Partikeln nachgewiesen werden. An Hand von Energiespektren wurden in der Kanalmitte bei kleinen Partikeln eine Turbulenzdämpfung (für beide Komponenten) und bei großen Partikeln eine Turbulenzanfächerung beobachtet. Erstmals konnte der Einfluss der Wandrauigkeit auf den Grad der Turbulenzmodifikation bei einer Feststoffbeladenen Strömung experimentell nachgewiesen werden. Bei steigender Beladung verursacht eine höhere Wandrauigkeit als Folge der Zunahme der Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen und dem daraus resultierenden Anstieg des Momententransfers eine intensivere Turbulenzreduktion als eine geringe Wandrauigkeit. Die Materialdichte der Partikeln hat auch indirekt einen Einfluss auf die Turbulenzmodifikation. Da Partikeln geringer Dichte eine kleinere Schlupfgeschwindigkeit besitzen als gleichgroße Partikeln höherer Dichte, folgt daraus ein geringerer Einfluss auf die Turbulenzmodifikation. Durch Wirbelbildung vor den Ecken und Kanten nichtsphärischer Partikeln, verursachen diese Partikeln eine schwächere Turbulenzdämpfung als sphärische Partikeln gleicher Stokeszahl. Bezogen auf die Stokeszahl, wird bei nichtsphärischen Partikeln der Übergang von der Turbulenzdissipation zur Turbulenzproduktion eher erreicht als bei sphärischen Partikeln. In der Literatur sollte daher bei vergleichenden Ergebnissen zur Turbulenzmodifikation in Gas- Feststoffströmungen, neben der Größe der Partikeln und der Partikel-Reynoldszahl auch die Wandrauigkeit und der Grad der Partikelsphärizität berücksichtigt werden. Des Weiteren wird vermutet, dass große nichtsphärische Partikeln eine größere Turbulenz anfächeren als sphärische Partikeln gleicher Stokeszahl. Diese Vermutung sollte bei kommenden Experimenten untersucht werden.

Die in dieser Arbeit erstmalig formulierte kritische Stokeszahl, die den Übergang von der Turbulenzdämpfung zur Turbulenzproduktion beschreibt, sollte durch weitere Messungen mit nichtsphärischen Partikeln definierter Form (scheiben-, stabförmige- oder vieleckige Partikeln), auf ihre Gültigkeit überprüft werden.

Der Druckverlust einer horizontalen partikelbeladenen Gas- Feststoffströmung ist direkt abhängig von der Größe der Partikeln, der Beladung, der Partikel- Materialdichte und vor allem der Wandrauigkeit. Es konnte ein linearer Zusammenhang zwischen der Beladung und des Druckverlustes nachgewiesen werden. Eine höhere Wandrauigkeit verursacht durch die

Zunahme von Partikel-Wandkollisionen einen nachweislich größeren Druckverlust. Kunststoffpartikeln haben durch ihre relativ geringe Dichte einen, im Vergleich zu Glaspartikeln mit ähnlicher Stokeszahl, geringeren Druckverlust. Dennoch konnte auch bei den Kunststoffpartikeln ein Anstieg des Druckverlustes bei zunehmender Wandrauigkeit nachgewiesen werden. Bei einer rauen Wand steigt der Druckverlust bei kleinen sphärischen Glaspartikeln mit einer Stokeszahl von 6,3 nicht mit der Beladung an. Redispersionen verursachen eine Reduzierung des Druckverlustes bei hoher Beladung. Dieser für den pneumatischen Transport interessante energetische Effekt sollte in Zukunft durch PDA-Messungen der Feststoffphase (Tracer werden auf Grund der hohen Partikeldichte nicht mehr detektiert) bestätigt werden. Das vertikale Profil der horizontalen Partikel-Geschwindigkeitskomponente müsste eine deutliche Asymmetrie haben. Weiterhin wird vermutlich das Konzentrationsprofil ein deutliches Maximum oberhalb des Kanalbodens aufweisen.

Durch diese Arbeit steht ein umfangreicher Datensatz für die Validierung eines Modells für die numerische Berechnung von turbulenten partikelbeladenen Strömungen zur Verfügung.

7 Summary

In this study processes of particle conveying in a horizontal channel flow are experimental examined and discussed. By variation of several parameters, as wall roughness, particle size and shape, mass loading, material of the particle and also the velocity of transport, the influences on every single process condition are shown in detail. In the following sections the most important results of the described experiments are stated.

During transport the behaviour of spherical glass particles in a gas- solid flow is decisively affected by the particle size. For increasing size the horizontal velocity of the particles decreases, as a result of their inertia and the influence of the increasing frequency of wall collision on the particle motion. Just, the frequency of wall collision increases for increasing wall roughness. Therefore the particle profile disperses in transversal direction. This effect is coupled with the transfer of moments from the horizontal velocity component to the vertical component. Therefore with rising wall roughness reduces the horizontal component of the particle velocity. Additionally, the particle velocity fluctuation of both components ($u_{p,RMS}$ and $v_{p,RMS}$) increases for rising wall roughness. With increasing mass loading the inter-particle collisions enhance and cause dissipation effects. These effects active a reduction of both the components of the RMS- particles- values. Furthermore, inter- particle collisions strengthen the transverse dispersion of particles in the channel and raise the approximate isotropic particle RMS- values. The transverse dispersion reduces effects of gravitation, whereby the profile of particle concentration becomes more uniformly. In the case of low wall roughness R0 and R1, low loading and low conveying velocity the influence of gravitation increases on the profile of particle concentration with a maximum at the bottom of the channel. With increasing mass loading the concentration maximum is shifted from the bottom toward the core of the channel. The reason is an increasing of inter- particle collisions at increasing mass loading. After bottom collision and jumping back particles collides with those particles, which more toward the bottom. These particles do not reach the bottom. So, with high loading, a concentration maximum arises near the channel core.

Spherical plastic particles cause a more stronger loss of the particle RMS- values ($u_{p,RMS}$ and $v_{p,RMS}$) than a flow of similar equal glass particles, as a result of their numerical density and elasticity of material. The reason is greater dissipation on inter- particle collision and on the high number of such collisions. Because of their low mass the conveying velocity of spherical plastic particles is very high and their vertical velocity profile will be stronger affected by the vertical air profile than equal sized glass particles.

For the first time detailed experimental measurements could be presented on a horizontal channel flow, loaded with non- spherical particles. The shape of particle, size and quality of material have essential influence on the run of inter- particle collisions. With respect of the particle shape non spherical plastic particles may cause an essential smaller change of the horizontal particle RMS- value with increasing mass loading, compared to equivalent volumes of equal sized spherical glass particles. The reason is the minor dissipation of energy on interparticle collision. When bouncing at the channel wall, the particles cause a significant gradient of concentration in the channel, especially when low loaded. By analysis of the particle- wall collisions could be shown, that non- spherical particles on average have a

smaller bounce- off angle and a smaller vertical components of velocity $V_{p,2}$ than spherical particles of the same bounce- of angle.

The modification of turbulence at particle presence could be shown for large and small particles. With spectra of energy at the core of the channel a turbulence reduction was shown for small particles (both components) and a turbulence augmentation for large particles. For the first Time the influence of wall roughness was experimentally shown on the extent of turbulence modification in a solid loaded flow. At rising loading a higher wall roughness causes a more insensitive turbulence reduction than a lower wall roughness. This follows by the increase of the slip velocity between the phases and the resulting rise of the transfer of moments on the wall roughness. Also the density of particle material influences indirectly the turbulence modification. Because of the lower slip velocity of low density particles follows less influence on the modification of turbulence in comparison with equal sized particles of higher density. By developing turbulences at edges and corners non- spherical particles causes less turbulence reduction than spherical particles of equal Stokes- number. Related to the Stokes- number, non- spherical particles change earlier from turbulence dissipation toward turbulence production than spherical particles. Therefore in the literature, results on turbulence modification in gas- solid flow also the wall roughness and the extent of particle sphericity should be considered. Moreover, it is exists the expectation, that large non- spherical particles augment greater turbulence than spherical particles of the same Stokes number. This expectation may be proved with further experiments.

This study firstly states a critical Stokes number which describes the changing point from turbulence reduction to turbulence production. This critical number should be proved by additional measurements with non- spherical particles of several shapes.

The pressure loss of a horizontal particle loaded gas- solid flow depends directly on the particle size, the mass loading, the density of the particle material and last not least on the wall roughness. A linear function between the loading and the pressure loss has been proved. A higher wall roughness causes evidently a greater pressure loss by increasing particle wall collisions. Plastic particles have a lower pressure loss, depending on their lower density in relation to glass particles of similar Stokes number. Nevertheless also plastic particles show an increasing pressure loss at rising wall roughness. At a rough wall and small spherical glass particles of a Stokes number 63 the pressure loss does not rise with rising loading. Re- dispersions reduce the pressure loss at high loading. This energy effect, interested in pneumatic transport should be verified in future by PDA- measurements of the solid phase (for high particle density a tracer will not be detected). The vertical profile of the horizontal component of the particle velocity should show dearly an asymmetry. Furthermore a maximum of the concentration profile is expected above the channel bottom.

This study contains a large set of dates for a numerical calculation model of turbulent particle loaded flow.

8 Symbolverzeichnis

<i>Lateinische Symbole</i>	Einheit	Bezeichnung
A	[m ²]	Fläche
c_A	[-]	Beiwert der virtuellen Masse
c_H	[-]	Beiwert der Basset- Kraft
c_W	[-]	Widerstandsbeiwert
C_N	[N/m ³]	Anzahlkonzentration
D	[m]	Durchmesser
D_p	[μ m]	Partikeldurchmesser
E	[m ² /s]	spektrale Energie
E_P	[-]	normalisierte Energie der Partikel- Schwankungsgeschwindigkeit
f	[Hz]	Frequenz
f_K	[Hz]	Stoßfrequenz
f_D	[-]	Widerstandkoeffizient
F	[kg m/s ²]	Kraft
F_D	[kg m/s ²]	Widerstandskraft
F_G	[kg m/s ²]	Gewichtskraft
F_{LS}	[kg m/s ²]	Auftriebskraft
F_{LR}	[kg m/s ²]	resultierende Querkraft
g	[m/s ²]	Gravitationskonstante
H	[m]	Höhe
I_P	[kg m ²]	Trägheitsmoment eines Partikels
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie

k_W	[1/m]	Wellenzahl
L	[m]	Länge
L	[m]	Wirbelgröße
L_i	[m]	integrales Längenmaß
L_M	[m]	Mischungslänge
m	[kg]	Masse
M	[-]	Anzahl der vertikalen Messpunkten
N	[-]	Anzahl
$N_i (y/H)$	[-]	Anzahl validierter Sample am Messort i der normierten Kanalhöhe y/H
P	[Pa]	Druck
$P_{stat,Ü}$	[Pa]	statischer Überdruck
ΔP_V	[Pa]	Druckverlust
Re	[-]	Reynoldszahl
R_i	[m]	mittlere Rauigkeitstiefe
$R_{L(t)}$	[-]	zeitlich Lagrangesche Korrelationsfunktion
$R_{E(i)}$	[-]	räumliche Lagrangesche Korrelationsfunktion
R_V	[-]	Verhältnis der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten (Partikel) vor und nach der Wandkollision
R_H	[-]	Verhältnis der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten (Partikel) vor und nach der Wandkollision
R_P	[m]	Partikelradius
r	[m]	Radius

r_i	[m]	Raumkoordinate
St	[-]	Stokeszahl
t	[s]	Zeit
U, V, W	[m/s]	Geschwindigkeitskomponenten
U_{Schlupf}	[m/s]	Schlupfgeschwindigkeit zwischen der fluiden und der dispersen Phase
U_0	[m/s]	horizontale Luftgeschwindigkeit im Kanalzentrum
u', v', w'	[m/s]	stochastische Schwankungswerte
$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$	[m/s]	mittlere Strömungsgeschwindigkeiten
$\vec{U}, \vec{V}, \vec{W}$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektoren
u_{RMS}, v_{RMS}	[m/s]	horizontale und vertikale Schwankungsgeschwindigkeit
V	[m ³]	Volumen
\dot{V}	[m ³ /h]	Volumenstrom
y/H	[-]	normierte Kanalhöhe
x, y, z	[m]	Koordinaten

Griechische Symbole

	Einheit	Bezeichnung
α	[°]	Aufprallwinkel
α	[-]	Volumenanteil der dispersen Phase
β	[°]	Abprallwinkel
h	[-]	Massenbeladung
m	[Ns/m ²]	dynamische Viskosität

\mathbf{n}	[m ² /s]	kinematische Viskosität
\mathbf{l}_K	[m]	Kolmogorovsches Längenmaß
\mathbf{l}_K	[m]	mittlere freie Weglänge zwischen Partikelstößen
\mathbf{l}_W	[m]	mittlere freie Weglänge zwischen Partikel- Wandstößen
\mathbf{l}_T	[m]	Taylorsches Mikromaß
\mathbf{r}	[kg/m ³]	Dichte
\mathbf{s}	[-]	Gemischdichte der dispersen Phase
\mathbf{t}_P	[s]	Partikelrelaxationszeit
\mathbf{t}_E	[s]	Zeitmaß der Fluidturbulenz
\mathbf{t}_K	[s]	Kolmogorovsches Zeitmaß
\mathbf{v}_F	[1/s]	Drehung des Fluids
\mathbf{v}_P	[1/s]	Winkelgeschwindigkeit der Partikelrotation
Ω	[-]	relative Geschwindigkeit zum Fluid

Indizes

	Bezeichnung
F	Fluid
i	Index für Geschwindigkeits- und Raumkomponenten
L	Luft
max	Maximalwert
min	Minimalwert
$mittel$	Mittelwert
$norm$	Normiert
P	Partikel
rel	Relativ

9 Literaturverzeichnis

- [1] Abrahamson J. Collision rates of small particles in a vigorously turbulent fluid. *Chemical. Eng. Science*, 30, p.1371-1379, 1975.
- [2] Bauckhage K. Anwendungstechnische Aspekte zur Phasen- Doppler Methode in der Partikelmessstechnik, *Technisches Messen* 56, S.222-227, 1989.
- [3] Baumer group- Baumer-sensopress; Homepage: www.baumerelectric.de
- [4] Black, D. L., McQuay, M. Q. Laser-based particle measurements of spherical and nonspherical particles. *Int. Journal of Multiphase Flow*, 27, 1333-1362, 2001.
- [5] Burmester De Bessa Ribas R., Lourenco L., Riethmuller M.L. A kinetic model for a gas-particle flow. Paper presented at Pneumotransport 5, Fifth International Conference on the Pneumatic Transport of Solids in Pipes, London, 16.-18. April, 1980.
- [6] Chhabra R.P., Agarwal L., Sinha N.K. Drag on non- spherical particles: an evaluation of available methods. *Powder Technology* 101, p. 288- 295, 1999.
- [7] Crowe, C.T. On the relative importance of particle-particle collisions in gas-particle flows. *Proc. Of the Conf. On Gas Borne Particles*, Paper C78/81, p. 135-137, 1981.
- [8] Crowe, C.T. On models for turbulence in fluid-particle flows. *Proceedings of FEDSM'98, 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, June 21-25, 1998 Washington, DC, 1998.
- [9] Crowe, C.T., Sommerfeld, M. and Tsuji, Y. *Fundamentals of gas-particle and gas-droplet flows*. CRC Press, 1998.
- [10] DANTEC Measurement Technology BSA Flow Software, *Installation & User`s guide*, 2000.
- [11] Dennis, S.C.R., Singh, S.N. & Ingham, D.B. The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers. *J. Fluid Mechanics*, 101, p. 257-279, 1980.
- [12] Durst F., Melling A., Whitelaw J.H. *Theorie und Praxis der Laser Doppler Anemometrie*, Karlsruhe: Braun, Wissenschaft und Technik, 1987.
- [13] Elghobashi S.E. On Predicting Particle-Laden Turbulent Flows, *Proc. Of the 7th Workshop on Two-Phase Flow Predictions*, 1994
- [14] Ganser G.H. A rational approach to drag prediction of spherical and nonspherical particles. *Powder Technology*, 77, p. 143- 152, 1993.
- [15] Gore R.A., Crowe C.T. Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *I. Journal of Multiphase Flow*, 15, p. 279-285, 1989.
- [16] Frank T. Numerische Berechnung der feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal unter Berücksichtigung von Wandrauigkeiten, *Dissertation, Bergakademie Freiberg*, 1992.
- [17] Haider A., Levenspiel O. Drag Coefficient and Terminal velocity of Spherical and Nonspherical Particles. *Powder Technology*, 58, p. 63- 70, 1989.

- [18] Hädrich T. Measurements of turbulent spectra of particle- laden flows under various conditions, Laser Anemometry- Advances and Applications, 7th International Conference, Karlsruhe, 8.-11.09, 1997.
- [19] Heckmann W. Auswertalgorithmen in der Particle Image Velocimetry, Dissertation, Universität GH Essen Fachbereich 12, 1995.
- [20] Hetsroni G. Particles- turbulence interaction, I. Journal of Multiphase Flow, 15, p. 735-746, 1989.
- [21] Hinze J.O. Turbulence McGraw Hill, New York, 1975.
- [22] Hjelmfelt Jr. A.T., Mockros L.F. Motion of discrete particles in a turbulent fluid, Appl. Sci. Res., Vol. 16, p. 149-161, 1966.
- [23] Hosokawa S., Tomiyama A., Morimura M., Fujiwara S., Sakaguchi T. Influences of relative velocity on turbulent intensity in gas- solid two- phase flow in a vertical pipe. Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF 98, Lyon, France, Juni 8-12, 1998.
- [24] Huber N., Sommerfeld M. Characterization of the cross- sectional particle concentration distribution in pneumatic conveying systems. Powder Technology, 79, p. 191-210, 1994.
- [25] Hussain A.K.M.F., Reynolds W.C. Measurements in fully developed turbulent channel flow. Journal of Fluid Engineering 97, p. 568- 580, 1975.
- [26] Huber N., Sommerfeld M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. Powder Technology, 99, p. 90- 101, (1998)
- [27] Kohnen G. Über den Einfluß der Phasenwechselwirkungen bei turbulenter Zweiphasenströmungen und deren numerische Erfassung in der Euler- Lagrange Betrachtungsweise. Dissertation am Fachbereich Verfahrenstechnik der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg. Shaker Verlag Aachen, 1997.
- [28] Költzsch K. Parameter des turbulenten Strömungsfeldes unter der Stoffausbreitung in rauen turbulenten Plattengrenzschichten mit Bezug auf die Atmosphärische Grenzschicht, Dissertation, Fakultät Maschinenwesen, Technische Universität Dresden, 1999.
- [29] Kulick J.D., Fessler J.R., Eaton J.K. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. J Fluid Mech 277, p. 109-134, 1994.
- [30] Kuchling H. Taschenbuch der Physik, 15. Auflage, Leipzig Fachbuchverlag 1995.
- [31] Kussin, J., Sommerfeld, M. Investigation of particle behaviour and turbulence modification in particle- laden channel flow. Proceedings PARTEC 2001, Session 12, Paper No. 046, 2001.
- [32] Lain S., Sommerfeld M., Kussin J. Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow. International Journal of Heat and Fluid Flow 23, p. 647- 656, 2002.
- [33] McKay G., Murphy W.R., Hills M. Settling characteristics of discs and cylinders. Chem. Eng. Res. Des., Vol. 66, 107-112, 1988.
- [34] Matsumoto S., Saito S. On the mechanism of suspension of particles in horizontal pneumatic conveying: Monte Carlo simulation based on the irregular bouncing model. Journal of Chemical Engineering of Japan 3, p. 83-92, 1970.

- [35] Mei, R. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number. *Int. J. Multiphase Flow*, 18, p. 145-147, 1992.
- [36] Milojevic D. Lagrangian Stochastic-Deterministic (LSD) Predictions of Particle Dispersion in Turbulence, *Part. Part. Syst. Charact* 7, p. 181-190, 1990.
- [37] Moin P., Kim J. Numerical Investigation of turbulent channel flow, *Journal of Fluid Mech.* 118, p.341- 371, 1982.
- [38] Morikita H., Suzuki K., Hishida K., Maeda, M. Dispersion of spherical and non-spherical particles in a round jet measured by shadow Doppler velocimetry. 3rd Int. Conf. On Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, 1998.
- [39] Nitsche W. *Strömungsmesstechnik*, Berlin Springer Verlag, 1994.
- [40] Nobach H. Efficient estimation of power spectral density from laser Doppler anemometer data, *Journal of Fluid Mech.* 1997
- [41] Nobach H, Müller E, Tropea C. Efficient estimation of power spectral density from LDA data. *Exp in Fluids* 24, p. 499-509, 1998.
- [42] Oertel H., Debatin K. Ergänzendes Skript zur Vorlesung 21408 experimentelle Strömungsmechanik. WS 1997/98. Institut und Lehrstuhl für Strömungslehre Universität Karlsruhe, 1997.
- [43] Osterlè B., Petitjean Simulation of particle trajectories in two-phase flow systems, *I.J. Multiphase Flow*, Vol.19, No. 1, p. 199-211, 1993.
- [44] Oesterlé, B., Bui Dinh, T. Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers, *Experiments in Fluids*, 25, p. 16-22, 1998.
- [45] Qiu H.H., Sommerfeld S. Particle concentration by phase- doppler anemometry in complex dispersed two- phase flows, *Experiments in Fluids* 18, p. 187- 198, 1995.
- [46] Raffel M., Willert C., Kompenhans J. *Particle Image Velocimetry* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.
- [47] Ruck B. *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, Stuttgart: AT Fachverlag, 1990.
- [48] Rubinow, S.I., Keller, J.B. The transverse force on spinning sphere moving in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.* 11, p. 447-459, 1961.
- [49] Saffman, P.G. The lift on a small sphere in a shear flow. *J. Fluid Mech.*, 22, p. 385-400, 1965.
- [50] Sato Y, Hishida, K Transport process of turbulence energy in particle-laden turbulent flow. *Int J Heat and Fluid Flow* 17, p. 202-210, 1996
- [51] Sawatzki, O. Strömungsfeld um eine rotierend Kugel. *Acta Mechanica*, 9, S. 159-214, 1970.
- [52] Schlichting H. *Grenzschicht- Theorie*, G. Braun, Karlsruhe, 1965.
- [53] Sommerfeld M. Numerical simulation of the particle dispersion in turbulent flows including particle lift forces and different particle/wall collision models. *Numerical Methods for Multiphase Flows*, ASME, FED-Vol 91, p. 11-18, 1990.
- [54] Sommerfeld M. Modelling of particle/wall collisions in confined gas-particle flows. *Int. Journal of Multiphase Flow*, 18, p. 905-926, 1992.

- [55] Sommerfeld M. Modellierung und Numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit Hilfe des Euler/ Lagrange Verfahrens. Habilitationsschrift eingereicht bei der Technischen Fakultät Universität Erlangen/ Nürnberg. Shaker Verlag, Aachen, 1996.
- [56] Sommerfeld M. Theoretical and experimental modelling of particulate flow: overview and fundamentals. Von Karman Institute for Fluid Mechanics Lecture Series No.2000-6, p. 1-62, 2000.
- [57] Sommerfeld M. Analysis of transport effects of turbulent gas-particle flow in a horizontal channel: Part. I Transport phenomena, International Journal of Multiphase Flow, January 2003.
- [58] Sommerfeld M., Kussin J. Analysis of transport effects of turbulent gas-particle flow in a horizontal channel: Part. II. Integral properties and validation, International Journal of Multiphase Flow, January 2003.
- [59] Sommerfeld M, Zivkovic G Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems. Computational Methods in Applied Science (Eds. Ch. Hirsch, J. Periaux and E. Onate) Invited Lectures and Special Technological Sessions of the First European Computational Fluid Dynamics Conference and the First European Conference on Numerical Methods in Engineering, Brussels, p. 201-212, 1992.
- [60] Sommerfeld M., Huber N. Experimental analysis and modelling of particle- wall collisions. International Journal of Multiphase Flow 25: p. 1457-1489, 1999.
- [61] Sommerfeld M., Tropea C. Single point laser measurement. In: Soo SL (ed) Instrumentation for fluid-particle flow, chap. 7. Noyes Publications, Park Ridge, N.J., p. 252-317, 1999.
- [62] Tsuji Y., Morikawa Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. Journal of Fluid Mechanics 120, p. 385-409, 1982.
- [63] Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H. measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. Journal of Fluid Mechanics 139, p. 417-434, 1984.
- [64] Tsuji Y., Morikawa Y., Tanaka T., Nakatsukasa N., Nakatani M. Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a two-dimensional horizontal channel, Int. Journal of Multiphase Flow, 13, p. 671-684, 1987.
- [65] Tsuji Y., Shen N.Y., Morikawa Y. Numerical Simulation of gas-solid flows. I. Particle-to-wall collision. Technology Reports of the Osaka University, 39, p. 233-241, 1989.
- [66] Tsuji Y., Shen N.Y., Morikawa Y. Numerical Simulation of gas-solid flows. II. Calculation of a two-dimensional horizontal channel flow. Technology Reports of the Osaka University, 39, p. 243-254, 1989.
- [67] Varaksin A.Y., Kurosaki Y., Satoh I., Polezhaev Y.V., Polyakov A.F. Experimental study of the direct influence of the small solid particles on the carrier air turbulence intensity for pipe flow. Proceedings of the 3rd International Conference on Multiphase Flow (ICMF '98), Lyon, France, Paper No.368, 1998.
- [68] Varaksin A.Y., Polezhaev Y.V., Polyakov A.F. Effect of the particles concentration on fluctuating velocity of the disperse phase for turbulent pipe flow. In: Banerjee S, Eaton JK

(eds) Turbulence and Shear Flow Phenomena- First International Symposium Santa Barbara, Calif., 12-15 September. Begell House. N.Y., 1999.

[69] Wassen E. Entwicklung paralleler Algorithmen zur numerischen Simulation von Gas-Partikel-Strömungen unter Berücksichtigung von Partikel-Partikel- Kollisionen. Dissertation an der Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik der Technischen Universität Chemnitz, 1998.

[70] Yamamoto Y., Potthoff M., Tanaka T., Kajishima T., Tsuji Y. Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel: effect of considering inter-particle collisions, Journal of Fluid Mechanics 442, p. 303-334, 2001.

[71] Zahng Z., Ziada S. PDA- measurement of droplet size and mass flux in the three-dimensional atomisation region of water jet in air cross- flow, Experiments in Fluids 28, p. 21- 28, 2000.

[72] Zivkovic G. Influence of impuls forces on particle behaviour in gas- particle mixture flow in horizontal tubes, Thermal Science Vol.2, number 1, p. 33- 55, 1998.

Persönliche Daten und tabellarischer Lebenslauf

Name: Johannes Kussin
Qualifikation: **Dipl.- Ing. (Uni) für Verfahrenstechnik**
Dipl.- Ing. (FH) für chemische Technologie
Med. techn. Laborassistent (MTA)
Geburtsdatum: 16.04.1966
Geburtsort: Berlin
Wohnort: Dresden
Familienstand: ledig



09/82 bis 08/85 Student an der Medizinischen Fachschule Berlin

09/85 bis 10/85 **Medizinisch technischer Laborassistent an der Charitè in Berlin**

11/85 bis 04/87 Grundwehrdienst

05/87 bis 08/88 **Medizinisch technischer Laborassistent an der Charitè in Berlin**
(Qualifizierung zum Fachassistenten für Mikrobiologie)

09/88 bis 09/92 Studium zum Dipl.- Ing. (FH) für chemische Technologie

11/92 bis 09/95 **Ingenieur bei der Bundesanstalt für Materialforschung- und prüfung**

10/95 bis 04/98 Studium zum Dipl.- Ing. (Uni) für Verfahrenstechnik

05/98 bis 04/03 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der MLU Halle- Wittenberg;**
Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik

ab 01/10/03 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Sicherheitstechnik GmbH in Freiberg**