

**Über den Einfluss der elektrostatischen Feldkraft auf turbulente
Zweiphasenströmungen,
numerische Modellierung mit der Euler-Lagrange-Methode.**

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
(Ingenieurwissenschaftlicher Bereich)
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

genehmigte Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

von Herrn Dipl.-Phys. Carl-Uwe Böttner
geb. am 28.11.1968 in Friedrichshafen am Bodensee

Merseburg, 13. Dezember 2002

Dekan des Fachbereichs: Prof. Dr. H. Altenbach
Gutachter: Prof. Dr. M. Sommerfeld
Prof. Dr. J. Ulrich
PD Dr. U. W. Fritsching

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik, Lehrstuhl Mechanische Verfahrenstechnik der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. M. Sommerfeld für die tatkräftige wissenschaftliche Förderung der Arbeit, seine Offenheit in allen anstehenden Fragen sowie für die Übernahme des Hauptreferates.

Weiterhin möchte ich mich bei den Herren PD Dr. U. W. Fritsching und Prof. Dr. J. Ulrich für das gezeigte Interesse an der Arbeit und die freundschaftliche Bereitschaft zur Übernahme des Koreferates recht herzlich bedanken.

An dieser Stelle möchte ich den Herren Dr. J. Domnick und Dipl.-Ing. T. Steigleder für die angenehme Zusammenarbeit im gemeinsamen Projekt und für die Erlaubnis zur Nutzung der Ergebnisse danken. Ebenso bedanke ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. A. Küttner für die freundliche Überlassung der Daten der Ladungsmessungen.

Ferner möchte ich allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Mechanische Verfahrenstechnik danken, die mich auf vielfache Weise bei meiner Arbeit unterstützt haben. Insbesondere bedanke ich mich bei Herrn Dr.-Ing G. Kohnen, der durch seine stets geduldige Hilfsbereitschaft manche Anfangsschwierigkeit aus dem Weg räumte sowie bei den Herren Dipl.-Ing. M. Rüger und Dipl.-Ing. S. Decker für die Überlassung der Berechnungsprogramme und ihnen allen für ihre tatkräftige Unterstützung und für zahlreiche Diskussionen.

Mein ganz besonderer Dank gilt schließlich meinen Eltern, die meine derzeitige Laufbahn ermöglicht haben sowie meiner Partnerin Meike, die mir stets den Rücken gestärkt und wenn nötig bereitwillig frei gehalten hat.

Ohne alle die genannten Personen wäre die vorliegende Arbeit nicht zustande gekommen.

Berlin, im Februar 2002

Carl-Uwe Böttner

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Ziel der Arbeit	5
2 Grundlagen	6
2.1 Mehrphasenströmungen	6
2.2 Zweiphasenströmungen, die Gas-Feststoff-Strömung	7
2.2.1 Die kontinuierliche, hier Gas-Phase	8
2.2.2 Die disperse, hier Feststoff-Partikel-Phase	8
2.3 Kräfte auf Partikel	9
2.3.1 Hydrodynamische Kräfte	10
2.3.2 Kräfte zwischen den Partikeln	13
2.3.3 Die Kräfte durch äußere Felder	14
2.3.4 Größenverhältnisse der Kraftterme	14
2.4 Die Partikelladung und die Dynamik des Aufladevorgangs	16
2.4.1 Kontakt- und Triboladung	17
2.4.2 Die Koronaladung	18
2.4.3 Experimentelle Ergebnisse aus der Literatur	21
2.5 Elektrische Felder, der statische Zustand	25
2.6 Elektrohydrodynamik	26
3 Numerische Modellierung	29
3.1 Die numerische Fluidodynamik mehrphasiger Strömungen	30
3.2 Die kontinuierliche Phase, das Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell	31
3.3 Die disperse Phase	33
3.4 Die Berechnung elektrostatischer Felder	36
4 Der Elektroabscheider	40
4.1 Beschreibung der Versuchsanlage zur Elektroabscheidung	42
4.2 Ergebnisse des Versuchselektroabscheiders	46
4.2.1 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit	47
4.2.2 Einfluss der Feldstärke	48

4.3	Diskussion der experimentellen Ergebnisse	50
5	Numerische Ergebnisse des Elektroabscheider	62
5.1	Berechnung der Partikelgeschwindigkeiten	64
5.2	Vergleich mit den experimentellen Daten	65
5.3	Zusammenfassung und Ausblick	69
6	Die Pulverlackierung	74
6.1	Der Versuchsaufbau im Lackiertechnikum	77
6.2	Experimentelle Ergebnisse der Lackierkabine	80
7	Numerische Ergebnisse der Pulverlackierung	84
7.1	Rechengebiet und numerische Gitter	84
7.2	Numerische Berechnung der Düsenströmung	87
7.2.1	Die Flachstrahldüse	90
7.2.2	Die Pralltellerdüse	93
7.3	Strömungsverhältnisse in der Lackierkabine	95
7.4	Berechnete und gemessene Schichtdicken	99
7.4.1	Beschichtung der ebenen Platte	99
7.4.2	Beschichtung des horizontalen Rohres	101
7.5	Diskussion der Rechenergebnisse im Vergleich zum Experiment	104
	Zusammenfassung und Ausblick	105
	Symbolverzeichnis	109
	Literaturverzeichnis	113

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kraftkomponenten bei Partikeln unter $10 \mu\text{m}$	15
2.2	Kraftkomponenten bei Partikeln bis $120 \mu\text{m}$	16
2.3	Feld in der Umgebung eines Partikel	19
2.4	Ladungsverhalten verschiedener Pulver	23
2.5	Die größenabhängige Ladungsmenge: q/d	24
2.6	Die größenabhängige Ladungsmenge: q/d^2	24
3.1	Zeitliche Entwicklung der Bahnlinien von Fluidelement und Partikel	34
4.1	Skizze des Funktionsprinzips El.-Abscheider	41
4.2	Skizze der Versuchsanlage El.-Abscheider	44
4.3	Foto der Testsektion El.-Abscheider	45
4.4	Skizze der Koordinaten und Ort des Messvolumen im El.-Abscheider	46
4.5	V-Geschwindigkeiten bei 40 kV	47
4.6	V-Geschwindigkeiten bei 55 kV	48
4.7	V-Geschwindigkeiten bei 0,5 m/s	49
4.8	V-Schwankungsgeschwindigkeiten bei 40 kV	49
4.9	V-Schwankungsgeschwindigkeiten bei 55 kV	50
4.10	U-Geschwindigkeiten und Schwankungen bei 55 kV	51
4.11	U-Geschwindigkeiten bei 1,0 m/s, an 3 Orten im Feld	52
4.12	V-Geschwindigkeiten bei 1,0 m/s, an 3 Orten im Feld	53
4.13	U-Geschwindigkeiten bei 2,0 m/s, an 2 Orten im Feld	54
4.14	V-Geschwindigkeiten bei 2,0 m/s, an 2 Orten im Feld	55
4.15	Skizze der Taylor-Couette-Analogie	56
4.16	Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten, 0,5 m/s	56
4.17	Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten, 1,0 m/s	57
4.18	Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten, 2,0 m/s	57
4.19	Turbulenzspektrum, 0,5 m/s, U-Komponente bei 0 - 55 kV	59
4.20	Turbulenzspektrum, 1,0 m/s, U-Komponente bei 0 - 55 kV	59
4.21	Turbulenzspektrum, 2,0 m/s, U-Komponente bei 0 - 55 kV	60
4.22	Turbulenzspektrum, 0,5 m/s, V-Komponente bei 0 - 55 kV	60
4.23	Turbulenzspektrum, 1,0 m/s, V-Komponente bei 0 - 55 kV	61

4.24	Turbulenzspektrum, 2,0 m/s, V-Komponente bei 0 - 55 kV	61
5.1	Gerechnete Stromlinien bei 0,5 m/s	63
5.2	Gerechnete Stromlinien bei 1,0 m/s	63
5.3	Vergleich Messung-Rechnung U-Komponente bei 0,5 m/s	65
5.4	Vergleich Messung-Rechnung U-Komponente bei 1,0 m/s	65
5.5	Vergleich Messung-Rechnung U-Komponente bei 2,0 m/s	66
5.6	Vergleich Messung-Rechnung V-Komponente bei 0,5 m/s	67
5.7	Vergleich Messung-Rechnung V-Komponente bei 1,0 m/s	67
5.8	Vergleich Messung-Rechnung U-Komponente bei 2,0 m/s	68
5.9	Vergleich Messung-Rechnung U-Komponente bei 1,0 m/s	68
5.10	Vergleich Messung-Rechnung V-Komponente bei 1,0 m/s	69
5.11	Einfluss der Gestaltung der Niederschlagselektroden	70
5.12	Berechnetes elektrostatisches Feld	71
5.13	Einfluss der Partikelgröße auf Abscheideprozess	72
5.14	Einfluss der Ladungsmenge auf Abscheideprozess	72
5.15	Trajektorien verschiedener Partikelgrößen	73
6.1	Schnitt durch die Pulverbeschichtungsversuchsanlage	77
6.2	Wagner Airmatic Automatiksprühpistole	78
6.3	Laserlichtschnitt der Sprühwolken	78
6.4	Versuchsanlage mit Objekten: Platte und Rohr	80
6.5	Skizze Messanordnung Düsenströmung	81
6.6	Vergleich Gas- und Partikelströmung	81
6.7	Einfluss der elektr. Feldstärke Düsenströmung	82
6.8	Vergleich der Partikelgeschwindigkeiten	82
6.9	Einfluss der elektr. Feldstärke und der Sinkluftströmung	83
7.1	Num. Gitter an der Flachstrahldüse	85
7.2	Num. Gitter in der Nähe des Pralltellers	85
7.3	Skizze des Rechengebietes Lackierkabine	86
7.4	Num. Gitter der Flachstrahldüse mit Rohr	87
7.5	Strömungsgeschwindigkeiten aus dem Innenrohr der Pistole	88
7.6	Vergleich Messung - Rechnung, Düsenströmung am Prallteller, 2D.	89
7.7	Detail des elektrostatischen Potentials bei der Pralltellerdüse.	90

7.8	Partikelbahnen beim Verlassen der Flachstrahldüse.	91
7.9	Vergleich Messung Rechnung Düsenströmung, Flachstrahldüse	92
7.10	Geschwindigkeitsvektorfeld der Flachstrahldüse	92
7.11	Partikelbahnen der Pralltellerdüsenströmung	93
7.12	Vergleich Messung – Rechnung, Ringspalt der Pralltellerdüse, (Axial) . . .	94
7.13	Vergleich Messung – Rechnung, Nahbereich Pralltellerdüse	94
7.14	Pralltellerdüsenströmung, Ergebnis der Rechnung und Laserlichtschnitt . .	96
7.15	Strömung zwischen Pralltellerdüse und Platte	97
7.16	Strömung zwischen Flachstrahldüse und Platte	98
7.17	Anzahlverteilung Partikel auf Platte, Flachstrahldüse	100
7.18	Schichtdickenverteilung auf Platte mit Flachstrahldüse.	100
7.19	Schichtdickenverteilung auf Platte mit Pralltellerdüse (Korona).	101
7.20	Partikelgeschwindigkeiten auf Rohr, Pralltellerdüse	102
7.21	Partikelgeschwindigkeiten auf Rohr, Flachstrahl	102
7.22	Berechnete Schichtdicke auf Rohr	103

Tabellenverzeichnis

3.1	Aufschlüsselung der Quellterme und der effektiven Viskosität: Kontinuitäts- gleichung und Impulsgleichungen	31
3.2	Quellterme und effektive Viskosität für das k - ε -Turbulenzmodell	32
3.3	Konstanten im k - ε -Turbulenzmodell	32
4.1	Experimente über Elektroabscheider	43
4.2	Varianz der Versuchsparameter Elektroabscheider.	46
4.3	Varianz des „Crossflow“, dimensionslosen Geschwindigkeitsverhältnis . . .	55
6.1	Festgelegte Parametereinstellungen zu den Versuchen Pulverlackierung. . .	79

Einleitung

Es wird kaum gelingen in unserer Umgebung eine rein einphasige Strömung zu beobachten. Üblicherweise treten mehrere Phasen in Form der drei Aggregatzustände fest, flüssig, gasförmig vermischt auf [94]. Auch bei technischen Transportprozessen sind die reinen Strömungen ausgesprochen selten und, wenn erforderlich, nur unter großem Aufwand zu erhalten.

Die meisten technischen Prozesse lassen sich, ungeachtet der Mannigfaltigkeit und Formenvielfalt der Stoffumwandlung in industriellen Anlagen, auf Strömungsvorgänge reduzieren, weshalb ihre Steuerung und Kontrolle oft über die gezielte Beeinflussung des Strömungsverhaltens einer oder mehrerer der beteiligten Phasen erfolgt. Häufig handelt es sich schlicht um Trennprozesse. Die unterschiedliche Einwirkung auf die einzelnen Phasen geschieht dabei über die spezifischen physikalischen Eigenschaften, die die Phasen auszeichnen. Neben dem Aggregatzustand, den man bereits zur Klassifikation der Phase heranzieht, sind das hauptsächlich die Dichte, die Zähigkeit, die Dielektrizität und bei Stoffübergängen entsprechende Größen wie Dampfdruck, Durchlässigkeit, Wärmekapazität und andere prozessrelevante Stoffwerte. Dabei lässt sich eine immer breitere Nutzung der Elektrostatik beobachten. Da der Einfluss elektrischer Feldkräfte weitestgehend unabhängig vom Strömungszustand erfolgt und im wesentlichen durch unterschiedliche elektrische Stoffeigenschaften zustande kommt, bietet sich diese Möglichkeit der Steuerung und Kontrolle des Transportes einer der beteiligten Phasen besonders an. Beispielsweise wird die ansonsten eher unerwünschte tribologische Aufladung bei der pneumatischen Förderung als Signalgeber zur Bestimmung des Massenflusses [165, 145, 12] genutzt. Von Cho et al. [33] wurde die Veränderung des Wärmeübergangs an einem Einzeltropfen in einem inhomogenen elektrischen Feld nachgewiesen und untersucht. Hierbei wurde auch die Deformation des Tropfens beobachtet. Die elektrische Kraft kann also auch zur Modifikation der thermischen und geometrischen Bedingungen dienen. Umgekehrt wird natürlich ebenso angestrebt, über geeignete Veränderungen der chemischen Eigenschaften während eines Prozesses die Ladungsmenge einer Phase zu beeinflussen, beispielsweise im Elektroabscheider durch Absorption [109, 110]. Die „richtige“ Ladungsmenge zu finden und auf den gewünschten Ladungsträgern zu applizieren, ist daher oft das Ziel von Optimierungsbemühungen bei technischen Anwendungen im Bereich der Mehrphasenströmungen mit elektrischem Feldeinfluss. Der Umstand, dass hohe Feldstärken in Gasen zu Ionisationen führen und somit freie Radikale erwünschte chemische Reaktionen in der Abgasreinigung oder im Bereich der Sterilisation auslösen, ermöglicht eine weitere Anwendung elektrostatischer Felder in der Verfahrenstechnik. Auch lassen sich elektrohydrodynamische Effekte ausnutzen, beispielsweise zur Widerstandsreduktion [55]. Da der Einfluss der elektrostatischen Felder auf Aerosole und Stäube (gezielt oder auch unerwünscht) meist zu einer Anlagerung führt, ist die Elektrostatik häufig an Beschichtungsprozessen beteiligt. Die Anwendungsmöglichkeiten reichen hier von Photokopierer und Laserdrucker über die Gasreinigung bis zur Verabreichung von Medikamenten. Bailey et al. [18] untersuchten, ob sich der aus Arbeitsschutzregelungen sattsam bekannte Effekt, dass elektrisch geladene Stäube (Beispiel Textilindustrie) die Lungen nachhaltiger schädigen, nicht auch positiv bei der Verabreichung lungengängiger Medikamente ausnutzen ließe. Am verbreitetsten ist die Elektrostatik wohl dennoch in Beschichtungsprozessen. Fotokopierer, Drucker, Nass- und Pulverlackierung nutzen die Feldstärke, um das Beschichtungsgut gezielter auf dem

Substrat zu applizieren und auch, um die Eigenschaften der entstandenen Schicht zu beeinflussen, wie beispielweise die theoretischen Untersuchungen von Mitsuya [158] und von Yu [227], ausführlicher in Yu und Zou [228] zur Packungsdichte, oder die experimentellen Arbeiten von Riehle und Wadenpohl [183] zur elektrisch stimulierten Agglomeration an einer geerdeten Oberfläche zeigen. Das Prinzip wird bisweilen auch umgekehrt. In der Natur treten feine (bis $1\mu\text{m}$) Tropfen und Teilchen, sogenannte Partikel, praktisch nicht ungeladen auf [18]. Hierbei ist die Ladung normalverteilt um den Schwerpunkt Null, so dass eine Wolke feiner Partikel äußerlich neutral erscheint. Wenn, wie beispielsweise in der Reinraumtechnik, die Neutralität einzelner Partikel erforderlich ist, werden sogenannte Aerosolneutralisatoren eingesetzt, Couvert et al. [38] untersuchten diesen Entladungsvorgang. Gemeinsamer Nenner aller technischer Anwendungen ist die Größe der Partikel bis ca. $100\mu\text{m}$, da für ein wachsendes Verhältnis von Masse zu Oberfläche der Einfluss der elektrischen Feldkraft rasch abnimmt.

Eine zunehmende Verbreitung der Elektrostatik in technischen Anwendungen beruht auf einem gegenüber anderen Verfahren verbesserten Umweltverhalten, sei es durch sparsameren Umgang mit den Rohstoffen oder durch geringere Schadstoffbelastung durch den Prozess. Auf die Notwendigkeit der Reduktion der Schadstoffe und des Energiebedarfs wurde schon vielfach hingewiesen. So werden beispielweise die unterschiedlichen Belastungen der Umwelt durch technische Prozesse in modernen Industrienationen sowie deren Konsequenzen anschaulich von Borsch und Wagner [24] diskutiert. Die sensible Reaktion der Konjunktur auf Energiepreisveränderungen (Kümmel [118]) unterstreicht die Relevanz des Faktors Energie in der Produktion. In Zukunft wird das politische und wirtschaftliche Bedürfnis nach Reduktion des Schadstoffausstoßes und des Energiebedarfs verbesserte Methoden zur Prozessoptimierung erfordern.

Gegenstand dieser Arbeit sind Gas-Feststoff-Strömungen und deren Wechselwirkung mit elektrostatischen Feldkräften. Eine Möglichkeit darüber Kenntnis zu erlangen ist die Beobachtung. Detaillierter werden die Informationen, wenn man sich hierzu besonders geeigneter Messtechnik bedienen kann. Eine andere Möglichkeit ist die theoretische Überlegung. Hierbei werden mathematische Modelle über die physikalische Anschauung und aus den Erkenntnissen der Beobachtung formuliert. Dies führt zu einem Satz an Gleichungen, von dem man gemeinhin eine so präzise Beschreibung der Abläufe erwarten kann, dass die Lösung eines solchen Gleichungssystems eine verlässliche Vorhersage der Vorgänge, die sich nach Einstellen der angenommenen Bedingungen tatsächlich ergeben, darstellt. In einem weiteren Schritt ist meist eine Vereinfachung der gewonnenen Gleichungen notwendig. Das rein abstrahierte Modell wird durch Einführen vereinfachender Annahmen und empirischer Werte in seiner Komplexität reduziert, damit handlicher, aber auch auf spezielle Fälle beschränkt. Generell ist es der Vergleich mit dem Experiment, der über die Qualität und die Nützlichkeit der Modellierung befindet.

Die numerische und experimentelle Untersuchung von elektrostatischen Feldern in Zweiphasenströmungen ist schon seit einigen Jahren Gegenstand der Forschung, was unter anderem an einer ansehnlichen Liste von Publikationen ablesbar ist. Vor allem der Elektroabscheider stellt von Beginn an eine Herausforderung an Programme und Rechner-technik dar. Die verfolgten Strategien orientierten sich anfangs hauptsächlich an der Leistungsfähigkeit der Rechner, in den letzten Jahren mehr an den Möglichkeiten, die aktuelle

CFD-Software-Pakete bieten. So gibt es an vielen Forschungseinrichtungen einen Trend zu kommerzieller Software und einer Beschränkung der Programmierarbeit auf die nutzerdefinierten Schnittstellen. Daher werden häufig die elektrostatischen Feldgleichungen mit anderen Programmen gelöst als die Strömungsvorgänge. Durch den Austausch der Feldwerte wird eine gekoppelte Rechnung allerdings deutlich zeitaufwändiger.

Das übliche experimentelle Herangehen liegt in der Bestimmung der Charakteristika des Strömungsverhaltens der dispersen Phase. Hierbei kommen meist laseroptische Methoden zum Einsatz. Die Strömung des Trägermediums lässt sich nur sehr schwer und dann nur indirekt bestimmen, da optische Methoden auf die Reflexion kleiner Partikel („Tracer“) angewiesen sind, die dem Einfluss des Feldes aber anders unterliegen als das reine Fluid. In dem einen großen Anwendungsgebiet, dem Elektroabscheider, wurden die meisten Messungen lediglich zur Bestimmung der lokalen Partikelkonzentration angestellt [60, 194, 156]. Die Bestimmung dieser Konzentration erfolgt mit laseroptischen Methoden unter Messung der Streulichtintensitäten, beispielsweise mit dem Malvern-Gerät. In der Literatur sind nur sehr wenige Untersuchungen in Abscheiderkonfigurationen mit dem Laser-Doppler-Anemometer bekannt. Eine davon stammt von Jurewicz et al. [98]. Unglücklicherweise waren diese Ergebnisse auf Grund zu unpräziser Angaben der Randbedingungen zur Verifikation der hier vorgestellten Modellierung nicht geeignet. Es ergab sich daher fast zwangsläufig die Notwendigkeit einen Versuchselektroabscheider als Testfall zu kreieren, der zuverlässige Daten zur Verifikation bietet. Mit einer weiteren Vermessung der Strömungsgeschwindigkeiten im Elektroabscheider konnten zum einen zuverlässige Vergleichsdaten für die Modellierung gewonnen werden und zum anderen Hinweise, die aktuelle Arbeiten zu diesem Thema, die dem Trend der letzten Jahre zu den submikronen und Nano-Partikeln folgen [61, 231, 194], ergänzen können. In bisherigen Arbeiten wurde der Modifikation der Turbulenzerscheinung durch elektrische Felder kaum oder nur wenig Aufmerksamkeit geschenkt, obwohl der negative Einfluss der Turbulenz auf die Abscheideleistung immer wieder unterstrichen wurde [171, 75, 200].

Bei der Modellierung und numerischen Berechnung kann man die Methoden zunächst anhand der Betrachtung der dispersen Phase einteilen. Die Modellierung der Strömungsvorgänge kann entweder für alle Phasen über einen Kontinuumsansatz erfolgen (Euler-Euler-Methode) oder durch Verfolgung der Bewegungsbahn eines Partikels in einem zuvor bestimmten Geschwindigkeitsfeld eines kontinuierlichen Mediums (Euler-Lagrange). Die Vorteile liegen im einen Fall (Euler-Euler) in einer gesicherten Statistik und realistischen Massenflüssen, im anderen Fall in der Möglichkeit individuelle Partikeleigenschaften wie Größe, Form, Ladung u. ä. berücksichtigen zu können. Zur Lösung dieser Gleichungen haben sich einige numerische Methoden etabliert, die sich im Rechenaufwand und in der Rechengenauigkeit unterscheiden. Abweichungen von experimentellen Daten entstehen dabei seltener durch numerische Rundungsfehler als durch zu grobe oder ungenaue Modelle. Der Umstand, dass sich ein Modell in dem einen Fall bewährt hat, reicht im Allgemeinen nicht aus, um es für einen verwandten Fall geeignet zu machen. In letzter Zeit ist hier, wie in der numerischen Strömungsmechanik allgemein, ein immer breiterer Einsatz der sehr genauen, weil ohne jegliche Modellierung erfolgenden, aber aufwändigen direkten numerischen Simulation (DNS) zu bemerken, wie beispielsweise in den Arbeiten von Soldati et al. [203] oder Soltani et al. [204] zu Zweiphasenströmungen mit elektrostatischen Feldern. Der immense numerische Aufwand wird auch in den nächsten Jahren die

direkte numerische Lösung komplexer Strömungsvorgänge verhindern und die Entwicklung feinerer Modelle weiterhin notwendig sein lassen.

Jede Ingenieursaufgabe erfordert letztlich eine Vorhersage über die Eigenschaften eines Bauteils oder den Ablauf natürlicher und technischer Vorgänge. Gängig sind zwei gänzlich unterschiedliche Methoden Vorhersagen zu erstellen: das Experiment und die theoretische Berechnung. Für das Experiment spricht seine Vertrauenswürdigkeit. Eine Pilotanlage im Zielmaßstab gibt sicherlich die genauesten Auskünfte über die Eigenschaften einer technischen Lösung. Der Aufwand wird aber in den meisten Fällen das sinnvoll Machbare übersteigen. Experimente im Labormaßstab umgehen diese Schwierigkeit, beinhalten dafür allerdings das Problem der Übertragung der Erkenntnisse. Trotz der hohen Vertrauenswürdigkeit sind experimentelle Ergebnisse daher oft nur mit der nötigen Portion Skepsis zu verwenden, die sich üblicherweise in einer Reihe von Sicherheitsfaktoren niederschlägt, da die Ergebnisse meist nicht unter den tatsächlich vorherrschenden Bedingungen entstanden sind. Hierin liegt wiederum einer der Vorteile der Modellierung. Durch ihre Hilfe kann mit vergleichsweise geringem Aufwand die Vorhersage im Zielmaßstab erstellt werden. Es werden mathematische Lösungen zu einem Modell, bestehend aus partiellen Differentialgleichungen, ermittelt, die in Abhängigkeit von den gegebenen Randbedingungen stehen. Die Vorteile liegen damit klar in der Flexibilität, Geschwindigkeit und der umfassenden Verfügbarkeit aller Variablen sowie in der Möglichkeit der unabhängigen Variation einzelner Parameter, die im Experiment oft nur unter großem Aufwand eingestellt werden können. Eine vollständige Berechnung und Lösung aller zugrunde liegenden physikalischen Abhängigkeiten ist, zumindest in absehbarer Zeit, unmöglich. Es bleibt daher notwendig, vereinfachende Annahmen zu treffen und analytische Modelle einzusetzen. Dabei kommt erschwerend hinzu, dass die meisten bewährten Modelle nur für simple Geometrien und Vorgänge mit einer kleinen Zahl sich gegenseitig beeinflussender Faktoren Gültigkeit besitzen. Außerdem kann es vorkommen, dass mehrere mathematische Lösungen zu einem Problem existieren und diese Form der Modellierung keine Möglichkeit der Entscheidung für die „richtige“ bietet. Zu den Schwierigkeiten mit Modellen kommt die Unsicherheit, ob der Gültigkeitsbereich des Modells zu weit überschritten wurde. Deshalb werden sich, wie in der vorliegenden Arbeit, auch in Zukunft das Experiment und die Modellierung ergänzen müssen. Neben einer stetigen Verbesserung der Computertechnik ist die Entwicklung verfeinerter Modelle nötig. Darauf zielt auch die Aussage Nolls [162]: „Die Entwicklung von numerischen Methoden zur Strömungssimulation wurde in den letzten Jahren stark vorangetrieben, wobei die Zuverlässigkeit und Geschwindigkeit dieser Verfahren in Verbindung mit leistungsfähigen Rechnern erheblich gesteigert werden konnte. Die Zielsetzung dieser Anstrengungen sind möglichst universell einsetzbare Rechenprogramme.“ Trotz der erheblichen Weiterentwicklung in allen angesprochenen Bereichen, kann festgestellt werden, dass man von einem solchen universellen Rechenprogramm noch weit entfernt ist und das von Noll benannte Ziel somit bestehen bleibt.

1 Ziel der Arbeit

In dieser Arbeit soll untersucht werden, welche physikalischen Gesetzmäßigkeiten berücksichtigt werden müssen, und wie weit vereinfachende Modelle verwendet werden können, wenn Strömungsvorgänge mit zweiphasigen Strömungen durch Hochspannungseinfluss gesteuert werden. Der Schwerpunkt liegt auf der Wechselwirkung der Phasen mit den Feldkräften und auf deren Modellierung. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich daher auf den Partikeltransport in Gas-Feststoff-Strömungen unter Einfluss elektrostatischer Felder. Dazu werden zunächst die bekannten theoretischen Zusammenhänge und die experimentellen Erkenntnisse vorgestellt. Weiterhin wird das verwendete numerische Modell in seinen Grundzügen und im Vergleich zu anderen Ansätzen besprochen. Zwei Experimente dienen zur Validierung der theoretischen Aussagen und der Modellierung, zeigen aber auch Aspekte der Wechselwirkung elektrostatischer Felder in Zweiphasenströmungen. Das experimentelle Vorgehen sowie die Besonderheiten der Anlagen werden ebenfalls diskutiert. Ein besonderes Augenmerk soll auf die Turbulenz in diesen Anwendungen gelegt werden. Da ist zum einen der Einfluss der Turbulenz auf die Partikelströmung und zum anderen die häufig beobachtete Veränderung des Turbulenzgrades durch elektrostatische Feldkräfte. Gerade beim Elektroabscheider ist die Turbulenz eine viel diskutierte Größe, da sie als Hauptursache für den Wiedereintritt („re-entrainment“) bereits abgeschiedener Partikel in die Strömung angesehen wird. Eine direkte Untersuchung des Turbulenzgrades ist dem Autor nicht bekannt. Für viele Beschichtungsprozesse ist die lokale Partikelgrößenverteilung bedeutsam, die aber sehr schwer experimentell zu bestimmen ist. In dieser Arbeit wird diese am Beispiel der Pulverlackierung diskutiert und eine Möglichkeit der Vorhersage mit Hilfe des Euler-Lagrange-Verfahrens vorgestellt. Eine numerische oder auch experimentelle Untersuchung des Schichtaufbaus ist sehr aufwändig und bei den hier untersuchten Anwendungen nicht nötig. Bei den meisten Beschichtungsprozessen ist nicht die Packungsdichte selbst von Bedeutung, sondern entweder die Ladungsverteilung auf der Oberfläche (Anwendungen mit sehr enger Größenverteilung wie Tonertechnik, Elektrofilter) oder die Partikelgrößenverteilung, wenn die entstandene Schicht weiter verarbeitet, beispielsweise beim Pulverlack aufgeschmolzen, wird. Da in angrenzenden Forschungsgebieten (Filtertechnik) der Schichtaufbau modelliert wird, ist der Einbau einer dort bewährten Methode in das vorgestellte Modell eine naheliegende Lösung, wenn eine genauere Modellierung für die jeweilige Anwendung notwendig erscheint.

2 Grundlagen

Um zu wissen, was unbekannt ist und um erkennen zu können, wie man den nächsten Schritt möglicherweise zu setzen hat, um das Unbekannte ein wenig zu erschließen, muss man zunächst zusammentragen, was bereits bekannt ist. Für den hier untersuchten Sachverhalt sind mehrere Bereiche interessant. Das Hauptaugenmerk wird auf den Transportvorgängen der Medien liegen. Wesentlich ist auch die Wechselwirkung mit elektrostatischen Feldkräften sowie deren Erzeugung. Da die Fragestellung auf Vorgänge aus technischen Anwendungen oder unserer natürlichen Umgebung abzielt, muss von Mehrphasenströmungen ausgegangen werden. Hierfür werden zunächst die die Vorgänge beschreibenden Theorien vorgestellt und die für die untersuchten Fälle möglichen vereinfachenden Annahmen getroffen.

2.1 Mehrphasenströmungen

Wie die Bezeichnung bereits andeutet, versteht man hierunter gemeinsame Transportvorgänge verschiedener Medien in unterschiedlichen Aggregatzuständen. Ist es schon hinlänglich kompliziert Transport- und Strömungsvorgänge eines einzelnen Mediums zu beschreiben, so treten hier noch weitere Schwierigkeiten hinzu. Bedingt durch die unterschiedlichen Eigenschaften der Phasen beeinflussen sie sich gegenseitig so stark, dass das Strömungsverhalten des einzelnen Mediums von der einphasigen Strömung deutlich unterschieden ist. Die gegenseitige Beeinflussung erfolgt im wesentlichen durch Stöße und durch Reibung. Für Veränderungen gegenüber dem einphasigen Fall sind unterschiedliche Viskositäten und Dichten verantwortlich, denn Reibung als solche tritt selbstverständlich in jedem transportierten Medium auf, sieht man vom suprafluiden Zustand des He⁴ ab, der sich unter anderem durch reibungsfreies Fließen auszeichnet.

Die Aufgabe besteht also im ersten Schritt darin, den Transportvorgang als solchen zu beschreiben. Hier kann die Physik mit Bekanntem dienen: mit der Kontinuumsmechanik und den Navier-Stokes-Gleichungen. Obwohl nicht geschlossen lösbar, beschreiben diese durch Integration über Kräftegleichgewichte und Erhaltungssätze vollständig das Strömungsverhalten von Fluiden, also beweglichen Medien. Einzige Einschränkung ist hier der Kontinuumsansatz, mit dem implizit vorausgesetzt wird, dass das Medium innerhalb der betrachteten Größenverhältnisse gleichmäßig verteilt ist. Bei sehr verdünnten Strömungen bedarf es weiterer Annahmen. Zur Herleitung und zu den Eigenschaften der Navier-Stokes-Gleichungen findet man in den meisten Lehrbüchern der Strömungsmechanik (beispielsweise Landau, Lifschitz [124] oder Rotta [188]) Ausführliches.

Neben den analytischen Lösungen, die für einzelne Fälle unter stark vereinfachenden Annahmen (beispielsweise Potentialströmungen) bekannt sind, wurde in den letzten Jahren eine approximative Lösung der Gleichungen durch numerische Iteration immer erfolgreicher und üblicher. Es haben sich eine ganze Reihe an Methoden bewährt, die ihre jeweiligen eigenen Vorzüge und Nachteile aufweisen. Ein Überblick lässt sich der Literatur über numerische Strömungsmechanik entnehmen, beispielsweise Ferziger & Perić [62], Oertel [164] oder Peyret [174]. Grundlegend kann man in die Bilanzierungsmethoden (finite Volumen, finite Differenzen u.a.) und die Funktionalmethoden (finite Elemente, Monte Carlo u.a.) unterteilen. Während die einen über die Erfüllung der Erhaltungssätze inner-

halb einer elementaren Rechenzelle (Kontrollvolumen) die Integration und die Korrektur durchführen, gelangen die anderen über die sukzessive Verbesserung einer Startlösung, die in Form von Funktionswerten auf den Stützstellen vorliegt, zum Ergebnis. Gerade zur Berechnung kombinierter Probleme wie bei den Mehrphasenströmungen kommen oft auch Kombinationen mehrerer Methoden zum Einsatz. Dadurch kann die bessere numerische Stabilität des einen Verfahrens mit der höheren Genauigkeitsordnung der anderen [72, zur Definition und Problematik des Genauigkeitsbegriffes] geeignet kombiniert werden. Beispiele für das Gesagte werden in Kapitel 3.1 ff. gegeben.

In Natur und Technik treten fast ausschließlich Mehrphasenströmungen auf. Bis auf wenige, unter großem Aufwand erhaltene Anwendungen, in denen eine „reine“ Phase transportiert wird, sind ansonsten mindestens zwei Phasen beteiligt. Meist „schmuggeln“ sich im Laufe des Prozesses weitere Bestandteile „ein“, wie beispielsweise über die Lufttemperatur und die Luftfeuchtigkeit die Möglichkeit der Kondensation. Der Einsatz elektrostatischer Feldkräfte erfolgt in den überwiegenden Fällen zur Trennung der Phasen. Die zu trennende Phase muß dabei entweder leicht Ladung aufnehmen können oder bereits geladen sein. Sieht man von den wenigen Fällen mit Plasmaströmungen (geladenes Fluid) ab, so bleiben als gut geeignete Anwendungen Gasströmungen mit feiner Partikelphase von bis ca. 100 μm Durchmesser. Eine detaillierte Diskussion findet sich in einem eigenen Kapitel (2.4), da die Aufladung einen wesentlichen Aspekt für die elektrostatische Einwirkung auf Mehrphasenströmungen darstellt. Eine Trennung von mehr als zwei Phasen ist zwar denkbar, erfolgt zum Teil auch ungewollt und dann meist unerwünscht wie zum Beispiel bei spontaner Tropfenbildung durch Kondensation, wird aber kaum technisch realisiert.

2.2 Zweiphasenströmungen, die Gas-Feststoff-Strömung

Eine generelle Unterscheidung erfolgt bei den meisten mehrphasigen Strömungen in die kontinuierliche Phase und in eine oder mehrere diskontinuierliche Phasen, üblicherweise und im Folgenden „disperse“ genannt. Die kontinuierliche Phase besteht aus einem Fluid, ist also entweder gasförmig oder flüssig. Für die disperse Phase läßt sich nur die Abweichung zur kontinuierlichen feststellen. Es sind alle Aggregatzustände möglich, eine Bezeichnung erfolgt daher auch meist über die Kombination der Aggregatzustände. So sind beispielsweise Flüssig-Gas-Strömungen mit Blasen durchsetzte Flüssigkeitsströmungen. Gas-flüssig steht für Tropfen in einem Gasstrom und Gas-Feststoff-Strömungen transportieren kleine Feststoffpartikel in einem Gasstrom. Diese Strömungsform ist sowohl in technischen Prozessen, als auch in der Natur sehr häufig anzutreffen. In der Technik finden wir sie bei der Feststoffverbrennung oder bei Raketenantrieben. Die pneumatische Förderung spielt eine große Rolle in der Pharmazie, bei der Lebensmittelherstellung und bei Kohle und Mineralpulvern. Fluidisierung ist die wesentliche Grundoperation der Gas-Feststoff-Strömung und wird bei vielen wichtigen Prozessen der chemischen Katalyse angewendet. Gas-Feststoff-Strömungen treten bei der Gasreinigung auf, beispielsweise in Zyklonen oder Elektroabscheidern. Sehr feine Feststoffe finden Anwendung bei der Keramik- und Silikonherstellung, Plasmabeschichtung und bei der Tonertechnik. In der Natur begegnen uns die Gas-Feststoff-Strömungen typischerweise in Sandstürmen, bei Wanderdünen, Winderosionen und in kosmischen Stäuben. Eine optimierte Gestaltung der industriellen Prozesse und eine zuverlässige Einschätzung der natürlichen Vorgänge erfordern ein umfassendes Wissen über die grundlegenden Zusammenhänge dieser Strömungsform.

2.2.1 Die kontinuierliche, hier Gas-Phase

Für die kontinuierliche Phase gelten zunächst einmal dieselben Gesetze wie für ein einphasiges Fluid. Der Einfluss der Mehrphasigkeit ist zwar im Allgemeinen deutlich in jeder Phase erkennbar, die Dynamik unterliegt jedoch selbstverständlich den gleichen Gesetzmäßigkeiten wie alle Transportprozesse. Zu lösen sind die Navier-Stokes-Gleichungen, die eine Bilanz der angreifenden Kräfte darstellen. Die Gleichungen werden nach ihren beiden Entdeckern benannt, die diese unabhängig voneinander im 19ten Jahrhundert definierten. Mit den Euler-Gleichungen waren die Bewegungsgleichungen für fließende Medien schon seit 150 Jahren bekannt. Es blieb aber bis dato die innere Reibung unberücksichtigt. Erst mit den Navier-Stokes-Gleichungen konnten turbulente Strömungsvorgänge physikalisch vollständig beschrieben werden, und sie sind heute noch die elementaren Gleichungen bei der Untersuchung reibungsbehafteter Strömungen. Die Beschreibung des Transportprozesses erhält man nur in Kombination mit einer Erhaltungsgleichung, meist der Massenerhaltung, über die sogenannte Kontinuitätsgleichung.

Unter der Annahme konstanter Viskosität und eines dichtekonstanten Mediums hat die Navier-Stokes-Gleichung für die Fluidbewegung die folgende Gestalt:

$$\rho_f \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho_f \vec{g} + \vec{F}_a \quad (2.1)$$

Die Annahme der Dichtekonstanz hat zur Folge, dass der Druck p nur relativ zu einem beliebigen Bezugswert berechnet werden kann, da zu der erhaltenen Lösung beliebige, konstante Werte addiert werden können. In den Fällen, in denen diese Annahmen nicht zulässig erscheinen, weil die Strömungsbedingungen dies nicht erlauben, da beispielsweise Inkompressibilität ($Ma < 0,3$), aber zusätzlich eine Temperaturabhängigkeit der Dichte vorliegt, muss auf die Gleichungen und Beziehungen der theoretischen Gasdynamik zurückgegriffen werden, Zierep [233].

2.2.2 Die disperse, hier Feststoff-Partikel-Phase

Unter der dispersen Phase ist dasjenige Teilmedium einer Strömung zu verstehen, dessen Bestandteile als getrennte Einzelteile erkennbar sind, was jedoch eine anthropozentrische Klassifikation darstellt. Eine nähere Betrachtung sogenannter kontinuierlicher Phasen bringt dieselben Stoßvorgänge zwischen Molekülen zu Tage wie zwischen dispersen Partikeln. Diese Stöße sind ein bedeutender Teil der Ursache für die innere Reibung eines Fluides. Das Verhalten des Fluids wird daher auch ganz wesentlich von den Abständen dieser einzelnen „Partikel“ untereinander abhängen, das heißt von der Häufigkeit der Wechselwirkung miteinander, woraus sich die Druckabhängigkeit der Viskosität erklärt. Die Analogie zwischen Molekül- und Partikelbewegungen gilt allerdings nicht generell: Die Schwankungsgeschwindigkeiten im molekularen Bereich werden von der thermischen (Braunschen) Bewegung dominiert. Wegen der direkten Abhängigkeit von der Stoßfrequenz klassifiziert man eine Zweiphasenströmung über die Beladung einer kontinuierlichen Phase mit der dispersen Phase. Je höher dieses Massen- oder Volumenverhältnis ist, umso größer ist die Modifikation der Strömungsverhältnisse und die Wechselwirkung zwischen den Phasen. So spricht man denn auch von verdünnter (*dilute*) und hochbeladener (*dense*) Zweiphasenströmung. Bei einer Partikelkonzentration $\alpha_p > 10^{-5}$ ist der Partikeleinfluss auf die Turbulenz der Gasströmung nicht mehr vernachlässigbar [94].

2.3 Kräfte auf Partikel

Die Mehrphasenströmung ist mehr als die Summe ihrer Teile. Zu den Charakteristika der Einphasenströmung treten die Wechselwirkungen zwischen den Phasen hinzu. Hier tritt eine gegenseitige Beeinflussung auf, und die einwirkenden Kräfte müssen um die entsprechenden Wechselwirkungsterme ergänzt werden. Man kann sich das am pneumatischen Transport leicht veranschaulichen. Die Kopplung mit der fluiden Phase erfolgt dabei ausschließlich durch Reibung, hervorgerufen durch den Strömungswiderstand der dispersen Phase. Die zu überwindenden Trägheitskräfte beim Transport eines fluidisierten Mediums werden durch Reibung an den Oberflächen übermittelt. Die Wechselwirkung der Phasen untereinander bewirkt zunächst eine Dämpfung oder Anfachung der lokalen Geschwindigkeit und damit der Geschwindigkeitsschwankungen und des Turbulenzgrades.

Die disperse Phase erfährt eine Kraft, die schwer allgemein in einer analytischen Form angegeben werden kann. Die Betrachtung eines einzelnen Bestandteils, eines Partikels, scheint daher sinnvoll. Es muss davon ausgegangen werden, dass das Partikel rotiert, beliebig geformt und geladen ist, Beschleunigung erfährt und durch Stöße einer unregelmäßigen Flugbahn mit abrupten Richtungsänderungen folgt. Eine häufige Annahme ist, dass dieses komplexe Verhalten durch eine Überlagerung von vier simplen Bewegungsformen beschreibbar sei: (1) ein Partikel mit konstanter Geschwindigkeit in einer Strömung mit homogener Geschwindigkeitsverteilung, (2) ein Partikel in beschleunigter Bewegung in derselben Strömung, (3) ein Partikel mit konstanter Geschwindigkeit in einer Strömung mit inhomogener Geschwindigkeitsverteilung, (4) ein rotierendes Partikel mit konstanter Winkelgeschwindigkeit in einer homogenen Strömung. Die aus den vier Vereinfachungen abgeleiteten Kräfte sind die Widerstandskraft (1), die Basset-Kraft (2), die Saffman-Kraft (3) und die Magnus-Kraft (4). Unberücksichtigt in dieser Vorstellung bleiben äußere Kräfte wie die Elektrostatik, die Schwerkraft oder der Magnetismus, der Strahlungsdruck u. a.. Die Gesamtkraft auf ein Partikel wird also als Summe aus Einzelkomponenten gedacht, von denen hierfür angenommen wird, dass sie voneinander unabhängig seien. Die Bewegungsgleichung für ein Einzelpartikel ergibt sich dann zu folgender Summation (Superpositionsprinzip):

$$m_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = \vec{F}_p = \vec{F}_W + \vec{F}_{vm} + \vec{F}_{Ba} + \vec{F}_{Sa} + \vec{F}_{Ma} + \vec{F}_{Co} + \vec{F}_g + \vec{F}_{El} + \vec{F}_{Mg} + \dots \quad (2.2)$$

wobei die Indizes folgende Anteile repräsentieren: *W* steht für Widerstand, *vm* für virtuelle Masse, *Ba* für Basset-, *Sa* für Saffman- und *Ma* für Auftriebskraft durch den Magnus-Effekt. *Co* steht für das Coulombsche Gesetz geladener Partikel und *El* für die Kraft eines äußeren elektrischen Feldes auf sie, *g* ist die Erdanziehung, *Mg* kennzeichnet die Einwirkung durch ein magnetisches Feld. Weitere Kräfte sind bereits angedeutet, werden aber im Folgenden nicht detailliert besprochen, da sie in Anwendungen wie Strömungen mit chemischen Reaktionen oder Wärmeübergang am Einzelpartikel etc. relevant sind, die in dieser Arbeit nicht betrachtet werden. Die Kraft auf die gesamte Phase ist entsprechend die Summe der einzelnen Partikelkräfte \vec{F}_p . Die Kräfte werden meist anhand ihrer Stärke oder Bedeutung geordnet. In dieser Diskussion soll ihre Wirkungsweise im Vordergrund stehen. Sie werden daher im Folgenden nach ihren Mechanismen gruppiert. Krafteinwirkungen können dabei über das umliegende Fluid, die sogenannten hydrodynamischen Kräfte, durch Wechselwirkung mit benachbarten Partikeln und durch andere, äußere, das heißt nicht mittelbar zur Strömung gehörende Kräfte und Felder erfolgen.

Vernachlässigt ist in dieser Diskussion der Wandeinfluss auf die Strömung, da bei den Anwendungen in dieser Arbeit von freien Strömungen ausgegangen werden kann und es für die Partikelphase bei Wandkontakt zur Deposition kommt. Ebenfalls nicht diskutiert wird die Bildkraft, die in Wandnähe zu einer erhöhten Beschleunigung in Wandrichtung führt, die allerdings, bedingt durch die reziproke Proportionalität zum Quadrat des doppelten Abstandes, erst für sehr kleine Abstände wirksam wird. Matsuyama et al. [146] geben eine analytische Lösung zur Berechnung der Bildkraft mit Hilfe der Polynomialzerlegung in Legendre-Polynome an.

2.3.1 Hydrodynamische Kräfte

Die Widerstandskraft Die Widerstandskraft ist in den meisten Fällen die dominierende Kraft auf ein Teilchen in einer Strömung. Eine Kraftübertragung erfolgt durch die Umströmung des Partikels. Ein wesentlicher Proportionalitätsfaktor ist erwartungsgemäß die Relativgeschwindigkeit des Partikels zum es umgebenden Fluid. Die Verhältnisse bei dieser Umströmung bestimmen daher ganz wesentlich die Widerstandskraft. Um diesen unterschiedlichen Abhängigkeiten mit dimensionslosen Beiwerten Rechnung tragen zu können, zerlegt man die Widerstandskraft in zwei Anteile: den Formwiderstand, Beiwert c_w , und den Reibungswiderstand, der von der Oberflächenbeschaffenheit der Partikel und der Umströmungsgeschwindigkeit abhängig ist. Im Stokesschen Bereich haben sie einen Anteil am Gesamtwiderstand von $1/3$ bzw. $2/3$. Vollständig berechnen lässt sich die Widerstandskraft durch Integration der Reibungs- und Druckkräfte über die Teilchenoberfläche. Zur Klassifikation der Umströmungszustände wird üblicherweise die Partikelreynoldszahl Re_p herangezogen, die wie die Reynoldszahl eines frei umströmten Körpers definiert ist, wobei der Partikeldurchmesser die charakteristische Lauflänge bildet und die Relativgeschwindigkeit zur Anströmungsgeschwindigkeit wird. Über diese Kennzahl werden die verschiedenen Strömungszustände unterschieden. Eine Partikelreynoldszahl $Re_p < 0.25$ kennzeichnet den Stokes-Bereich, für den eine schleichende Umströmung der gesamten Partikeloberfläche charakteristisch ist. Die Widerstandskraft für diesen Bereich errechnet sich zu:

$$\begin{aligned}\vec{F}_W &= \vec{F}_W^F + \vec{F}_W^R \\ &= 3\pi \mu_f D_p \vec{U}_{rel} = 18 m_p \frac{\mu_f}{\rho_p D_p^2} \vec{U}_{rel}\end{aligned}\quad (2.3)$$

Der Widerstandsbeiwert für den Stokesschen Bereich bestimmt sich hieraus zu $c_w = 24/Re_p$. Der Widerstandsbeiwert hängt von sehr vielen Faktoren ab, wobei die Reynoldszahl für die vorliegenden Betrachtungen von größtem Belang ist. Nimmt die Reynoldszahl zu, so steigt c_w im Vergleich zum c_w -Wert im Stokesschen Bereich. Steigt die Reynoldszahl weiter, so bilden sich Wirbel hinter der Kugel. Damit ändert sich die Druckverteilung an der Kugeloberfläche und der Formwiderstand erhöht sich. Eine geschlossene analytische Lösung für die Widerstandskraft steht dann nicht mehr zur Verfügung. Für diese Bereiche bewährt sich die Definition von Beiwerten, die sich aus experimentellen Daten bestimmen lassen. Die Widerstandskraft wird mit Einführung des Beiwertes c_w zu:

$$\vec{F}_W = \frac{3}{4} m_p \frac{\rho_f}{\rho_p} c_w \vec{U}_{rel} |\vec{U}_{rel}| \quad (2.4)$$

bzw. unter Verwendung der Partikel-Reynoldszahl Re_p zu:

$$\vec{F}_W = \frac{3}{4} m_p \frac{\mu_f}{\rho_p D_p^2} c_w Re_p \vec{U}_{rel} \quad (2.5)$$

Mit der auf höhere Reynoldszahlen angepassten Partikelrelaxationszeit

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18 \mu_f c_w} \frac{24}{Re_p} \quad (2.6)$$

(der rechte Term von Gl. 2.6 erfasst diese Anpassung mit Hilfe des Widerstandsbeiwertes und wird im Fall $Re_p < 1$ zu $1 \Rightarrow$ Übergang zu Gl. 2.3) lässt sich die Widerstandskraft stark verkürzt darstellen:

$$\vec{F}_W = \frac{\vec{U}_{rel}}{\tau_p} \quad (2.7)$$

Sehr wohl gibt es die Möglichkeit analytischer Näherungslösungen der Navier-Stokes-Gleichungen und der Partikelbewegungen für den Stokesschen Bereich. Gemessen werden sie an der Übereinstimmung mit dem Experiment. Eine Vielzahl von Messungen verschiedener Autoren sind in das bekannte Diagramm von Schlichting [193, Seite 40] zur experimentell ermittelten Beziehung zwischen Widerstandsbeiwert und Reynoldszahl eingeflossen. Annähernd ebenso viele Beziehungen zur formelmäßigen Beschreibung sind von unterschiedlichen Autoren vorgeschlagen worden. Zu einer Diskussion der unterschiedlichen Ansätze und dem Vergleich zu den empirischen Approximationsformeln siehe Schmidt und Müller [197]. Die wohl meist zitierte analytische Lösung jüngeren Datums stammt von Hinds [82]. Seine Weiterentwicklung der Oseenschen Formel beschreibt den Widerstandsbeiwert im sogenannten Übergangsbereich:

$$c_w(Re) = \frac{24}{Re_p} \cdot \left(1 + \frac{Re_p^{2/3}}{6} \right) \quad 3 < Re_p < 400 \quad (2.8)$$

mit einer maximal 2%-igen Abweichung von experimentellen Daten im angegebenen Gültigkeitsintervall. Für Abschätzungen bis $Re = 1000$ bleibt der Fehler unter 10% und die Gleichung 2.8 hat für die meisten Modellierungen eine ausreichende Genauigkeit.

Im Newtonschen Bereich (ca. $800 < Re_p < 3.5 \cdot 10^5 =$ kritische Reynoldszahl) spielt der Anteil der Reibung kaum noch eine Rolle und es liegt ein nahezu konstanter Widerstandsbeiwert von $c_w = 0.44$ ($\pm 13\%$) vor. Höhere Reynoldszahlen treten bei partikelbeladenen Strömungen und deren Berechnung äußerst selten auf.

Die virtuelle Masse Bei der Beschleunigung eines Teilchens wird auch das Fluid in der direkten Umgebung des Teilchens mitbeschleunigt, so dass sich eine zusätzliche träge Masse ergibt. Dieser Term wird dem Formwiderstand zugezählt und ist proportional zum Dichteverhältnis $\frac{\rho_f}{\rho_p}$. Die effektive Masse eines Teilchens erscheint größer als die reale, der Zuwachs ist allerdings für große Dichteverhältnisse $\frac{\rho_f}{\rho_p}$ gering. Über die Betrachtung der kinetischen Energie des umgebenden Fluids und entsprechende Integration (s. z.B. Crowe,

Sommerfeld und Tsuji [44]) erhält man für die Kraft durch die virtuelle Masse die folgende Beziehung:

$$\vec{F}_{vm} = m_p c_{vm} \frac{\rho_f}{\rho_p} \left(\frac{D\vec{u}_f}{Dt} - \frac{\partial \vec{u}_p}{\partial t} \right) \quad (2.9)$$

Der Koeffizient c_{vm} wurde eingeführt, um die Gültigkeit der Beziehung auch für höhere Reynoldszahlen zu erweitern. Nach Odar & Hamilton [163] läßt sich c_{vm} in Abhängigkeit von der Partikel-Reynoldszahl Re_P und der Beschleunigungszahl Ac bestimmen. Neuere Veröffentlichungen (z.B. Magnaudet [142]) nennen $c_{vm} = 0.5$, unabhängig von Re_P und Ac , die bessere Variante. Bei den durchgeführten Berechnungen wurde daher $c_{vm} = 0.5$ verwendet.

Die Basset-History-Kraft Die Basset-Kraft, oder auch das „Basset history integral“ berücksichtigt die Veränderung des momentanen Widerstandes durch zuvor erfolgte Beschleunigungsvorgänge. Die Basset-Kraft ist vernachlässigbar, wenn das Dichteverhältnis $\frac{\rho_f}{\rho_p}$ wie bei den vorliegenden Gas-Feststoff-Strömungen sehr klein wird.

Die Magnus-Kraft Die zuerst von Magnus beschriebene Kraft ergibt sich durch die Eigenrotation eines Teilchens. Durch die Rotation stellt sich aufgrund der daraus resultierenden Relativgeschwindigkeiten an der Teilchenoberfläche eine ungleichmäßige Druckverteilung über die Oberfläche ein. Dadurch erhält man eine Querkraft/Auftriebskraft, die im allgemeinen als Magnus-Effekt bezeichnet wird. Rubinow und Keller [189] geben für die Magnus-Kraft folgende Relation an:

$$\vec{F}_M = \frac{\pi}{8} D_p^2 c_{Ma} \frac{|\vec{U}_{rel}|}{|\vec{\Omega}_{rel}|} \left[\vec{U}_{rel} \times \vec{\Omega}_{rel} \right] \quad (2.10)$$

Man erkennt hier die Proportionalität zur Partikeloberfläche, wonach zu erwarten ist, dass die Magnus-Kraft für kleine Partikeldurchmesser von untergeordnetem Einfluss ist, wie auch in Arbeiten von Magnaudet [142] oder den numerischen Untersuchungen von Cherukat [32] bestätigt wird.

Kraft durch Druckgradienten Aus einem Druckgradienten in der Strömung resultiert eine weitere Kraft auf das Teilchen. Mit der Annahme eines konstanten Druckgradienten in der Partikelumgebung ergibt sich durch Integration über die Teilchenoberfläche:

$$\vec{F}_p = -\nabla p m_p / \rho_p \quad (2.11)$$

Betrachtet man die Navier-Stokes-Gleichung für den Fall eines Newtonschen Fluids

$$\rho_f \frac{D\vec{u}_f}{Dt} = -\nabla p + \mu_f \nabla^2 \vec{u}_f + \rho_f \vec{g} \quad (2.12)$$

so läßt sich der Druckgradient wie folgt ausdrücken:

$$-\nabla p = \rho_f \frac{D\vec{u}_f}{Dt} - \mu_f \nabla^2 \vec{u}_f - \rho_f \vec{g} \quad (2.13)$$

Unter Annahme einer konstanten Scherung über der Teilchenoberfläche wird der Term $\mu_f \nabla^2 \vec{u}_f$ zu Null und es ergibt sich für die Kraft durch den Druckgradienten:

$$\vec{F}_p = m_p \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{D\vec{u}_f}{Dt} - m_p \frac{\rho_f}{\rho_p} \vec{g} \quad (2.14)$$

Die Bedeutung der Kraft ist somit direkt proportional zum Dichteverhältnis $\frac{\rho_f}{\rho_p}$ und steigt mit zunehmendem Druckgradienten. Häufig werden die beiden Teilterme getrennt voneinander betrachtet und der erste Term als Druckkraft, der zweite als Auftriebskraft bezeichnet. Die Auftriebskraft wird dann meistens mit der Gewichtskraft zusammengefasst.

Die Saffman-Kraft Befindet sich ein Teilchen in einer Scherströmung, so stellt sich eine ungleichmäßige Druckverteilung über die Teilchenoberfläche ein und es resultiert eine Querkraft senkrecht zur Strömungsrichtung in Richtung der größeren Relativgeschwindigkeit \vec{U}_r . Mei [153] gibt für diese Querkraft an:

$$\vec{F}_S = 1.615 D_p^2 \sqrt{\rho_f \mu_f} c_s \frac{[\vec{U}_r \times \vec{\omega}_F]}{\sqrt{|\vec{\omega}_F|}} \quad (2.15)$$

2.3.2 Kräfte zwischen den Partikeln

Stöße Diese werden durch eine Gleichung für die Stoßhäufigkeit, die Stoßwahrscheinlichkeit und die Stoßfrequenz dargestellt. Wesentlich ist hierbei sicherlich die Breite der Geschwindigkeitsverteilung und der Partikelgrößenverteilung, damit es überhaupt zu Stößen kommt und damit diese eine nachhaltige Änderung der Flugbahn und -geschwindigkeit zur Folge haben. Dieser Effekt wird in deutlicherem Maße durch Wandstöße bewirkt (Sommerfeld et al. [119]), deren Theorie und Möglichkeiten der numerischen Modellierung ausführlich von Sommerfeld [205] beschrieben wurden. Aufgrund der Bedingungen in den vorliegenden Anwendungen und Testfällen bedarf es keiner Berücksichtigung der Stöße in dieser Arbeit.

Die Coulomb-Kraft Nach ihrem Entdecker benannt, drückt diese Kraft die Anziehung oder Abstoßung geladener Teilchen untereinander aus. Sie folgt der bekannten $1/r^2$ - Gesetzmäßigkeit, die die Proportionalität zur Oberfläche einer gedachten umhüllenden Kugelschale erkennen lässt. Die Kraft wird folgendermaßen beschrieben:

$$\vec{F}_{Co} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{|\vec{r}_{1,2}| \cdot |\vec{r}_{1,2}|} \quad (2.16)$$

Die Van-der-Waals-Kraft Dabei handelt es sich um eine ursprünglich von van der Waals als Erklärung für die Nichtexistenz idealer Gase postulierte Kraft, die auf Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Atomen oder Molekülen beruht. Für kleine Partikel wurde dieser Gedanke erweitert, indem der Proportionalitätsfaktor zwischen Kraft und Radius (Hamaker-Koeffizient) von Lifshitz geeignet undefiniert wurde. Die Gleichung für die resultierende Lifshitz-van-der-Waals- „Konstante“ ist leider nicht trivial lösbar, es sind allerdings einige Näherungen bekannt. Eine Diskussion zu dem Koeffizienten und seiner näherungsweise Bestimmung findet sich bei Landau-Lifshitz [123]. Grundsätzlich handelt es sich hier um eine sehr kurzreichweitige Wechselwirkung, die beispielsweise Ursache für das Phänomen ist, dass nach einem erfolgten Stoß die beteiligten Partikel gemeinsam ihre Bewegung fortsetzen. Diese Kraft muss lediglich berücksichtigt werden, wenn bei Stößen die Möglichkeit der Agglomeration gegeben ist.

2.3.3 Die Kräfte durch äußere Felder

Hierunter sollen Kraftfelder verstanden werden, die nicht direkt an die Strömung gekoppelt sind. Die Kraftquellen vollführen Bewegungen, die von der des Fluids und vom Strömungszustand unabhängig sind.

Die Schwerkraft Sie ergibt sich durch die Gravitationsbeschleunigung \vec{g} und hat die folgende Form:

$$\vec{F}_g = m_p \cdot \vec{g} \quad (2.17)$$

Die elektrostatische Feldkraft Ein Partikel mit einer konstanten Ladung, das in ein elektrisches Feld gebracht wird, erfährt eine Ablenkung durch die Feldkraft (Coulombsches Gesetz):

$$\vec{F}_{El} = q_p \cdot \vec{E} \quad [\text{Joules/cm}] \quad (2.18)$$

Um eine der Gravitation analoge Beschleunigung zu erhalten, kann durch die zugehörige Masse dividiert werden:

$$\frac{\vec{F}_{El}}{m_p} = \vec{a}_{el} = \frac{q_p}{m_p} \cdot \vec{E} \quad (2.19)$$

Die lineare Abhängigkeit dieser Kraft von der Partikelladung ist die Ursache für das Interesse an den Auf- und Entladungsprozessen von Partikeln. Wegen ihrer Schlüsselrolle bei der Wechselwirkung von elektrischen Feldern mit der dispersen Phase wird der Aufladung ein eigenes Kapitel (2.4) gewidmet.

Der Magnetismus Ihm liegen ähnliche Vorgänge zugrunde wie der elektrostatischen Feldkraft. Die Gleichung für die Kraft hat formal dieselbe Gestalt:

$$\vec{F}_{Mg} = m_{mg} \mu_r \cdot \vec{B} \quad (2.20)$$

Hier steht m_{mg} für die Magnetisierung oder das magnetische Moment des Partikels entsprechend der Anzahl parallel ausgerichteter magnetischer Nordpole. Starke magnetische Felder werden meist über Wechselströme mit hoher Spannung erzeugt. Oft handelt es sich um eine Koexistenz der beiden Effekte. Da in der Natur magnetische Monopole unbekannt sind, kann ein magnetisches Moment nur durch Ausrichtung von Polen im Partikel entstehen. Hierzu muss das Material des Partikels entweder ein guter Leiter sein oder die Eigenschaften eines Permanentmagneten haben. In den hier betrachteten Fällen liegen elektrostatische Felder vor, so dass die magnetische Feldkraft einen sehr geringen Anteil an der Gesamtkraft hat und somit unberücksichtigt bleiben kann.

2.3.4 Größenverhältnisse der Kraftterme

Wie die bisher diskutierten Abhängigkeiten und Proportionalitäten der einzelnen Kräfte erkennen lassen, sind allgemeingültige Angaben über die Dominanz der einen oder anderen Komponente kaum möglich. Es müssen daher unterschiedliche Fallbetrachtungen angestellt werden. Zunächst werden die Kräfte über einen weiten Größenbereich der sie bestimmenden Variablen dargestellt. Dabei können der generelle Verlauf und die theoretischen Maximal- und Minimalwerte angegeben werden. Eine detaillierte Diskussion im Vergleich untereinander erfolgt dann anhand der für die in dieser Arbeit betrachteten Testfälle typischen Randwerte für Geschwindigkeiten, Feldstärken und Partikelgrößen.

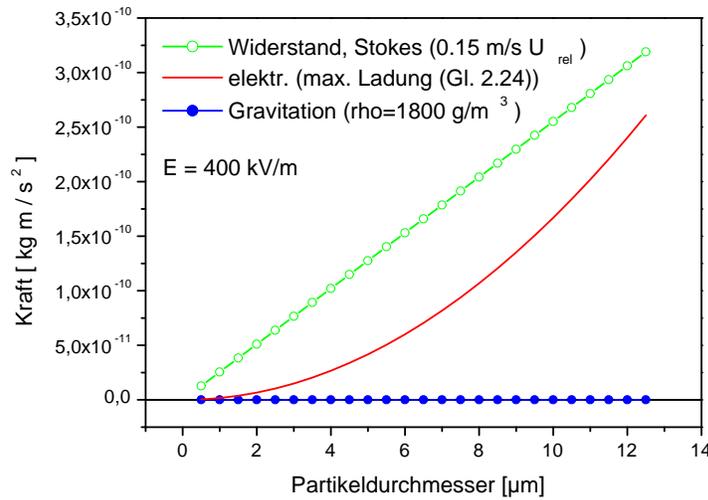


Abbildung 2.1: Vergleich der Kraftkomponenten bei Partikeln unter $10 \mu\text{m}$ und der Dichte der verwendeten Glaskugeln (Ballotini 5000) im Versuchselektroabscheider.

In einem ersten Schritt sollen die Anteile verworfen werden, die hinlänglich klein sind, um mit vertretbarem Fehler vernachlässigt werden zu können. Bei den hydrodynamischen Kräften gehören hierzu die Magnus-Kraft wegen der vorliegenden Partikelgrößen, siehe die numerischen Untersuchungen von Cherukat [32], die die Auftriebskraft mit und ohne Partikelrotation verglichen haben. Ausserdem wegen der Proportionalität zum Verhältnis der Dichte des Fluids zu der der Partikel die Druckkraft und die Basset-History-Kraft sowie die Kraft der virtuellen Masse. Die Saffman-Kraft wurde berücksichtigt, obwohl Bereiche mit großen Schergradienten in den vorliegenden Strömungen nur sehr vereinzelt zu erwarten sind, vorwiegend am Rand des Freistrahles bei der Düsenströmung der Lackierpistole. Im Weiteren sind die Kräfte, die typischerweise in hochbeladenen Zweiphasenströmungen auftreten, zu vernachlässigen, da solche Strömungen hier nicht betrachtet zu werden brauchen. Hierunter fallen die Kräfte zwischen den Partikel, i.e. van-der-Waals-Kräfte, Stöße und die Coulomb-Kraft. Da weder die Partikel magnetisch sind, noch ein entsprechendes Feld auftritt, braucht der Magnetismus ebenfalls nicht berücksichtigt zu werden.

Die verbleibenden Kraftanteile bestehen aus der elektrischen Feldkraft, der Widerstandskraft und der Schwerkraft, die einzeln und im Zusammenwirken richtig und vollständig bestimmt werden müssen. Die Relativgeschwindigkeit stellt sich natürlich immer so ein, dass die Widerstandskraft im Gleichgewicht mit der Summe der übrigen angreifenden Kräfte ist. In Abbildung 2.1 wird der Größenbereich bis $10 \mu\text{m}$ betrachtet, eine Größenverteilung, die üblicherweise in der Abgasreinigung und in der Tonertechnik auftritt. Die Relativgeschwindigkeit wurde so gewählt, dass bei den größten hier zu betrachtenden Partikeln ($120 \mu\text{m}$) eine Partikelreynoldszahl von 1 und damit noch der Stokes'sche Bereich gilt. Hier ist selbst bei niedriger Relativgeschwindigkeit der geringe Einfluss der Schwerkraft auffällig. Er ist Ursache für das nebelbildende Schweben feiner Stäube und

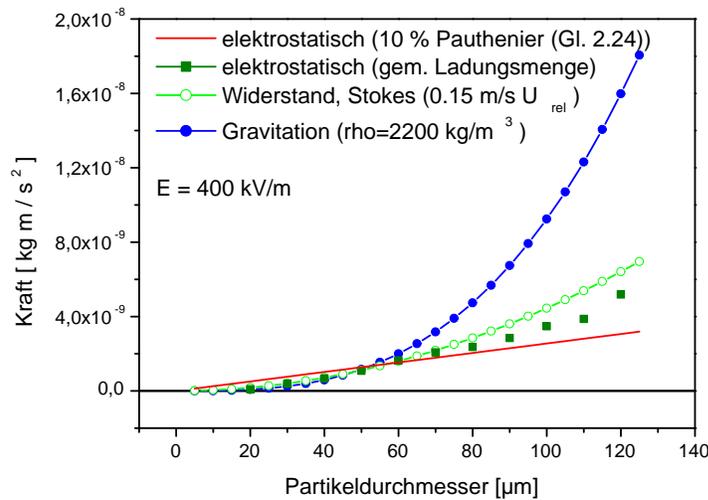


Abbildung 2.2: Vergleich der Kraftkomponenten bei Partikeln bis $120 \mu\text{m}$ und Werten für die Dichte und die Ladungsmenge, wie sie bei der Pulverlackierung auftreten.

Rauchpartikel. Die elektrostatische Feldkraft bei Sättigungsladung ist für kleine Partikel sehr ausgeprägt. In dem Größenbereich unter $1 \mu\text{m}$ wird die Ladungsmenge durch Berücksichtigung der Diffusionsladung noch etwas erhöht.

Für größere Partikel und damit bei einer breiteren Größenverteilung, wie sie typisch für Pulverlack ist, sieht es etwas anders aus. In Abbildung 2.2 sind die Verhältnisse für den hier vorliegenden Partikelgrößenbereich wiedergegeben. Wegen der Proportionalität zum Volumen wächst die Schwerkraft schnell an. Ab einer Partikelgröße von ca. $50 \mu\text{m}$ verlieren die Partikel allmählich ihre Fähigkeit ideal der Strömung zu folgen. Der Einfluss der elektrostatischen Feldkraft wäre ebenfalls sehr ausgeprägt, würden die Partikel auch in diesem Größenbereich mit der Grenzladung geladen. Hier wiedergegeben sind zum einen die Kräfte bei 10 % der Sättigungsladung und mit den gemessenen Ladungswerten.

2.4 Die Partikelladung und die Dynamik des Aufladevorgangs

Die Partikelladung wurde schon frühzeitig als eine bedeutende Größe für die Beeinflussung der dispersen Phase erkannt, ist die elektrostatische Kraft auf ein Partikel doch linear proportional zu ihr. Aus der Natur sind mehrere Mechanismen bekannt, durch die Ladung in Festkörper oder auf deren Oberfläche gebracht wird. Am häufigsten geschieht dies auf natürliche Weise durch Kontaktflächen und durch Reibung. Diese Form der Aufladung durch Oberflächenkontakt von Medien mit unterschiedlichen Fermi-Niveaus wird in den technischen Anwendungen als Triboladung bezeichnet. Ein mögliches Modell für die Triboladung wurde von Greason [74] vorgestellt, indem er einen einfachen Modellansatz aus einem typischen experimentellen Aufbau zur Bestimmung des Triboverhaltens gewinnt. In technischen Anwendungen wird der Aufladung durch Ionen (Feldauffüllung) meist der Vorzug gegeben, da der Prozess und die Ladungsmenge bei dieser Methode in Grenzen kontrollier- und steuerbar sind. Die Ionen werden meist in einem vorbestimmten Gebiet durch Glimmentladung (Korona) erzeugt, der Grad der Aufladung ist gut über die Anzahl

der Ionen und die Ausdehnung des Ortes ihres Auftretens einstellbar. Die Kontakt- und Triboladung bietet, wie im folgenden Abschnitt dargestellt, hier kaum eine Möglichkeit kontrollierend einzugreifen.

2.4.1 Kontakt- und Triboladung

Werden die Oberflächen zweier unterschiedlicher und isolierender Materialien aneinander gerieben und dann getrennt, so verbleibt eine dauerhafte Ladungstrennung. Für viele Materialien genügt es bereits einen Kontakt der Oberflächen herzustellen. Man spricht hier von der Kontaktladung, die durch unterschiedliche Energieniveaus (Fermi-Niveaus) der Elektronenzustände in den Molekülen und Atomen der Oberfläche und deren spontanen Ausgleich entsteht. Bei der Triboladung sind hingegen beide Polaritäten auf den Oberflächen anzutreffen, wobei jeweils eine überwiegt und so die Polarität der Triboladung der Oberfläche bestimmt. An diesem Vorgang sind im Mittel acht von einer Million Atome / Moleküle beteiligt. Diese geringe Anzahl ist ausreichend für eine deutliche Veränderung der elektrischen Eigenschaften der Oberfläche. Bei Untersuchungen der Triboladung isolierender Materialien auf metallischer Oberfläche wurde ein linearer Zusammenhang zwischen Ladungsaustausch und Fermi-Potentialdifferenz gefunden, der auf eine hauptsächliche Beteiligung von Elektronen an der Ladungstrennung schließen lässt. Die üblichen Experimente zur Kontaktladung beruhen auf einem einmaligen Kontakt in evakuierter Umgebung, um spätere Entladungen an Gasionen zu vermeiden. Es ist schon lange bekannt, dass derselbe Effekt der Ladungstrennung durch Reibung von Oberflächen selbst gleicher Materialien erreicht werden kann. Bei gleichen Materialien ist die Polarität von der unterschiedlichen Gestaltung der Oberfläche, kantig oder glatt, abhängig. Eine mögliche Erklärung ist die lokale Erwärmung, die eine Verschiebung der Fermi-Niveaus bewirken kann. Dabei wurde mehrfach beobachtet, dass die verbleibende Ladungsmenge von der eingebrachten Reibungsenergie und weniger von den verwendeten Materialien abhängig ist (Haenen [77]: $q_p \sim F_R^\alpha$). Eine strikte inhaltliche Trennung der Kontaktladung und der Triboladung ist wegen dieser Abhängigkeit von mechanischem Einwirken erforderlich. Oberflächenladung tritt häufiger und ausgeprägter in atmosphärischer Umgebung als im Vakuum auf. Bei Trennung der Oberflächen kommt es meist zu Ionisationen umliegender Gasmoleküle und zu Entladungen mit Überschlägen zwischen benachbarten Oberflächen, die diese zunächst einmal teilweise entladen. Dieser Vorgang erfolgt dabei bisweilen mit einer solchen Heftigkeit, dass in seiner Folge die Oberflächen ähnlich einem Überspringen wieder mit entgegengesetzter Polarität geladen werden. Die atmosphärische Umgebung begrenzt zugleich die mögliche Ladungsmenge auf dispersen Partikeloberflächen. Hier gilt das Gaußsche Limit, bei dem die umliegende Luft ionisiert wird. Bei üblichen Triboprosessen wird diese Grenze häufig erreicht. Es kann gezeigt werden [42, §1.5 und §7.1.5], dass dieses Limit für die Ladung auf einer Oberfläche bei $2.64 \cdot 10^{-5} C m^{-2}$ liegt. Die beständige Ladung auf dispersen Partikeln wird deutlich geringer sein, da die resultierende Feldstärke aus dieser Ladungswolke lokal schnell die Durchbruchfeldstärke der Luft übersteigt. Beim pneumatischen Transport durch ein Rohr beispielsweise wird die Feldstärke auf der Rohrwand den begrenzenden Faktor für die Partikelladung darstellen.

Die Grenzladung kann mit Hilfe des Satz von Gauß abgeschätzt werden [42]. Unter der Annahme der Partikelströmung von n kg Pulver pro Kubikmeter Luft in einem Stück Rohr der Länge L und dem Durchmesser $2R$ ergibt sich folgender Zusammenhang:

Die Raumladungsdichte bei einem Ladungs-Massenverhältnis q/m der Partikel ergibt sich zu:

$$\rho_{ip} = n q/m \quad [C m^{-3}] \quad (2.21)$$

Mit der Homogenität des Feldes auf der Wand lässt sich das Gaußsche Gesetz wie folgt schreiben:

$$\vec{E} \cdot O = \rho_{ip} V / \epsilon_0 = n q V / m \epsilon_0 \quad (2.22)$$

Die theoretisch maximale Ladung lässt sich nun aus der Durchbruchfeldstärke \vec{E}_b zurückrechnen. Mit $O = 2 \pi R L$ als Rohroberfläche und dem zugehörigen Volumen $V = \pi R^2 L$ erhält man:

$$(q/m)_{max} = \frac{2 \epsilon_0 \vec{E}_b}{n \cdot R} \quad (2.23)$$

Die Durchbruchfeldstärke auf der Rohroberfläche ist damit der begrenzende Faktor, da sie, solange $2r\rho_p / 3nR < 1$ erfüllt ist, eher eintritt als die maximale Partikelladung. Eine hohe Triboladung wird folglich nur mit Partikelströmungen geringer Beladung und in Rohren kleiner Radien erreicht.

2.4.2 Die Koronaladung

Um eine Oberfläche aufzuladen wird meistens eine Korona verwendet, da die Triboladung kaum vorausbestimmbar und schwer zu kontrollieren ist. Eine Koronaentladung tritt auf, wenn zwischen Elektroden, von denen mindestens eine kleine Krümmungsradien aufweist, eine Hochspannung angelegt wird. Hierbei entsteht ein stark inhomogenes elektrisches Feld. In den Bereichen hoher Feldstärke, die sich in der nahen Umgebung der starken Krümmungen ergeben, wird eine Leuchterscheinung beobachtet, die dieser Entladungsform ihren Namen gibt. Dieses schwache, bläuliche Leuchten kommt durch Ionisationsstöße an den Gasmolekülen und -atomen durch beschleunigte Elektronen zustande. Hierbei entstehen Ionenpaare, einzelne Elektronen und positiv geladene Atome und Moleküle. Die freigesetzten Elektronen werden ebenfalls beschleunigt und erzeugen so kaskadenartig weitere freie Elektronen. Außerhalb des Bereichs hoher Feldstärke reicht die Beschleunigung nicht mehr zur Ionisation aus und die Elektronen tendieren dazu, sich an neutrale Atome oder Moleküle anzulagern. Dadurch erfahren diese eine Beschleunigung durch das Feld in Richtung zu den Elektroden hin. Neutrale Atome werden durch Stöße auch aus ihrer Ruhebewegung abgelenkt. Außer in der Koronazone bewegen sich die Ionen im überwiegenden Bereich zwischen den Elektroden mit relativ geringer Geschwindigkeit zur flacheren Elektrode hin. Diese Drift der geladenen und ungeladenen Gaspartikel wird als Ionenwind bezeichnet.

Die Korona ist nicht unabhängig von der vorliegenden Polarität, da sich die positiven und negativen Ladungsträger stark unterscheiden. Bei negativer Korona werden die Elektronen von der spitzen Elektrode weg in den Bereich schwächerer Feldstärke beschleunigt. Die positiven Ionen erzeugen beim Aufschlagen auf die Elektrodenoberfläche weitere Elektronen. Zusätzlich tritt Photoionisation auf. Die Leuchterscheinung längs der Oberfläche einer negativen Korona ist daher ausgefranst und unregelmäßig und weiter ausgedehnt als bei der positiven Korona, wo die Elektronen in die Korona-Zone hinein beschleunigt werden. Die Stoßionisationen sind dadurch auf einen kleinen räumlichen Bereich

beschränkt, und die Koronazone erhält eine ebenmäßige Oberfläche. Die positiven Ionen erhalten in keinem der Fälle ausreichend kinetische Energie, um ionisierend zu wirken. Die Durchbruchfeldstärke und lokale Entladungen werden bei positiver Korona mit geringeren Spannungen erreicht, weshalb in den meisten Fällen die negative Korona verwendet wird. In manchen Anwendungen (z.B. Raumluftklima) ist sie allerdings unerwünscht, da mit ihr eine Ozonbildung (O_3^{2-}) einhergeht. Zusammenfassend kann die Koronaentladung als ein sehr kleiner Bereich um eine Elektrode mit kleinem Krümmungsradius mit Ionen beider Polaritäten und einem überwiegenden Feldbereich mit driftenden Ionen der Polarität der „spitzen“ Elektrode angesehen werden. Diese Betrachtung ist sicherlich vereinfacht, aber in den meisten Fällen ausreichend, um die Vorgänge zu beschreiben.

Ein Partikel, das sich in einem homogenen Feld befindet, wird das Feld lokal stören, da

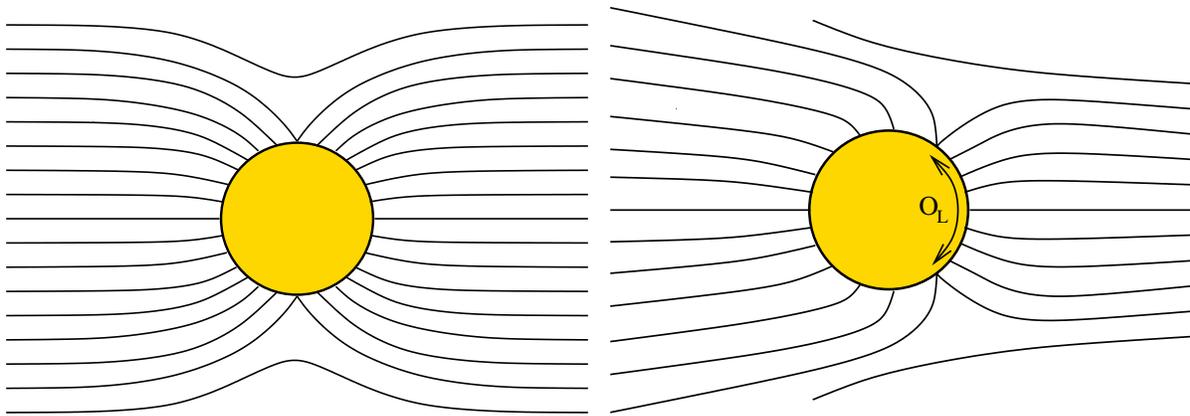


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Krümmung eines homogenen Feldes in der Nähe einer Oberfläche mit abweichendem ϵ_r , links ungeladen, rechts geladene Partikeloberfläche. Die aufladbare Fläche O_L reduziert sich kontinuierlich mit steigender Aufladung.

es eine andere Dielektrizitätskonstante als das umliegende Gas ($\epsilon_r(P) \gg \epsilon_r(Luft) \approx 1$) aufweist und als Dielektrikum wirkt (Abb. 2.3). Durch diese lokale Feldkrümmung wird die Ladung auf der Oberfläche so verschoben, dass das Partikel polarisiert wird. Die gekrümmten Feldlinien begünstigen zusätzlich eine Anlagerung von Ladungsträgern auf der Oberfläche. Durch die allmähliche Aufladung verschieben sich die Feldlinien weiter und es bleibt eine immer kleinere Fläche, die Ionen anzieht. Bei einem wechselnden Feld kann das Partikel auf diese Weise entladen werden, da plötzlich fast die ganze Partikeloberfläche die entgegengesetzt geladenen Ionen anzieht. Zu Neutralität führt dieser Vorgang allerdings nur, wenn die Ladungsträger beider Polaritäten dieselbe Beweglichkeit b aufweisen, sonst erfolgt auch im Wechselfeld eine Aufladung mit der Polarität der beweglicheren Ladungsträger. In einem einfach ionisierten Feld, wie dem der Gleichstrom-Koronaentladung lässt sich durch obige Überlegungen eine Grenzladung bestimmen. Hierbei wird das Gleichgewicht aus Anziehungskraft der Oberfläche auf die Ionen und Abstoßung durch allmählich wachsende Aufladung der Oberfläche betrachtet. Dieser Ansatz wurde zuerst von Pauthenier und Moreau-Hanot [170] veröffentlicht. Man spricht daher auch vom Pauthenier-Limit als der Sättigungsladung und nennt diese Form der Partikelaufladung Pauthenier-Ladung.

Die Sättigungsladung berechnet sich aus:

$$q_s = 4 \pi \epsilon_0 r^2 p | \vec{E} | \quad (2.24)$$

wobei p für den Quotienten $3 \epsilon_r / (\epsilon_r + 2)$ steht. p variiert zwischen 3 für leitende Materialien (relative Dielektrizitätskonstante ∞) und 1 für einen Isolator mit Dielektrizitätskonstante 1. Wie man an Gleichung 2.24 erkennt, ist die Sättigungsladung proportional zur Feldstärke des umliegenden Feldes und zur Oberfläche des Partikels. Außerdem hängt sie schwach von der Dielektrizitätskonstante des vorliegenden Materials ab, ist aber unabhängig von der Raumladungsdichte. Zevenhoven [229] weist auf einen Widerspruch in diesem Ansatz für dielektrische Medien hin, da die Dielektrizität zwar bei der Krümmung des umliegenden Feldes berücksichtigt wird, nicht aber bei der Bestimmung der Ladungsverteilung auf der Partikeloberfläche, die als gleichverteilt wie bei leitenden Materialien angenommen wird. Zur Diskussion des aus der ungleichmäßigen Oberflächenladung resultierenden Drehmoments und Rotation des Partikels siehe ebenfalls [229]. Zu Bedenken ist allerdings, dass dispergierte Partikel in einer Luftströmung ohnehin rotieren und dadurch eine gleichmäßige Aufladung gewährleistet wird. Die Raumladungsdichte hat nur Einfluss auf die Ladungszeit, innerhalb derer die Sättigungsladung erreicht wird. Die Ladung auf einem Partikel zu einem beliebigen Zeitpunkt lässt sich nach Pauthenier folgendermaßen berechnen:

$$q(t) = q_s [1 / (1 + \tau/t)], \quad \tau = 4 \epsilon_0 / N_0 e b \quad (2.25)$$

N_0 ist hierbei die Ionendichte [m^{-3}], e die Elementarladung ($1,61 \cdot 10^{-19}$ [C]) und b die Ionenbeweglichkeit, definiert durch $b = \vec{u}_i / \vec{E}$. In Größen des elektrischen Feldes ausgedrückt gilt für τ :

$$\tau = 4 \epsilon_0 \vec{E} / \vec{J} \quad (2.26)$$

Für typische Korona-Entladungen ($b = 10^{-4} m/sV$, $N_0 = 10^{15}$ Ionen/ m^3) ergeben sich für τ etwa 0,00022 Sekunden und für das Erreichen von 90% der Sättigungsladung Zeiten von ca. 0,02 Sekunden.

Zusammen mit diesem, Feldaufladung genannten, Vorgang tritt die Diffusionsladung auf. Hier erfolgt die Aufladung durch die thermische Bewegung der Ladungsträger und über dadurch erfolgte Stöße. Die Feldaufladung oder Pauthenier-Ladung ist proportional zum Quadrat des Partikeldurchmessers. Für sehr kleine Partikel unterhalb etwa $1 \mu m$ wird die Feldaufladung ziemlich gering. Diese Partikel tragen dennoch eine nicht vernachlässigbare Ladungsmenge, hierfür wird die Diffusionsaufladung verantwortlich gemacht. Eine einfache Abschätzung der erreichten Aufladung lässt sich mit Hilfe der kinetischen Gastheorie angeben:

$$q(t) = \frac{(4 \pi \epsilon_0 r k T)}{e} \ln \left(\frac{r N_0 q^2 \vec{u}_i t}{4 \epsilon_0 r K T} + 1 \right) \quad (2.27)$$

Diese Gleichung gilt für ein ruhendes Partikel. Es gibt für diesen Vorgang keine maximale Ladung, da, wenn auch mit verschwindend geringer Wahrscheinlichkeit, immer ein Ion auftreten kann, das die Barriere des Gegenfeldes auf der Partikeloberfläche zu überwinden vermag. Für Partikelgrößen zwischen $0,4$ und $1,5 \mu m$ sind beide Aufladungsvorgänge bedeutend, auch wenn die Pauthenierladung meist überwiegt. Dieser Größenbereich wird in der Literatur allgemein akzeptiert. Allerdings weisen Fjeld et al. [65] auf Messungen hin, die einen Einfluss bis in die Größenordnung von 10 und mehr μm nachweisen. Der Fehler

bei der Annahme reiner Feldaufladung für Partikel größer $1 \mu\text{m}$ ist in jedem Fall sehr klein. Die Berücksichtigung der Diffusionsladung in der Gleichung 2.25 durch einen Korrekturfaktor¹, wie von Cochet [36] vorgeschlagen, ist ein naheliegender und bequemer Ansatz der von manchen Autoren verwendet wurde, beispielsweise von Riehle [180]. Allerdings weisen Schmid [194] und Meroth [155] unter Bezug auf Krattenmacher [115] auf Fehler in diesem Ansatz hin und verwenden aus diesem Grunde die FMD-Methode (*field modified diffusion*) von Lawless [128]. Hier wird zusätzlich zur Feldaufladung eine konstante Diffusionsaufladung angenommen. In der Literatur sind einige weitere Ansätze zur Modellierung zu finden, die beide Aufladungsvorgänge zu vereinen suchen [160], [138], [179], [126], [232], [145], [31]. Schwierigkeit bei allen Ansätzen bleibt aber, dass sowohl die lokale Feldstärke und die Ionenbeweglichkeit, als auch die Raumladungsdichte nicht genau bekannt sind und für Partikelgrößen zwischen 50 nm und $1 \mu\text{m}$ über eine Summierung der berechneten Ladungen aus dem Pauthenieransatz und der kinetischen Gastheorie abgeschätzt werden müssen. Solange die Ionendichte die Partikeldichte bei Weitem überwiegt, ist der Schätzungsfehler gering. Rückt die Ionendichte weniger als zwei Größenordnungen in den Bereich der Partikelbeladung wird eine genauere Theorie notwendig.

2.4.3 Experimentelle Ergebnisse aus der Literatur

Nicht erst zu Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts erfolgte die Messung und Entwicklung theoretischer Zusammenhänge der Partikelladung. Auf einige vorhergehende Arbeiten (beispielsweise von Deutsch [51]) weisen bereits Arendt und Kallmann [11] in ihrem Artikel über die Auflademechanismen hin. Zur Messung bieten sich verschiedene Verfahren an, die sich hauptsächlich in der Handhabung der Partikel unterscheiden und daher meist zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Die einfachste Methode ist hierbei sicherlich, den natürlichen Entladungsvorgang zu nutzen, indem geladene Partikel auf eine metallische Oberfläche aufgebracht und dabei gewogen werden. Die allmählich über die Erdung abfließende Ladung wird mit einem Ampère-Meter registriert. Der Nachteil dieser Technik liegt darin, dass sie nur die Bestimmung des Quotienten aus Masse und Ladung zulässt. Eine mittlere Aufladung in Abhängigkeit von der Partikelgröße lässt sich daraus nur bei monodispersen Partikeln gewinnen. Je breiter die Größenverteilung ist, umso weniger lässt sich aus dem ermittelten Wert eine größenabhängige Ladungsmenge ableiten. Dieser Entladungsvorgang wird auch verwendet, um die elektrischen Eigenschaften eines Materials, wie beispielsweise bei den Messungen zur Oberflächenaufladung mit Corona von Chubb [35], zu bestimmen. Da hier ebene Flächen vermessen wurden, können dieser Arbeit nur Hinweise zur Spannungsabhängigkeit und Materialeigenschaft bei der Aufladung, aber keine direkte Information über die Aufladung kleiner Partikel entnommen werden. Messungen in einem Faraday-Käfig, in dem der Induktionsstrom, entstanden durch durchfallende Ladungsträger, gemessen wird, geben ebenfalls keinerlei Abhängigkeit der Ladung vom Partikeldurchmesser wieder. Bei bekanntem Massenstrom oder durch anschließendes Auswiegen kann aber auf den Quotienten (q/d) rückgeschlossen werden, wie

¹Der „Korrekturfaktor“ geht auf die Kritik von Liu [139] zurück. Cochet geht in seinem Ansatz davon aus, dass die Diffusionsaufladung im Prinzip einer Feldaufladung entspricht, bei der die freie Weglänge der Ionen aufgrund der geringen Größe der Partikel berücksichtigt werden muss. Die von ihm bestimmte freie Weglänge ist allerdings um eine Größenordnung zu groß angesetzt, da sie so zu einer guten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten führte. Liu schlug vor, diese freie Weglänge als Korrekturfaktor zu bezeichnen.

die Arbeit zur tribologischen Aufladung zwischen Kunststoffen von Higashiyama et al. [81] zeigt. Dabei wurden allerdings Partikel mit einem Durchmesser von $400 \mu\text{m}$ vermessen, die damit deutlich außerhalb des für diese Arbeit interessanten Größenbereichs liegen. Dieselbe Technik verwendeten auch Masuda et al. [145] bei ihren experimentellen Arbeiten zur tribologischen Aufladung feiner Partikel ($D_{p50} = 3,4$ und $12 \mu\text{m}$) und grober Sandpartikel ($D_{p50} = 320 \mu\text{m}$), wobei jedoch das Ziel in der Bestimmung des Einflusses des Massenflusses auf die Aufladungseffektivität lag und sie eine Abhängigkeit von der Partikelanzahl nachweisen konnten. Noch weiter entfernt sind die Experimente von Greason [74], der wohl Kugeln aus isolierendem Material und deren tribologische Aufladung untersucht, dabei aber Durchmesser von $1,27 \text{ cm}$ verwendet. Eine weitere Möglichkeit ist die Messung der Adhäsionskraft in einer Pulverschicht [41] [19] [209], die auch von der Ladung abhängig ist. Eine direkte Auswertung solcher Messungen ist aber aus verschiedenen Gründen nicht sinnvoll möglich [16]. Bleiben zur Vermessung noch die Bestimmung der Veränderung der Partikelbahn durch ein äußeres elektrisches Feld ähnlich dem historischen Millikan-Versuch, der zur Entdeckung der Elementarladung führte. Dies kann zum einen, wie von Tang et al. [211] vorgeschlagen, durch Bestimmung der Ausbreitung der Partikelwolke in einem Laserlichtschnitt erfolgen. Hierbei dürfte allerdings die Kalibrierung erhebliche Schwierigkeiten bereiten. Zum anderen kann die ablenkende Kraft über die Abweichung der Partikelgeschwindigkeit bestimmt werden. Solche Messungen stellten Mazumder et al. [148] für tribologisch aufgeladene feine Pulverlackpartikel vor. Die Messungen erfolgten dabei mit dem „E-SPART analyzer“ [150], der auf dem gekoppelten Einsatz einer differentiellen LDA und einem Mikrophon beruht. Die Partikel werden durch ein akustisches Signal in Schwingung versetzt. Die Partikelrelaxationszeit τ_p , bestimmt über die Schwankungsgeschwindigkeitsmessung mit dem LDA, dient dann als Größenindikator. Ein zusätzlich überlagertes, elektrostatisches Feld führt zu einer Wanderungsgeschwindigkeit, die ebenfalls mit dem LDA erfasst wird und so die Bestimmung der Partikelladung ermöglicht.

Die Kraft auf das Partikel lässt sich auch aus der Flugbahn errechnen. Diese Methode wurde von Küttner et al. [121] verwendet, wofür ein Testgerät für die Tonertechnik in geeigneter Weise umgebaut wurde, um die Messung geladener Partikel mit einer zehnmal breiteren Größenverteilung zu ermöglichen. Das Gerät saugt die Partikel isokinetisch an. Über den Depositionsort wird die Flugbahn in dem inhomogenen elektrischen Feld und daraus die Partikelladung zurückgerechnet. Die Auswertung erfolgt über eine Videokamera und ein Mikroskopobjektiv offline. Aus der Schattenfläche wird dabei ein flächenäquivalenter Durchmesser bestimmt, der dann die Partikelgröße darstellt. Eine vollständige Messreihe unter Variation der Sprühorgane, des verwendeten Pulvers und der Messorte ist in der Diplomarbeit von Lenz [131] dokumentiert. Die so erhaltenen Ladungswerte dienen in dieser Arbeit als Randbedingungen bei den Berechnungen zur Pulverlackierung. Ein Vergleich mit anderen Werten aus der Literatur ist bedauerlicherweise schwer möglich. Die Messungen von Mazumder et al. [148] bieten sich zwar an, aber die untersuchte Partikelgröße blieb auf $18 \mu\text{m}$ beschränkt. Die angegebenen Werte für q/m liegen dabei allerdings ab $14 \mu\text{m}$ um Null. Ein Vergleich mit den Messungen von Küttner et al. [120] sowie Lenz [131] kann nur qualitativ erfolgen, da hier die Messungen bei Partikeln der Größenklasse um $10 \mu\text{m}$ beginnen und damit nur in einigen Fällen lediglich ein Wert für einen Vergleich zur Verfügung steht. Der Anschluss der Kurven lässt aber zumindest darauf schließen, dass die Messungen sich nicht widersprechen. In der Abbildung 2.4 sind

die Ergebnisse der Arbeit von Lenz zusammengefasst. Zum einen ergaben die Messungen, dass die Aufladung mit Tribo nicht zu einem höheren Ladungswert führen als mit Korona, zum anderen konnte eine annähernde Oberflächenabhängigkeit gezeigt werden. Die Messungen erfolgten während der Pulverbeschichtung mit einer Lackierpistole durch ein Loch in einer ebenen Platte.

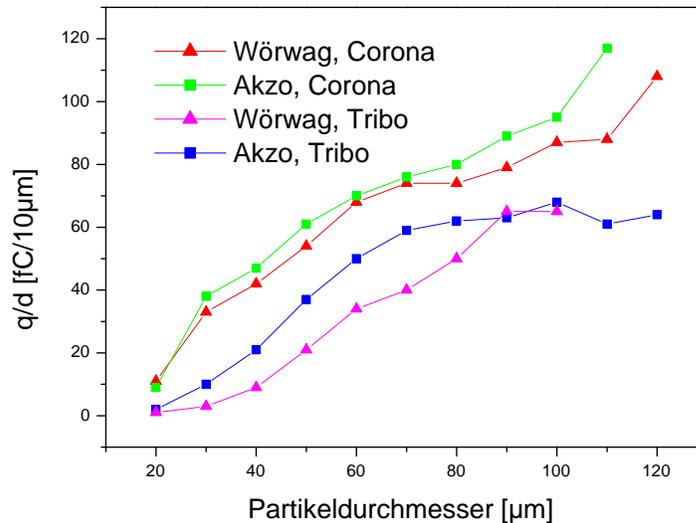


Abbildung 2.4: Messungen der größenabhängigen Ladungsmenge q/d bei der Pulverlackierung [131]. Verglichen werden Standardpulver von den Herstellern Akzo (Reinweiß) und Wörwag (weiß) bei zwei Auflademechanismen.

Hier nicht gezeigt sind die Balken der Mess„fehler“, die in diesem Zusammenhang eher als Streuungen bezeichnet werden müssen. Diese Abweichungen vom mittleren angegebenen Wert sind erheblich und können bei der Triboladung den absoluten Wert deutlich übersteigen, da hier natürlicherweise geladene Partikel beider Polaritäten vorkommen. Die Reproduzierbarkeit hingegen erweist sich als sehr gut, so dass diesen Mittelwerten zumindest für Stichproben signifikanter Größe getraut werden kann. Nicht auszuschließen sind natürlich systematische Fehler. Ebenfalls nicht gezeigt sind die Messungen an verschiedenen Orten außerhalb des Düsenmittelpunkts auf dem Objekt. Dies wurde durch Verschiebung der Platte und damit der Öffnung für die isokinetische Absaugung ermöglicht. Die gemessenen Ladungsmengen stimmen dabei sehr gut überein und lassen den Schluss zu, dass keine Partikelseparierung über die Ladungsmenge in der Pulverwolke erfolgt. Die dargestellten Werte in 2.6 zeigen, dass die erzielte Aufladung deutlich unterhalb 10 % der Grenz- oder Sättigungsladung nach Pauthenier bleibt. Dies ist vor allem insofern interessant, als in der Literatur meist von ca. 50% des Grenzwertes ausgegangen wird, für die Triboladung mehr (da hier der Zeitfaktor keine begrenzende Rolle spielt). Die hier vorgestellten Messungen widersprechen dieser Annahme deutlich. Wie ein Vergleich der erzielten Ladungsmengen zeigt, liegen die Werte in derselben Größenordnung (2-5% von q_s) und sind bei der Triboladung meist etwas geringer. Bestätigt wird dies durch

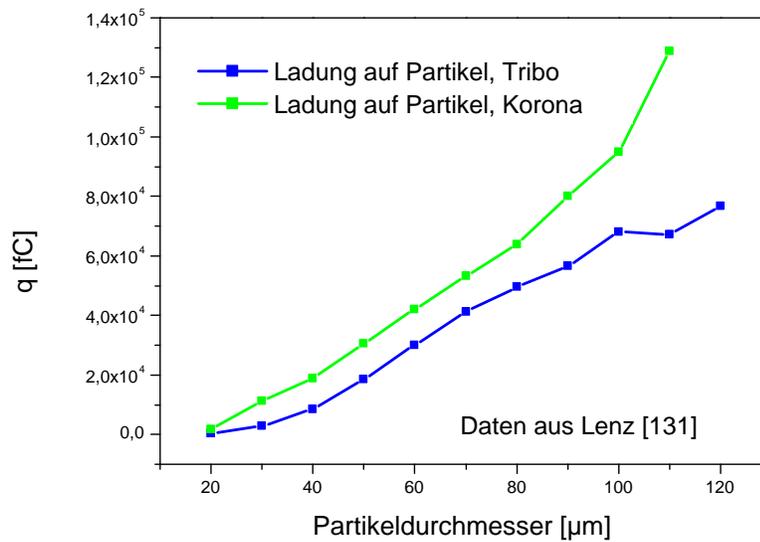


Abbildung 2.5: Die größenabhängige Ladungsmenge im Verhältnis zum Partikeldurchmesser bei der Pulverlackierung, direkter Vergleich der Aufladearcharakteristik bei Tribo- und Koronaaufladung.

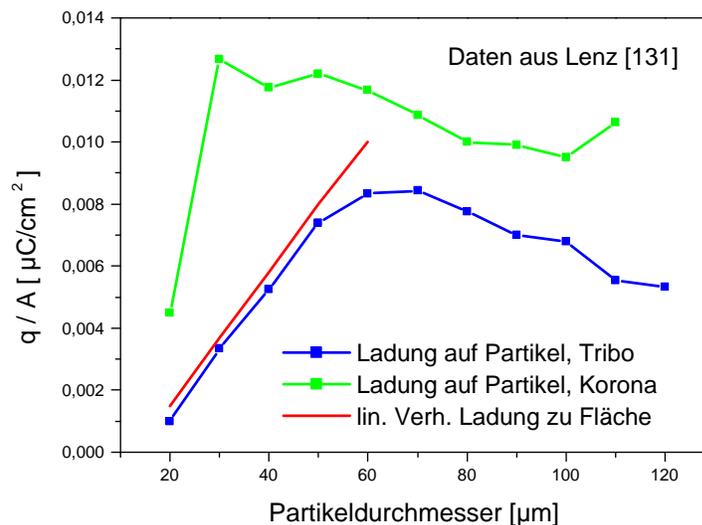


Abbildung 2.6: Die größenabhängige Ladungsmenge im Verhältnis zur Oberfläche q/d^2 bei der Pulverlackierung.

Messungen von Moyle und Hughes [159]. Sie fanden bei Ihren Ladungsmessungen ebenfalls eine sogar noch deutlich geringere Aufladung mit Tribo als mit Korona. Aus den Abbildungen 2.5 und 2.4 lässt sich eine näherungsweise Abhängigkeit der Ladungsmenge von der Oberfläche für den Partikelgrößenbereich zwischen 30 und 80 μm erkennen. Für größere Partikel ist die Abhängigkeit eher linear mit dem Radius und für kleinere Partikel scheint eine Abhängigkeit mit dem Partikelvolumen zu existieren. Theoretisch ist, wie in

den vorangegangenen Kapiteln dargestellt, eine Proportionalität zur Partikeloberfläche zu erwarten. Durch die Überlagerung verschiedener Effekte und fortwährende Be- und Entladung ist eine größenabhängigen Ladungsmenge proportional zu d^a , $1 < a(d) < 2$ zu erwarten. Der Abbildung 2.6 kann entnommen werden, dass die erreichte Aufladung deutlich - zehn- bis hundertfach - über der notwendigen Minimalladung für ausreichende Haftkraft (experimentell zwischen 0,2-0,5 $\mu\text{C/g}$ bestimmt, Sampuran-Singh et al. (1978) [191]) liegen. Die Grenze für Haftung stellt dabei der kleinere Wert (0,2 $\mu\text{C/g}$) dar. Die Autoren empfehlen ein Vielfaches des oberen Werts (0,5 $\mu\text{C/g}$) für einen Beschichtungsvorgang.

2.5 Elektrische Felder, der statische Zustand

Zur Berechnung elektrischer und magnetischer Felder sind die vier Maxwell-Gleichungen und die Erhaltungsgleichung der Ladung (Kontinuitätsgleichung) bekannt:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_i \quad , \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{D\vec{B}}{Dt} \quad (2.28)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad , \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{D\vec{D}}{Dt} \quad (2.29)$$

$$\frac{D\rho_i}{Dt} + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (2.30)$$

Wenn alle in den Maxwell-Gleichungen auftretenden Größen zeitunabhängig sind, spricht man allgemein vom statischen Fall. Die Maxwell-Gleichungen werden um die Zeitableitungen verkürzt zu:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_i}{\epsilon_0} \quad , \quad \nabla \times \vec{E} = \vec{0} \quad (2.31)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad , \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (2.32)$$

Hierbei stehen \vec{E} und \vec{B} für das elektrische und magnetische Feld, ρ_i ist die Raumladungsdichte, ϵ_0 ist die Dielektrizitätskonstante im Vakuum, bei den magnetischen Größen ist μ_0 die magnetische Feldkonstante und \vec{J} die Stromdichte. Das Gleichungspaar 2.31 enthält die Grundgleichungen der Elektrostatik, während das andere Paar (2.32) diejenigen für die Magnetostatik darstellt. Offensichtlich besteht im statischen Fall kein Zusammenhang mehr zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Feld und beide können unabhängig voneinander berechnet werden. Weiter folgt aus der Tatsache, dass die Stromdichte \vec{J} im statischen Fall ausschließlich von elektrischen Feldgrößen bestimmt wird, dass mit einer Lösung der elektrostatischen Feldgrößen das induzierte magnetische Feld bestimmt ist. Allerdings ist die magnetische Feldstärke in diesen Fällen meist vernachlässigbar gering. Zur Berechnung der elektrostatischen Feldkräfte wird häufig das elektrostatische Potential eingeführt. Hierbei nutzt man bekannte Sätze der Vektoralgebra aus, im vorliegenden Fall den Satz von der Wirbelfreiheit von Gradientenfeldern, der durch den rechten Teil in Gleichung 2.31 erfüllt wird. Es existiert also zu jedem Feld \vec{E} aus den Gleichungen 2.31 ein skalares Potential Φ , so dass gilt:

$$\vec{E} = -\nabla \Phi \quad (2.33)$$

Für eine bekannte Raumladungsdichte lässt sich das elektrostatische Potential Φ dann über die Poissongleichung bestimmen:

$$\nabla^2 \Phi = \frac{\rho_i}{\epsilon_0} \quad (2.34)$$

Die Raumladungsdichte ist im allgemeinen Fall als Quelle des elektrischen Feldes definiert. Genauer gesagt wird mit ihr die Verteilung der Ladung im Raum sowie in oder auf Oberflächen beschrieben. Dabei wird angenommen, die elektrische Ladung sei beliebig fein unterteilbar. Das ist solange zulässig, wie aus makroskopischer Sicht nur die kollektive Wirkung sehr vieler atomarer Ladungsträger interessant ist. Daraus erhält man leicht die Raumladungsdichte ρ_i und die Flächenladungsdichte σ :

$$\rho_i(\vec{r}) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta V} \quad \text{oder:} \quad dQ = \rho_i dV \quad \rightarrow \quad \iiint \rho_i dV \quad (2.35)$$

$$\sigma(\vec{r}) = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta A} \quad (2.36)$$

Für einen beliebigen Raumbereich in einem elektrischen Feld gilt dabei unter Anwendung des Superpositionsprinzips [116]:

$$\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{a} = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_G \rho_i dV \quad (2.37)$$

Mit Hilfe des Satzes von Gauß erhält man hieraus wieder die Gleichung links in 2.31. Die Berechnung im konkreten Fall erfolgt daher meist, indem zunächst das raumladungsfreie Feld (Laplace-Gleichung) bestimmt und dann eine Abschätzung der darin befindlichen Raumladungsdichte in Anlehnung an Gleichung 2.37 vorgenommen wird. Eine genauere Diskussion zum konkreten Vorgehen wird in Kapitel 3.4 gegeben. Eine detaillierte Darstellung der Grundgleichungen und ihrer Herleitung findet man bei [116], die vollständige physikalische Diskussion in [88]. Generell bleibt die Bestimmung der Raumladungsdichte eine der noch nicht vollständig beantworteten Fragen in der Literatur. Die Schwierigkeiten hierfür liegen in der Erzeugung der Quellen durch Ionisationseffekte, die eine Abschätzung unter angemessenen Annahmen unumgänglich machen. Zu lösen bleibt dann ein Randwertproblem für die Raumladungsdichte und das elektrostatische Feld. Eine knappe, aber vollständige Darstellung hierzu wird beispielsweise von Römer [187, Kapitel 4.2] gegeben.

2.6 Elektrohydrodynamik

Die elektrischen Feldkräfte wirken nicht nur auf die geladene disperse Phase sondern auch über die Ionenbewegung auf die kontinuierliche Phase. In diesem Fall spricht man von dem Ionenwind (*ionic wind*) und versteht darunter die Bewegung der Ionen im elektrischen Feld und die Veränderung der Fluidströmung durch diese Driftbewegung. Die Kraftübertragung erfolgt durch Stöße der Ionen untereinander und durch die Kraftwirkung auf ionisierte Moleküle selbst. Wirksam ist hier die sogenannte Lorentzkraft:

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}) \quad \text{für ein einzelnes geladenes Teilchen} \quad (2.38)$$

$$\vec{F}_L = \rho_i \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} \cong \rho_i \vec{E} \quad \text{entsprechend für ein Kontinuum} \quad (2.39)$$

Die Näherung ergibt sich aus der Tatsache, dass der Term aus Stromdichte und Magnetfeld in den meisten Fällen weniger als ein Prozent an der gesamten Lorentzkraft auf ein Kontinuum ausmacht.

Für inkompressible Fluide und einwirkende elektrostatische Felder gilt die Cauchy-Gleichung. Unter der Annahme keiner weiteren äußeren Kräfte oder nur solcher, die sich aus einem Potential berechnen lassen, reduziert sich die Cauchy-Gleichung zu [58]:

$$\rho_i \cdot \vec{E} - \frac{E^2}{2} \nabla \epsilon + \nabla \left[\frac{\rho_f}{2} E^2 \left(\frac{D\epsilon}{D\rho_f} \right) \right] = \nabla p \quad (2.40)$$

Eine Lösung existiert hierfür nur, wenn die Korteweg-Helmholtz-Kraft:

$$\vec{F}_{KH} = \rho_i \cdot \vec{E} - \frac{E^2}{2} \nabla \epsilon \quad (2.41)$$

ein echter Gradient ist (lineare Differentialform erster Ordnung). Führt man den Wirbelstärkevektor \vec{w} und die kinematische Viskosität ν ein, so lässt sich die Cauchy-Gleichung mit der Gravitationskraft, die dann als Gradient eines Potentials ($\vec{F}_g = \nabla g$) beschreibbar sein muss, als eine äußere Kraft in die folgende Form bringen:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} + 2\vec{w} \times \vec{v} = -\nabla \left(\frac{p}{\rho_f} + g + \frac{v^2}{2} \right) + \rho_f^{-1} \vec{F}_{KH} + \nu \nabla^2 v^2 \quad (2.42)$$

Mit elementarer Umformung erhält man für die Wirbelstärke:

$$\vec{w} = \nabla \times \left(\frac{\vec{F}_{KH}}{2\rho_f} \right) + \nu \nabla^2 v^2 \quad (2.43)$$

Der erste Teil auf der rechten Seite beschreibt die Wirbelerzeugung durch elektrostatische Kräfte. Verschwindet dieser Term, so reduziert sich obige Gleichung zur klassischen Wirbelerhaltung. Der temperaturabhängige Teil von $\left(\frac{\vec{F}_{KH}}{2\rho_f} \right)$ ist der mit der Abhängigkeit von Anisotropien der Dielektrizitätskonstanten im Fluid:

$$-\left(\frac{1}{2\rho_f} \right) \nabla \left(\frac{E^2}{2} \right) \times \nabla \epsilon \quad (2.44)$$

Er ist unter üblichen Bedingungen sehr klein verglichen mit:

$$\left(\frac{1}{2\rho_f} \right) (\nabla \rho_i) \times \vec{E} \quad (2.45)$$

und kann daher in der folgenden Diskussion übergangen werden. In Strömungen wird die Wirbelstärke durch Reibung ständig reduziert ($\nu \nabla^2 v^2$ - Term in Cauchy-Gleichung, außer an festen Wänden, da hier die Haftbedingung gilt. Im Falle eines leitenden Fluides verändern sich die Umstände, da nun eine konstante Wirbelerzeugung im gesamten Fluid hinzutritt (Gl. 2.45), die zu starken turbulenten Bewegungen führt, sobald hohe Feldstärken und starke Gradienten der Raumladungsdichte auftreten. Dabei ist allerdings zu beachten, dass der Produktionsterm $(\nabla \rho) \times \nabla \vec{E}$ der Wirbelstärke selbst wiederum von dieser abhängig ist und es daher zu einer Kopplung kommt. Je nach vorliegenden

Bedingungen zu einer gegenseitigen Verstärkung, durch die ohne den Dissipationsterm die Wirbelstärke den Wert Unendlich erreichte und die daher Grundlage der sogenannten elektrohydrodynamischen Instabilität ist, oder zu einer Dämpfung bis zur vollständigen Unterdrückung der elektrohydrodynamischen Wirbelerzeugung.

In vielen Fällen ist jedoch die Raumladungsdichte annähernd konstant im Raum und der Gradient geht gegen Null, oder das Feld und der Gradient der Raumladungsdichte stehen parallel zueinander. In beiden Fällen reduziert sich der elektrohydrodynamische Einfluss auf die Lorentzkraft. Eine Betrachtung der Einheiten des verbleibenden Terms $\rho \cdot \vec{E}$ gibt Hinweise auf den Charakter der Wirkungsweise:

$$\rho_i \cdot \vec{E} := \left[\frac{A \cdot s}{m^3} \cdot \frac{kg \cdot m}{A \cdot s^3} \right] \quad (2.46)$$

$$= \left[\frac{kg}{m^2 \cdot s^2} \right] = \left[\frac{Pa}{m} \right] \quad (2.47)$$

Die Einheit ist Pascal pro Meter, entsprechend der Kraft durch einen Druckgradienten in Gleichung (2.14). Ein analoger Einfluss auf die Strömung wird bei ausreichend geringen Strömungsgeschwindigkeiten beobachtet und als „elektrischer Wind“ bezeichnet.

Typische Werte bei der Partikelabscheidung in Elektrofiltern sind beispielsweise für ρ : $25 \mu C/m^3$ und $3 \text{ kV} / \text{cm}$ für die Feldstärke. Daraus ergibt sich:

$$\rho_i \cdot \vec{E} = 25 \frac{\mu C}{m^3} \cdot 300 \frac{kV}{m} = 7,5 \frac{Pa}{m} = 0,075 \frac{mbar}{m} \quad (2.48)$$

ein äquivalentes Druckgefälle von etwa 0,1 mbar pro Meter.

3 Numerische Modellierung

In den vorangegangenen Kapiteln wurde auf die Vorzüge einer numerischen Berechnung hingewiesen. Es wurden bisher aber noch keine Aussagen zu der verwendeten Technik und zu den Problemen und Grenzen, die auch hier auftreten, gemacht. Dies soll in diesem Kapitel nachgeholt werden. Die numerische Modellierung beruht auf der mathematischen Lösung eines sogenannten Satzes an mehreren abhängigen und/oder unabhängigen Differentialgleichungen. Diese müssen zunächst bekannt sein und wurden für den vorliegenden Fall in den vorhergehenden Kapiteln besprochen. Im Allgemeinen beruhen diese Gleichungssysteme auf physikalischen Modellen, die der jeweiligen Fragestellung gemäß vereinfacht wurden. Die die physikalischen Vorgänge beschreibenden Gleichungen seien im Folgenden bekannt. Laut Patankar ergeben sich bei der numerischen Modellierung daraus zwei Typen von Problemen [169]:

- Gruppe A: Zu dem gegebenen Problem existiert ein adäquates Modell.
- Gruppe B: Für das Problem wurde bisher noch kein vollständig adäquates Modell ausgearbeitet.

Die Einteilung wird dabei über die Bestimmung eines Modells als „ausreichend adäquat“ erfolgen. Die Nachteile für Probleme aus der Gruppe A liegen meist darin, dass die Lösungen nicht für das tatsächlich vorliegende Problem vollständige Gültigkeit haben oder dass bisweilen der numerische Aufwand die Möglichkeiten der Rechentechnik derzeit übersteigt. Bei Problemen aus der Gruppe B gelten prinzipiell dieselben Schwierigkeiten wie bei Gruppe A. Zusätzlich haben sie noch einen weiteren grundlegenden Nachteil: die Unsicherheit, ob das Ergebnis mit der Realität übereinstimmt und ob der Gültigkeitsbereich des Modells zu weit überschritten wurde. Daraus wird klar, dass auch in Zukunft das Experiment und die Modellierung sich wie in der vorliegenden Arbeit ergänzen werden und dass neben einer stetigen Verbesserung der Computertechnik eine Entwicklung verfeinerter Modelle numerischer Methoden erfolgen muss. Neue Phänomene werden in der Strömungsmechanik auch in Zukunft durch das Experiment entdeckt. Damit ist klar, dass eine kontinuierliche Verbesserung der Messtechnik für die Erforschung der Zusammenhänge in der Strömungsmechanik und gerade für komplexere, beispielsweise mehrphasige Strömungsvorgänge unabkömmlich ist.

Zur Lösung der gegebenen, meist partiellen Differentialgleichungen sind eine ganze Reihe an numerischen Techniken bekannt und erfolgreich angewendet worden. Sie unterscheiden sich in Rechen- und Programmieraufwand, in den Anforderungen an Speicherplatz und in der Breite der möglichen Anwendungen. Ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal bleibt aber letztlich immer die erzielte Rechengenauigkeit. Diese wird zum einen durch die Genauigkeit der mathematischen Modellierung und zum anderen durch den Lösungsalgorithmus selbst bestimmt. In der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich die Methode der finiten Volumen auf krummlinigen, strukturierten Gittern angewendet. Es soll daher im Folgenden nur auf diese Technik eingegangen werden.

Die Methode besitzt eine Genauigkeit 2. Ordnung in der Diskretisierung und hat gleichzeitig weitere Vorteile. Bedingt durch die Diskretisierung erfolgt eine Bilanzierung über jeden definierten Raumausschnitt. Die Erhaltungsgleichungen sind daher im gesamten Rechengebiet auf natürliche Weise erfüllt. Durch die Struktur der Gitterpunkte und die

Diskretisierung sind die resultierenden Lösungsmatrizen schwach besetzt. Sie lassen sich mit geeigneten Lösungsmethoden mit vergleichsweise geringem Speicherbedarf berechnen und sind zusätzlich gut parallelisierbar. Diese Vorteile gelten einmal mehr und einmal weniger auch für die anderen etablierten Methoden. Der interessierte Leser sei hier auf weiterführende Literatur verwiesen, beispielsweise Ferziger und Perić [62] zu Numerik der Strömungsmechanik, oder Golub und Ortega [72] zu Algorithmen und Parallelisierung. Letztlich gilt, dass jede Methode durch ihre sehr spezifischen Eigenschaften nur im Zusammenhang mit der zu lösenden Aufgabe zu beurteilen ist. Für die hier vorliegenden Differentialgleichungen besitzt die finite-Volumen-Methode ausreichend Vorteile um als das Mittel der Wahl zu gelten. Einzig bei der Lösung des gekoppelten Gleichungssystems für die lokale Feldstärke in den Maxwell-Gleichungen sowie bei der Gittererzeugung sehr komplex geformter Körper hat die finite-Elemente-Methode Vorzüge. Da die inhomogene Verteilung der Raumladungsdichte zunächst unbekannt ist und iterativ gefunden werden muss, bietet sich zur Lösung die Charakteristikenmethode an. Das bedeutet aber keinesfalls, dass die finite-Volumen-Methode ungeeignet wäre. Andere Methoden kommen hier nur eventuell schneller und mit vergleichsweise geringerem Aufwand ans Ziel. Betrachtet man aber die gesamte zu lösende Aufgabe, dann dürften die Vorteile durch Verwendung ein und desselben Rechengitters und Variablensatzes für alle vorkommenden Gleichungen überwiegen. Die Kombination verschiedener Methoden wurde bereits bei ähnlichen Aufgaben wie in der vorliegenden Arbeit angewandt, in jüngerer Zeit beispielsweise von Schmid [194], detaillierter bei Meroth [155] oder von Adamiak [5]. Häufig liegt der Grund für diese Wahl allerdings nicht in der Überlegenheit der einen oder anderen Methode. Zumindest bei den beiden erst genannten dürfte der Grund in der Verwendung bereits vorhandener kommerzieller Computerprogramme liegen, deren Hersteller meist einen direkten Eingriff nicht zulassen. So wurde von den Autoren ein kommerzieller finite-Volumen-Löser zur Berechnung der Zweiphasenströmungen mit einem kommerziellen finite-Elemente-Programm für die elektrische Feldstärke über Benutzerschnittstellen verbunden. Hier kommt den Anwendern zugute, dass der Aufwand an Rechenzeit für die Elektrostatik wesentlich geringer ist als der für die Berechnung der Strömungsmechanik.

Die zugrunde liegenden Differentialgleichungen sind bei Strömungsproblemen, Wärmeübergängen, allgemein Transportvorgängen und bei sehr vielen Feldgleichungen von elliptischer Form. Wird eine gültige und ausreichend genaue Methode zur Lösung solcher elliptischer Differentialgleichungen erstellt, lässt sie sich dann auf viele scheinbar ganz unterschiedliche Probleme anwenden.

3.1 Die numerische Fluidodynamik mehrphasiger Strömungen

Die Entwicklung eines mathematischen Modells für die vollständige Beschreibung mehrphasiger Strömungen stellt bis heute eine Herausforderung dar. Obwohl noch kein umfassendes Modell gefunden wurde, haben sich doch einige Ansätze zur Berechnung von Gas-Feststoffströmungen bewährt und durchgesetzt. Zu den verbreitetsten gehören: Euler-scher Kontinuumsansatz, Lagrangesche Bahnberechnung, kinetisches Modell zur Partikelkollision, Darcys Gesetz und Ergun-Gleichung zur analytischen Berechnung der Festbettströmung. Die numerischen Berechnungen in dieser Arbeit zur Untersuchung des Einflusses der elektrostatischen Felder auf turbulente Fluidströmungen bei Anwesenheit einer dispersen Phase basieren auf dem Euler-Lagrange-Verfahren. Die kontinuierliche Phase

wird durch die Lösung der zeitgemittelten Navier-Stokes Gleichungen in Verbindung mit einem Turbulenzmodell erfasst.

3.2 Die kontinuierliche Phase, das Standard-k-ε-Turbulenzmodell

Die zugrunde liegende Differentialgleichung für zeitunabhängige Strömungsvorgänge ergibt sich dabei wie folgt:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V \phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho W \phi) - \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}) - \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z}) = S_\phi + S_{\phi p} \quad (3.1)$$

Die Quellterme stellen hierbei die Anteile der Gasphase durch S_ϕ und der dispersen Phase durch $S_{\phi p}$ dar. Γ steht für die effektive Viskosität. In der folgenden Tabelle 3.1 sind die Belegungen dieser Variablen für die Kontinuitätsgleichung und die Impulsgleichungen angegeben. Die finite-Volumen-Methode beruht auf der Integration der algebraischen Approxi-

ϕ	Γ	S_ϕ	$S_{\phi p}$
1	–	0	$S_{\phi p}$
U	$\mu^* = \mu + \mu_t$	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu^* \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu^* \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \rho g_x + \rho_i E_x - \frac{\partial P}{\partial x}$	S_{up}
V	$\mu^* = \mu + \mu_t$	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu^* \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu^* \frac{\partial W}{\partial y} \right) + \rho g_y + \rho_i E_y - \frac{\partial P}{\partial y}$	S_{vp}
W	$\mu^* = \mu + \mu_t$	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu^* \frac{\partial V}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu^* \frac{\partial W}{\partial z} \right) + \rho g_z + \rho_i E_z - \frac{\partial P}{\partial z}$	S_{wp}

Tabelle 3.1: Aufschlüsselung der Quellterme und der effektiven Viskosität sowie die Definition der zugehörigen Variablen bezüglich der Kontinuitätsgleichung und den Impulsgleichungen

mationen der zugrunde liegenden partiellen Differentialgleichungen in jedem Kontrollvolumen, die aus der Zerlegung des Lösungsgebiets in eine endliche Anzahl von Punkten (Gittereckpunkte) entstehen. Die diskretisierte Form dieser Integration hat die Gestalt einer Matrix-Multiplikation und wird mit einem Verfahren von Stone [208] gelöst, welches zur Gruppe der unvollständigen LU-Zerlegungsverfahren gehört. Bei der Lösung des gekoppelten Systems von nichtlinearen Gleichungen für die Geschwindigkeiten und den Druck kann es zu unsinnigen Lösungen kommen, da eine räumliche Periode der Größenordnung des Gitters vorliegt. Abhilfe schafft beispielsweise der sogenannte SIMPLE-Algorithmus (Patankar & Spalding [169]). Für die konvektiven Terme der Grundgleichungen wird eine sogenannte *Fluss-Korrektur-Methode* von Khosla & Rubin [102] verwendet, die eine Linearkombination aus der *Upwinddifferenzen-Methode* und der *Zentraldifferenzen-Methode*

darstellt. Die diffusiven Terme werden durchweg durch Anwendung des Zentralfrequenz-Verfahrens diskretisiert. Die gesamten Iterationen erfolgen mit einem Unterrelaxationsverfahren. Für eine genaue Beschreibung der verwendeten Methode und Diskretisierung sei hier auf Ferziger und Perić [62] verwiesen.

Die Turbulenzmodellierung erfolgte in allen in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen mit dem Standard-k- ε -Modell, das sich bereits vielfach bewährt hat. Bei diesem standardmäßigen Zweigleichungs-Turbulenzmodell dienen ein Geschwindigkeits- und ein Längenmaß zur Beschreibung der Turbulenz. Die zu lösenden Gleichungen haben dabei dieselbe Form wie die Grundgleichungen der Transportprozesse (Gl. 3.1) und sind in Tabelle 3.2 in Verbindung mit den Konstanten dieses Turbulenzmodells, die der Tabelle 3.3 zu entnehmen sind, wiedergegeben. Das Gleichungssystem ist auf einem geschlossenen

ϕ	Γ	S_ϕ	$S_{\phi p}$
k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$P_k - \rho\varepsilon$	S_{kp}
ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k}(C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\rho\varepsilon)$	$S_{\varepsilon p}$
$P_k = \mu_t \left\{ 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\}$			
$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$			

Tabelle 3.2: Aufschlüsselung der Quellterme und der effektiven Viskosität für die Turbulenzgrößen beim k- ε -Turbulenzmodell im Zusammenhang mit Gl. 3.1

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tabelle 3.3: Konstanten im k- ε -Turbulenzmodell

Gebiet nur für bekannte Randwerte eindeutig lösbar. Es müssen daher Randbedingungen formuliert werden. Für die vorgestellten Berechnungen waren dies im einzelnen Randbedingungen für den Einlass, den Auslass und die Wand. Am Einlass wurden Blockprofile für die Größen \vec{U} und k vorgegeben. Die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen

Energie ε wurde durch

$$\varepsilon = \frac{C^{3/4} k^{3/2}}{\mu \kappa y}$$

bestimmt. An den Wänden gilt zum einen die Haftbedingung, d.h. das Fluid nimmt die Geschwindigkeit der Wand an. Zum anderen werden Wandfunktionen zur Überbrückung der viskosen Unterschicht verwendet. Der Auslass ist durch Nullgradienten für alle Variablen in axialer Richtung gekennzeichnet:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0$$

Durch die Verwendung von Wandfunktionen im Standard-k- ε -Turbulenzmodell werden die Geschwindigkeiten und die Turbulenzparameter k und ε im wandnächsten Kontrollvolumen durch die Schubspannungsgeschwindigkeit ausgedrückt. Das Standard-k- ε -Turbulenzmodell wird dabei im Strömungsgebiet entfernt der Wand in der Form verwendet, wie es in Tab. 3.2 in Verbindung mit Tab. 3.3 beschrieben ist. Der Bereich in Wandnähe, in dem die Viskosität eine Rolle spielt und die Isotropie der Turbulenz verletzt ist, wird durch ein Eingleichungs-Turbulenzmodell wiedergegeben. Eine detaillierte Darstellung dieses Vorgehens findet sich bei Kohnen (1997) [108].

Die Lösung der beschriebenen algebraischen Beziehungen erfolgte mit den Programmpaketen ELSA22² und FASTEST 3D³, die auf einem nicht-orthogonalen, blockstrukturierten Finite-Volumen-Verfahren beruhen, und um die Lösung der Poissongleichung für das elektrostatische Feld erweitert wurden. Die Randbedingungen können dabei analog zur fluiden Phase gesetzt werden. Auf der Wand wird ein fester Potentialwert vorgegeben. An freien Rändern wird entweder Symmetrierandbedingung oder die oben beschriebene Bedingung für den Auslass gesetzt.

3.3 Die disperse Phase

Die disperse Phase wurde im Lagrangeschen Bezugssystem betrachtet. Das entspricht einem mitbewegten, „partikelfesten“ Koordinatensystem im Gegensatz zu den ortsfesten Eulerschen Raumkoordinaten. Dabei werden repräsentative Partikel, „pakete“, die eine bestimmte Anzahl realer Teilchen mit gleichen Eigenschaften zusammenfassen, durch das Strömungsfeld verfolgt, indem die zeitabhängigen gewöhnlichen Differentialgleichungen des Kräftegleichgewichtes für die Partikelposition und die Partikelgeschwindigkeiten gelöst werden. In der Partikelbewegungsgleichung wurden die Kräfte gemäß der Diskussion in Kapitel (2.3) berücksichtigt. Die Kraft durch die virtuelle Masse sowie die Basset-Kraft wurden gemäß den Überlegungen an derselben Stelle (2.3.1) vernachlässigt. Die Flugbahn erhält man aus der Berechnung des jeweils nächsten Partikelorts nach einem Zeitschritt Δt . Damit sind die folgenden Gleichungen zur Partikelgeschwindigkeit und -position zu lösen:

$$\frac{dx_p}{dt} = \tilde{U}_p \quad \frac{dy_p}{dt} = \tilde{V}_p \quad \frac{dz_p}{dt} = \tilde{W}_p \quad (3.2)$$

²Eulerian-Lagrangian Solution Algorithm for 2-phase flows and arbitrary 2-dimensional grids

³INVENT Computing Erlangen

$$\frac{d\tilde{U}_p}{dt} = \frac{3\rho c_{D_p} (\tilde{U} - \tilde{U}_p) |\vec{U} - \vec{U}_p|}{4\rho_p D_p} + g_x + q_p E_x \quad (3.3)$$

$$\frac{d\tilde{V}_p}{dt} = \frac{3\rho c_{D_p} (\tilde{V} - \tilde{V}_p) |\vec{U} - \vec{U}_p|}{4\rho_p D_p} + g_y + q_p E_y \quad (3.4)$$

$$\frac{d\tilde{W}_p}{dt} = \frac{3\rho c_{D_p} (\tilde{W} - \tilde{W}_p) |\vec{U} - \vec{U}_p|}{4\rho_p D_p} + g_z + q_p E_z \quad (3.5)$$

Der Widerstandskoeffizient wird in Abhängigkeit von der Partikel-Reynoldszahl, wie in Kapitel (2.3.1) dargestellt, durch folgende Korrelation beschrieben:

$$c_w = \frac{24.0}{Re_p} \left[1.0 + \frac{1}{6} Re_p^{0.66} \right] \quad Re_p < 1000 \quad (3.6)$$

$$c_w = 0.44 \quad Re_p \geq 1000$$

In den obigen Gleichungen 3.2 - 3.6 verweist der Index p auf partikelbezogene Größen.

Zur Generierung der Momentangeschwindigkeit des Fluids entlang der Partikelbahn wurde das sogenannte Markov-Sequenz-Dispersionsmodell verwendet. Dieses besteht aus der Kombination eines Eulerschen mit einem Lagrangeschen Schritt und ist ein stochastisches Verfahren. Ein Fluidballen und ein Partikel am selben (Anfangs-)Ort werden sich im weiteren Verlauf zu unterschiedlichen Positionen bewegen, was zum einen auf die Trägheit der Partikel, zum anderen auf die auf die Partikel wirkenden äußeren Kräfte zurückzuführen ist. Die Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikel und des Fluides sind daher im Allgemeinen ebenfalls unterschiedlich. In Abbildung 3.1 ist die zeitliche Entwicklung der Partikelbahn und der Bahn eines Fluidelementes, welche beide zum Zeitpunkt t_n am selben Ort lokalisiert wurden, wiedergegeben. Zum Zeitpunkt t_{n+1} sind der Partikelort

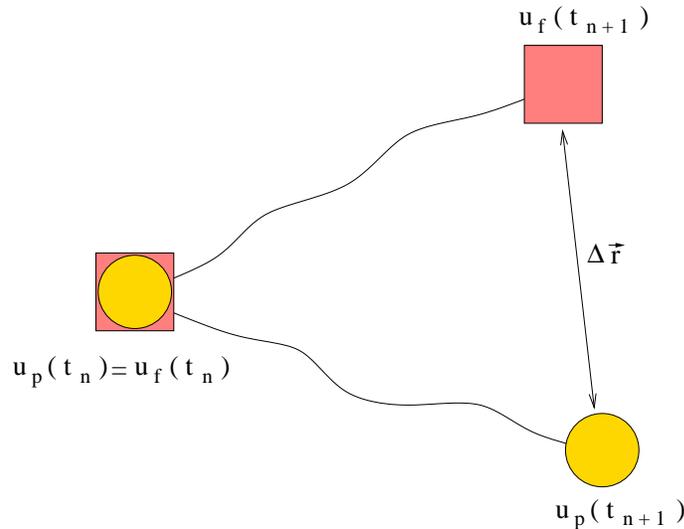


Abbildung 3.1: Zeitliche Entwicklung der Bahnlinien für ein Fluidelement und ein Partikel und der Ort des Fluidelementes nicht mehr identisch. Das Markov-Sequenz-Modell ist nun durch die folgenden zwei Schritte zur Berechnung der momentanen Fluidfluktuation entlang der Partikelbahn gekennzeichnet:

- Die Änderung der Geschwindigkeitsfluktuationen entlang der Bahn des Fluidelementes ergibt sich aus der Verwendung des Lagrangeschen Korrelationskoeffizienten:

$$u_i^F(t_{n+1}) = u_i^F(t_n) \cdot R_{L,i}(\Delta t) + \sigma_i \sqrt{1 - R_{L,i}^2(\Delta t)} \xi_i(t_n) \quad (3.7)$$

- Um die Geschwindigkeitsfluktuation am Ort des Fluidelementes mit der am Ort der Partikel in Wechselbeziehung zu bringen, wird der Eulersche Korrelationskoeffizient herangezogen:

$$u_i^P(t_{n+1}) = u_i^F(t_{n+1}) \cdot R_{E,i}(\Delta r) + \sigma_i \sqrt{1 - R_{E,i}^2(\Delta r)} \varsigma_i(t_n) \quad (3.8)$$

Die beiden Korrelationskoeffizienten, $R_{L,i}(\Delta t)$ und $R_{E,i}(\Delta r)$, in den obigen Gleichungen sind dabei wie folgt definiert:

$$R_{L,i}(\Delta t) = \frac{\overline{u_i(t)u_i(t + \Delta t)}}{\sqrt{\overline{u_i^2(t)}} \cdot \sqrt{\overline{u_i^2(t + \Delta t)}}} \quad (3.9)$$

$$R_{E,i}(\Delta r) = \frac{\overline{u_i(r)u_i(r + \Delta r)}}{\sqrt{\overline{u_i^2(r)}} \cdot \sqrt{\overline{u_i^2(r + \Delta r)}}} \quad (3.10)$$

Die beiden durch die Gleichungen 3.7 und 3.8 gekennzeichneten Schritte können durch die Definition einer resultierenden Korrelationsfunktion $R_{P,i}(\Delta t, \Delta r)$, die durch

$$R_{P,i}(\Delta t, \Delta r) = R_{L,i}(\Delta t) \cdot R_{E,i}(\Delta r) \quad (3.11)$$

bestimmt ist, zu einer Gleichung für die Geschwindigkeitsfluktuation am Partikelort zusammengefasst werden (Sommerfeld [205]):

$$u_i^P(t_{n+1}) = u_i^P(t_n) \cdot R_{P,i}(\Delta t, \Delta r) + \sigma_i \sqrt{1 - R_{P,i}^2(\Delta t, \Delta r)} \chi_i(t_n) \quad (3.12)$$

Um die mittlere Driftbewegung der Partikel aus Gebieten höherer Turbulenz in Gebiete niedrigerer Turbulenz zu vermeiden, wurde diese Gleichung um einen Korrekturterm erweitert, der sich aus den Impulsgleichungen ergibt:

$$-\frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \quad (3.13)$$

Damit ergeben sich die folgenden Beziehungen für die auf die Partikel wirkenden Geschwindigkeitsfluktuationen unter der Voraussetzung, dass die Gradienten der Reynoldsspannungen normal zur Hauptströmungsrichtung dominieren:

$$\begin{aligned} u^P(t_{n+1}) &= u^P(t_n) R_{P,u}(\Delta t, \Delta r) + \sigma_u \sqrt{1 - R_{P,u}^2(\Delta t, \Delta r)} \chi_u(t_n) \\ &+ (1 - R_{P,u}(\Delta t, \Delta r)) T_{L,u} \frac{\partial \overline{u v}}{\partial y} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} v^P(t_{n+1}) &= v^P(t_n) R_{P,v}(\Delta t, \Delta r) + \sigma_v \sqrt{1 - R_{P,v}^2(\Delta t, \Delta r)} \chi_v(t_n) \\ &+ (1 - R_{P,v}(\Delta t, \Delta r)) T_{L,v} \frac{\partial \overline{v v}}{\partial y} \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$w^P(t_{n+1}) = w^P(t_n) R_{P,w}(\Delta t, \Delta r) + \sigma_w \sqrt{1 - R_{P,w}^2(\Delta t, \Delta r)} \chi_w(t_n) \quad (3.16)$$

Hierbei stellen $\chi_u(t_n)$, $\chi_v(t_n)$ und $\chi_w(t_n)$ gaußverteilte Zufallszahlen dar. Zur Beschreibung des Lagrangeschen Korrelationskoeffizienten wurde ein exponentieller Ansatz der Form

$$R_{L,i}(\Delta t) = \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{L,i}}\right) \quad (3.17)$$

verwendet. Das Lagrangesche integrale Zeitmaß für die drei Koordinatenrichtungen wurde aus

$$T_{L,i} = c_T \cdot \frac{\sigma_i^2}{\varepsilon} \quad (3.18)$$

mit einem Wert für $c_T = 0.24$, der aus Vergleich mit Messungen resultierte, und der Konvention $\sigma_i^2 = \overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$ bestimmt. Für die einzelnen Geschwindigkeiten können die Komponenten des Eulerschen Korrelationstensors $R_{E,ij}(\Delta r)$ mit Hilfe der Längs- und Querkorrelationsfunktionen $f(\Delta r)$ und $g(\Delta r)$ für zwei Punkte im Raum ausgedrückt werden (v. Kármán & Howarth [214]):

$$R_{E,ij}(\Delta r) = (f(\Delta r) - g(\Delta r)) \frac{\Delta r_i \Delta r_j}{\Delta r^2} + g(\Delta r) \delta_{ij} \quad (3.19)$$

Die Längs- und Querkorrelationsfunktionen wurden durch Funktionen der Frenkiel - Familie (Frenkiel [66]) ausgedrückt, wobei für den Querkorrelationskoeffizienten negative Werte zugelassen werden.

$$f(\Delta r) = \exp\left(-\frac{\Delta r}{L_E}\right) \quad (3.20)$$

$$g(\Delta r) = \left(1 - \frac{\Delta r}{2L_E}\right) \exp\left(-\frac{\Delta r}{L_E}\right) \quad (3.21)$$

Zur Charakterisierung des turbulenten Längenmaßes wurde vereinfachend angenommen:

$$L_E = c_L T_L \sigma \quad (3.22)$$

Dabei stellt $T_L = c_T \sigma^2 / \varepsilon$ das integrale Zeitmaß und $\sigma = \sqrt{\frac{2}{3}k}$ die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit dar, welche am Ort des Fluidelementes berechnet werden. Die Konstante c_L wurde aus Vergleichen mit Messungen zu 3.0 gewählt (Sommerfeld et al. [207]).

3.4 Die Berechnung elektrostatischer Felder

Die Grundgleichungen, die elektromagnetische Phänomene beschreiben sind die Maxwell'schen Gleichungen:

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad ; \quad \nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \quad (3.23)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad ; \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.24)$$

Die letzte Beziehung deutet auf die Nicht-Existenz magnetischer Monopole hin und darauf, dass die Kombination aus einem Stromfluss und einem zeitlich veränderlichen elektrischen Feld alleinige Quelle für ein Magnetfeld ist. Für die in dieser Arbeit zu untersuchenden

Fälle, die sich durch einen statischen Zustand auszeichnen, folgt daraus, dass magnetische Felder unberücksichtigt bleiben können.

Zur Berechnung verbleibt dann zunächst die Gleichung für das elektrostatische Potential, das als Lösung der stationären ersten Maxwellgleichung existieren muss (Satz von Gauß):

$$\Delta\Phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0\epsilon_r}, \quad (3.25)$$

Die lokale Feldstärke berechnet sich damit aus:

$$\vec{E} = \nabla\Phi \quad (3.26)$$

Die Poisson-Gleichung 3.25 besitzt für gegebene Randwerte auf einer geschlossenen Umrandung eine eindeutige Lösung. Weiterhin folgt aus dem Gaußschen Satz die Erhaltung des magnetischen Flusses. Zusammen mit dem Ampèreschen Gesetz konnte Maxwell die Verbindung zwischen Magnetfeld, elektrischem Feld und Bewegung der Ladungsträger auf einer geschlossenen Bahn herstellen:

$$c^2\nabla \times \vec{B} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (3.27)$$

Hierbei steht c für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Obige Gleichung ist eine gute Näherung in Luft. Da die Lichtgeschwindigkeit in Luft nur gering von der im Vakuum abweicht, kann ϵ_r mit 1.0 angenommen werden ($c = 1/\sqrt{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_r \cdot \mu_0}$).

Durch einfache Divergenzbildung lässt sich aus Gleichung 3.27 leicht die sogenannte Erhaltungsgleichung der Ladung gewinnen:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (3.28)$$

Die Gleichungen 3.25 und 3.28 beschreiben die Ladungsbewegung in einem elektrischen Feld vollständig. Durch Umformung der beiden Gleichungen mit Hilfe von:

$$\vec{J} = \gamma \cdot \vec{E} = q \cdot b \cdot \vec{E} \quad (3.29)$$

erhält man die spezielle Form der Ladungserhaltungsgleichung [133]:

$$\rho_i^2 = \epsilon_0 \cdot \nabla \rho_i \cdot (-\vec{E}) \quad (3.30)$$

Aus Gleichung 3.28 erhält man durch elementares Ausmultiplizieren und unter Berücksichtigung von Gleichung 3.25:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho^2 \cdot \frac{b}{\epsilon_0} - b \cdot \vec{E} \cdot \nabla\rho = 0 \quad (3.31)$$

Mit Gleichung 3.31 liegt eine hyperbolische partielle Differentialgleichung mit Quellterm $\rho^2 \cdot \frac{b}{\epsilon_0}$ und Diffusionsgeschwindigkeit $-b \cdot \vec{E}$ vor.

Hierfür müssen drei unterschiedliche Randbedingungen eingeführt werden:

- Auf der Oberfläche der Hochspannungsquelle oder auf dem Rand der Koronazone werden Ladungen erzeugt.
- Über die geerdeten Oberflächen werden Ladungen abgeführt.
- An den symmetrischen Rändern bleibt die Ladung erhalten.

In Abhängigkeit vom jeweiligen Anwendungsfall können weitere Vereinfachungen eingeführt werden. Bei der Berechnung der elektrostatischen Feldkraft für die Pulverlackierung wurde die Raumladung vernachlässigt, und die Poisson-Gleichung wird zur Laplace-Gleichung. Das ist in diesem Falle vertretbar, da die Raumladungsdichte die Form des Feldes bei dem vorliegenden Nadel-Platte-Problem wenn, dann nur geringfügig modifiziert [84, 133]. Die Feldstärke ist mit Raumladungsdichte stellenweise größer, in diesem Fall hauptsächlich in Bereichen ohnehin sehr schwacher Feldstärken, im Nahbereich der Platte.

Für das elektrostatische Feld im Elektroabscheider gilt das Gesagte im Prinzip unverändert, zumal es hier durch die Partikel auf der Niederschlagselektrode zu einer Reduktion der Feldkraft im Nahbereich der Elektrode kommt, da der Koronastrom gedämpft wird [186]. Jedoch wird die Raumladungsdichte für die elektrohydrodynamische Kopplung benötigt. Die Lösung muss nun iterativ gefunden werden. Es wurde die Methode nach Leutert und Böhlen [133] verwendet, abweichend hierzu wurde in dieser Arbeit die Raumladungsdichte auf dem Draht nicht „durch systematisches Probieren fiktiv angenommen“, sondern dem Vorschlag von Kallio und Stock [99] folgend, der Ansatz von McDonald et al. [151] verwendet. Hierbei wird angenommen, dass die Feldstärke am Koronarand sich nach Peek's Law berechnen lässt und daraus der Randwert für die Raumladungsdichte bestimmbar ist. Es ist eine altbekannte Beobachtung, dass sich die Feldstärke auf dem Koronarand nach Überschreiten der Korona-Eintrittsspannung mit steigender Hochspannung bis zum Erreichen der Durchschlagsspannung nicht oder kaum mehr ändert. Einzig der Stromfluss I steigt linear mit der Hochspannung. Die Ionenbeweglichkeit b wird hier als konstant angenommen und mit dem experimentellen Wert von $1,802 \cdot 10^{-4} \text{ Vs/m}^2$ [127] festgelegt. Peek schlug 1929 einen empirischen Ansatz zur Berechnung der Koronaeinsatzfeldstärke vor, den er aus Experimenten mit einer koaxialen Zylinder-Draht Anordnung mit Wechselspannung gewann:

$$\vec{E}_s = A \left(1 + \frac{B}{r_d^C} \right) \quad (3.32)$$

mit A , B und C als empirischen Konstanten, die in folgenden Messungen unterschiedlicher Autoren immer wieder abweichend gefunden wurden [80]. Zur Berechnung wurden die folgenden Randbedingungen verwendet: Auf den Wänden erfolgt eine feste Vorgabe des Potentials Φ , auf geerdeten Wänden mit dem Wert Null und an den Koronadrähten mit der angelegten Hochspannung. Die Raumladungsdichte benötigt die Vorgabe einer Ladungsverteilung auf der Oberfläche des Koronadrahtes. Dies erfolgt gemäß Peek's Law, in dem die Oberfläche des Drahtes zur Oberfläche des Koronarandes für die Raumladungsdichte wird. Die Differenz und damit der Fehler durch dieses Vorgehen ist für kleine Drahtstrahlen gering, da für die Ausdehnung der Koronazone gilt [40]:

$$r_K = r_d + 0.03 \sqrt{r_d} \quad (3.33)$$

Die Raumladungsdichte berechnet sich unter der Annahme, dass auf der Koronaoberfläche die Durchbruchfeldstärke \vec{E}_c vorliegt, durch (McDonald et al. [151]):

$$\rho_{iEO} = \frac{d j_{NE} 10^{-5}}{\pi b r_d f (31 \delta + 0,95 (\delta / r_d)^{1/2})} \quad (3.34)$$

wobei d für den Abstand zwischen den Koronadrähten, j_{NE} für die mittlere Stromdichte auf der Niederschlags Elektrode stehen, b die Ionenbeweglichkeit, r_d der Koronadrahtradius und f einen Oberflächenrauigkeitsfaktor darstellen. δ berücksichtigt den Umgebungseinfluss auf das Gas: $\delta = T/T_0 P/P_0$, wobei T_0 293 °K, P_0 1 atm, T und P die aktuelle Temperatur bzw. der aktuelle Druck sind. Hierin wird E_c aus dem semiempirischen Ansatz von Peek zu folgendem Wert berechnet:

$$E_c = 31 \cdot 10^6 f (\delta + 0,0308 (\delta / r_d)^{1/2}) \quad (3.35)$$

An den offenen Rändern werden analoge Gradientenbedingungen wie bei der Fluidberechnung gesetzt. An nicht geerdeten Oberflächen wurde ein konstanter Gradient angenommen. Für Materialien mit einer hohen relativen Dielektrizitätskonstanten ist diese Annahme unkorrekt, bei dem hier betrachteten Kunststoff des Lackierpistolengehäuses ist der Fehler gering, da es sich um Werte für $\epsilon_r < 2$ handelt.

4 Der Elektroabscheider

Der Elektroabscheider ist ein technisches Mittel zur Reduktion von Schadstoffen in großen Rauchgasfrachten, wie sie bei Müllverbrennungsanlagen und Kraftwerken, aber auch Zementfabriken auftreten. Er wurde in den letzten Jahren ständig verbessert und ist dennoch bis heute Gegenstand der Forschung. Seine Bedeutung erlangt er dadurch, dass er als das einzige wirtschaftliche Mittel zur Einhaltung immer weiter verschärfter Grenzwerte angesehen wird [168]. Dies gilt allerdings nur unter Abwägung der nicht unerheblichen Investitionskosten, weshalb dieser Filtertyp bisher nur an größeren Anlagen Verwendung findet. Das Funktionsprinzip ermöglicht die Reinigung großer Gasmengen von feinsten Stäuben und Aerosolen mit geringem Druckverlust. Zur Reinigung von größeren Partikeln müssen andere Filtertypen vorgeschaltet werden. Die Entwicklungen beim Elektroabscheider gehen meist in Richtung der verbesserten Filterung von Feinststäuben und Aerosolen, nicht zuletzt weil es hier wenig Alternativen gibt. Obwohl spätestens in den 70er Jahren auf diese Möglichkeit hingewiesen wurde [141], sind gerade in den letzten 5 bis 10 Jahren viele Untersuchungen und Erfolge sowohl in der Forschung [89, 201, 177, 178, 117, 106, 176, 212, 91, 61, 234, 231], als auch von Herstellern [68, 83] unternommen und erreicht worden. Es gibt aber auch kritische Stimmen, die auf die Grenzen hinweisen, indem beispielsweise festgestellt wurde, dass der Elektroabscheider selbst zur Aerosolquelle werden kann [143].

Spätestens seit Anderson 1919 [9, zitiert nach [184]] seine wohlbekannte Abscheidergleichung für Elektroabscheider aufstellte, wird versucht, die Vorgänge theoretisch zu beschreiben und daraus wertvolle Kriterien für die Konstruktion und Dimensionierung abzuleiten. Die Gleichung lautet in empirischer Form:

$$\eta = 1 - K^t \quad (4.1)$$

wobei η den dimensionslosen Abscheidegrad darstellt, K die „Abscheiderkonstante“ bezeichnet und t für die Verweilzeit („*time of treatment*“) steht. Drei Jahre später konnte Deutsch [51] analytisch zeigen, dass sich die Abscheiderkonstante für einen Rohr-Draht-Abscheider mit mehr physikalischen Größen ausdrücken lässt und sich folgendermaßen ergibt:

$$K = e^{-2w_D/r} \quad (4.2)$$

Hierbei ist w_D die effektive Wanderungsgeschwindigkeit und r [m] ist der Abscheiderdurchmesser. Heutzutage wird die Deutschgleichung meist in der äquivalenten, allgemein nützlicheren Form angegeben, in der sie sowohl für Rohr- als auch für Kanalgometrien gültig ist:

$$\eta = 1 - e^{-Aw_D/V} \quad (4.3)$$

A steht hier für die Abscheidefläche, w_D ist wiederum die Wanderungsgeschwindigkeit und V [m^3 /sec] der behandelte Gasvolumenstrom. Gleichung 4.3 sowie die bekannt gewordenen Modifikationen (Beispiele hierfür sind in [184, 37, 95, 181, 230] zu finden) werden trotz der anerkannten Ungenauigkeit und bekannten Abweichungen von den experimentellen Erkenntnissen heute noch vielfach zur Auslegung neuer Anlagen oder von Umbauten verwendet [217]. Gerade feine und sehr feine Partikel sind oft der Anstoß weiterer Verbesserungsbemühungen. So kam in den 60er Jahren von mehreren Autoren unabhängig der Vorschlag, die Diffusion gezielter einzusetzen, um die submikronen Partikel effizienter filtern zu können [184, 185, 37, 95, 166].

Die Funktionsweise des Plattenelektrofilters ist in Abbildung 4.1 skizziert. Dargestellt ist eine Ebene in einer Abscheidegasse. Die Ausdehnungen der Platten und Sprühdrahte sind verlängert aus der Bildebene heraus zu denken. In technischen Anlagen befinden sich einige zehn solcher Gassen nebeneinander, die einzeln vom Rohgasstrom abgetrennt werden können, um beim Abreinigen (Abklopfen) keine abgereinigten Partikel in den Reingasstrom zurückzuführen. In größeren Anlagen haben die Platten und die Sprühdrahte Ausdehnungen von einigen (bis zu zehn) Metern, die Lauflänge der Gassen ist meist liegt derselben Größenordnung.

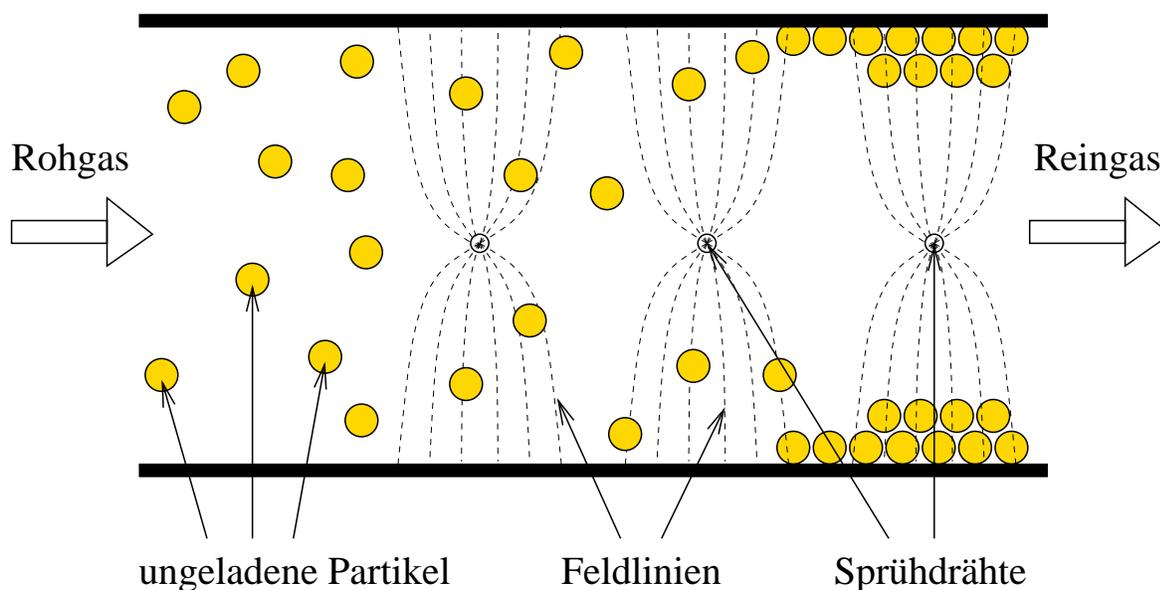


Abbildung 4.1: Darstellung der Funktionsweise des Elektroabscheider, Ebene längs zur Strömungsrichtung, die Platten und Drähte erstrecken sich aus der Bildebene heraus.

Eine Vielzahl von Publikationen zu Untersuchungen zum Abscheidevorgang im Elektroabscheider - sowohl experimentelle [15, 21, 30, 48, 60, 75, 93, 98, 100, 132, 135, 167, 173, 195, 196, 210, 224, 231] als auch numerische [2, 29, 34, 49, 54, 73, 75, 90, 92, 99, 101, 103, 104, 133, 134, 135, 136, 140, 151, 154, 203, 204] und rein theoretische [53, 59, 105, 122, 127, 172, 182, 202] - wurden in den letzten Jahren veröffentlicht. Dennoch konnten der Literatur keine geeigneten Messwerte für die Verifikation der in dieser Arbeit angestrebten numerischen Untersuchungen entnommen werden. Entweder sind die Randbedingungen nicht ausreichend dokumentiert bis gar nicht spezifiziert, oder die Versuchsbedingungen wurden nicht konstant beibehalten. In vielen Arbeiten wird lediglich über Beobachtungen berichtet und dies anhand von Fotos oder einzelnen Graphen mit wenigen Messwerten veranschaulicht. Daher wurde ein experimenteller Aufbau erstellt, der im Gegensatz zu den dem Autor bekannten Versuchsanlagen in den prozessbestimmenden Dimensionen der großtechnischen Anwendung entspricht. Die meisten Versuchsanlagen wurden erstellt, um einzelne Aspekte gezielt zu untersuchen, beispielsweise die

Strömungsstruktur [224, 21], den Einfluss der Koronadrahtgestaltung [156, 157], der Gassenweite [173, 147, 180, 219] oder das Abscheideverhalten submikroner Partikel [194]. Die geometrischen Größen und Versuchsparameter der Experimente sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Mehrheit der experimentellen Arbeiten besteht aus Messungen von Konzentrationsprofilen, Messungen der Partikelbewegung mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie [75, 98, 132, 135, 180, 196]. Visualisierungen der Partikelströmung mit photographischen Techniken [93, 100, 132, 167, 224] sind seltener vertreten. Ursache dafür ist der Partikelgrößenbereich von 0,1 - 1 μm , der aber gerade für optische Methoden einige Schwierigkeiten birgt. Die hier vorgestellte Anlage hat nicht zum Ziel Wegbereiter für neue Technologien zu sein. Es sollte ein Experiment geschaffen werden, das bei möglichst klaren und einfachen Randbedingungen die Möglichkeit bietet, den Einfluss elektrostatischer Feldkräfte auf Gas-Feststoff-Strömungen zu beobachten und zu verifizieren.

4.1 Beschreibung der Versuchsanlage zur Elektroabscheidung

Die Anlage besteht aus einer Testsektion mit Hauptströmung in Gravitationsrichtung mit der in Skizze 4.2 dargestellten Anordnung und Bemaßung. Die Gassenweite liegt mit 30 cm im Mittel gut arbeitender, existierender Anlagen, die Gassenweiten zwischen 20 und 40 cm aufweisen. Üblicherweise wird die Gassenweite in Abhängigkeit von der Staubbelastung des befrachteten Gases ermittelt. Größere Gassenweiten wurden hauptsächlich in Japan, später auch in Europa, verwendet, führen aber zu einer größeren Stromaufnahme der Anlage und einer Erhöhung der Abklopfrequenz, da das Verhältnis von Abscheidefläche zu gereinigtem Gasvolumen abnimmt. Je geringer die Staubfracht, desto enger kann die Gassenweite gewählt werden [180, 181, 173, 147]. Resultat dieser Überlegungen sind dann auch die kleinen Gassenweiten bei Versuchselektroabscheidern, die meist im Bereich von 5 bis 15 cm liegen (Tabelle 4.1). Aufgrund der unterschiedlichen Proportionalitäten der Einflussgrößen ist ein scale-up nur sehr eingeschränkt möglich [220, 217]. Eine Versuchsanlage zu erstellen, die keine Verkleinerung, sondern einen Ausschnitt eines industriellen Abscheiders darstellt, erschien wegen der auftretenden Schwierigkeiten bei einem „scale-up“ sinnvoll. Die Staubbelastung konnte nicht im realistischen Rahmen nachgebildet werden, da die optische Zugänglichkeit dann nicht mehr gewährleistet ist.

Die angelegte Hochspannung im Versuch wurde durch die Leistungsfähigkeit des verwendeten Hochspannungsgerätes begrenzt. Es handelt sich um eine Hochspannungsquelle der Firma Del Electronics Corp. NY, Modell RLPS 100 - 100N, das Gleichspannungen bis 100 kV bei einem maximalen Strom von 1 mA liefert. Aus diesen Kenndaten ergibt sich eine maximale Ausgangsleistung von 100 Watt. Die Gasverunreinigung wurde durch Glaskügelchen (Ballotini 5000) simuliert, die mit einer mittleren Größe (D_{50}) von 5 μm in guter Näherung in der Größenordnung einer Rauchfracht liegen. Anfängliche Versuche mit Kaolin, das als Abfallprodukt der Keramikherstellung dem Abgas einer Zementfabrik ähnelt und im Übrigen auch ein besseres Abscheideverhalten als die sphärischen Glaskörper aufwies, wurden nicht weiter verfolgt, da Messungen mit dem LDA kaum möglich waren. Diese ebenfalls sehr feinen Partikel entsprechen einem Mahlgut und sind kantig und beliebig geformt. Die empfangenen Signale bei der LDA, deren Signalauswertung unter der Annahme ideal sphärischer, opaker Partikel (Mie-Streuung) erfolgt, waren nicht von ausreichender Qualität, um zur Bestimmung von Partikelgeschwindigkeiten her-

Autor(en)	U_G [m/s]	l [m]	t [m]	d [m]	s [m]	V [kV]
Aureille [15]	1,48 1,063	3,4	1,5	0,126		35 44 46
Bernstein [21]	0,46			0,23	0,2	39 50 70
Böttner [27]	0,5 1,0 2,0	1,5	0,6	0,3	0,15 (7)	0 - 60
Chang [30]	3.6	0.3	0.12	0.076	(1)	27 30
Davidson [48]	0,3	0,914	0,61	0,152	152	20 - 68
Faramawy [60]	1,0	3,0	0,7	0,26	25	50 60 80
Jedrusik [93]	0,5 0,8 1,0	0,3	0,2			15 - 30
Jurewicz [98]	2,15 0,12	0,254	0,051			2
Kallio [100]	0,2 - 2	0,813	0,61	0,203	0,203	32 42 25
Leonard [132]	1,0 2,0	0,217	0,254	0,05	(1)	
Miller [156]	1,0	2,0	0,4	0,2 - 0,4	0,1	40 - 60
Petroll [173]	0,5 1,2 1,9	0,5		0,2	0,1 (5)	125
Riehle [180]	0,5 1,0 2,0	$2,5 \cdot d$	0,2 0,14 0,1		$0,5 \cdot d$	0 - 60
Schmid [194]	0,5 1,0 1,5	1,0	0,2	0,2	0,1 (9)	45
Schmid [194]	0,5 1,0 2,0	1,5	0,14	0,14	0,07 (21)	35
Schmidle [196]	1,0	2,25	0,7	0,3		52
Uttich [213]	0,56	3,0	0,7	0,2 - 0,4	0,25	20 - 90
Yamamoto [224]	0,91 1,22		0,19	0,06	0,048	12 15
Zhuang [231]	0,35 0,7	0,15	0,03 (\emptyset)			0 - 10

Tabelle 4.1: Experimente über Elektroabscheider aus der Literatur, U_G = Gasgeschwindigkeit, l = Länge der Abscheidezzone, t = Tiefe der Abscheidezzone, d = Plattenabstand, s = Abstand der Sprühelektroden (Anzahl der S.), V = Hochspannung.

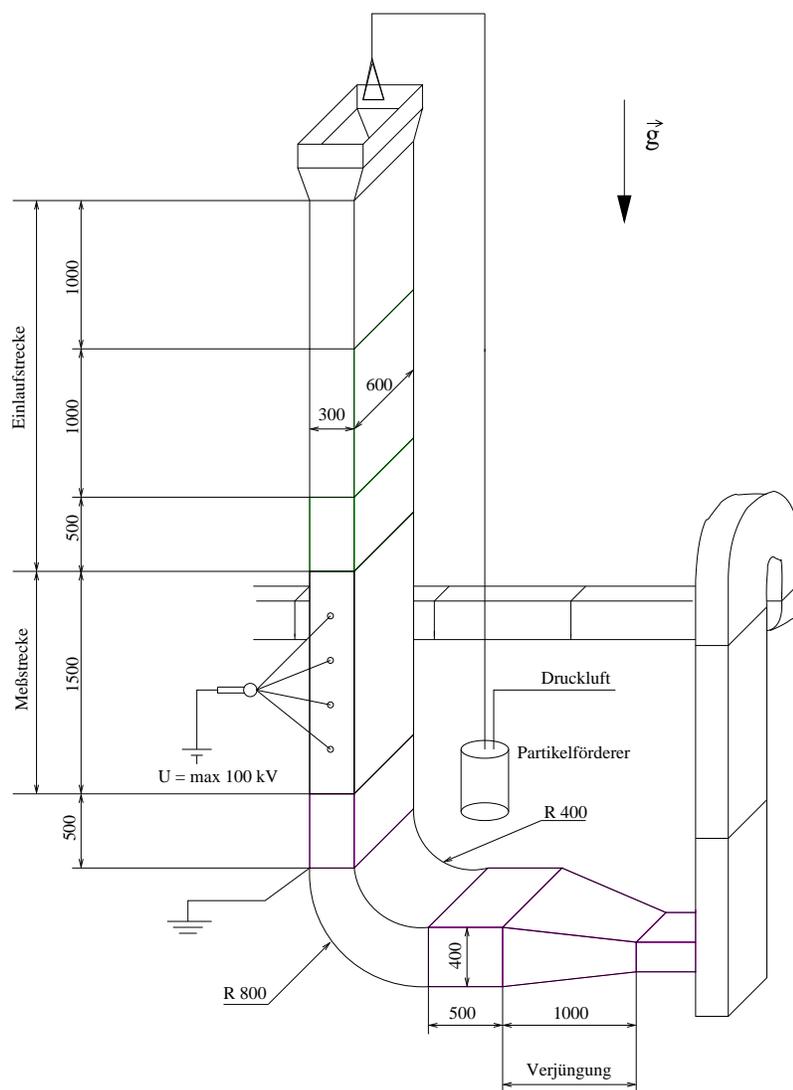


Abbildung 4.2: Darstellung der Versuchsanlage mit Bemaßung. Die Strömung in der Messstrecke verläuft parallel zur Schwerkraft.

angezogen zu werden. Erschwerend hierbei ist sicherlich die Messung in Rückstreuung, da eine geringere Intensität als in Vorwärtsstreuung vom Partikel abgestrahlt wird. Die Messungen erfolgten mit einem einkomponentigen LDA (Dantec). Die Messdauer wurde je Punkt auf 120 Sekunden und 40.000 Samples beschränkt. Um bei der, ausser in der Nähe der Wände und der Sprühdrahte, meist sehr guten Datenrate auf eine Messdauer von mindestens 70 Sekunden zu kommen, wurde eine Totzeit von einer Millisekunde eingeführt. Die Bestimmung der Spektren erfolgte mit der Auswertesoftware desselben Herstellers. Zur Glättung wurde der Papoulis Filter [152] verwendet. Eine Beschreibung der Auslegung der Anlage und der Erfahrungen mit den Messeinrichtungen wird von Marquardt [144] gegeben. Die Partikelzugabe erfolgte über einen Wirbeldispersier, der mit einem Luftstrom konstanten Überdrucks beaufschlagt wurde. Der geförderte Massenstrom ist

dieser Anordnung leider nicht zu entnehmen, liegt aber im Bereich weniger 100g/min. Die Beladung des Rohgases ist damit sehr gering.

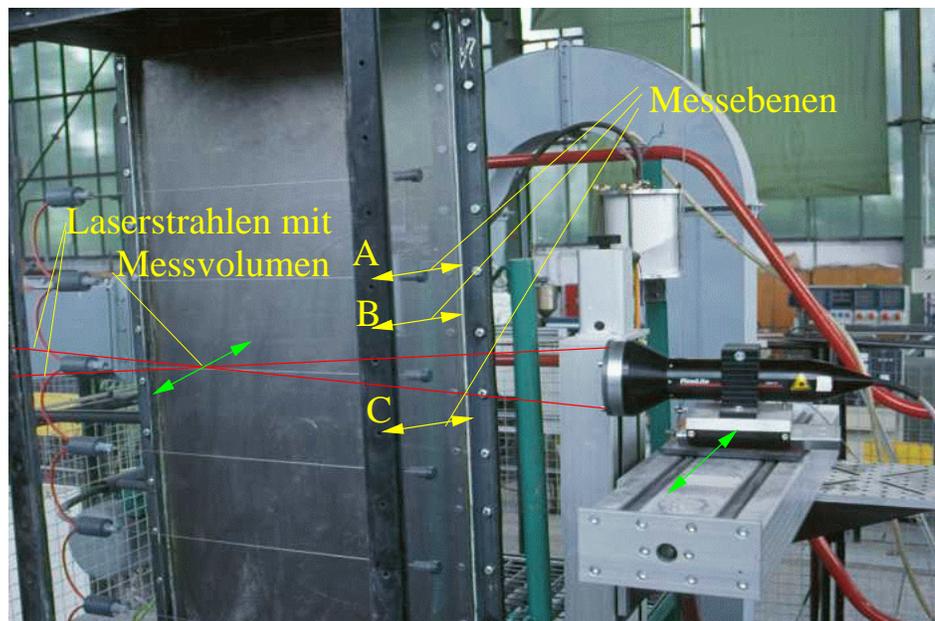


Abbildung 4.3: Darstellung der Versuchsanlage, Detailansicht Testsektion.

Es wurden unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten und Spannungsstärken (Tab. 4.2) untersucht. Neben der Gassenweite sind diese beiden Parameter die meist veränderten bei der Optimierung von Elektroabscheideranlagen. Für die Gasgeschwindigkeit gilt meist: „je höher, desto besser“, da sie direkt den möglichen Durchsatz darstellt. Bei der Hochspannung hat sich eine ähnliche Faustregel etabliert [202] und trägt der Beobachtung Rechnung, dass bei höherer Spannung eine größere Partikelladung beobachtet wird. Die angelegte Hochspannung wird dabei nicht nur durch die Durchschlagfestigkeit der Luft oder von den Erstellungs- und Betriebskosten eingeschränkt, sondern stärker begrenzend wirkt das begünstigte Auftreten des Rücksprühens und der „back corona“, das sich negativ auf die Abscheideleistung auswirkt [23, 218, 216, 127, 67], da Partikel bei diesen lokalen Durchschlagsentladungen meist entladen, oder sogar gegenpolig aufgeladen und in die Abscheidergasse geschleudert werden. Bei der Gasgeschwindigkeit verhält es sich anders. Hier ist zwar eine hohe Geschwindigkeit kostendämpfend, aber unglücklicherweise ist eine Steigerung der Gasgeschwindigkeit nur zu einem geringen Grad möglich, denn sehr schnell reduziert sich die Abscheideleistung nachhaltig. Im Extrem reicht die Verweilzeit nicht aus, um die Partikel zur Niederschlagselektrode zu transportieren, und der Abscheidegrad ist nahe Null. Hierfür sind bei Abscheiderplattenmaßen von einigen 10m sehr hohe Geschwindigkeiten nötig. Die Reduktion ist schon viel früher zu beobachten. Hierfür ist die entfachte Turbulenz verantwortlich, die zum einen die Anlagerung der Partikel auf den Abscheideplatten erschwert, zum anderen zusätzlich zu einer erhöhten Rückführung bereits abgeschiedener Partikel in die Strömung (*re-entrainment*) führt [185, 171, 200, 112, 223].

Variable:	Spannung	Gasgeschwindigkeit
Wertebereich:	0 ; 40 ; 50 ; 60 kV	0,5 ; 1 ; 2,0 m/s

Tabelle 4.2: Varianz der Versuchsparameter Elektroabscheider.

4.2 Ergebnisse des Versuchselektroabscheiders

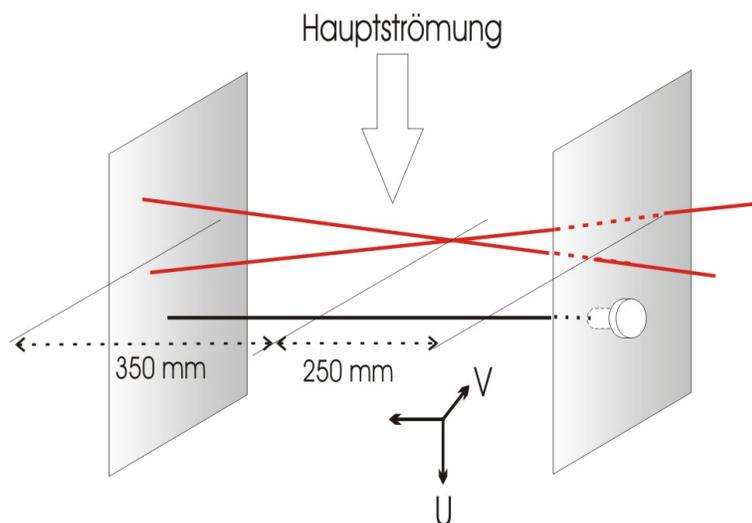


Abbildung 4.4: Darstellung des Ortes des Messvolumens im Versuchselektroabscheider, schematisch zu erkennen ein Sprühdraht und die Laserstrahlen der LDA wie in Abbildung 4.3, ebenfalls dargestellt die verwendeten Geschwindigkeitskomponenten U, V in der Ergebnisdarstellung.

Es wurde das Strömungsverhalten der Partikel, und damit der Staubphase im Abgas, in Abhängigkeit der Größen Feldstärke und Gasgeschwindigkeit untersucht. Neben dem größeren Massenstrom zeichnet sich eine Erhöhung der Gasgeschwindigkeit vor allem durch einen Anstieg des Turbulenzgrades und der turbulenten kinetischen Energie aus. Da die Koronaeinsetzspannung bei dieser Anlage oberhalb von 30 kV anliegender Hochspannung liegt, wurden Hochspannungsuntersuchungen nur oberhalb von 40 kV bis zur Leistungsgrenze der Spannungsversorgung vorgenommen. Eine weitere Erhöhung der Gasgeschwindigkeit erscheint nicht sinnvoll, da außer einem Anstieg der Turbulenz kein zusätzlicher Effekt zu erwarten ist. Die Messungen erfolgten auf drei verschiedenen Ebenen im

Versuchsabscheider jeweils mittig im Kanal von Niederschlagselektrode zu Niederschlagselektrode. Die Versuchsanordnung ist Abbildung 4.3 zu entnehmen. Um den Einfluss der Feldstärke und -form bestimmen zu können, erfolgten die Messungen in einer Ebene auf Draht-Niveau (2mm stromaufwärts des zweiten Drahtes) und mittig zwischen dem zweiten und dem dritten Draht, siehe Ebenen A,B und C in Abbildung 4.3. Das Messvolumen befindet sich 25 beziehungsweise 35 mm von den äußeren Glasscheiben entfernt (Abbildung 4.4), so dass ein etwaiger Wandeinfluss weitgehend ausgeschlossen werden kann. Die Bezeichnung der Geschwindigkeitskomponenten folgt der Konvention: U bezeichnet die Komponente in Hauptströmungsrichtung (siehe Koordinatensystem in Abbildung 4.4). Die dritte Geschwindigkeitskomponente, in diesem Falle parallel zu den Hochspannungsdrahten wurde nicht experimentell bestimmt, da hierfür keine optische Zugänglichkeit gegeben war.

4.2.1 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit

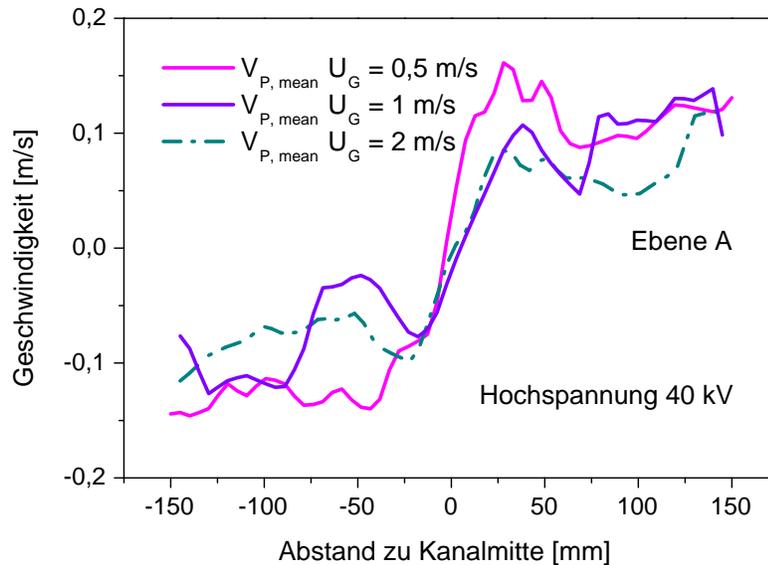


Abbildung 4.5: Gemessene mittlere Geschwindigkeiten bei drei verschiedenen Gassengeschwindigkeiten und einer anliegenden Hochspannung von 40 kV, V-Komponente.

Der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit wird anhand dreier Gassengeschwindigkeiten untersucht. Die eingestellten Geschwindigkeiten überdecken dabei einen Bereich, der um einem Faktor vier gestreckt ist. Die geringste Gassengeschwindigkeit von 0,5 m/s entspricht einer Kanal Reynoldszahl Re_K von 4167 und ist nahe am Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung bereits turbulent. Bei der höchsten Geschwindigkeit hat sich eine turbulente Kanalströmung voll ausgebildet ($Re_K = 16667$). Dem entsprechen die gemessenen Profile der Hauptströmungsgeschwindigkeit ohne Hochspannung in Abbildung 4.10. Die Einlaufänge beträgt 2,5m und ergibt bei der Gassenweite von 0,3m ein Verhältnis L/H von 8,3. Das entspricht nicht ganz der vollen benötigten Länge für das Verhältnis 10,0. Für die höheren Gassengeschwindigkeiten hat sich die Einlaufstrecke als

ausreichend erwiesen. Mit steigender Gassengeschwindigkeit werden das Profil der Hauptströmungsgeschwindigkeit abgeflacht und die Schwankungsgeschwindigkeiten in der Nähe der Niederschlagselektrode deutlich erhöht. Die Rückführung von bereits abgeschiedenen Partikeln in den Luftstrom wird dadurch stark begünstigt und der Anlagerungsvorgang erschwert.

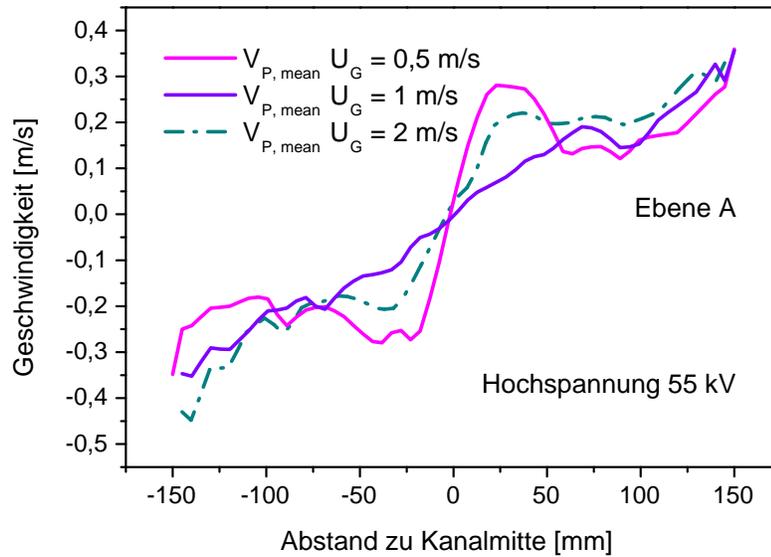


Abbildung 4.6: Gemessene mittlere Geschwindigkeiten bei drei verschiedenen Gassengeschwindigkeiten und einer anliegenden Hochspannung von 55 kV, V-Komponente.

Die Partikelgeschwindigkeit in Richtung zur Niederschlagselektrode hin hängt nur unwesentlich von der Gassengeschwindigkeit ab. Ohne Hochspannung ist sie erwartungsgemäß im ganzen Kanal Null (Abbildung 4.7). Bei anliegender Spannung und erfolgreicher Abreinigung hat die Gassengeschwindigkeit keinen nennenswerten Einfluss auf das Geschwindigkeitsprofil der Querströmungskomponente (Abbildungen 4.5 und 4.6). Diese Messungen bestätigen damit eine Annahme von Deutsch zur Herleitung seiner Formel zur Berechnung des Abscheidegrades, nach der die Wanderungsgeschwindigkeit nur von der Spannung abhängt.

4.2.2 Einfluss der Feldstärke

Der auffälligste Einfluss liegt in der Erzeugung einer ohne elektrische Feldkraft nicht vorhandenen Querströmung. Wie der Vergleich in den Abbildungen 4.5 und 4.6 ergibt, ist die resultierende Geschwindigkeit direkt abhängig von der anliegenden Feldstärke, aber annähernd unabhängig von der zugrunde liegenden Kanalströmung. Die Partikel werden dabei in Wandnähe wieder verzögert und es ergibt sich eine gassengeschwindigkeits-unabhängige Querströmungsgeschwindigkeit, die nur durch die herrschenden elektrostatischen Bedingungen bestimmt wird. Für höhere als die hier betrachteten Strömungsgeschwindigkeiten wird dies nicht mehr zutreffen, da dann der Effekt unterschiedlicher

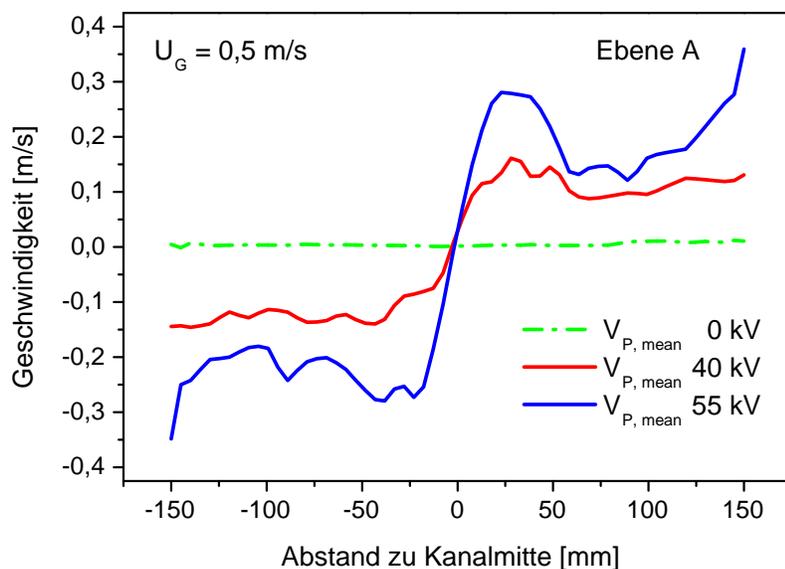


Abbildung 4.7: Gemessene Partikelgeschwindigkeiten bei drei verschiedenen anliegenden Hochspannungen, V-Komponente.

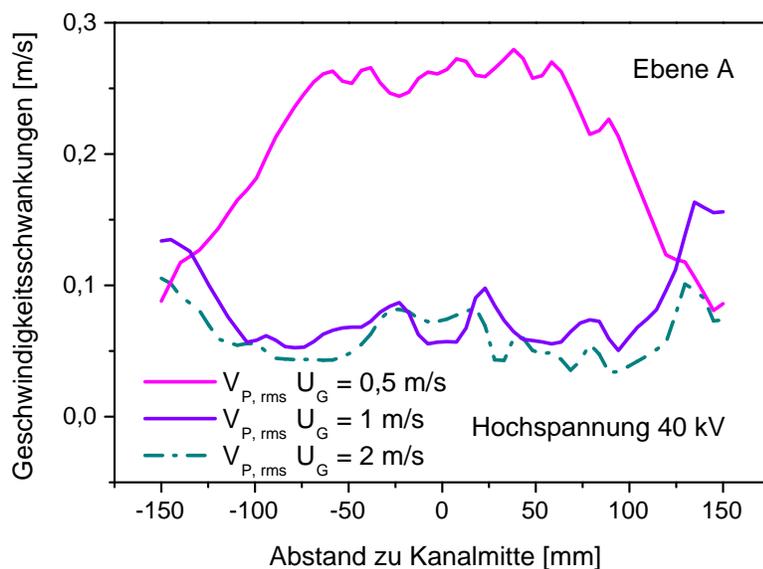


Abbildung 4.8: Gemessene Schwankungsgeschwindigkeiten bei drei verschiedenen Gassengeschwindigkeiten und einer anliegenden Hochspannung von 40 kV, V-Komponente.

Aufladung hinzukommt, der auf Grund der kurzen Aufladezeit hier unbedeutend ist (Gleichung 5.3 auf Seite 64). Eine weitere Erhöhung der Gassengeschwindigkeit erhöht allerdings auch den benötigten Flugweg bis zur Abscheidung. Eine weitgehende Homogenität des Feldes ist bei dem gewählten Abstand der Drähte (gleich dem Abstand zu den Abscheide-Elektroden und damit der halben Gassenweite) aufgrund der geometri-

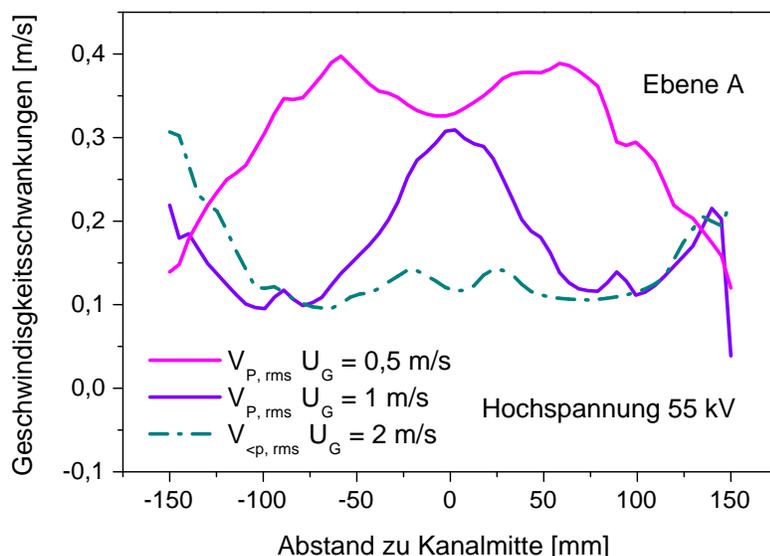


Abbildung 4.9: Gemessene Schwankungsgeschwindigkeiten bei drei verschiedenen Gassengeschwindigkeiten und einer anliegenden Hochspannung von 55 kV, V-Komponente.

schen Verhältnisse gegeben. Die Profile in den Abbildungen 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 zeigen dementsprechend nur geringe Modifikationen für die unterschiedlichen Orte im Feld. Dies ist wünschenswert, wenn ein kontinuierlicher Abscheidvorgang auf der gesamten Oberfläche der Niederschlagselektrode erzielt werden soll. Um ausreichende Homogenität zu gewährleisten, sollte anhand analytischer Abschätzungen der Abstand der Sprühelektroden das 1,26-fache der halben Gassenweite nicht überschreiten [23].

Die Profile der Hauptströmung werden bei anliegender Feldstärke im Kanalmittenbereich wesentlich verändert: Die Partikelgeschwindigkeit wird durch die Feldstärke in diesem Bereich stark reduziert. Die Partikelladung trägt die Polarität der Koronadrähte, so dass geladene Partikel in der Umgebung der Sprühelektroden starke Abstoßung erfahren. Das kann im Extremfall sogar zu einer Rückströmung der Partikel durch die Abstoßungskräfte der Feldstärke führen (Abbildung 4.10, links). Bei dieser langsamsten Gassengeschwindigkeit ist auch eine Beschleunigung über die reine Gasgeschwindigkeit hinaus in der Umgebung der Niederschlagselektroden bemerkbar (ebenfalls Abbildung 4.10). Diese erhöhte Partikelgeschwindigkeit in Wandnähe ist dabei der Partikelabscheidung nicht förderlich. Für höhere Gassengeschwindigkeiten ist diese lokale Geschwindigkeitserhöhung nicht signifikant.

4.3 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Die elektrohydrodynamischen Strömungsvorgänge werden bei üblichen Betriebszuständen eines Elektroabscheiders weitgehend überdeckt, wie auch die hier vorgestellten Messungen

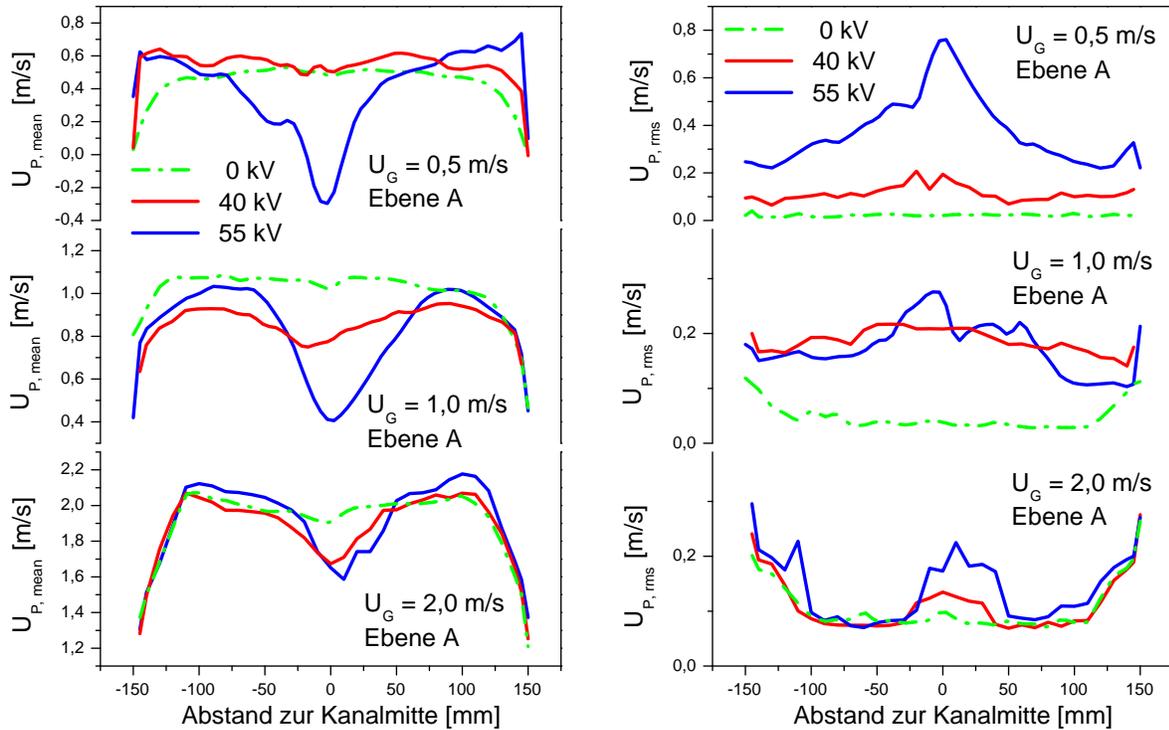


Abbildung 4.10: Gemessene mittlere Geschwindigkeiten (links) und Schwankungsgeschwindigkeiten (rechts) in Hauptströmungsrichtung bei drei verschiedenen Gassengeschwindigkeiten (von oben nach unten: 0,5 1,0 2,0 m/s) und anliegenden Hochspannungen von 0 - 55 kV.

zeigen. Ohne Kanalströmung wurden unterschiedliche Sekundärströmungen beobachtet, die als von der Hauptströmung überlagert betrachtet werden können. Yamamoto und Velkoff [225] beobachteten zwei gegenläufige Wirbelströmungen ähnlich temperaturbedingter Auftriebsströmungen (Taylor-Couette-Wirbel), die mit steigender Kanalströmungsgeschwindigkeit kleiner werden und bei Kanal Reynoldszahl 1200 ganz verschwunden sind (Abbildung 4.15). Diese Struktur der durch elektrostatische Feldkräfte getriebenen Sekundärströmung wird in der Literatur häufig zitiert, obwohl einige Messungen veröffentlicht wurden, die dem widersprechen [100]. Selbstverständlich muss bei der Interpretation solcher Messungen berücksichtigt werden, dass nicht die Gasströmung sondern die Partikelbewegung beobachtet wurde. Eine zweite, deutlich schwächere weil großräumigere Wirbelströmung überlagert die obige senkrecht und wurde von Robinson [186] mit Hilfe von Heliumgas als Tracer entdeckt. Bei den Strömungsverhältnissen in dem hier vorgestellten Experiment ist eine direkte Beobachtung dieser Sekundärströmungen aufgrund der untersuchten Kanal Reynoldszahlen ($\dot{\gamma}$ 4000) nicht zu erwarten. Eine deutliche Modifikation des Strömungsverhaltens mit steigender Hochspannung, Feldstärke und steigendem Ionenstrom wird aber sehr wohl beobachtet. In den Abbildungen 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 ist besonders der Anstieg der gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten auffällig. Über eine Turbulenzerzeugung durch elektrische Feldkräfte wurde in der Literatur gerade für die Elektroabscheiderkonfiguration schon häufig berichtet. Leonard et al. [132] fanden

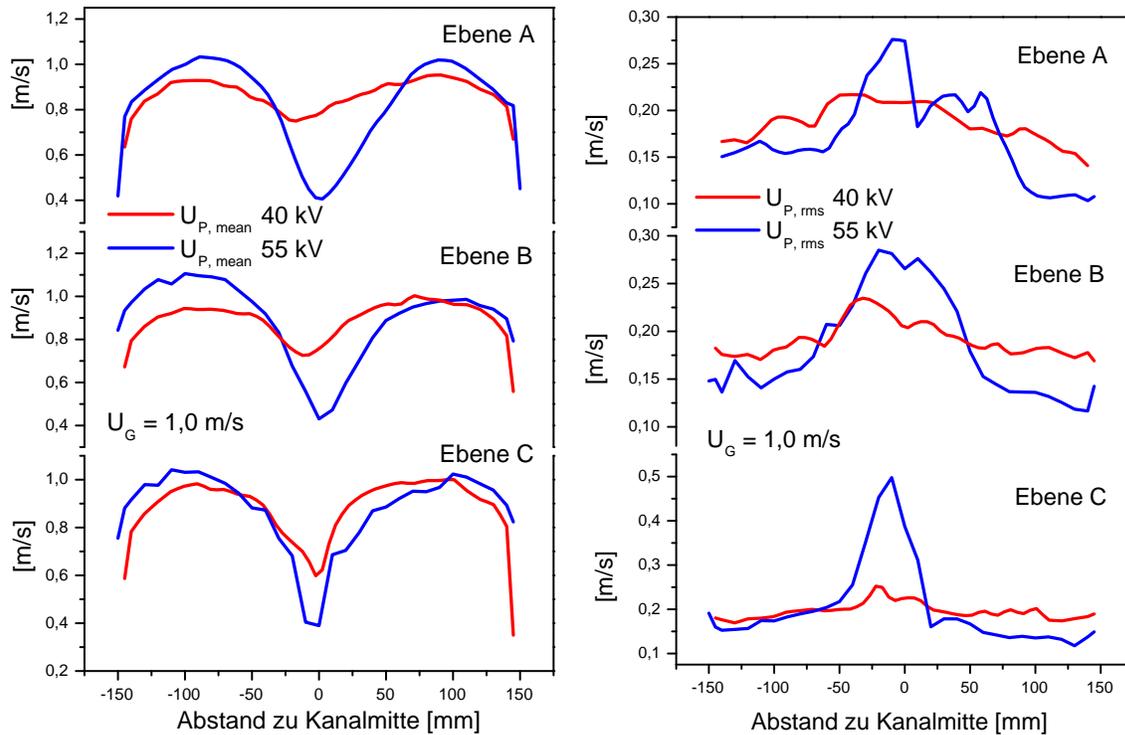


Abbildung 4.11: Gemessene mittlere Geschwindigkeiten (links) und Fluktuationen (rechts) an 3 verschiedenen Orten (von oben nach unten: Ebenen A,B,C in Abbildung 4.3) im Feld bei einer Gassengeschwindigkeit von 1,0 m/s, U-Komponente.

experimentell einen Turbulenzanstieg sowohl für positive als auch für negative Korona. Während sie bei der positiven Korona die entgegengesetzt rotierende Wirbelströmung als Ursache der Turbulenzgenerierung ausmachten, schienen bei der negativen Korona die periodischen und hochfrequenten Unstetigkeiten an der Koronaoberfläche und im Ionenstrom die Turbulenz zu entfachen. Dieser Effekt einer periodisch pulsierenden Oberfläche mit Knotenpunkten entlang der Sprühelektrode ist charakteristisch für die negative Korona. Mit steigender Spannung entstehen weitere solche Knoten, die zum Teil durch Unebenheiten im Draht räumlich fixiert zu werden scheinen, ansonsten aber entlang der Drahtoberfläche wandern. Die Anzahl der Knoten ist scheinbar durch einen minimalen Abstand beschränkt. Davidson und Shaughnessy [50] ermittelten diesen Abstand bei ihrer Versuchsanordnung zu 3 cm. Sie beobachteten bei dieser Spannung eine rezirkulierende Wirbelströmung in der Größenordnung des Drahtabstandes. Eine weitere Steigerung der Spannung führte lediglich zu einer Stabilisierung der Sekundärströmung. Die Untersuchungen stimmen generell darin überein, dass erstens bei positiver Korona und geringen Gassengeschwindigkeiten eine sekundäre Wirbelströmung in beiden Ebenen senkrecht zu den Kanalwänden induziert wird und zweitens bei negativer Korona die hochfrequenten Entladungsvorgänge an der Oberfläche eine Turbulenzentfachtung und eine rezirkulierende Wirbelströmung in der Größenordnung des Drahtabstandes erzeugen.

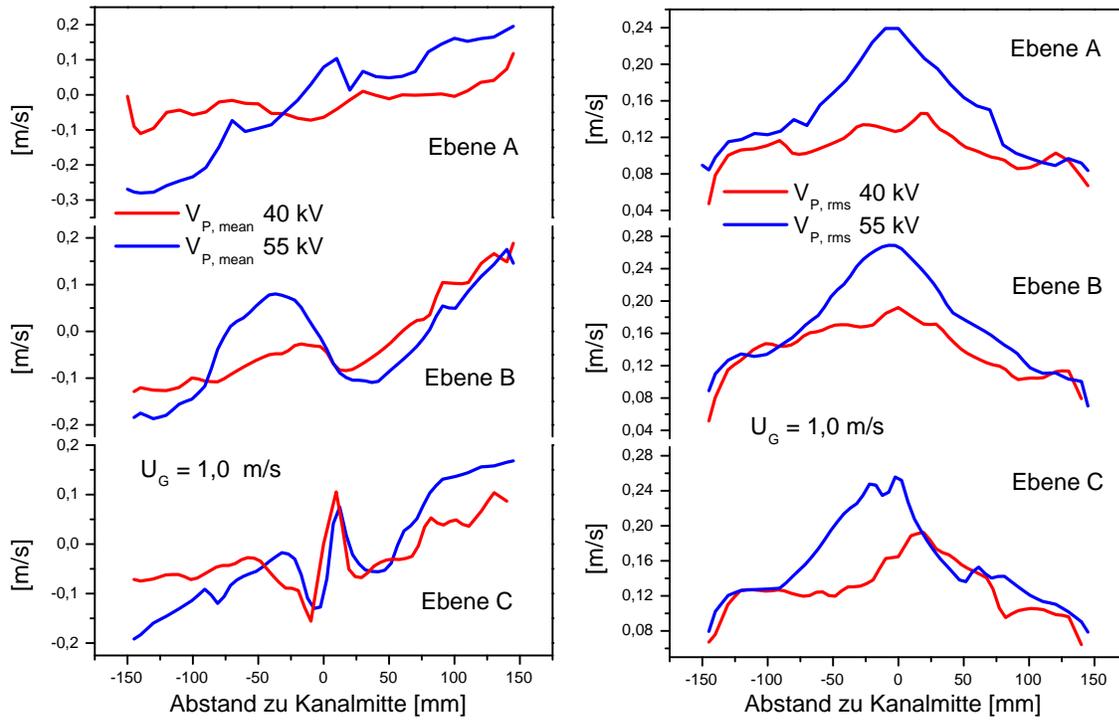


Abbildung 4.12: Gemessene mittlere Geschwindigkeiten (links) und Fluktuationen (rechts) an 3 verschiedenen Orten (von oben nach unten: Ebenen A,B,C in Abbildung 4.3) im Feld bei einer Gassengeschwindigkeit von 1,0 m/s, V-Komponente.

Shaughnessy et al. [202] konnten den Rotationsterm in der Stromdichtegleichung als Quelle der Turbulenzerzeugung zeigen. Sie geben die entsprechenden Terme des Reynolds-Stress-Tensors an. Eine Umsetzung in ein numerisches Modell erfolgte nicht. Allerdings sind die Stromdichteschwankungen bei elektrostatischen Feldern viel zu gering und der beschriebene Mechanismus ist nur bei Wechselspannungsfeldern wirksam. Atten et al. [14] vermuten die Ursache in der langsameren Driftgeschwindigkeit der Partikel als Ionenträger gegenüber der der bisher betrachteten molekularen Ionen. Sie folgern aus ihrer Herleitung, dass für die Partikelionen analoge Zusammenhänge wie für ionisierte Fluide in der Elektrohydrodynamik gelten sollten. Durch die Diskussion mit Koopmans [113] müssen sie allerdings einräumen, dass diese Erklärung nicht für die Vorgänge im gesamten Abscheider hinlänglich ist. Haupteinwand ist neben der Größenordnung des Einflusses die Abhängigkeit von der Partikelkonzentration, die so bisher nicht beobachtet werden konnte. Koopmans schlägt daher vor, die Turbulenzentfachung ähnlich der bei Auftriebsströmungen zu sehen und gibt eine Abschätzung der zeitlichen Ableitung der turbulenten kinetischen Energie unter Vernachlässigung der strömungsbedingten Fluktuationen der Raumladungsdichte (dies ist bei den vorliegenden zulässig) an:

$$\frac{dk}{dt} = -\frac{\nu_t}{\rho \sigma_t} \cdot \vec{E} \cdot \nabla \varrho_i \quad (4.4)$$

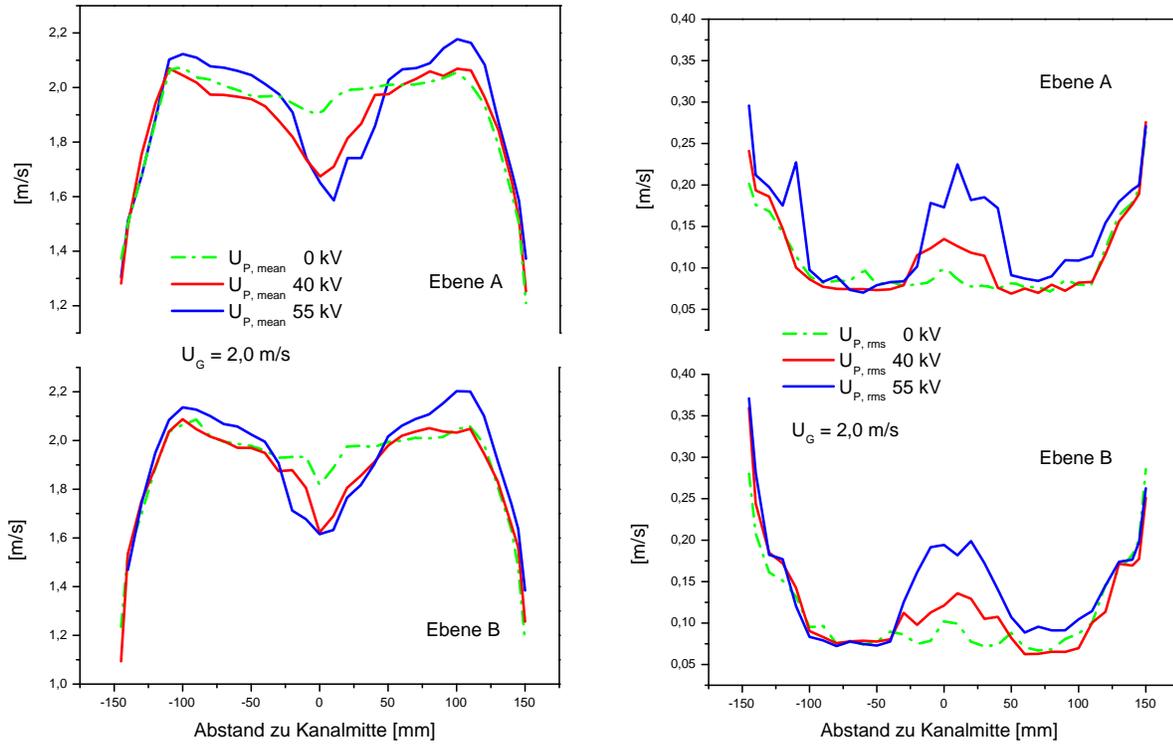


Abbildung 4.13: Gemessene mittlere Geschwindigkeiten (links) und Fluktuationen (rechts) an 2 verschiedenen Orten (von oben nach unten: Ebenen A und B in Abbildung 4.3) im Feld bei einer Gassengeschwindigkeit von 2,0 m/s, U-Komponente.

σ_t ist die turbulente Schmidt-Zahl, welche ein Maß für die Effektivität des turbulenten Transports der Raumladungsdichte darstellt. Die Schmidt-Zahl hat dabei folgende Proportionalität

$$\sigma_t \approx \sqrt{1 + \frac{\beta^2 v_p^2}{u'^2}} \quad (4.5)$$

mit $\beta \approx 1$ und v_p der Partikeldriftgeschwindigkeit. Koopmans [113] findet hiermit analytisch bestätigt, dass in einem Elektroabscheider Ionen wenig zur Turbulenzerzeugung beitragen.

Liang und Lin [136] charakterisieren den Einfluss der elektrostatischen Feldkraft über das Verhältnis U_b zu U_e , welches als die dimensionslose Quergeschwindigkeit, („crossflow“) bezeichnet wird. Diese entspricht dem Verhältnis der Kanalgeschwindigkeit U_b zu der elektrohydrodynamischen Driftgeschwindigkeit U_e :

$$\text{Crossflow} = \frac{U_b}{U_e} ; U_e = \sqrt{\frac{\varrho_{ic} \cdot U_0}{\varrho_f}} \quad (4.6)$$

Der Fall Crossflow = 0 entspricht der reinen Ionenwindströmung ohne Kanalströmung. Hier sind alle Sekundärströmungen zu beobachten. Liang und Lin konnten nun zeigen, dass diese Strukturen mit steigendem Crossflow (und damit mit einer steigenden Kanalgeschwindigkeit oder sinkenden Hochspannung) allmählich schwächer werden und ab dem

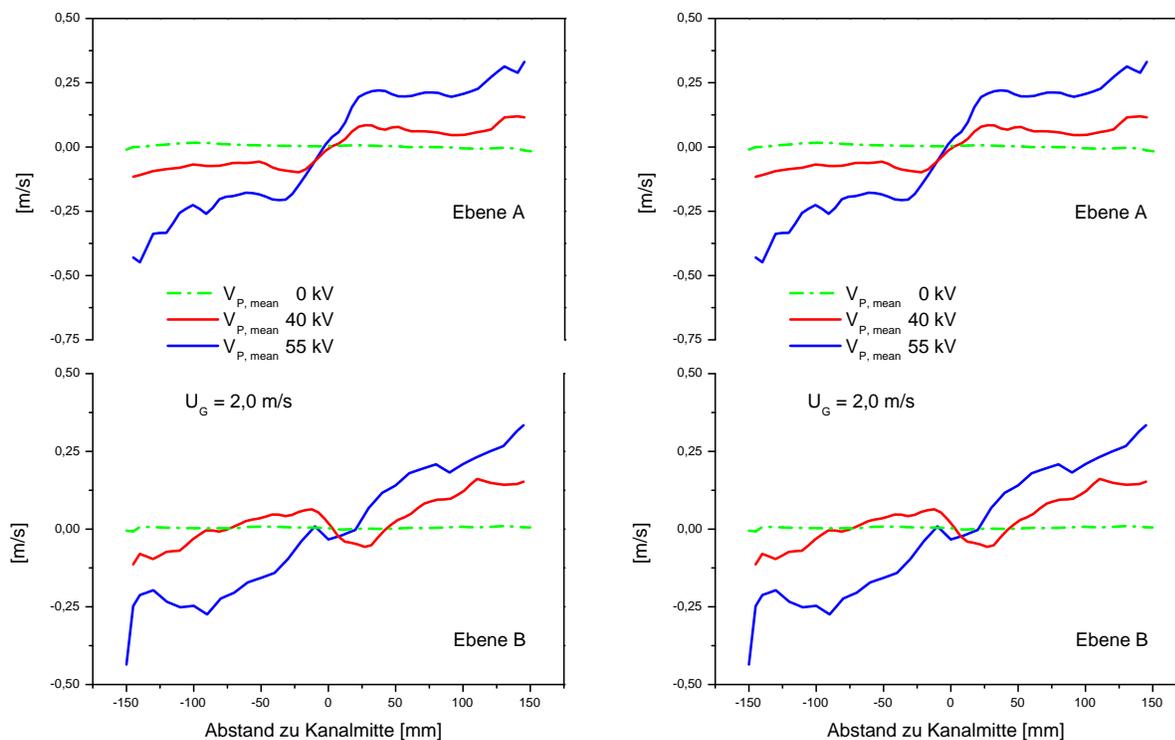


Abbildung 4.14: Gemessene mittlere Geschwindigkeiten (links) und Fluktuationen (rechts) an 2 verschiedenen Orten (von oben nach unten: Ebenen A und B in Abbildung 4.3) im Feld bei einer Gassengeschwindigkeit von 2,0 m/s, V-Komponente.

Wert 0,2 ganz verschwinden. Eine analytische Veränderung der turbulenten kinetischen Energie geben die Autoren bis zu einem Crossflow von 0,5 an. Danach gäbe es keine Modifikationen der turbulenten kinetischen Energie der Kanalströmung durch elektrische Feldkräfte [136, Abbildung 10]. In Tabelle 4.3 sind die Crossflow Werte der untersuchten Kanalgeschwindigkeiten und Hochspannungen wiedergegeben.

HV / U_b	0,5 m/s	1,0 m/s	2,0 m/s
40 kV	0,49	0,97	1,94
55 kV	0,3	0,59	1,17

Tabelle 4.3: „Crossflow“, dimensionsloses Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Gassengeschwindigkeit und elektrohydrodynamischer Ionendriftgeschwindigkeit: U_b/U_e , für die hier untersuchten Versuchparameter. Nach Liang und Lin [136] verschwinden Sekundärströmungen ab einem Wert größer 0,2.

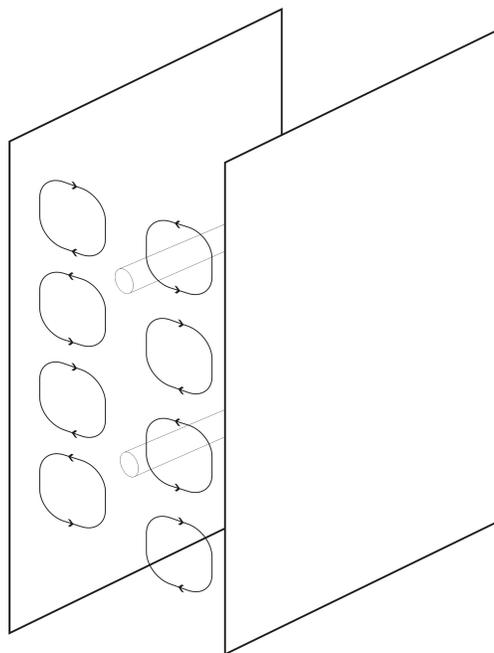


Abbildung 4.15: Darstellung der Wirbelströmung im Elektroabscheider getrieben durch elektrostatische Feldkräfte, wie sie in der Literatur üblicher Weise dargestellt werden, beispielsweise Larsen [125]. Die experimentelle Bestätigung dieser Darstellung ist noch in der Diskussion.

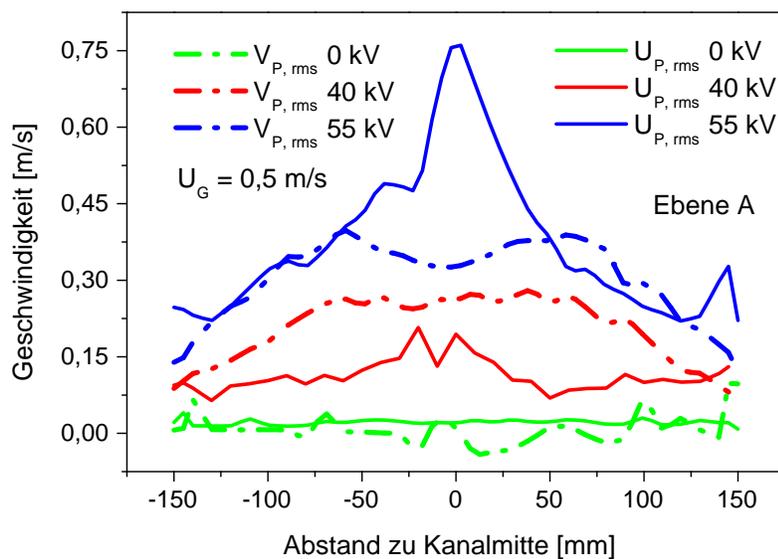


Abbildung 4.16: Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungs- und Querrichtung, Ebene A, Gassengeschwindigkeit 0,5 m/s.

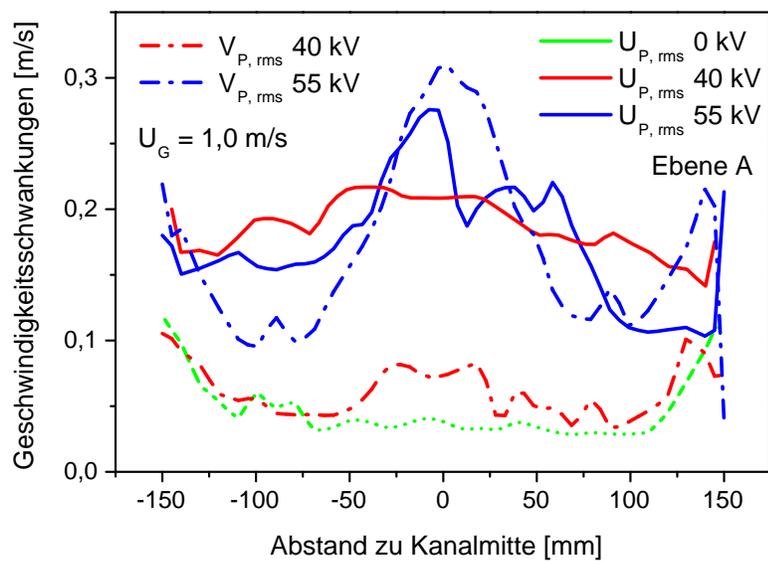


Abbildung 4.17: Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungs- und Querrichtung, Ebene A, Gassengeschwindigkeit 1,0 m/s.

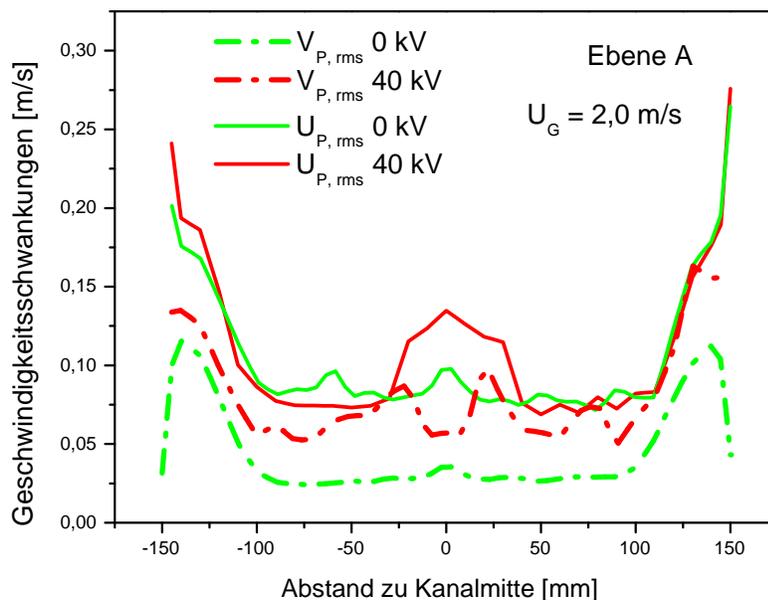


Abbildung 4.18: Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungs- und Querrichtung, Ebene A, Gassengeschwindigkeit 2,0 m/s.

Die Spektren in den Abbildungen 4.19 - 4.24 zeigen Unterschiede zwischen der Hauptströmungsrichtung (U-Komponente) und der Komponente in Richtung der Niederschlags-elektrode (V-Komponente). Die Spektren wurden mit dem Papoulis Filter unter Vorgabe einer Maximalfrequenz von 512 Hz und 256 Stützstellen bestimmt [152]. Die Turbulenz

ist in dieser Konfiguration nicht isotrop. Diese Anisotropie ist dabei deutlich geringer, als man es bei einer Erzeugung durch das elektrostatische Feld erwarten würde (Abbildungen 4.16, 4.17 und 4.18). Bedingt durch die gerichtete Krafteinwirkung sollte der Turbulenzgrad senkrecht zu den Feldlinien geringer modifiziert werden. Deutlich ist der Anstieg an turbulenter Energie unter Einfluss der Hochspannung in den Spektren zu erkennen. Auffällig ist zunächst der Verlauf bei der Hauptströmungskomponente U . Bei einer Gassengeschwindigkeit von 2,0 m/s ist kaum mehr eine Modifikation erkennbar (Abbildung 4.21) - wie erwartet anhand des hohen Crossflow-Wertes. Den anderen Spektren ist zu entnehmen, dass der Zuwachs an turbulenter kinetischer Energie entsprechend obiger Diskussion mit steigender Hochspannung steigt und nur von dieser abhängig ist, das heißt unabhängig von der bereits vorhandenen Turbulenz. Bei der Gassengeschwindigkeit von 0,5 m/s ist der Einfluss daher wesentlich deutlicher als bei den höheren Geschwindigkeiten. In der Querströmung ist der Einfluss generell größer, was sich mit der Anisotropie der Kanalströmungsturbulenz und der Feldstärkerichtung erklären lässt. Gerade bei der Gassengeschwindigkeit von 2,0 m/s ist der Unterschied in der betrachteten Geschwindigkeitskomponente augenfällig (Abbildungen 4.21 und 4.24). Vergleicht man hierzu Abbildung 4.18, so erkennt man, dass Geschwindigkeitsfluktuationen in der Querströmungsrichtung ohne Hochspannung deutlich geringer sind als in der Hauptströmungsrichtung. Das Bild ist gänzlich anders bei einer Strömung mit geringerer Turbulenz, wie bei der Gassengeschwindigkeit von 0,5 m/s in Abbildung 4.16.

Die hier vorgestellten Geschwindigkeitsmessungen im Elektroabscheider zeichnen folgendes Bild der Vorgänge: Durch die Koronaentladung und die elektrische Feldstärke in der Gasse des Versuchselektroabscheiders wird die Zweiphasenströmung deutlich verändert. Als primärer Effekt tritt eine Querströmung auf die geerdeten Kanalwände zu auf. Zusätzlich wird die zweite Phase zu einer verstärkten turbulenten Bewegung angeregt. Dieser Zuwachs ist abhängig von der Hochspannung und unabhängig vom bereits bestehenden Turbulenzniveau, so dass er bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten überdeckt wird.

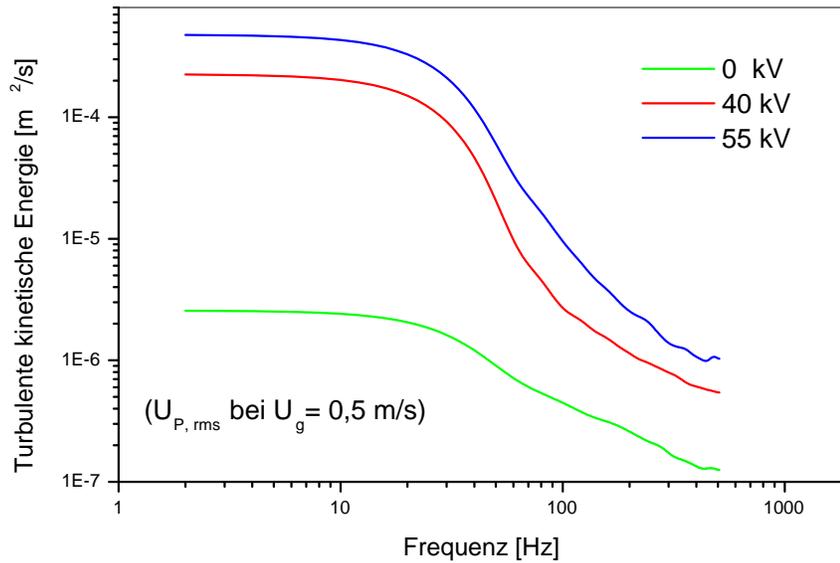


Abbildung 4.19: Turbulenzspektrn bei einer Gassengeschwindigkeit von 0,5 m/s und 3 anliegenden Hochspannungen von 0 - 55 kV, U-Komponente. Der Messort befindet sich in Ebene A in der Mitte zwischen Sprühdraht und Niederschlagsselektrode.

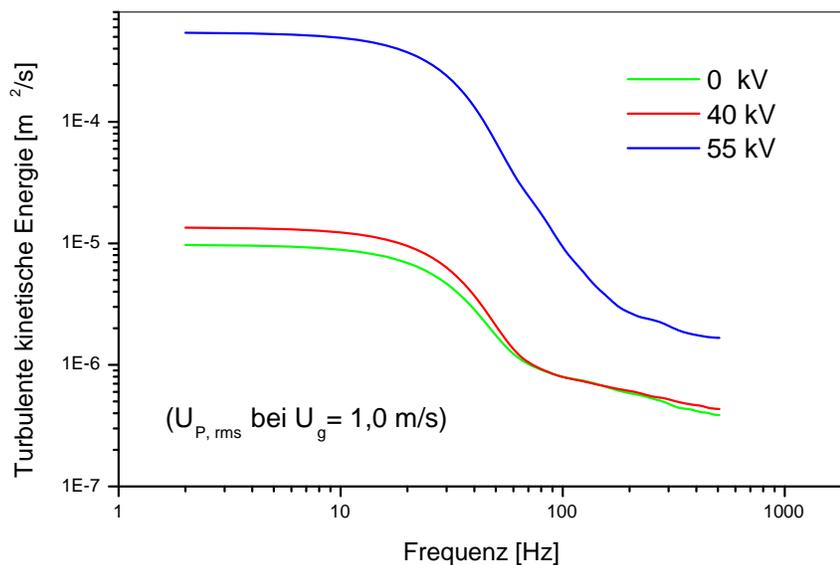


Abbildung 4.20: Turbulenzspektrn bei einer Gassengeschwindigkeit von 1,0 m/s und 3 anliegenden Hochspannungen von 0 - 55 kV, U-Komponente. Der Messort befindet sich in Ebene A in der Mitte zwischen Sprühdraht und Niederschlagsselektrode.

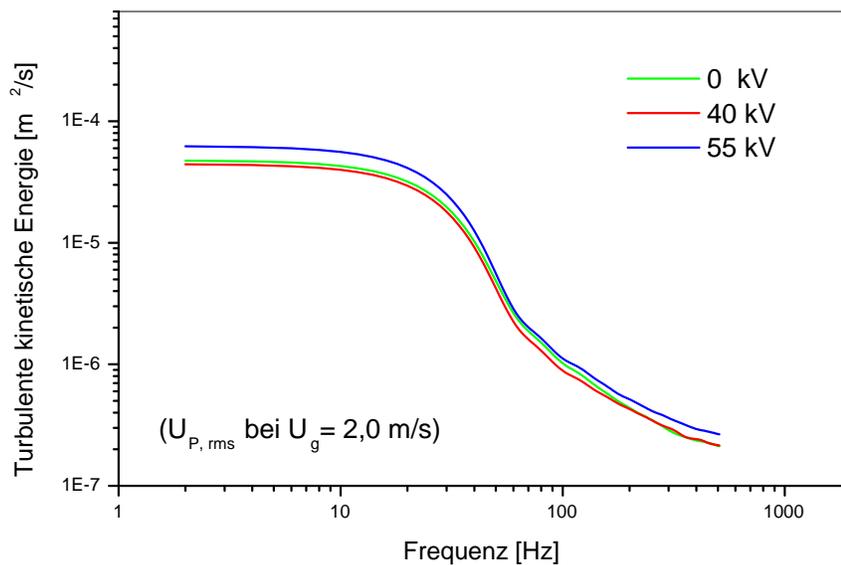


Abbildung 4.21: Turbulenzspektrn bei einer Gassengeschwindigkeit von 2,0 m/s und 3 anliegenden Hochspannungen von 0 - 55 kV, U-Komponente. Der Messort befindet sich in Ebene A in der Mitte zwischen Sprühdraht und Niederschlagsselektrode.

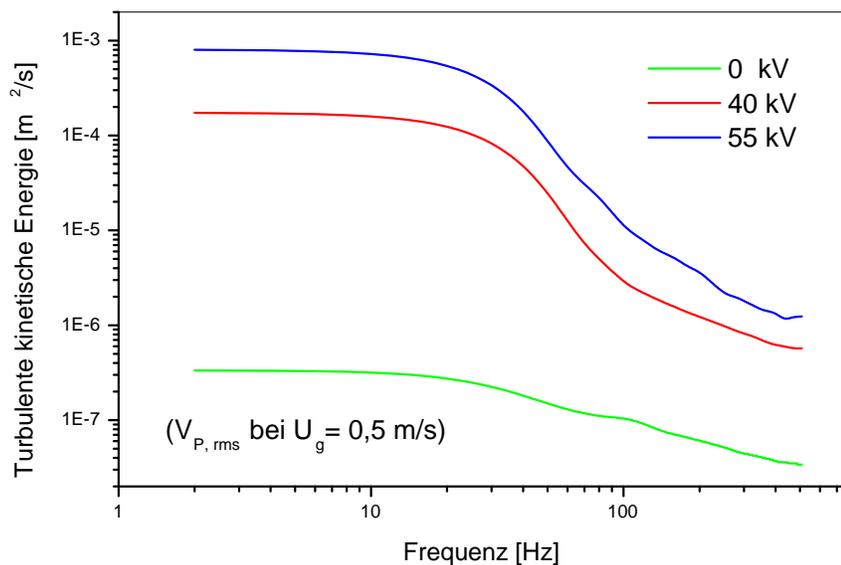


Abbildung 4.22: Turbulenzspektrn bei einer Gassengeschwindigkeit von 0,5 m/s und 3 anliegenden Hochspannungen von 0 - 55 kV, V-Komponente. Der Messort befindet sich in Ebene A in der Mitte zwischen Sprühdraht und Niederschlagsselektrode.

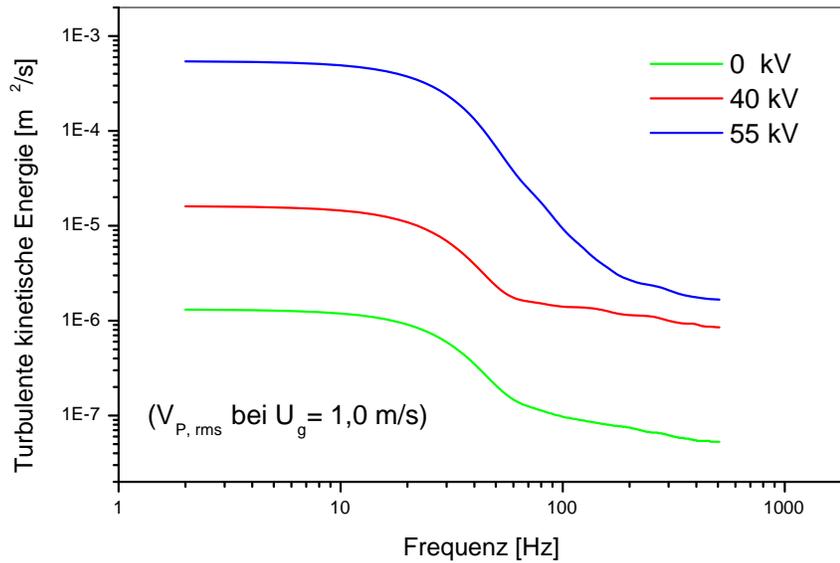


Abbildung 4.23: Turbulenzspektrn bei einer Gassengeschwindigkeit von $1,0 \text{ m/s}$ und 3 anliegenden Hochspannungen von $0 - 55 \text{ kV}$, V-Komponente. Der Messort befindet sich in Ebene A in der Mitte zwischen Sprühdraht und Niederschlagsselektrode.

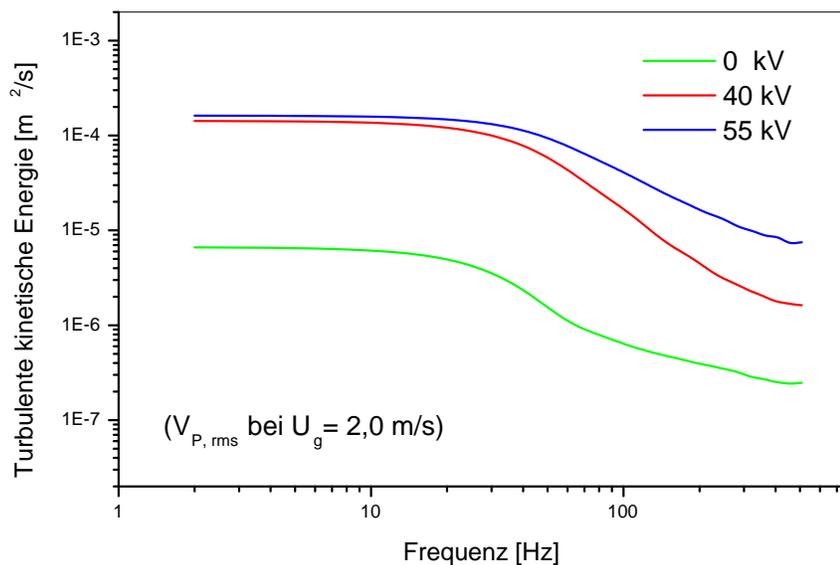


Abbildung 4.24: Turbulenzspektrn bei einer Gassengeschwindigkeit von $2,0 \text{ m/s}$ und 3 anliegenden Hochspannungen von $0 - 55 \text{ kV}$, V-Komponente. Der Messort befindet sich in Ebene A in der Mitte zwischen Sprühdraht und Niederschlagsselektrode.

5 Numerische Ergebnisse des Elektroabscheider

Die Ergebnisse der Messungen im Versuchselektroabscheider des vorhergehenden Kapitels (4.2) lassen folgende Schlüsse zu: Der Einfluss der Feldkraft ist sehr prominent, sowohl auf die Partikelbewegung als auch auf die Turbulenz und die gesamte Strömungsstruktur. Die theoretische Beschreibung der Turbulenzerzeugung analog zur Elektro- oder Magnetohydrodynamik ist nicht möglich, da hier keine analoge direkte Krafteinwirkung erfolgt. Obwohl der Mechanismus nicht vollständig erklärt ist, wurde in der Literatur schon mehrfach darauf hingewiesen und auch in dieser Arbeit beobachtet, dass die Partikelschwankungsgeschwindigkeit und wahrscheinlich der Turbulenzgrad steigt, ohne die Struktur der zeitlich gemittelten Strömung zu verändern. Die Modifikation der gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten ist rechnerisch durch den „*Crossflow*“ beschreibbar und für Werte größer 0,5 im Prozentbereich. Die Modellierung einer solchen Turbulenzerzeugung ist bisher noch offen. Für verschiedene Turbulenzmodelle wurden in der Literatur denkbare Quellterme abgeleitet und angegeben, sie beruhen aber meist auf der Annahme der Krafteinwirkung analog einem Druckterm und sind daher nicht in der Lage, das Beobachtete adäquat zu beschreiben. Solche Quellterme für das k - ε -Turbulenzmodell findet man bei Schmid [194], für das Reynolds-Stress-Turbulenzmodell geben Shaughnessy et al. [202] aus dem Rotationsterm der Raumladungsdichte abgeleitete Terme an. Eine Implementierung in einen numerischen Code erfolgte bisher nicht. Die Ergebnisse der hier vorgestellten Messungen deuten darauf hin, dass die zusätzliche Kraft durch den Ionendrift zu einer Beschleunigung der Gasströmung und zu einer Steigerung der turbulenten Schwankungen führt.

Zur Berechnung der Strömung im Elektroabscheider wurde die Gasströmung durch Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen unter Verwendung des Standard- k - ε -Turbulenzmodell numerisch bestimmt. Die Rechnungen erfolgten in zwei Raumdimensionen (2D) und unter Ausnutzung der Symmetrie nur über eine Hälfte der Kanalbreite. Die Partikelbewegung wurde in der Lagrangen Betrachtungsweise, unter Berücksichtigung der elektrostatischen Feldkraft modelliert. Die Partikelladung wurde mit $2/3$ der Pauthenierladung plus einem startortabhängigen Beitrag mit statistischer Streuung vorgegeben. Der Einfluss des elektrostatischen Feldes auf die Gasströmung wurde berücksichtigt.

Es ist eine relativ hohe Schlupfgeschwindigkeit der Partikel zu erwarten, da sie sich auf die Wände zu bewegen. Dieser Bewegung kann das Fluid aus Gründen der Massenerhaltung nicht folgen. Die numerisch ermittelte Fluidströmung in der Abscheidergasse zeigt bei 0,5 m/s eine spürbare Modifikation durch die Feldkräfte, Vergleich in Abb. 5.1. In Übereinstimmung mit der Diskussion der Crossflow Werte (Gl. 4.6 und Tabelle 4.3 in Kapitel 4.3) ist numerisch bei einer Gassengeschwindigkeit von 1,0 m/s und den gegebenen Werten für ε_r des Fluids und Ionendichte N_0 nur noch eine sehr geringe Modifikation der Stromlinien nahe an der Abscheiderwand zu bemerken, Abb. 5.2. Die Partikelströmung wird durch die elektrostatische Feldkraft über die Ankopplung an die Partikelladung erreicht. Der Aufladungsvorgang und sein Endwert spielen daher eine große Rolle in der modellhaften Beschreibung des Vorganges.

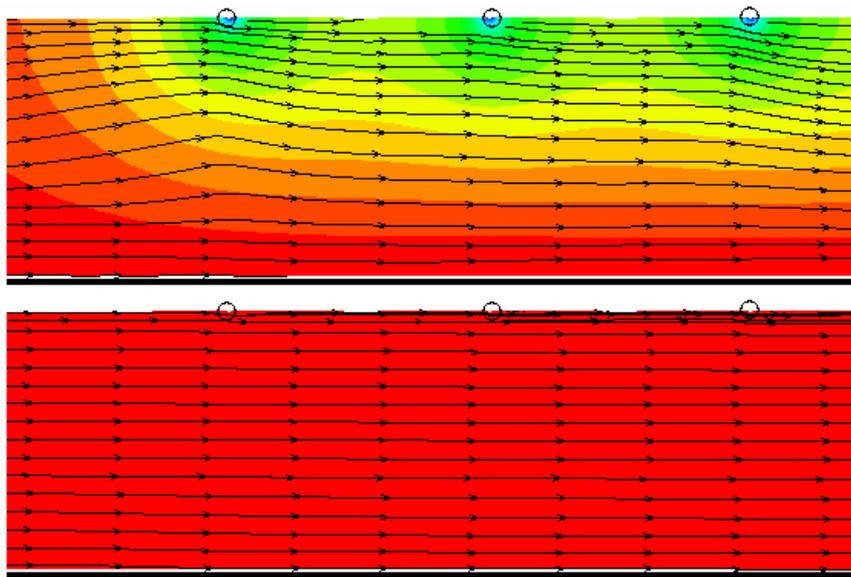


Abbildung 5.1: Numerische Stromlinien der Fluidströmung mit und ohne Einfluss der elektrostatischen Feldkraft bei $U_G = 0,5$ m/s, oben: mit 60 kV Hochspannung, Anodenstrom 0,9 mA, unten ohne Hochspannung. Die farbige Kontur im Hintergrund zeigt das elektrostatische Potential, von 60 kV (am Draht) bis 0 kV an der Abscheiderwand.

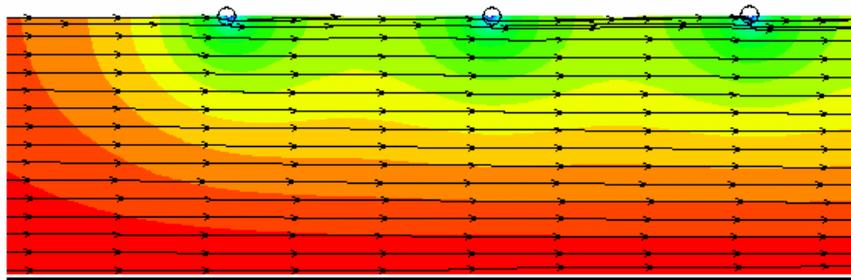


Abbildung 5.2: Numerische Stromlinien der Fluidströmung unter Einfluss der elektrostatischen Feldkraft bei $U_G = 1,0$ m/s, bei 60 kV Hochspannung und einem Anodenstrom von 0,9 mA. Die farbige Kontur im Hintergrund zeigt das elektrostatische Potential, von 60 kV (am Draht) bis 0 kV an der Abscheiderwand.

Die Partikelladung baut sich mit folgender Zeitabhängigkeit auf [137]:

$$q_s(t) = q_s(\text{inf}) \left(\frac{1}{1 + t_c/t} \right) \quad (5.1)$$

wobei $q_s(t)$ für die Ladung zum Zeitpunkt t steht, $q_s(\text{inf})$ für die Sättigungsladung nach Pauthenier (Gl. 2.24) und t_c die „relaxation time“ darstellt. Diese Relaxationszeit liegt in

der Größenordnung von Millisekunden, sie läßt sich beispielsweise über:

$$t_c = 4 \epsilon_0 / n_0 e \mu_b \quad (5.2)$$

berechnen. Hierbei ist n_0 die Ionendichte und μ_b die Ionenbeweglichkeit entsprechend Geschwindigkeit pro Feldstärkeeinheit [$m/s \cdot (V/m)^{-1}$]. Meist wird $q_s(\text{inf})$ als erreicht angenommen, wenn 99% der Pauthenierladung erreicht sind: $t = 99 t_c$. Bei den üblichen Werten für die Ionendichte ($n_0 \approx 10^{15}$ Ionen / m^3), die Ionenbeweglichkeit ($\mu_b \approx 10^{-4} m^2 / s V$), ϵ_0 ($8,85 \cdot 10^{-12} C^2 / Nm^2$) und die Einheitsladung e ($1,61 \cdot 10^{-19} C$) ergibt sich für $t_c \approx 2,2 \cdot 10^{-4} s$ und für die Zeit bis zum Erreichen der vollständigen Aufladung:

$$99 t_c \approx 0,022 s \quad (5.3)$$

Bei einer Luftgeschwindigkeit von 2 m/s dringen die Partikel demnach ≈ 5 cm in den Abscheiderbereich ein, ehe sie ihre endgültige Aufladung erreicht haben. Die meisten Autoren gehen wegen dieser sehr kurzen Aufladezeit von einer konstanten Partikelladung aus, entsprechend der Annahme, die Partikel erhielten ohne Zeitverzögerung ihre Ladung.

5.1 Berechnung der Partikelgeschwindigkeiten

Die Berechnungen der Vorgänge im Elektroabscheider erfolgten mit dem zweidimensionalen Programmpaket ELSA22⁴, das hierzu um die Lösung der elektrostatischen Feldgleichungen erweitert wurde. Das Rechengebiet wurde unter Ausnutzung der Symmetrie erstellt und besteht aus einer Hälfte des Abscheiderkanals. Die Einlaufstrecke betrug 1,5 m, die Auslaufsektion hatte eine Länge von 2 m. Dazwischen befand sich der Abscheiderbereich mit 7 Hochspannungsdrähten und einem Abstand von 0,15 m entsprechend halber Gassenweite. Das Gitter bestand aus knapp 60000 Gitterpunkten. Die gesetzten Randbedingungen sind neben dem Einlass und Auslass Wandrandbedingung an der Niederschlagselektrode und Symmetrierandbedingung an der Schnittkante durch den Kanal. Zur Berechnung der Geschwindigkeitsfelder der dispersen Phase wurden 8 Größenklassen von 0 - 20 μm betrachtet, entsprechend der Größenverteilung der experimentell verwendeten Ballotini 5000. Die Partikelgrößenverteilung wurde Messungen mit einem SYMPATEC HELOS Vectra Größenanalysator entnommen. Der D_{50} Wert lag hier bei ca. 4,9 μm . Es wurden 10000 Partikelpakete je Klasse verfolgt, so dass Mittelwerte aus 80000 Partikelbahnen gebildet wurden. Die Ladungsmenge wurde zu 2/3 Pauthenierladung fest vorgegeben, zusätzlich wurde eine ergänzende Ladungsmenge addiert, deren Wert von der lokalen Feldstärke am Zugabeort abhängig war. Die Partikelzugabe erfolgt 0,05 m vor dem ersten Draht über fast die ganze Kanalbreite bis auf den wandnahen Bereich bis zu 0,025 m von der Niederschlagselektrode entfernt. Die Profile wurden am zweiten Draht ermittelt, entsprechend der Messebene A. Die Position lässt sich Abbildung 4.3 auf Seite 45 entnehmen. Bei der Partikelbahnberechnung wurden die folgenden Kräfte berücksichtigt: Gewichtskraft, Widerstandskraft, Saffman-Kraft, elektrostatische Feldkraft. Die anderen der in Kapitel 2.3 vorgestellten Kräfte wurden mit den dort diskutierten Begründungen vernachlässigt, in den meisten Fällen wegen der geringen Ausdehnung der Partikel oder der sehr viel höheren Partikeldichte gegenüber der des Fluids.

⁴Eulerian-Lagrangian Solution Algorithm for 2-phase flows and arbitrary 2-dimensional grids

5.2 Vergleich mit den experimentellen Daten

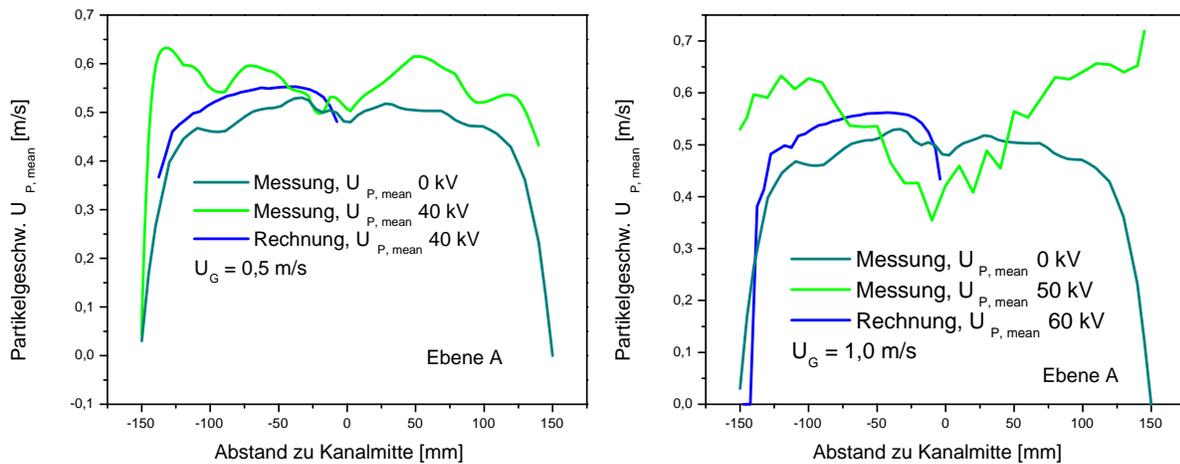


Abbildung 5.3: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 0,5 \text{ m/s}$, links: 40 kV, rechts: 60 kV Hochspannung.

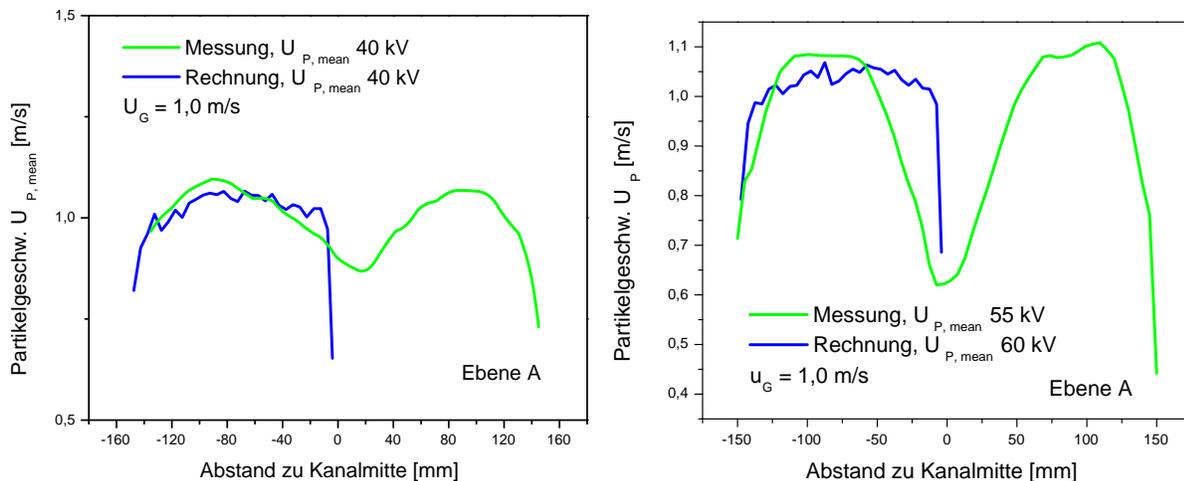


Abbildung 5.4: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 1,0 \text{ m/s}$, links: 40 kV, rechts: 60 kV Hochspannung.

Die Kanalhauptströmung wird durch das elektrostatische Feld und die Driftbewegung der Partikel modifiziert. Diesen Effekt der Modifikation der Partikelbewegung geben die numerischen Rechnungen wieder, allerdings nicht quantitativ. Die Geschwindigkeitserhöhung in Wandnähe bei einer Gassengeschwindigkeit von $0,5 \text{ m/s}$ in Abbildung 5.3 konnte rechnerisch nicht ermittelt werden. Es gibt numerisch keinen Anlass eine solche Beschleunigung

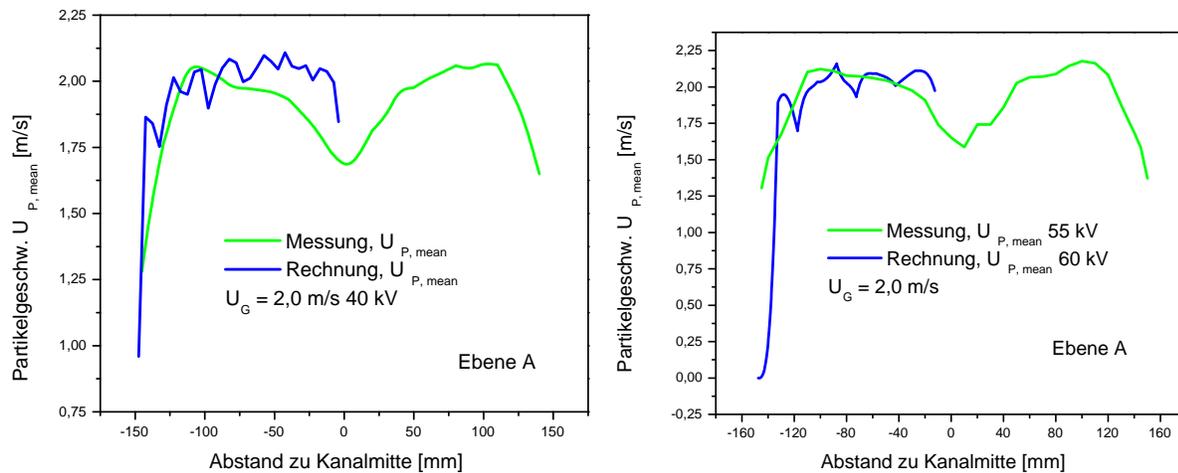


Abbildung 5.5: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 2,0$ m/s, links: 40 kV, rechts: 60 kV Hochspannung.

vorherzusagen. Dieser Effekt ist ungeklärt. Bei einer Gassengeschwindigkeit von $1,0$ m/s ist die Übereinstimmung der Profile ebenfalls nur quantitativ, (Abbildung 5.4). Die Messungen zeigten hier auch deutliche Schwankungen unter gering unterschiedlichen Hochspannungen (50 , 55 kV). Die Ergebnisse zur $2,0$ m/s Gassengeschwindigkeit zeigen die beste Übereinstimmung, (Abbildung 5.5). Die Partikelbewegungen werden auch in der Hauptströmungsrichtung stark durch die elektrostatischen Feldkräfte beeinflusst. Dieser Effekt geht über die einfache Elektrohydrodynamik hinaus und lässt sich nicht ausschließlich mit der Berücksichtigung des zusätzlichen Feldkraft-Quellterms in den Gleichungen der Gasgeschwindigkeit rechnerisch lösen. Die Tendenz in den Rechenergebnissen zeigt aber, dass die berücksichtigten Größen notwendig sind, um die Effekte zu berechnen. Einen weiteren Einfluss könnte die sicherlich starken Schwankungen unterworfenen Partikelladung haben. Eine Beschleunigung in Wandnähe oder eine Verbreiterung des Nachlaufströmungsgebietes der Koronadrähte, wie hier beobachtet, lassen sich damit aber ebenfalls nicht erklären. Der direkte Zusammenhang zwischen angelegter Hochspannung (Feldstärke) und Partikeldriftgeschwindigkeit konnte von den Berechnungen sehr gut wiedergegeben werden - sowohl für Gassengeschwindigkeiten von $0,5$ m/s (Abbildung 5.6), $1,0$ m/s (Abbildung 5.7), als auch $2,0$ m/s (Abbildung 5.8). Die Partikeldriftgeschwindigkeit ist von zentraler Bedeutung für den Abscheidungsprozess, bestimmt sie doch, wie lange Partikel im Rohgas verbleiben. Die Quergeschwindigkeit hängt dabei ganz wesentlich von der Hochspannung und nur geringfügig von der Gassengeschwindigkeit ab. Zur Auslegung von Anlagen muss folglich die Geometrie und die lokale Feldstärke berücksichtigt werden, da diese die Driftbewegung der Partikel maßgeblich beeinflussen. Man beobachtet allerdings auch hier starke Unstetigkeiten in den stationär gerechneten und in den über einen Zeitraum von 120 Sekunden je Messpunkt gemessenen Profilen. Die experimentelle und numerische Reproduzierbarkeit ist für die Profile gegeben.

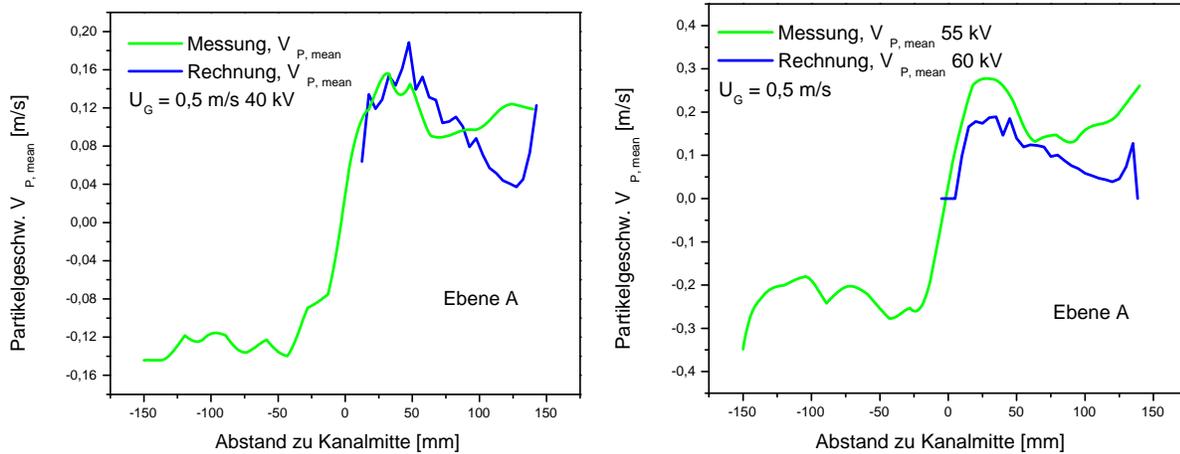


Abbildung 5.6: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelgeschwindigkeiten in Querströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 0,5$ m/s, links: 40 kV, rechts: 60 kV Hochspannung.

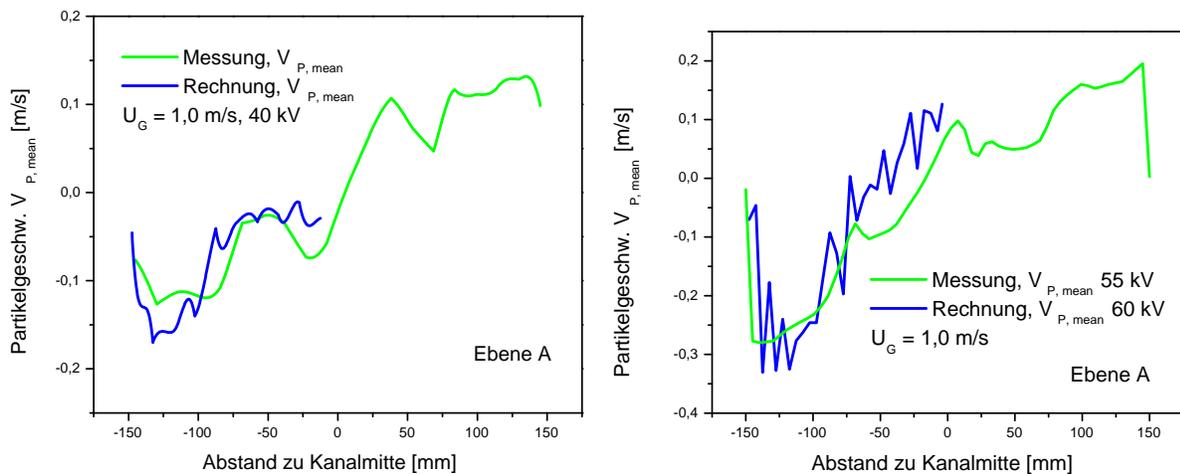


Abbildung 5.7: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelgeschwindigkeiten in Querströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 1,0$ m/s, links: 40 kV, rechts: 60 kV Hochspannung.

Die Schwankungsgeschwindigkeiten werden von den Berechnungen nicht korrekt vorhergesagt. Wie bereits am Beginn des Kapitels diskutiert, gibt es bis jetzt kein validiertes Modell, das eine derartige Turbulenzerzeugung in einem solchen System beschreibt. Für alle berechneten Partikelbahnen galten dieselben Randbedingungen: mittlere Geschwindigkeit gleich der Gassengeschwindigkeit und eine Schwankungsgeschwindigkeit, die einem Turbulenzgrad von 10 % entspricht. Die Schwankungsgeschwindigkeiten werden in der Berechnung nur durch die Fluidbewegung beeinflusst. Das führt dennoch dazu, dass die Schwankungsgeschwindigkeiten bei der Gassengeschwindigkeit 0,5 m/s für beide Hoch-

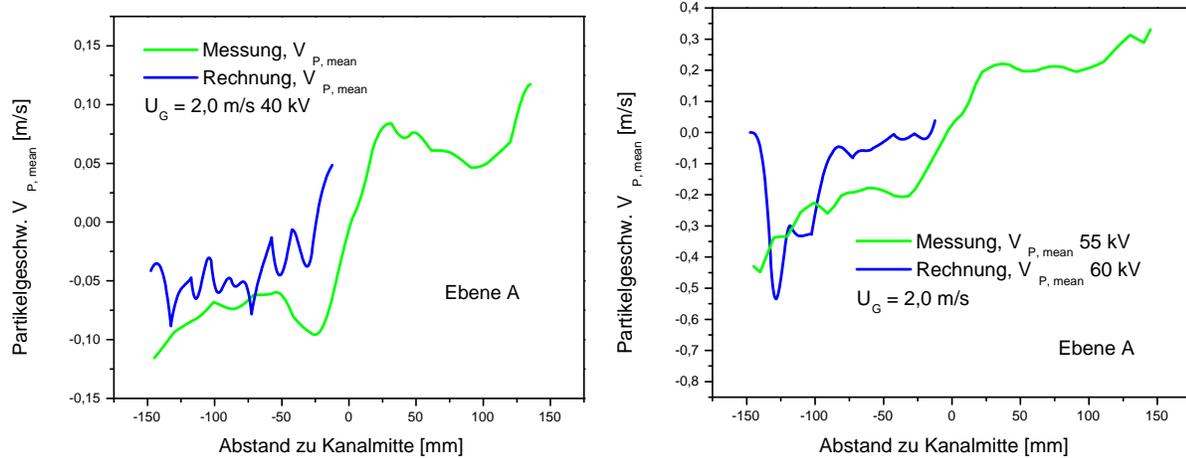


Abbildung 5.8: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelgeschwindigkeiten in Querströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 2,0$ m/s, links: 40 kV, rechts: 60 kV Hochspannung.

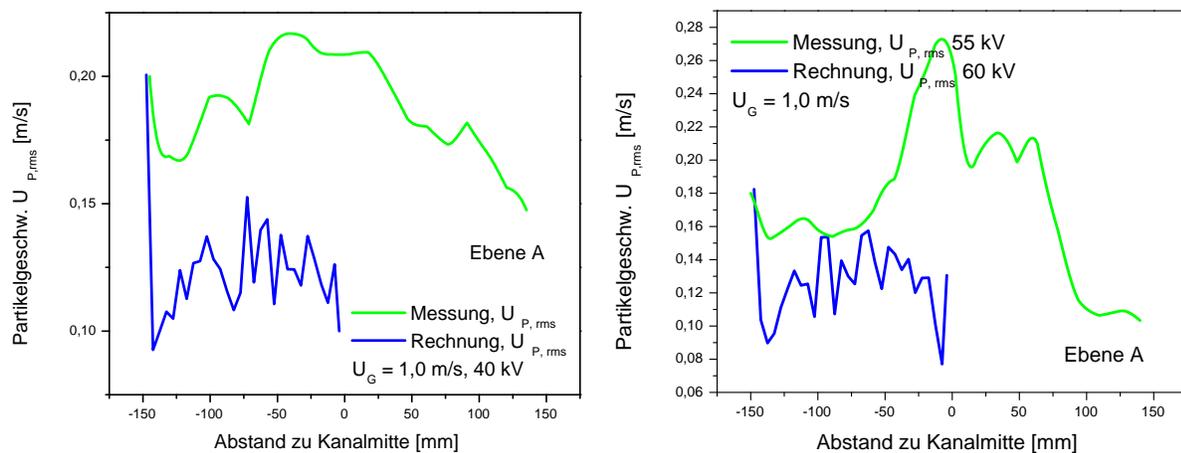


Abbildung 5.9: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelschwangungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 1,0$ m/s.

spannungen und Strömungsrichtungen zu gering vorhergesagt werden. Eine Steigerung der Gassengeschwindigkeit und damit der Turbulenz in der Gasströmung bewirkt, dass die berechnete Schwangungsgeschwindigkeit der Partikel zu hoch vorhergesagt wird (Abbildung 5.9). Das Analoge ist bei der Querströmungsrichtung zu bemerken, da die Turbulenz in der numerischen Gasströmung isotrop angenommen wird (Abbildung 5.10). Dies überträgt sich in der Berechnung auf die Partikelbewegung. Diese Isotropie entspricht weitgehend den tatsächlichen Bedingungen. Diesen Schluss legen zumindest die Vergleiche der Schwangungsgeschwindigkeiten in beiden Komponenten in den Abbildungen 4.16, 4.17 und 4.18 in Kapitel 4.3 nahe. Offen bleibt freilich die Frage, inwiefern die Geschwindigkeitsschwankungen der per LDA gemessenen Partikelgeschwindigkeiten tatsächliche

Gasturbulenz widerspiegeln. Hier wiedergegebene Schwankungen beruhen auf der Breite verschiedener detektierter Partikelgeschwindigkeiten. Die Gasströmung selbst kann unter Feldeinfluss leider nicht optisch gemessen werden.

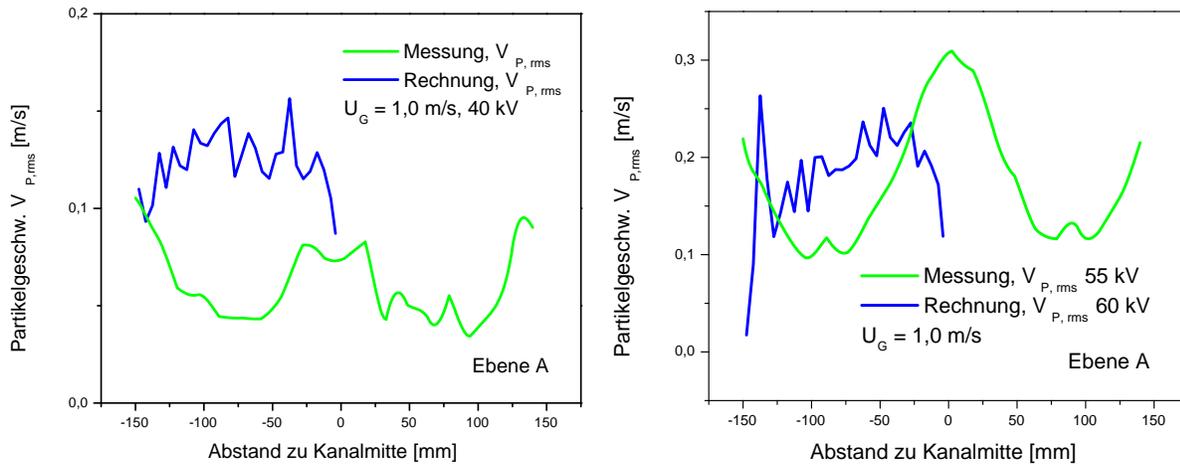


Abbildung 5.10: Vergleich der gerechneten und gemessenen Partikelschwankungsgeschwindigkeiten in Querströmungsrichtung bei einer Kanalgeschwindigkeit $U_G = 1,0$ m/s.

5.3 Zusammenfassung und Ausblick

Die für die Abscheidung wesentliche Größe, die Driftgeschwindigkeit zur Niederschlags-
elektrode kann mit dem vorgeschlagenen numerischen Verfahren gut bestimmt werden.
Alle beobachteten Effekte in der Abscheidergasse können allerdings nicht erfasst werden.
Sowohl die Veränderung der Hauptströmungskomponente, als auch der Schwankungs-
größe der Partikelgeschwindigkeit werden nicht richtig wiedergegeben. Eine wesentliche
Schwierigkeit in der Beurteilung liegt in der mangelnden Kenntnis der tatsächlichen Gas-
strömung. Zwar lässt sich numerisch ein Strömungsverhalten vorhersagen, wie in Abbil-
dung 5.1, die experimentelle Validierung bleibt dabei jedoch im Moment offen. Dasselbe
gilt für die eher empirischen Annahmen über die Struktur der elektrohydrodynamischen
Strömung (Abbildung 4.15), wie sie in der Literatur häufig diskutiert wird, analog zur
thermischen Auftriebsströmung (siehe die Diskussion in Kapitel 4.3). Die theoretische
Beschreibung der häufig beobachteten veränderten Struktur der turbulenten Schwan-
kungsgeschwindigkeiten der Partikel unterliegt im Prinzip derselben Schwierigkeit: Die
Partikel sind zu träge, um den Trichelpulsen der negativen Korona zu folgen. Andere
stark schwankende Größen treten nicht auf. Für die Gasturbulenz, genauer die Gleichun-
gen der Turbulenzmodelle, gibt es die Möglichkeit Quellterme zu definieren. Es ist nicht zu
erwarten, dass ein Anstieg, wie er in den Messungen beobachtet wurde, dadurch erreicht
werden kann. Die Einführung wirbelerzeugender Größen wurde in Kapitel 4.3 diskutiert
mit der Erkenntnis, dass eine Übertragung von Effekten in leitenden Medien auf nicht-
leitende Medien nicht zulässig ist. Sicherlich bewirkt die sich sehr wahrscheinlich zeitlich

und räumlich ständig ändernde Partikelladung, dass die Partikel unterschiedlich stark beschleunigt werden und daher unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. Auf Grund der Form des elektrischen Feldes (Abbildung 5.12) gibt es im überwiegenden Bereich der Abscheidezone keine Kraftkomponente in Hauptströmungsrichtung. Die Partikelgeschwindigkeiten sollten daher in dieser Richtung wesentlich homogener sein, käme diese Erklärung als alleinige in Betracht. Es bleibt der unbefriedigende Schluss, die Schwankungen in den Partikelgeschwindigkeiten derzeit nicht vollständig erklären zu können.

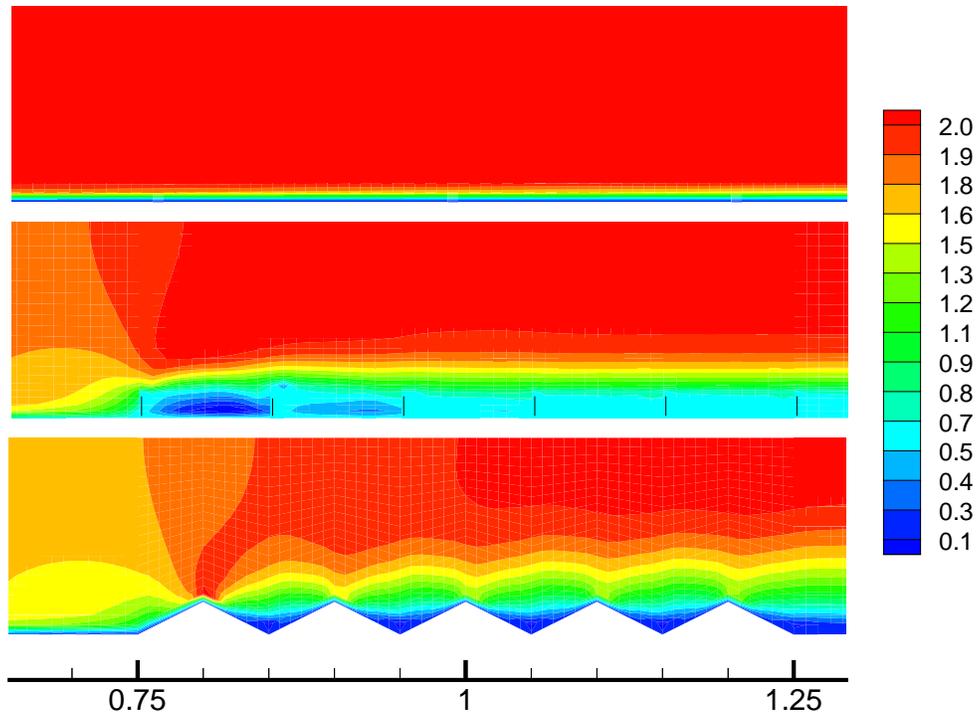


Abbildung 5.11: Vergleich der Hauptströmungsgeschwindigkeiten in einer Ebene im Plattenfilter, unterschiedlich gestaltete Niederschlags Elektroden von oben: glatte Wand, gefalzt, geriffelt, $U_G = 2,0$ m/s. Die X-Koordinate gibt den Abstand zu einem willkürlichen Nullpunkt in Metern an.

Mit der computergestützten Untersuchung der Strömungsvorgänge im Elektroabscheider lassen sich Fragen beleuchten, die experimentell kaum zugänglich sind. Die Vorteile liegen in der einfachen Fokussierung einzelner Aspekte wie der Möglichkeit, großräumige Betrachtungen vorzunehmen. Zusätzlich kann leichter zwischen den Phasen unterschieden werden als im Experiment. Für den Abscheidevorgang ist das Strömungsverhalten des Gases von Bedeutung. Ganz wesentlich ist dabei das Gebiet, in dem die Partikelanlagerung und damit die Abscheidung stattfindet. In Abbildung 5.11 sind drei Schnitte durch verschiedene Niederschlags Elektroden betrachtet. Gut zu erkennen sind die unterschiedlichen Gasgeschwindigkeitsprofile, die sich dadurch ausbilden. Eine geringe Gasgeschwindigkeit während der Partikeldeposition ist für die Abscheidung von Vorteil. Ein hoher Geschwindigkeitsgradient und eine damit einhergehende Turbulenz stören die Abscheidung. Bei

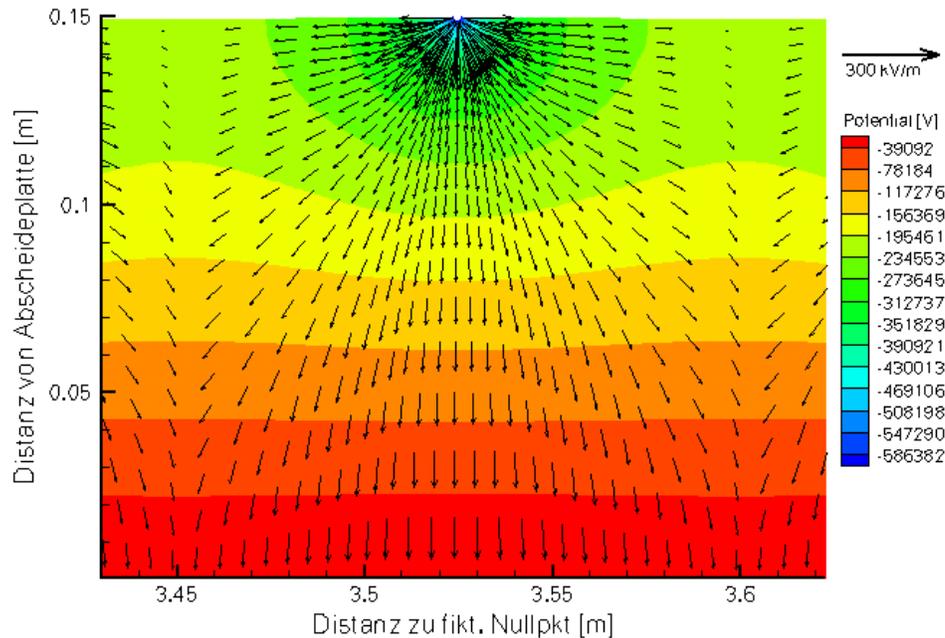


Abbildung 5.12: Berechnetes elektrostatisches Feld, Hochspannung 60 kV.

der Niederschlagsselektrode, die durch Falze unterbrochen ist, gleichen sich die eben beschriebenen Effekte in den meisten Fällen aus. Es ist kein wesentlicher Nachteil gegenüber der ebenen Niederschlagsselektrode zu erwarten. Bei einer mit Riffeln durchzogenen oder als Wellblech ausgeführten Niederschlagsselektrode ist hingegen ein erhöhter Rückeintrag abgeschiedener Partikel (*re-entrainment*) zu erwarten. Dies wird durch die Rückströmgebiete an der Leeseite verursacht.

Das elektrostatische Feld sollte so weit wie möglich im Abscheideraum homogen sein. Im Experiment war dies gegeben, erkennbar an der ausgesprochen gleichmäßigen Schicht die sich während des Abscheidvorganges bildete. Das berechnete Feld gibt diesen Sachverhalt wieder (Abbildung 5.12). Bereits nach einem Drittel des Abstandes Draht zu Niederschlagsselektrode ist das Feld soweit vereinheitlicht, dass die Anordnung der Hochspannungsdrähte nicht mehr im Feldverlauf zu erkennen ist. Der Abstand der Sprühdrähte kann dabei nicht beliebig verkleinert werden: Sind die Drähte zu dicht angeordnet, kommt es zu einer Unterdrückung der Korona. Die Drähte vergrößern scheinbar ihre Oberfläche, und ein homogenes Feld wie in einem Plattenkondensator entsteht. Optimal ist ein Verhältnis von Abstand Draht - Draht zu Draht - Platte von ca. 1,2:1.

Unter Kenntnis dieser grundlegenden Einflussgrößen kann eine Analyse einzelner Effekte vorgenommen werden. Die an dieser Stelle gegebenen Beispiele dienen nur zur Veranschaulichung, sie sind nicht durch Experimente validiert. Der Einfluss der Ladung ist in Abbildung 5.13 zu erkennen. Die Partikel wurden hier wie in dem vorangegangenen Teil über die Kanalbreite zugegeben. Der Grad der Aufladung hat erwartungsgemäß einen direkten Einfluss auf die Flugstrecke, und es ist damit eine deutliche Reduktion der Ab-

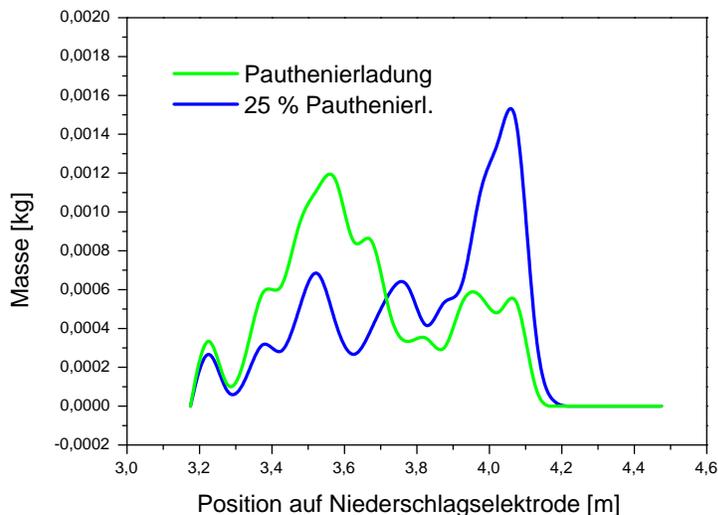


Abbildung 5.13: Einfluss der Ladungsmenge auf Abscheideprozess, betrachtet bei größeren Partikeln, 2 Größenklassen zwischen 7 und 20 μm .

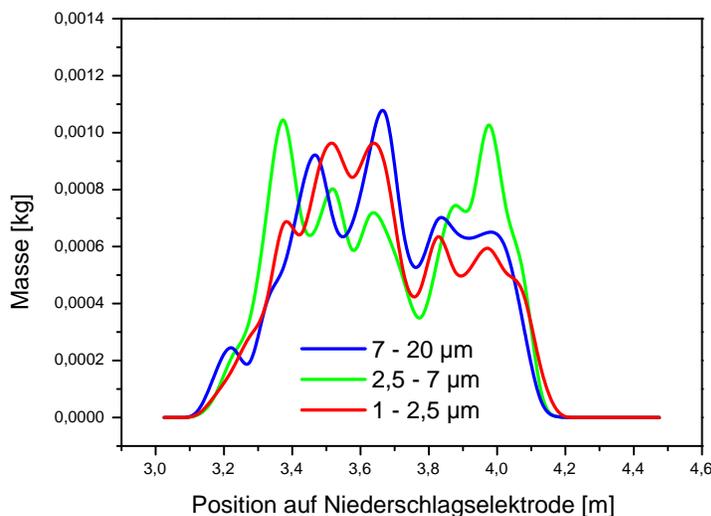


Abbildung 5.14: Einfluss der Partikelgröße auf Abscheideprozess, jeweils Pauthenierladung.

scheidegüte bei schlechterer Aufladbarkeit der Aerosole zu erwarten.

Der Einfluss der Partikelgröße wurde bereits mehrfach angeführt. Für jedes trennende Verfahren gibt es eine Abscheiderlücke, die im Allgemeinen physikalisch bedingt und damit systematisch ist. Beim Elektroabscheider liegt diese etwa im Partikelgrößenbereich zwischen 0,5 und 2 μm . Hier ist das Verhältnis zwischen Ladung und Masse am ungünstigsten. Der Wert für die Pauthenierladung (Gl. 2.24) wird auf Grund seiner Proportionalität zur

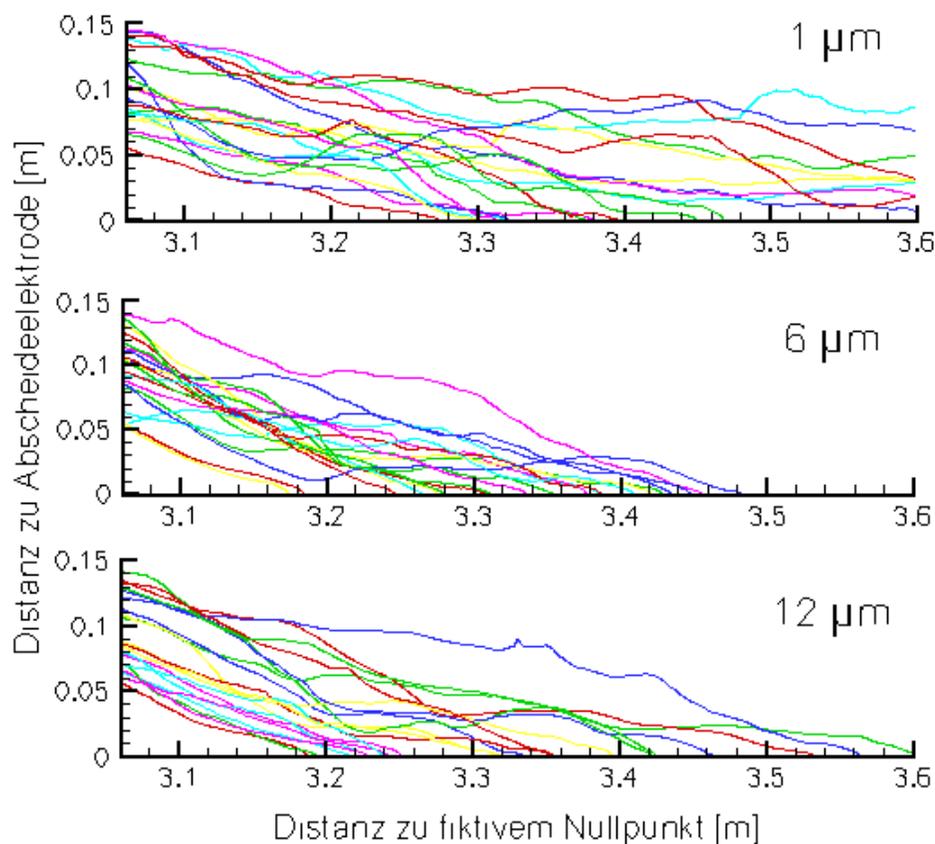


Abbildung 5.15: Trajektorien verschiedener Partikelgrößen, jeweils 40 Partikelpakete, Hochspannung 60 kV, Gassengeschwindigkeit $U_G = 0,5 \text{ m/s}$.

Partikeloberfläche mit sinkender Partikelgröße schnell klein. Für submikrone Partikel wird dies durch die Diffusionsaufladung kompensiert. Bei Partikeln zwischen ca. $0,5$ bis $2 \mu\text{m}$ ist diese aber zu ineffizient. Die Betrachtung in Abbildung 5.13 und die Trajektorien in Abbildung 5.15 zeigen diesen Sachverhalt. Es ist der Einfluss der Partikelgröße sowohl in Bezug auf die Flugweite, als auch auf das Abscheideverhalten zu erkennen. Von den feinen Partikeln werden insgesamt erwartungsgemäß weniger Partikelpakete detektiert und damit abgeschieden.

6 Die Pulverlackierung

Die elektrostatische Feldkraft wird seit einigen Jahren in der Lackiertechnik genutzt. Bei typischen Nasslackanwendungen [198, 20, 192] dient sie zur Reduktion des Oversprays, indem eine zusätzliche Kraft die Tropfen in Richtung der Lackieroberfläche lenkt, wo sie bei Auftreffen ihre Ladung sofort wieder abgeben. Bei der Pulverlackierung hingegen hat die Ladung der Pulverlackpartikel eine doppelte Funktion. Neben der Reduktion des Oversprays und der Unterstützung bei der Bildung einer homogenen Schicht ermöglicht die Partikelladung diese Form der Trockenlackierung, indem sie für die notwendigen Haftkräfte bis zum Aufschmelzvorgang verantwortlich ist. Daher können mit dieser lösungsmittelfreien Technik nur elektrisch leitende Oberflächen lackiert werden. Da der trockene Pulverlack relativ einfach aufgefangen und unter bestimmten Umständen wieder verwendet (in der Praxis oft erschwert durch Verschmutzung und Farbvermischung [39]) oder gar im Kreislauf gefahren werden kann [46], ist der entstehende Overspray weniger störend als bei Nasslackanwendungen. Es besteht die Möglichkeit, zugunsten des einfacheren und gefahrloseren Handlings auf die elektrische Feldkraft zu verzichten. Die notwendige Aufladung des Pulverlacks erfolgt dann tribologisch im Inneren des Sprühorgans. Ein Nachteil dieser Technik liegt in der schlechten Kontrolle der Ladungsmenge, da diese ausschließlich von den Materialeigenschaften und der Innengeometrie des Sprühorgans abhängt. Der häufig vorgebrachte Vorteil einer höheren Partikelladung gegenüber der Coronaaufladung konnte bei den hier vorgestellten Messungen nicht bestätigt werden. Zuweilen scheint eher das Gegenteil einzutreten (Abb. 2.4). Der wesentliche Unterschied der beiden Techniken liegt in der Quantität: Sollen große Flächen in kurzer Zeit beschichtet werden, kann auf die Corona schwer verzichtet werden. Ist eine langsamere Beschichtung erwünscht, und gibt es eventuell zusätzlich Hohlräume im Werkstück, ist die Tribotechnik meist von Vorteil. Für einen guten Auftragswirkungsgrad sollte der Pulvermassenstrom bei Tribo 10 kg/h und bei Corona 30 kg/h nicht überschreiten [39]. Andererseits erreicht man bei langsam beschichteten Objekten zum Teil bessere Ergebnisse mit der Tribotechnik [159, 148, 17].

Die Idee zur Pulverlackierung stammt aus den USA und kam in den 50er Jahren auf. Die erste Anwendung in der Beschichtungsindustrie erfolgte in den frühen 60ern in England. Zu Beginn der 60er Jahre kam es durch die Einführung des kontinuierlichen Extruders in der Herstellung thermoplastischer Pulver und die Entwicklung der elektrostatischen Sprühorgane zur Verbreitung der Pulverbeschichtung. Der Einsatz von Polyesterharzen ermöglichte den weltweiten Durchbruch. Heutzutage werden die meisten metallischen Oberflächen, die starker Verwitterung oder hoher mechanischer Belastung ausgesetzt sind, pulverbeschichtet. Die Automobilindustrie hatte schon lange ein hohes Interesse an der Pulverlackierung [79, 57, 63]. Wegen der schwierigen Prozessführung zum Erhalt sehr gleichmäßiger Schichtdicken kam es allerdings erst in den letzten Jahren zum Einsatz in der Serienproduktion von LKWs [96] und PKWs [226, 161, 22, 69, 76, 199].

Der Pulverlackierprozess lässt sich in drei unabhängige Teile gliedern. In der ersten Phase werden die Pulverpartikel aufgeladen, in der zweiten zu der zu beschichtenden Oberfläche transportiert und in der letzten Phase wird dort eine Schicht aufgebaut, die später mittels thermischer Behandlung zu einer resistenten Oberflächenbeschichtung verschmolzen wird. Das Pulver besteht aus Epoxidharzen, Polyester oder einer Mischung aus beiden

(sogenannte Hybridpulver). Bei Pulverbeschichtungen gibt es zwischen den sogenannten thermoplastischen und den thermostatischen Pulverbeschichtungen einen wesentlichen Unterschied. Die thermoplastischen Pulver bestehen beispielsweise aus Polyethylen, Nylon oder Polyestern und bleiben nach dem Schmelzen flexibel unter Beibehaltung ihrer Schmelztemperatur. Die anderen und für die meisten Anwendungen interessanteren Pulver (Epoxid, Hybrid, Polyester, TGIC, Acryle) vernetzen beim Aufschmelzen und verändern ihre chemische Eigenschaft zu einer besonders harten und festen Oberflächenbeschichtung. Einer weiteren thermischen Behandlung gegenüber bleiben sie resistent. Der Vorgang der Partikelaufladung wurde in Kapitel 2.4 beschrieben, ebenso wie die Ergebnisse der Messungen von Küttner et al. [121, 120] und anderer Autoren. Die Partikelladung selbst bestimmt das Lackierergebnis wesentlich [17, 222, 28]. Eine Minimalladung von $0,2-0,5 \mu\text{C/g}$ [191] bildet dabei die unterste Grenze, um ausreichende Haftkräfte für eine durchgängige Schicht zu erhalten. Eine hohe Ladung erscheint wünschenswert, sie wird aber durch den Effekt des Gegenfeldes, das mit wachsender Schicht entsteht, begrenzt. Zusätzlich können stark geladene Partikel zu Ladungsüberschlägen kurz vor der Oberfläche führen („backcorona“), die sich durch kleine Krater in der Lackschicht bemerkbar machen [17, 222, 129, 86]. Im Allgemeinen wird eine solch starke Aufladung mit den üblichen Sprühorganen jedoch nicht erreicht. Bei einer tribologischen Aufladung kann, einen ausreichenden Wandkontakt und eine entsprechend weite Innengeometrie vorausgesetzt, die Grenzladung (Kapitel 2.4, Gleichung 2.24) erreicht werden [107]. Messungen der erzielten Partikelladung und die Erfahrung in der Praxis zeigen, dass ein deutlich geringerer Wert zu erwarten ist. Ebenso weicht der Grad der Aufladung bei den beiden Techniken nur wenig voneinander ab.

Für die Berechnungen in dieser Arbeit wurden die ausführlichen Messungen von Küttner [121, 120] verwendet, da diese an den modellierten Sprühorganen erfolgten. Die Aufladung war hier für alle Größenklassen geringer als 10 % der Grenzladung. Die feinsten Partikel ($< 20 \mu\text{m}$) trugen hierbei erwartungsemäßig die verhältnismäßig größte Ladungsmenge (Abb. 2.6, Seite 24). Neben den spezifischen Merkmalen der Sprühorgane, die vor allem bei der tribologischen Aufladung wesentlich sind [107], haben die chemischen Eigenschaften des verwendeten Pulvers einen ganz wesentlichen Einfluss auf die Ladungsmenge und auf das Lackierergebnis [149]. Ein weiterer wesentlicher Einflussfaktor ist die Partikelgrößenverteilung [70, 86], vor allem im Hinblick auf die Erzeugung extrem dünner Schichten oder Schichten mit hoher Schichtdickenkonstanz [39, 129]. Wird eine direkte Rückführung des Oversprays angestrebt, ist die Größenverteilung der entscheidende Faktor [46, 45], da beim Beschichten eine Größenseparierung (Klassierung) erfolgt [10]. Dieser Umstand deutet auf die Dominanz der Widerstandskraft im zweiten Teil des Lackierprozesses beim Transport der Partikel zum Objekt hin. Die Bewegung der Partikel wird ab einer Gasgeschwindigkeit von etwa 2 - 3 m/s von der Gasströmung bestimmt [13, 4, 1, 86]. Untersuchungen, bei denen die Gasströmung vernachlässigt wird, bleiben daher zwangsläufig auf geringe Düsendeschwindigkeiten beschränkt [3, 1]. Die Abstoßung der Partikel untereinander und die Beschleunigung durch die elektrische Feldkraft bleiben im Freistrahler der Düse eher unbedeutend, wie bereits aus der Diskussion der Kraftterme (Kap. 2.3) hervorgeht, und was sich mit den Berechnungen von Adamiak et al. [3] deckt. Das elektrische Hochspannungsfeld bewirkt eine gewisse Konditionierung der Pulverwolke und eine erhöhte Adhäsionskraft der Pulverpartikel, ist aber nicht maßgeblich für den „Umgriff“ - die Beschichtung der Leeseite des Objektes - verantwortlich [86]. Für eine gute Beschichtung

auch der Leeseite ist zunächst die An- und Umströmung des Rohres wesentlich. Die Partikel müssen nahe genug an das Substrat herangetragen werden, ehe die elektrostatischen Kräfte stark genug sind, die Deposition zu unterstützen. Man geht allgemein davon aus [17, 39, 86, 129, 222], dass die Partikelladung und die elektrische Feldkraft erst in der direkten Umgebung des Substrates, kurz vor der Deposition, bedeutend wirksam werden. Den letzten und wesentlichen Schritt der Pulverlackierung stellt die Deposition der Partikel auf der Oberfläche und der Aufbau der Pulverschicht dar. Die entstehende Schichtdicke und die Ladungsverteilung haben dabei einen ganz entscheidenden Einfluss auf die Homogenität der resultierenden Schicht [79, 71, 191, 57]. Die Feldstärkeverteilung in der Schicht ist dabei verantwortlich für Umschichtungen nach der Deposition und für die entstehende Packungsdichte, die sich folglich gerade bei der Coronabeschichtung mit der erzielten Schichtdicke verändert [215, 70]. Dieser Umschichtungsprozess könnte neben dem Ionenstrom durch die Oberfläche mit eine Ursache für die höheren Adhäsionskräfte bei der Coronabeschichtung [41, 43, 209] gegenüber der Tribobeschichtung darstellen. Eine numerische Modellierung des Schichtaufbaus ist denkbar und müsste in ähnlicher Weise, wie bereits erfolgreich für Filterkuchen auf Filtermedien eingesetzt [85, 175, 111, 114], erfolgen. Der Effekt der Feldkräfte in der und des Ionenstromes durch die Schicht ist bei dem derzeitigen Kenntnisstand schwer zu berücksichtigen. Es gibt zwar einige modellhafte Ansätze zur analytischen Berechnung des Feldstärkeverlaufs in der Schicht [215, 79, 71, 191, 57] Kriterien für das Partikelverhalten lassen sich daraus jedoch nicht ableiten.

Die bei der Pulverlackierung wesentliche Größe ist neben der Oberflächenqualität der Auftragswirkungsgrad. Seine Bedeutung erlangt er, da jede Form von Rückgewinnung (entweder Rückführung zum Rohnpulver, Entsorgung [64] oder Wiederverwendung) aufwändiger und kostspieliger ist als direkt zu beschichten [86]. Ein verbesserter Auftragswirkungsgrad ist daher das häufigste Ziel von Optimierungsbemühungen. Die üblicherweise angegebenen Werte weit über 90 % beziehen sich dabei meist auf ideale Bedingungen und nur sehr bedingt auf eine industrielle Beschichtungsaufgabe [97, 130].

In der Literatur ist eine größere Zahl an experimentellen und numerischen Arbeiten zur Pulverbeschichtung zu finden. Die experimentellen Arbeiten lassen sich grob in zwei Bereiche einteilen: Diejenigen, die sich mit der Sprühwolke und dem Partikeltransport beschäftigen und diejenigen, die den Schichtaufbau und den Einfluss der Partikeleigenschaften untersuchen. Die Ersteren nutzen hierzu meist optische Messtechniken wie Laserlichtschnitt [1, 13] und Particle Tracking [10]. Die Düsendeschwindigkeiten lagen bei diesen Testfällen allerdings deutlich unter denen, die bei den hier vorgestellten Sprühorganen auftreten. Die Untersuchung der Schichteigenschaften bezieht sich zum einen auf die Adhäsionskräfte [41, 19, 209, 107], aber auch auf den gesamten Schichtaufbau [191, 70, 57]. Bei den theoretischen und numerischen Arbeiten überwiegt (ebenso wie in dem numerisch eng verwandten Problem der Nasslackierung [78, 56, 192]) der Einsatz der finite-Elemente-Methode zur Berechnung der Feldkräfte und die Vernachlässigung der Strömungsverhältnisse [1, 10, 7, 221, 6, 3, 4, 8]. Die Partikelgeschwindigkeiten bei den Pulverberechnungen sind meistens gering gehalten (0,38 m/s [1, 7], 1-2 m/s [6]), um den Einfluss der Feldkräfte untersuchen zu können und / oder um die Strömungsverhältnisse so einfach wie möglich zu gestalten.

6.1 Der Versuchsaufbau im Lackiertechnikum

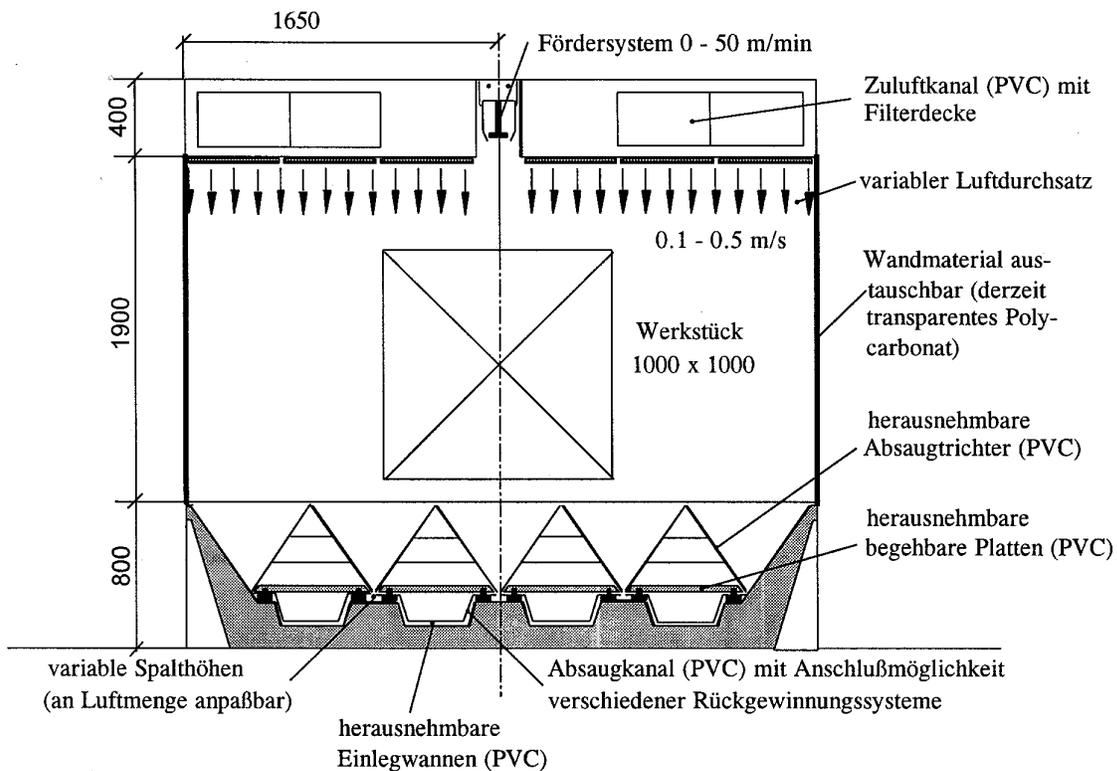


Abbildung 6.1: Schematischer Schnitt durch die Pulverbeschichtungsversuchsanlage des FhG-IPA [47].

Die Messungen erfolgten am Pulverlackiertechnikum des Fraunhofer IPA in Stuttgart. Die Lackierkabine mit einer Länge von 4 m und einer Breite von 3,3 m befindet sich innerhalb einer 18 m x 8 m großen gekapselten und klimatisierbaren Umkabine. Abbildung 6.1 (entnommen aus Cudazzo [47], wo die gesamte Anlage detailliert beschrieben wird) zeigt die Seitenansicht der Kabine mit Blick in Förderrichtung. Die Kabine, einschließlich der Zu- und Abluftkanäle, ist komplett aus pulverabweisendem Kunststoff gefertigt. Sie wird durch die Zuluftventilatoren über eine Filterdecke mit Luft aus der Umkabine versorgt. Zwei Abluftventilatoren saugen die Luft über Abluftkanäle in die Filterrückgewinnung. Dort wird das Overspraypulver in Sternfiltern abgeschieden und gelangt nach deren Abreinigung über ein Sieb in einen Auffangbehälter. Die von den Pulverpartikeln gereinigte Luft wird in die Umkabine zurückgeführt. In der Lackierkabine bildet sich demnach eine senkrecht von oben nach unten fließende Luftströmung aus. Durch Steuerung der Zu- und Abluftventilatorumdrehzahlen kann die Geschwindigkeit dieser Kabinensinkluft verändert werden. Ein an der Decke befestigter Förderer ermöglicht die Bewegung von Beschichtungsobjekten durch die Lackierkabine. Zur Aufnahme der Sprühorgane stehen ein Hubautomat und ein Roboter zur Verfügung.



Abbildung 6.2: Wagner Airmatic Automatiksprühpistole, Corona, Pralltellerdüse (mit freundlicher Genehmigung der Firma Wagner).

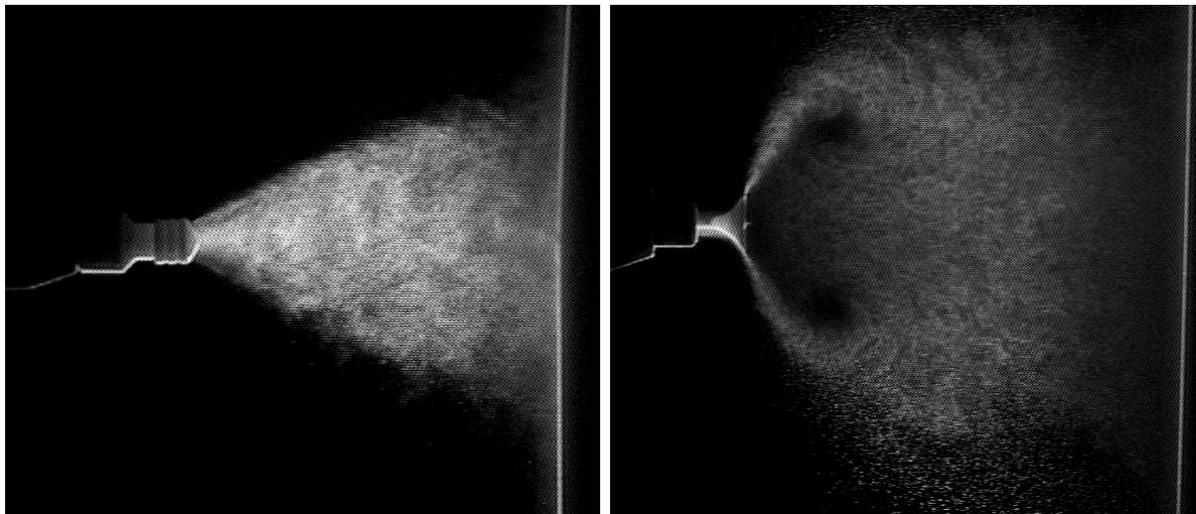


Abbildung 6.3: Laserlichtschnitt der Sprühwolken, Flachstrahldüsenkopf (links) und Pralltellerdüsenkopf (rechts).

Zur Pulverapplikation stehen am Fraunhofer IPA verschiedene Pistolen- und Düsentypen zur Verfügung. Die Auswahl der Sprühorgane und die Festlegung der Betriebsparameter wurde in Absprache mit den Projektpartnern getroffen (Tab. 6.1). Als Basis-Sprühorgan zur Aufladung und Verdüsung kam dabei in allen Fällen eine „Airmatic“ (Abb. 6.2) Pulverlackierpistole der Firma Wagner zum Einsatz. Die Messungen erfolgten an den beiden erhältlichen Versionen der Partikelaufladung: Tribo und Corona. Bei diesen Lackierpistolen lassen sich unterschiedliche Düsentypen durch einfaches Austauschen des Düsenkopfes verwenden. Es wurden eine Flachstrahldüse und eine Pralltellerdüse gewählt. Sie sind zusammen mit dem resultierenden Sprühbild in Abbildung 6.3 dargestellt.

Pulver	Fa. AKZO, $D_{(V0,5)} 39,56\mu\text{m}$
Austragsorgan	Corona- / Tribopistole
Düse	Prallteller, 25 mm / Flachstrahl
Sprührichtung	waagrecht
Luftfeuchte	40 %
Temperatur	20 °C
Pulvermassenstrom	100 g/min
Gesamtluftvolumenstrom (eingestellt)	5 Nm ³ /h
Gesamtluftvolumenstrom (insgesamt)	≈ 6 Nm ³ /h
Lackierabstand	200 mm
Kabinenluftgeschwindigkeit	0,3 m/s
Hochspannung / Tribostrom	ca. 85 kV / 2 - 3 μA

Tabelle 6.1: Festgelegte Parametereinstellungen zu den Versuchen Pulverlackierung. Der einstellbare Volumenstrom bezieht sich auf die sogenannte Förderluft, die sich einstellen lässt, da sie ein Lackierparameter darstellt. Unberücksichtigt bleibt hierbei allerdings die Fluidisierluft aus dem Vorratsbehälter und die Sekundärluft an der Pistole. Der Gesamtluftvolumenstrom kann daher nur geschätzt werden.

Als beispielhaft für viele Lackieranwendungen wurden zwei Beschichtungsobjekte gewählt: eine ebene Platte mit einer Höhe von 1 m und ein Rohr mit einem Durchmesser von 0,1 m. Bei der Pulverlackierung ist ein statisches Beschichten wegen der Ladungsakkumulation auf der Oberfläche nicht möglich. Die Objekte wurden daher durch die Kabine bewegt und haben keine definierte Ausdehnung in der Längsrichtung. Neben einer Laserschnittvisualisierung erfolgten Messungen der Partikelgeschwindigkeiten mit einem Laser-Doppler-Anemometer (LDA) in unterschiedlichen Ebenen zwischen Düsenausgang und Objekt. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise des LDA findet man beispielsweise bei Durst [52] oder Ruck [190]. Außerdem erfolgte eine Vermessung der Pistoleninnenströmung, die ebenfalls zur Verifikation dient. Hierfür wurde der gesamte Vorbau der Pistole abgebaut und die Ausströmung aus dem inneren Rohr am Rand mit einer LDA vermessen.



Abbildung 6.4: Lackerversuchsstand am IPA der FhG. Im Bild sind beide Objekte, das Rohr und die ebene Platte, zu erkennen (mit freundlicher Genehmigung von Thomas Steigleder, IPA Stuttgart).

Die Kabinenluftströmung zum Austrag des Oversprays wurde durch eine Absaugung im Kabinenboden erzeugt. Die Anströmung erfolgte durch eine Filterdecke. Die Sinkluftgeschwindigkeiten waren dabei zwischen 0 und 0,4 m/s einstellbar. Die Modellierungen und die meisten Messungen erfolgten bei 0,15 und 0,3 m/s Sinkluftgeschwindigkeit. Der Einfluss dieser Sinkluftbewegung zeigt sich in einer Verschiebung des Staupunktes der Düsenströmung aus der Symmetrieebene hinaus in Richtung der Strömung der Kabinenluft [70, 222]. Eine Vermessung der Gasströmung mit laseroptischen Methoden bei anliegender Feldstärke ist unmöglich, da die notwendigen „Tracer“-Partikel ebenfalls aufgeladen und von der Feldkraft beeinflusst werden. Die Validierung kann daher nur über die Partikelgeschwindigkeiten erfolgen.

6.2 Experimentelle Ergebnisse der Lackierkabine

Eine detaillierte Vermessung der Düsencharakteristika dient zum einen zur Validierung der Modelle. Sie gibt zum anderen direkte Hinweise über die Strömungsverhältnisse und für die Berechnung. Die hier vorgestellten Messungen wurden von T. Steigleder angefertigt und sind dem gemeinsamen Abschlussbericht [206] entnommen. Aus dem Vergleich der Gas- und Partikelgeschwindigkeiten (Abb. 6.6) kann man ersehen, dass eine Kopplung mit

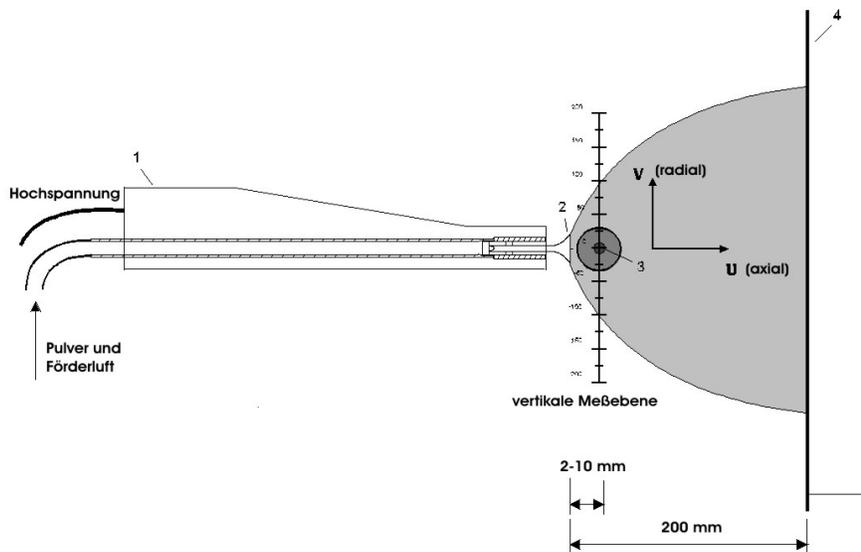


Abbildung 6.5: Skizze der Messanordnung zur Bestimmung der Düsenströmung, gezeigt werden die Messorte in der vertikalen Ebene vor der Düse. Im Bild ist 1: Schnitt durch Pistole, 2: Prallteller, 3: Messvolumen und Messorte, 4: geerdetes Substrat.

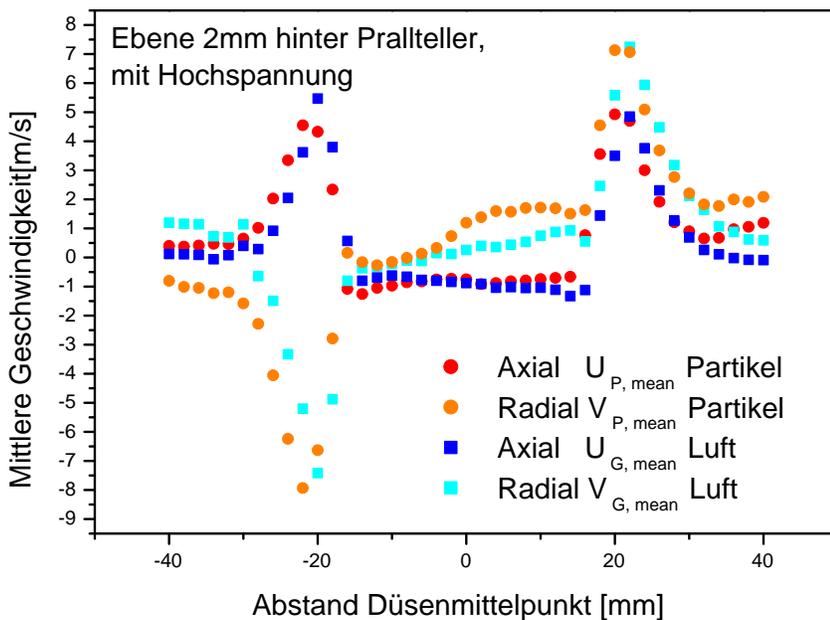


Abbildung 6.6: Vergleich Gas- und Partikelströmung, Prallteller, Corona.

der dispersen Phase nicht notwendig ist, da fast kein Schlupf im Düsenbereich auftritt. Die Massenbeladung beträgt 0,856 im Inneren der Düse. Wegen der Dichteverhältnisse ergibt sich eine Volumenbeladung von 0,0005. Man kann also von einer verdünnten Zweiphasenströmung sprechen. Die numerische Berücksichtigung der Kopplung der beiden Phasen ist bei dieser Anwendung nicht notwendig.

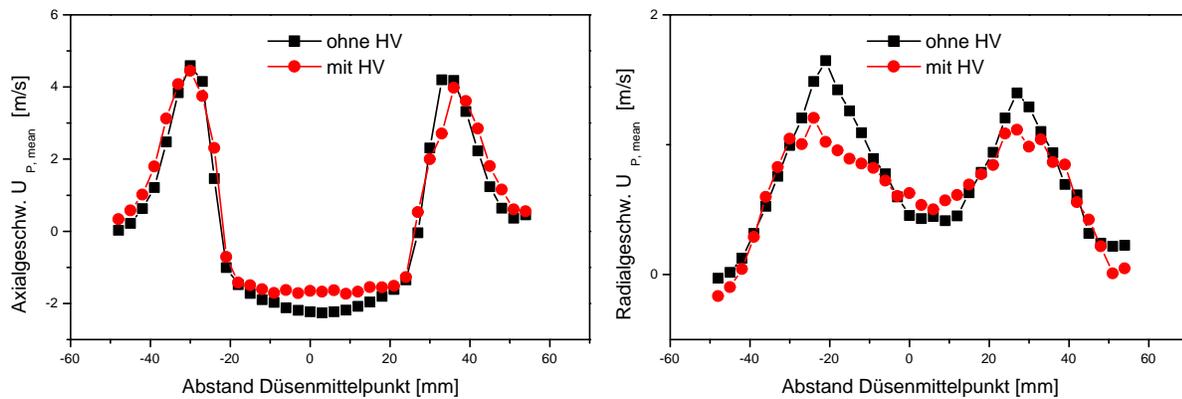


Abbildung 6.7: Einfluss der elektrostatischen Feldstärke auf die Düsenströmung, vertikale Ebene 10 mm stromab des Pralltellers, links: Axial- und rechts: Radialkomponente (zu Koordinaten siehe Abbildung 6.5), Prallteller, Corona.

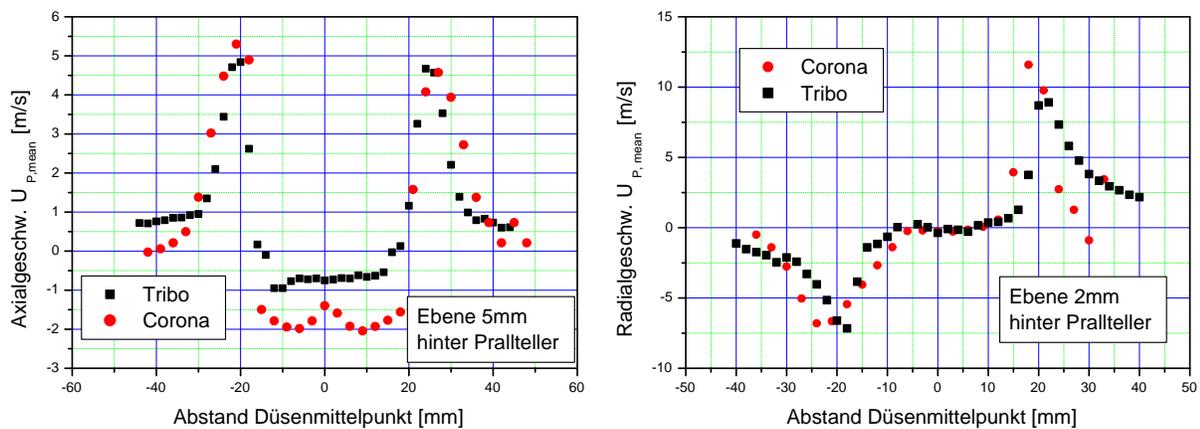


Abbildung 6.8: Vergleich der Partikelgeschwindigkeiten 5mm hinter der Düse, Tribo und Corona, links: Axial- und rechts: Radialkomponente (zu Koordinaten siehe Abbildung 6.5).

Die genaue Vermessung der Düsenströmung bestätigt den geringen Einfluss der Feldstärke selbst in der unmittelbaren Nähe der Corona, wie der Abbildung 6.7 zu entnehmen ist. Einzig die Abstoßung gleichgeladener Partikel von der Hochspannungsnadel bewirkt eine Modifikation gegenüber dem Tribo-Sprühbild in der Abbildung 6.8. Der Einfluss des Ionenstromes auf die entstehende Schicht wird dabei in Abbildung 6.9 deutlich. In dieser stabilisierenden Wirkung auf die erzeugte Schicht ist der Grund für die höheren Massendurchsätze bei der Corona-Beschichtung im Vergleich zur Tribo-Technik zu sehen. Eine

detaillierte Diskussion der Messungen und weiterer Ergebnisse wird im Abschlussbericht [206] zu dem gemeinsamen BMBF-Projekt gegeben.

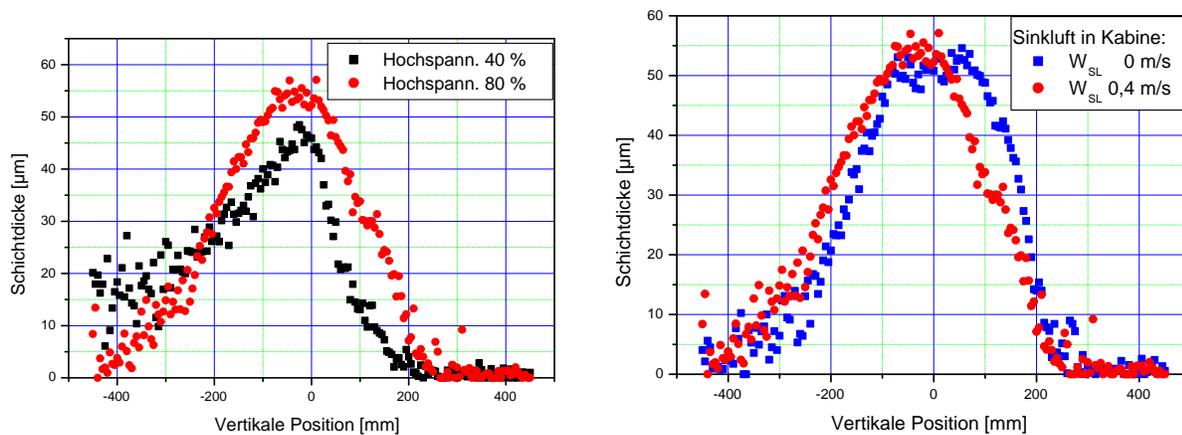


Abbildung 6.9: Einfluss der elektrostatischen Feldstärke und der Sinkluftströmung, dargestellt an der resultierenden Schichtdicke, Prallteller, Corona.

Der Vergleich in Abbildung 6.9 zeigt, dass der Feldeinfluss in weiten Bereichen des Strömungsfeldes sehr moderat ist. Ein entsprechender Vergleich der Ergebnisse der numerischen Modellierung zeigt, dass bei diesem Prozess die Elektrohydrodynamik eine untergeordnete Rolle spielt. Die Bedeutung der Partikelladung für den Beschichtungsvorgang als ganzen ist ebenfalls in Abbildung 6.9 (links) erkennbar. Die Verdickung der Schicht am unteren Rand, in der Abbildung links, entsteht da die Partikel nicht genügend anhaften und der Schwerkraft folgen. Die gesamte Schicht begann bereits vor dem Einbrennen abzurutschen, wie der Form der Schicht zu entnehmen ist.

7 Numerische Ergebnisse der Pulverlackierung

Die numerischen Berechnungen wurden zunächst zweidimensional durchgeführt, da es bevorzugt um die Implementierung und Berechnung des elektrostatischen Feldes ging. Die Gründe hierfür sind zum einen die kürzere Rechenzeit und bessere Handhabbarkeit der Rechengebiete, zum anderen die bessere Eignung für die Entwicklung und Verifikation einer passenden Diskretisierungsmethode. In der Literatur üblich ist die finite-Elemente-Methode, die hier zunächst auch angestrebt wurde. Sie zeichnet sich durch hohe Genauigkeit und Stabilität aus. Außerdem ist sie aufgrund der Verwendung von „Test-Funktionen“ im orthogonalen, vollständigen Raum der Funktionen zur Lösung hyperbolischer und elliptischer Differentialgleichungen wie der Laplace- und Poisson-Gleichung besonders gut geeignet. Ein weiterer Vorteil ist die Verwendung tetraedrischer Kontrollvolumen, die die Diskretisierung beliebig geformter Oberflächen erleichtert und zusätzlich einfach die Möglichkeit iterativer Gitterverfeinerung (selbstadaptive Gitter) bietet. Der für die hier vorgestellte Anwendung wesentliche Nachteil ist, dass diese Methode nicht auf demselben Rechengebiet implementiert werden kann, auf dem die Fluid- und Partikelphase berechnet werden. Es hat sich als vorteilhaft herausgestellt, die Gleichungen für das elektrostatische Feld auf demselben Gitter wie die Navier-Stokes-Gleichungen mit der finite-Volumen-Methode zu lösen.

Für die Berechnung der Pulverlackierung wurde die Luftströmung durch Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen (3 D) unter Verwendung des Standard- $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodells bestimmt. Die Partikelbewegung wurde unter Berücksichtigung der elektrostatischen Feldkraft in der Lagrangen Betrachtungsweise modelliert. Das elektrostatische Feld wurde hierfür ohne Raumladung durch Lösen der Laplace-Gleichung berechnet. Eine Kopplung der Gasströmung mit dem elektrostatischen Feld wurde nicht vorgenommen.

7.1 Rechengebiet und numerische Gitter

Es wurde die gesamte Kabine mit Kabinenluftabsaugung durch die Decke und Abführung im Boden modelliert. Das ermöglichte eine realistische Betrachtung der Partikelbewegung unter Berücksichtigung der durch die Kabinenluftabsaugung verursachten Sinkluftströmung, der Schwerkraft und der Düsenströmung. Das Rechengebiet ist in Abbildung 7.3 skizziert.

Die dreidimensionalen Rechengitter wurden mit dem Gittergenierer ICEM-CFD erstellt. Es handelt sich hier um eine kommerziell vertriebene und weit verbreitete Software zur Erstellung von Rechengittern, die im entsprechenden Format für das jeweils verwendete Strömungsprogramm erzeugt werden können. Die Gitter werden hier schnell sehr groß. Um vernünftige Rechenzeiten einzuhalten, sollte die Kontrollvolumenanzahl auf derzeit aktuellen Workstations (UNIX, ca. 500MHz RISC-Prozessorarchitektur, 1GB RAM) unter einer Million bleiben. Die Auflösung bei den dreidimensionalen Gittern wurde mit einer von der Düsenform abhängenden Kontrollvolumenzahl von 750.000-900.000 erreicht. Eine feinere Auflösung wäre manchmal wünschenswert, die verwendete ist aber absolut ausreichend für eine stabile Lösung. Die fortschreitende Rechnertechnik lässt erwarten, dass bald aufwändigere Modellierungen schnell durchführbar werden.

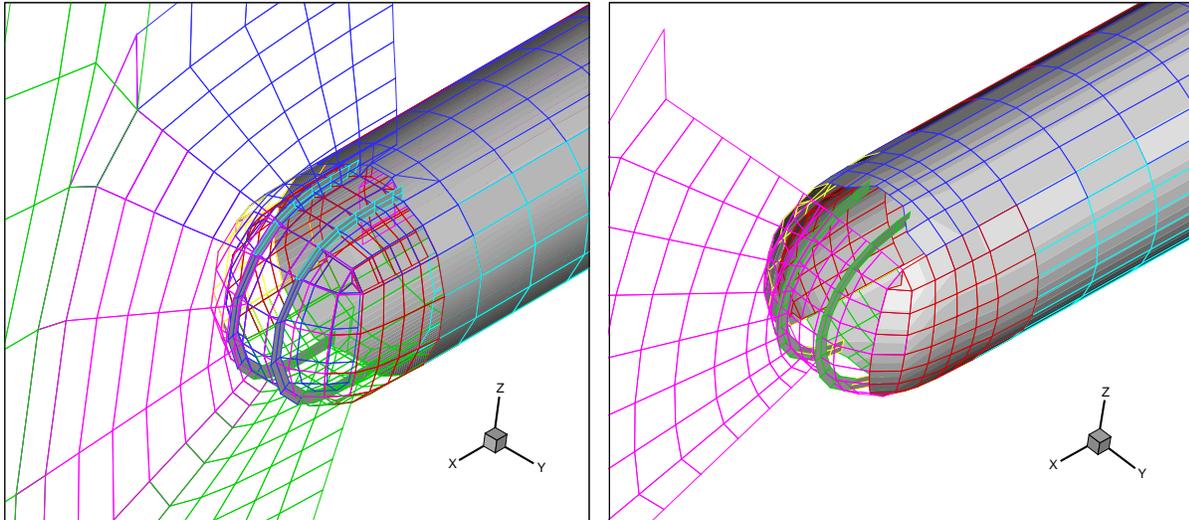


Abbildung 7.1: Numerisches Gitter der Flachstrahldüse, Ausschnitt, links mit langem Schlitz, rechts mit der Einstellung „Ring vorne“.

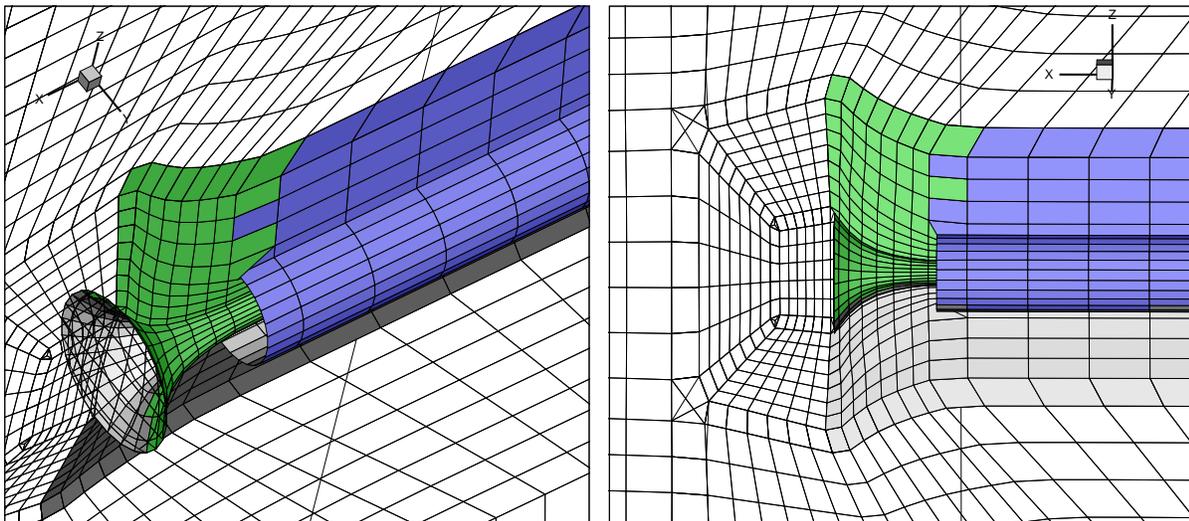


Abbildung 7.2: Numerisches Gitter der Pralltellerdüse, Ausschnitt, rechts Gitter in der Nähe des Pralltellers. Die verformten Kontrollvolumen entstehen durch die Projektion.

In den Abbildungen 7.1 und 7.2 sind Ausschnitte der Rechengitter zu den zwei Düsentypen dargestellt. Der vordere Teil der Flachstrahldüse in Abbildung 7.1 ist „durchsichtig“ gehalten, um Einblick in die innere Struktur des Gitters zu gewähren. Die Wandung der Düse wurde bei allen Gittern „voll“ ausgeführt, um die Innenflächen des Schlitzes (die für die Ausbildung der Strömung mit prägend sind) gestalten zu können. Der Düsenkopf bestand aus einer Halbkugel, die das Rohr abschloss und längs geschlitzt war. Bei

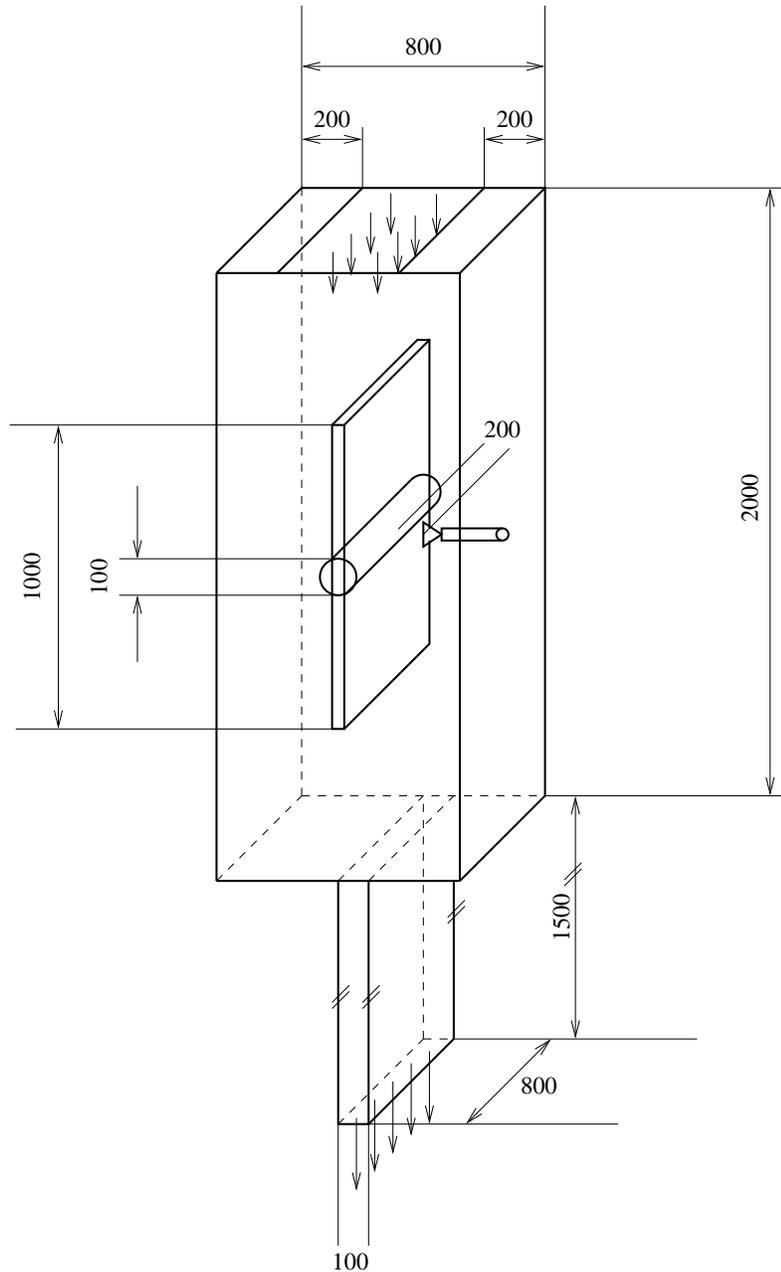


Abbildung 7.3: Darstellung des Rechengebietes Lackierkabine, beide Beschichtungsobjekte angedeutet.

der Lackierpistole war die Tiefe des Schlitzes variabel gestaltet. Dies geschah über einen Ring, der über das Rohr gestülpt war und sich längs verschieben ließ. Für die Messungen wurde die Einstellung „Spalt ganz offen“ (bedauerlicherweise nicht durchgängig, die Ringstellung wurde nicht protokolliert) gewählt. Die dargestellten Gitter in Abbildung 7.1 entsprechen links der Düse mit ganz zurück geschobenen und rechts mit vorgeschobenem Düsenring. Der Schlitz verkürzt sich dabei von 14 mm auf 7 mm Tiefe. Die Abbildung 7.2 zeigt das Rechengitter um den Prallteller des zugehörigen Düsenkopfes, der in seiner

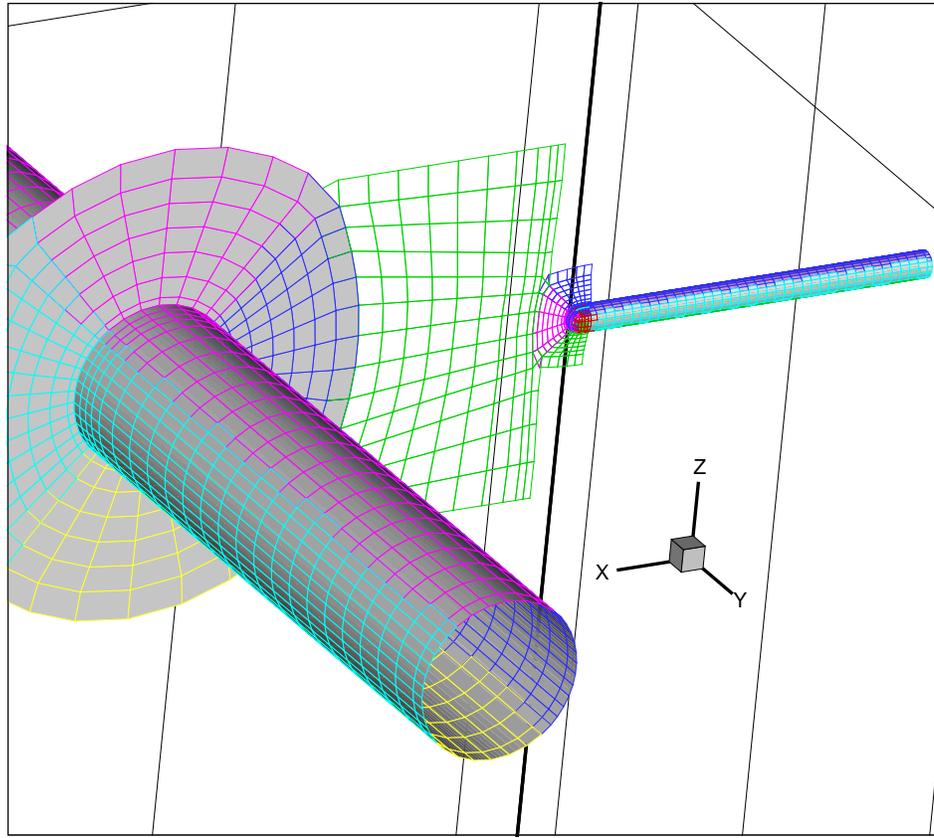


Abbildung 7.4: Numerisches Gitter (3D) der Flachstrahldüse mit Rohrgeometrie als Target.

realen Ausführung in Abbildung 6.2 (Seite 78) abgebildet ist. Zur Veranschaulichung der Aufweitung des Rechengitters zeigt Abbildung 7.4 die Flachstrahldüse und das zu beschichtende Rohr. In diesem Bild ist nicht das gesamte Rechengebiet, der Skizze 7.3 zu entnehmen, wiedergegeben. Die Gittergestaltung an der ebenen Platte erfolgt analog.

Allen Gittern gemein ist das Bemühen, die Form der Kontrollvolumen dem Quadrat respektive dem Würfel möglichst anzunähern und bei der Streckung (Längen-, Flächen- und Volumenverhältnisse) von einem zum nächsten Kontrollvolumen den Faktor 1,3 nicht zu überschreiten. Die Datenstruktur und der numerische Löser erlauben zwar beliebig geformte Kontrollvolumen, der numerische Fehler und die Genauigkeit der Rechnung werden jedoch mit jeder Abweichung vom kubischen, äquidistanten Gitter größer beziehungsweise verschlechtert.

7.2 Numerische Berechnung der Düsenströmung

Bei der Pulverlackierung wird der Partikeltransport durch die Gasströmung dominiert [39, 86, 19, 10, 1, 13, 4, 6]. Die Düsencharakteristik und die Kabinenströmung haben daher eine wichtige Funktion bei der Lackierung und sind bei der Berechnung möglichst genau zu bestimmen. Die Düsenströmung wurde vollständig berechnet und nicht als Randbedin-

gung vorgegeben. Randwert am Anfang eines 200 mm langen Rohres ist ein Blockprofil für die Einströmgeschwindigkeit entsprechend dem aus dem Experiment vorgegebenen Volumenstrom. Die Düse befindet sich am Ende des Rohres mit einem Innendurchmesser von 12 mm. Bei dieser Lauflänge hat sich sowohl numerisch, als auch experimentell eine Rohrströmung ausgebildet (Abbildung 7.5 zeigt gemessene Profile der Strömung aus dem Innenrohr der Pulverlackierpistole ohne Düse). Die charakteristische Düsenströmung entsteht durch die Form des jeweiligen Düsenkopfes. Um die Gittergestaltung nicht unnötig zu komplizieren, wurde das Gehäuse der Lackierpistole zur Gestalt dieses Innenrohres vereinfacht. Eine genauere Ausgestaltung der tatsächlichen Form des Pistolengehäuses lässt keine Verbesserung der Berechnung des Lackiervorgangs erwarten, da die Umströmung des Pistolengehäuses für den Partikeltransport irrelevant ist.

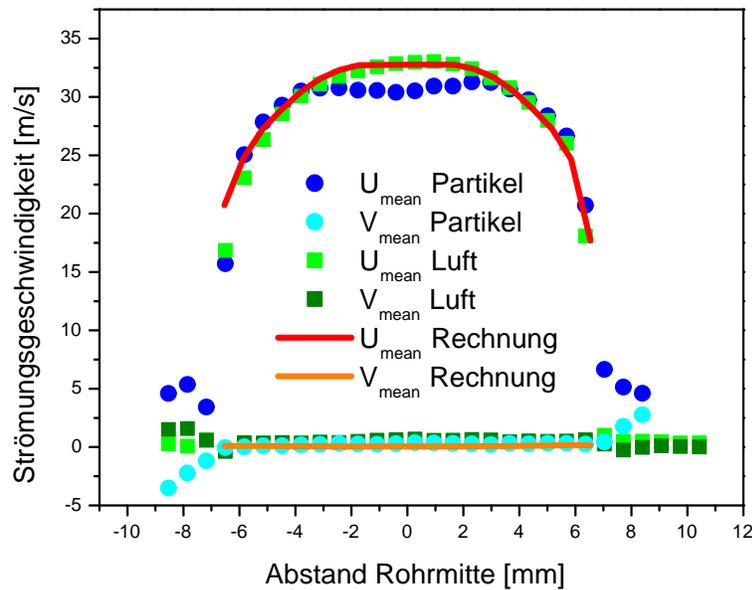


Abbildung 7.5: Gemessene und berechnete Strömungsgeschwindigkeiten aus dem Innenrohr der Pistole.

Bei den zunächst angefertigten 2D Rechnungen zeigten sich allerdings sehr schnell die Nachteile der zweidimensionalen Betrachtung: Physikalisch gesehen handelt es sich um eine Strömung, die sich in der fehlenden Raumrichtung symmetrisch um einen Meter (bedingt durch die Wahl der Einheiten) verlängert und in dieser Richtung keine Störungen erfährt. Konsequenz dieser Annahme ist, dass der Volumenstrom nicht richtig eingestellt werden kann. Ein axialsymmetrischer Ansatz löst dieses Problem. Die Symmetrie wird jedoch durch die Richtung der Schwerkraft und der Kabinenströmung verletzt. Trotz dieser bewusst in Kauf genommenen Vereinfachungen (Volumenstrom) liegen die zweidimensionalen Rechenergebnisse in vielen Punkten nahe an der Realität, wie ein Vergleich mit den Messungen zeigt (Abb. 7.6) und in [25, 26]. Demgegenüber kann die Flachstrahldüsenströmung zweidimensional nicht befriedigend gerechnet werden. Der Grund hierfür liegt in der geschlitzten Halbkugelform der Düse, die eine ganz bestimmte Abstrahlcharakteristik

besitzt, die erst durch die dreidimensionale Modellierung wiedergegeben werden konnte. Insgesamt ergibt sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Genauigkeit der Randwerte und der Übereinstimmung der Simulation mit den Messungen. Das entspricht der Aussage, dass ein Rechenergebnis um so genauer ausfällt, je exakter die physikalischen Bedingungen bekannt sind und implementiert wurden. Für manche Fragestellungen kann es durchaus sinnvoll sein, die weniger aufwändige zweidimensionale Berechnung zu wählen.

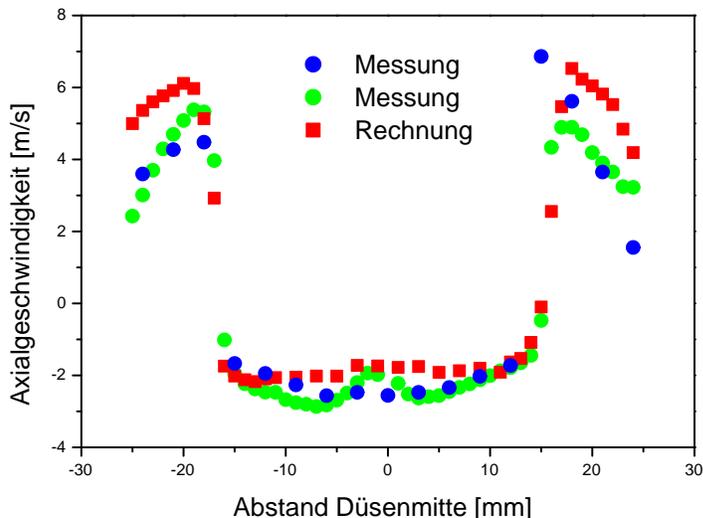


Abbildung 7.6: Vergleich Messung - Rechnung, Düsenströmung am Prallteller, 2D.

Der Einfluss der elektrostatischen Feldkraft auf die Partikelbewegung ist gering. Das konnte in den Messungen und Rechnungen bestätigt werden (siehe hierzu Kapitel 6.2, Abbildungen 6.6, 6.9 sowie 6.7 und 6.8). Eine gute Partikelaufladung ist dennoch wesentlich für das Beschichtungsergebnis [87, 39, 149]. Eine zu hohe Ladung jedoch führt zum „Rücksprühen“, zu durchschlagsartigen Entladungsvorgängen in der Schicht und hinterlässt typische Krater im Lack. Die Koronaentladung als Quelle freier Ionen und Ladungsträger ermöglicht die ausreichende Aufladung des bis zu dreifachen Massendurchsatzes gegenüber der Triboaufladung. Die Messungen der Partikelladung, die eine vergleichbare Ladung für beide Aufladungstechniken zeigten (Kap. 2.4.3, beispielsweise Abb. 2.4), deuten darauf hin, dass es zusätzlich einen begrenzenden Faktor für die Ladung des Einzelpartikels gibt. Als Ursache kommen entweder die Aufladezeit, ein Gleichgewicht mit umgebender Ladung oder Materialeigenschaften in Frage. Die genaue Beschreibung des Aufladeprozesses ist noch Teil aktueller Forschung. Generell kann man feststellen, dass die Möglichkeiten zur Beeinflussung und Optimierung der applizierten Ladungsmenge relativ gering sind. Bei Tribopistolen sind ausschließlich die Stoffeigenschaften und, sekundär, die Strömungsführung im Sprühorgan verantwortlich. Bei Koronapistolen liegt letztlich eine Kombination aus Tribo- und Feldaufladung [129, 86] vor. Die Ausdehnung der Koronazone geht in geringen Grenzen ausschließlich mit der angelegten Spannung einher und ist in jedem Fall auf die unmittelbare Elektrodenumgebung beschränkt. Die bisher in der Praxis verwendete Methode, eher mehr als weniger Spannung anzulegen, erscheint vor diesem

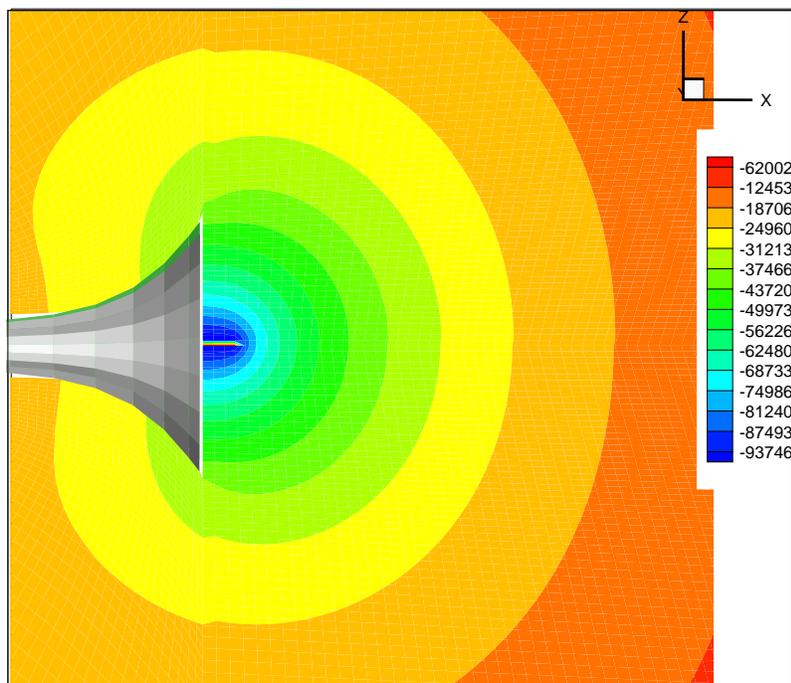


Abbildung 7.7: Detail des elektrostatischen Potentials bei der Pralltellerdüse.

Hintergrund als sinnvoll. Für die Partikelaufladung sind, wie in Kapitel 2.4 dargelegt, die lokale Feldstärke und die Ionendichte die bestimmenden Faktoren und nicht unbedingt die Größe der Koronazone, die ohnehin von den wenigsten Partikeln durchströmt wird. Bei der Beschichtung von „umbauten“ Teilen oder Bauteilen mit Einbuchtungen treten bei Koronapistolen häufig Probleme mit dem Faraday-Effekt auf, die zu einer Überbeschichtung der Kanten und zu einer Aussparung des Innenraumes führen. Sofern es nicht möglich ist, die Sprührichtung entsprechend geeignet zu wählen, werden hierfür entweder Tribopistolen verwendet oder spezielle Konstruktionen wie die ionenarme Düse, bei der in der Nähe der Hochspannungsnadel geerdete Elektroden angeordnet sind, um einen großen Teil der entstehenden freien Ionen wieder zu entfernen. Diese und ähnliche Konstruktionen stellen die einzige Möglichkeit dar, einen unerwünschten Einfluss des Feldes zu beschränken und dennoch die Partikelladung in Grenzen bestimmen zu können. Die Kontrolle der Partikelladung ist bei der Tribotechnik fast unmöglich. Da hier die Materialeigenschaften entscheidend sind, kann bestenfalls für eine Anwendung mit immer demselben Pulverlack über die Variation des Pistoleninnenlebens eine Optimierung vorgenommen werden.

7.2.1 Die Flachstrahldüse

Die Abbildungen 7.9 zeigen Ergebnisse der berechneten Strömung der Flachstrahldüse. Das Sprühbild entsteht, indem die Rohrströmung verengt und durch einen länglichen Schlitz geleitet wird. Die besondere Strahlcharakteristik ist gut aufgelöst, die Geschwindigkeiten werden richtig ermittelt. Die Strahlcharakteristik zeichnet sich unter anderem durch einen höheren Impuls beider Phasen in der Sprühwolke aus, der langsamer abgebaut

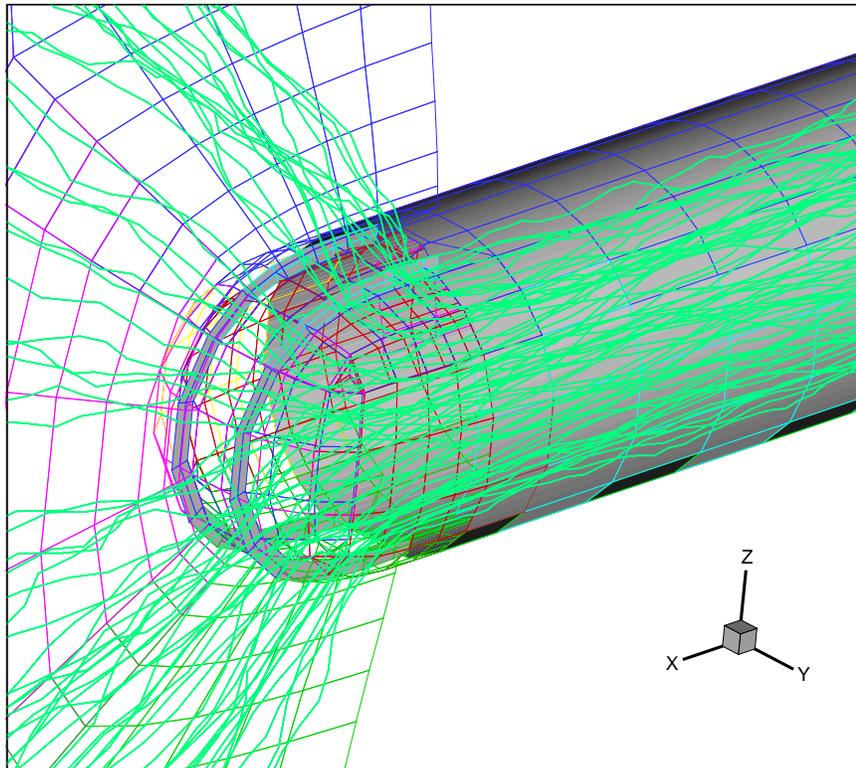


Abbildung 7.8: Partikelbahnen beim Verlassen der Flachstrahldüse.

wird als bei der Pralltellerdüse. Die Flachstrahldüse ist folglich weniger empfindlich gegen äußere Störungen, dafür aber auch nicht für alle Anwendungen geeignet, da sie leicht einen nicht unerheblichen Overspray erzeugt. Das Strömungsfeld der Flachstrahldüse ist im wesentlichen unbeeinflusst von der Kabinenluftströmung, eine Verschiebung des Kernstrahles aus der Mittelachse erfolgt nur geringfügig. Zur Beschichtung großer ebener Flächen ist sie daher am besten geeignet und am weitesten verbreitet.

Die berechneten Geschwindigkeitsprofile sind etwas zu weit aufgefächert. Der gemessene scharfe Rand des Sprühstrahles wird von der numerischen Lösung nicht vorhergesagt. Einen gewissen Einfluss (der aber nicht mehr nachvollzogen werden kann) könnte die Einstellung der Düse haben. Das hier vermessene Modell besitzt einen verschiebbaren Ring, sichtbar in Abbildung 6.3, der die Tiefe des Schlitzes veränderlich macht. In den Rechnungen wurde von einer Einstellung „Schlitz ganz offen“ ausgegangen. Bei einigen Messungen befand sich der Ring allerdings ganz vorn. Hierdurch wird die Aufweitung des Sprühstrahles beschränkt, die Geschwindigkeiten ändern sich nur unwesentlich. Dies wurde experimentell beobachtet und daraufhin numerisch nachempfunden. Das Ergebnis der Rechnungen ist im Vergleich in Abbildung 7.10 dargestellt. Der wesentliche Unterschied liegt in der Aufweitung des Strahles durch die seitlichen Strömungen (blaue Vektoren oben und unten an der Düse).

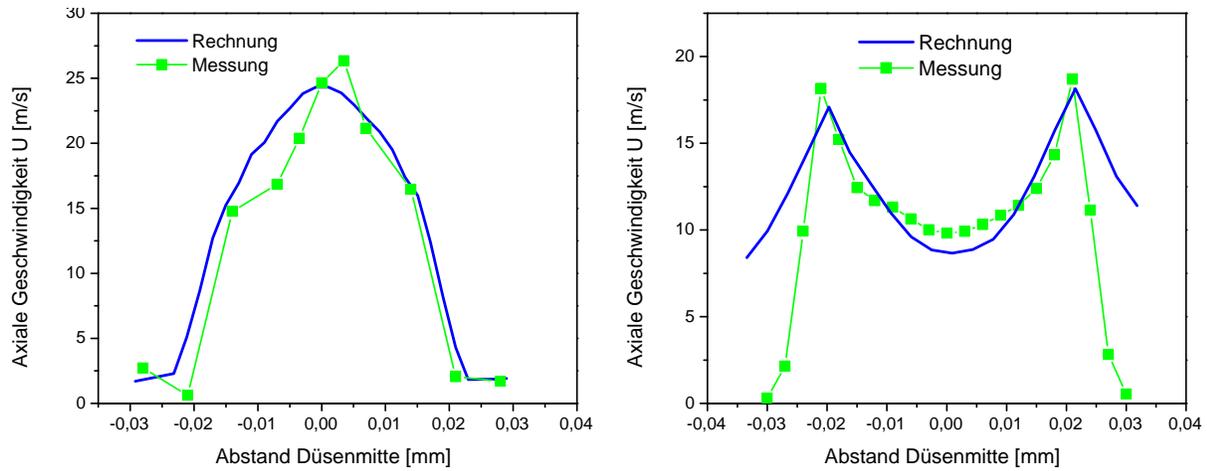


Abbildung 7.9: Vergleich der gemessenen und errechneten Strömungsgeschwindigkeiten bei Flachstrahldüse, Axial-Geschwindigkeit, direkt an der Düse (links) und 30mm stromab (rechts) .

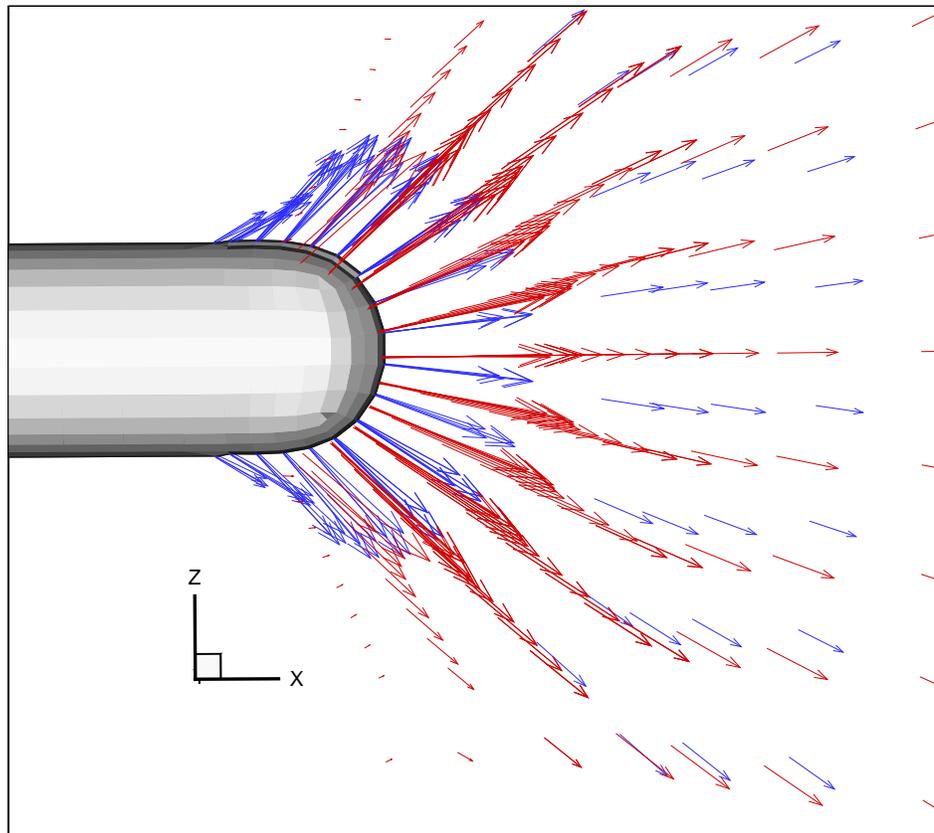


Abbildung 7.10: Geschwindigkeitsvektorfeld der Flachstrahldüse bei unterschiedlichen Einstellungen der Düsen Schlitztiefe, gerechnet. Rot = Ring vorne, Blau = Ring hinten.

7.2.2 Die Pralltellerdüse

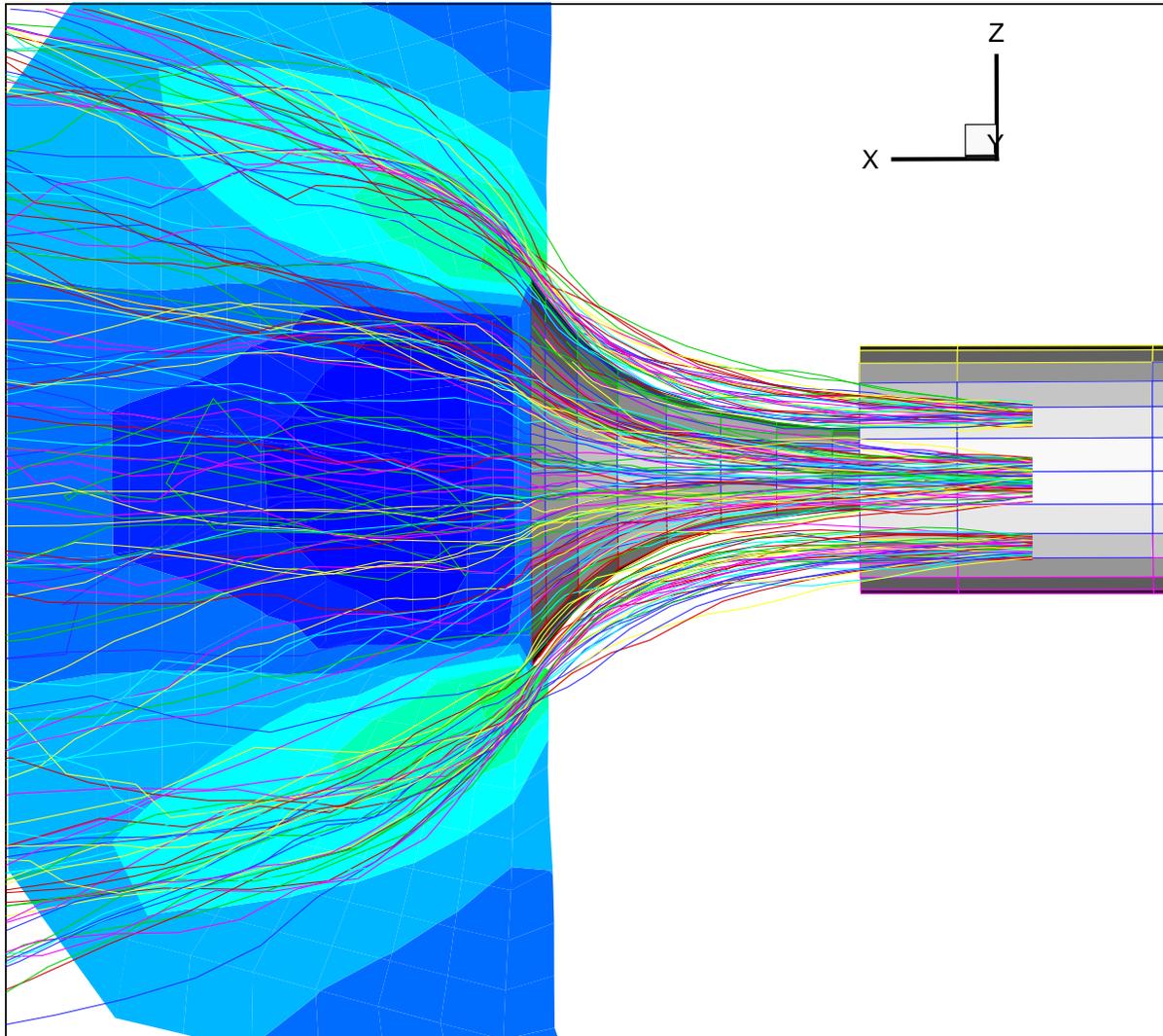


Abbildung 7.11: Partikelbahnen der Pralltellerdüsenströmung, als Kontur unterlegt ist die Axialgeschwindigkeit des Gases.

Die Pralltellerdüse hat eine vollständig andere Abstrahlcharakteristik. Das Prallobjekt im vorderen Teil der Düse dient dazu, den starken Anfangsimpuls umzulenken und den Strahl damit aufzuweiten und insgesamt zu verlangsamen. Die Kabinenluft hat hier folglich einen wesentlich deutlicheren Einfluss. Bei Rechnungen mit höheren Geschwindigkeiten ($> 0,4 \text{ m/s}$) hat sich gezeigt, dass der Strahl der Pistole zu stark gestört und nach unten abgelenkt wird. Es ist kein vernünftiges Beschichten möglich. Während für die Flachstrahldüse auch Kabinenluftgeschwindigkeiten über $0,3 \text{ m/s}$ noch akzeptabel erscheinen, ist es bei der Pralltellerdüse eher angeraten, die Kabinenluftströmung moderat zu halten. Bei den Berechnungen mit der Pralltellerdüse wird daher eine Kabinenluftströmung von $0,15 \text{ m/s}$ angenommen. Eine Ablenkung der gesamten Düsenströmung in Richtung der Kabinenluftabsaugung ist hier zu bemerken (Abbildung 7.15). Bei der Be-

schichtung des Rohres beispielsweise wird die untere Hälfte deutlich stärker beschichtet als die obere. Die Schichtdickenverteilung auf der ebenen Platte nach dem Einbrennen des Lackes lässt die Verschiebung noch erkennen (Abbildung 6.9, Seite 83).

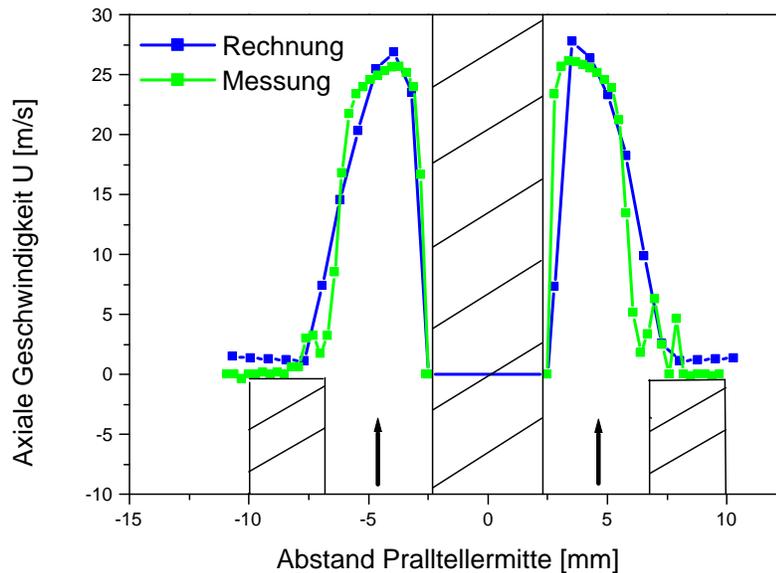


Abbildung 7.12: Vergleich Messung – Rechnung direkt am Ringspalt der Pralltellerdüse, Axialgeschwindigkeit.

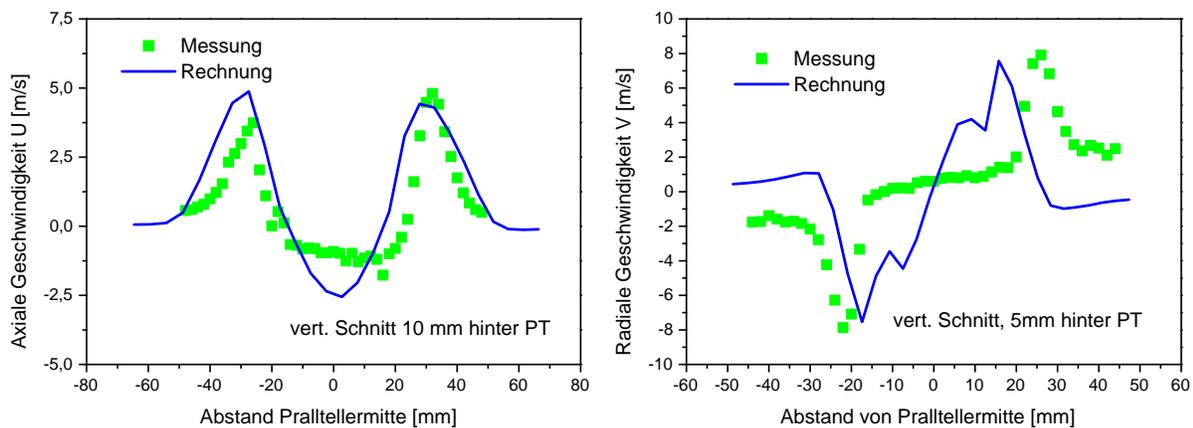


Abbildung 7.13: Vergleich Messung – Rechnung im Nahbereich (5 und 10mm stromabwärts) der Pralltellerdüse, Axial (links) und Radial (rechts) .

Die Prallteller selbst sind auswechselbar und in unterschiedlicher Gestalt und Größe verfügbar. Bei den Rechnungen und Messungen wurde ein Prallteller typischer Form und,

mit einem Durchmesser von 25 mm, mittlerer Größe gewählt. Die Berechnungen stimmen in der Axialkomponente sehr gut überein (Abb. 7.12, 7.13 links). Bei der Radialkomponente (Abb. 7.13 rechts) wird die Umlenkung der Strömung von der Berechnung nicht richtig wiedergegeben. Als Ursache hierfür wird zum einen das verwendete Turbulenzmodell und zum anderen die numerisch viel zu niedrig vorhergesagte Partikel-Wand-Stoßhäufigkeit am Prallteller angenommen. Gerade diese Stöße sind für den hohen Radialimpuls mancher, überwiegend schwerer Partikel verantwortlich. In diesem Bereich außerhalb der Düsenströmung wird auch der größte Schlupf zwischen den Phasen beobachtet. Das Ergebnis der Rechnung entspricht eher dem Sprühbild der kleineren Pralltellerdüse (Abb. 7.14, $\varnothing = 17\text{mm}$), was die Vermutung stützt. Ebenfalls sind in dieser Abbildung die „Strähnen“ im äußeren Bereich des Sprühkegels der mit dem Prallteller kollidierten Partikel zu erkennen.

7.3 Strömungsverhältnisse in der Lackierkabine

Der wesentliche Mechanismus zum Transport des Pulvers auf das Substrat ist die Luftströmung. Bedingt durch ihre Feinheit folgen die Partikel trotz Hochspannung der Strömung sehr gut. Dies kann bisweilen störend wirken, wenn die Partikel an einen nicht erwünschten Ort getragen werden. Der Effekt kann auch positiv zur Verbesserung des Auftragswirkungsgrades genutzt werden. Die Luftströmung wird durch mehrere Einflüsse erzeugt. Es gibt zum einen die Förderluft, die die Partikel aus dem Vorratsbehälter durch die Pistole transportiert. Der größte Luftmengenumsatz in der Düse erfolgt aber durch die Düsenluft, deren Massenstrom über eine Kontrolleinheit regelbar ist. Der Massenumsatz der Förderluft ist im Gegensatz dazu unbekannt. Seine Größe kann nur abgeschätzt werden. Ein weiterer wesentlicher Einfluss besteht in der Kabinenluftströmung, die zur Absaugung und eventuellen Rückführung des Oversprays benötigt wird.

In den Abbildungen (7.15, 7.16) wird ein anschaulicher Vergleich der gemessenen Geschwindigkeitsprofile mit den gerechneten Geschwindigkeitsfeldern gegeben. Es ist gut zu erkennen, dass die wesentlichen Strukturen der Strömung richtig ermittelt wurden. Der Impuls wird durch die Form und Anordnung des Pralltellers nach kurzer Lauflänge abgebaut. Schon nach einem relativ kurzen Abstand hinter der Düse sind die Geschwindigkeiten auf moderate Werte abgefallen. Das Strömungsfeld in der Nähe des Objektes ist deutlich homogener als bei der Flachstrahldüse. Darin liegt auch der wesentliche Vorteil der Pralltellerdüse. Als nachteilig erweist sich das Rückstromgebiet vor dem Prallteller, das vorwiegend durch den Strömungsabriss an dessen Kanten entsteht. Abhilfe könnte hier eine stärkere Sekundärluft durch die Pralltellermitte schaffen. Allerdings würde durch eine solche Konstruktion wieder eine Düsencharakteristik ähnlich der der Flachstrahldüse geschaffen.

Die Partikelbahnen entstehen, indem einzelne Partikelpakete auf ihrem Weg durch das Strömungsfeld verfolgt werden, wie bereits in Kapitel 3.3 erläutert. Die Abbildungen der Trajektorien enthalten hierbei immer nur eine geringe Anzahl von Paketen, da sonst die Darstellung sehr unübersichtlich würde. Die Berechnungen der Lackschichten entstehen im Gegensatz dazu aus einigen zehntausenden Partikelpaketen. Auskunft über den Auftragswirkungsgrad erhält man ebenfalls, da der Verbleib jedes einzelnen Paketes abgespeichert

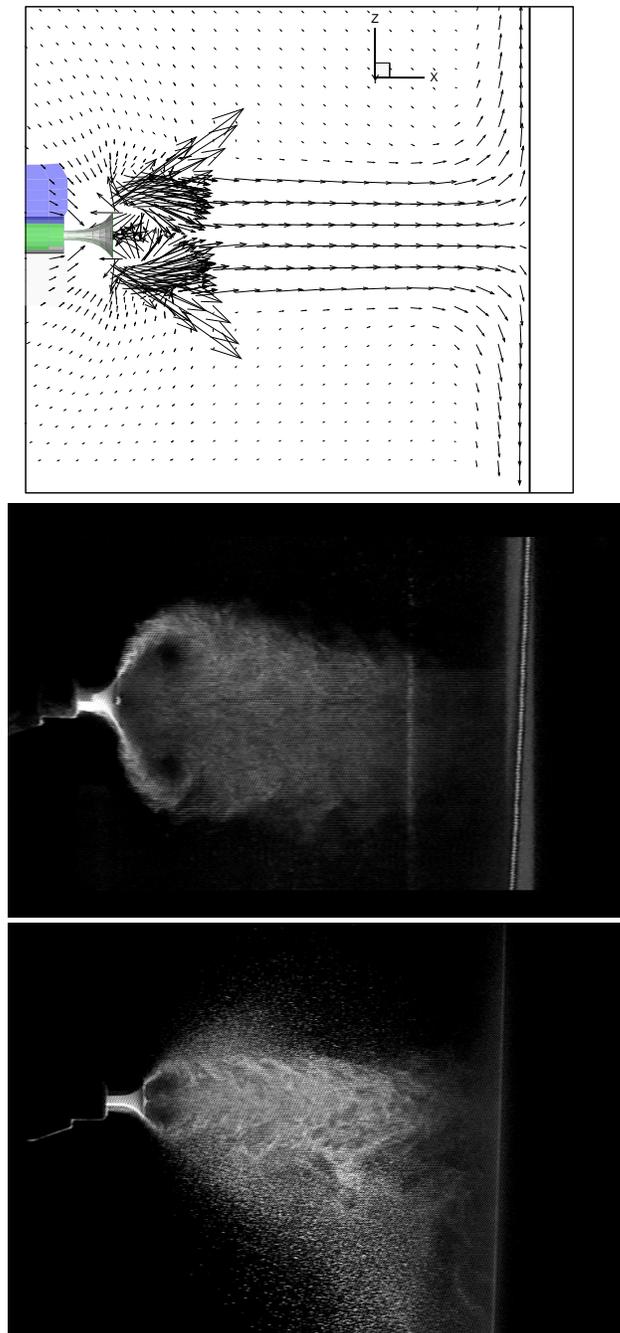


Abbildung 7.14: Pralltellerdüsenströmung, ganz oben Ergebnis der Rechnung (Gasströmung, 25 mm Prallteller), darunter Laserlichtschnitt mit Durchmesser 25 mm und ganz unten mit Durchmesser 17 mm.

wird, und somit festgestellt werden kann, ob ein Partikelpaket an der Wand haften geblieben ist, ob es durch die Absaugung im Boden die Kabine verlassen hat oder tatsächlich auf dem Substrat deponiert wurde. Dadurch lässt sich eine Aussage über das zu erwartende Beschichtungsergebnis gewinnen. Über die lokale Anzahl und die Größenverteilung am Ort bestimmt sich die erhaltene Schicht. Der Vergleich mit dem Experiment wird

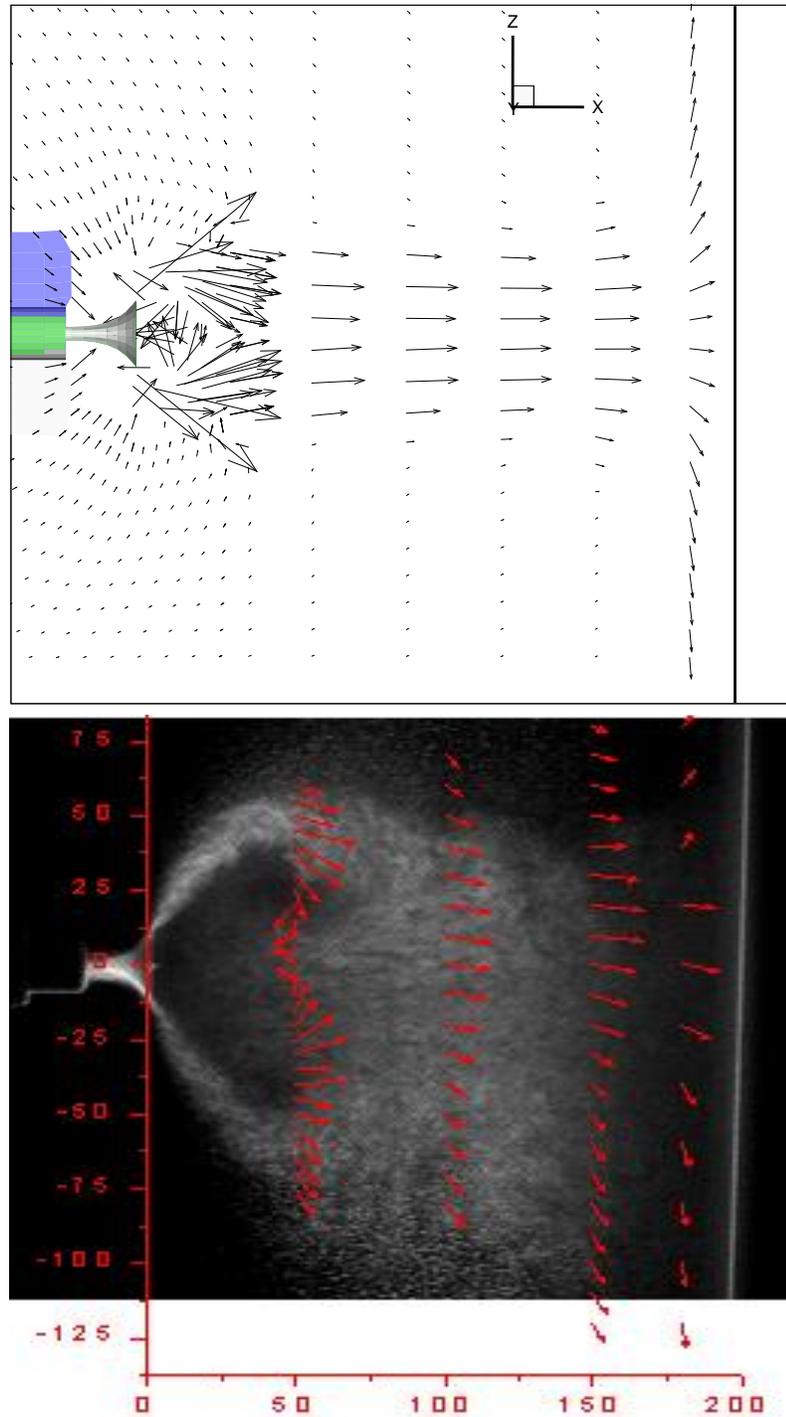


Abbildung 7.15: Strömung zwischen Pralltellerdüse und Platte, oben: numerische Vorhersage der Gasströmung, Sinkluftgeschwindigkeit: 0,15 m/s, unten: experimentell ermittelte Partikelgeschwindigkeit, Sinkluftgeschwindigkeit: 0,4 m/s, Vektoren aus Laser-Doppler-Messwerten über Laserlichtschnittbild. Die Werte auf der Abszisse sind der Abstand zwischen Prallteller und Substrat in mm.

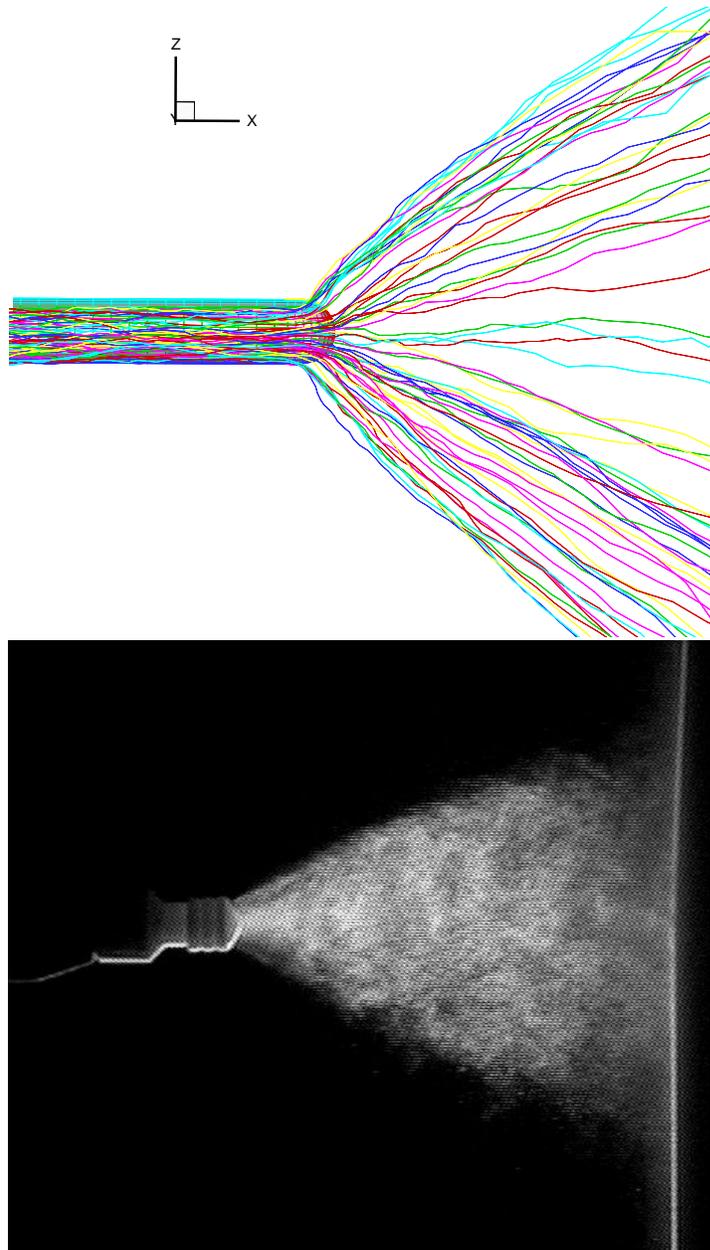


Abbildung 7.16: Strömung zwischen Flachstrahldüse und Platte, oben: numerische Vorhersage, unten: experimentell, Laserlichtschnittbild.

allerdings erschwert, da die experimentell gemessene Schichtdicke erst nach dem Einbrennen ermittelt werden kann. Die breite Information über Partikelort, -größe, usw. aus den Rechenergebnisse kann leider nicht zum Vergleich verwendet werden, sondern lediglich durch Summation und Mittelung reduziert, um mit den Messungen verglichen werden zu können. Ein solcher Vergleich wird im folgenden Kapitel gegeben.

7.4 Berechnete und gemessene Schichtdicken

Der numerisch ermittelte Auftragswirkungsgrad dieser Beschichtung mit der Flachstrahldüse mit den eingestellten Betriebsparametern liegt bei 95,02 %. Dieser gute Wert ist letztlich den idealen Beschichtungsbedingungen des Testfalles zuzuschreiben. Die Beschichtung der ebenen Platte aus einem relativ geringen Abstand lässt einen sehr geringen Overspray erwarten. Die Pralltellerdüse liefert einen geringfügig besseren Wert. Der numerisch vorhergesagte Auftragswirkungsgrad liegt hier bei 96,79 %. Experimentell wurden in vier Messungen Werte zwischen 92,76 % bis 100,66 % gefunden. Der Mittelwert lag hier bei $96,31 \pm 3,65$ %. Experimentell wurde eine ganze Messreihe von Auftragswirkungsgraden (mit unterschiedlichen Objektabständen und Hochspannungen) erstellt, die eine deutliche Streuung aufwiesen und dabei kaum eine Systematik erkennen lassen. Die angegebenen Werte sind den 4 Messungen entnommen, die dem modellierten Fall entsprechen: Lackierabstand 200 mm, mit Hochspannung und Sinkluft. Messungen des Auftragswirkungsgrades bei der Tribopistole oder der Flachstrahldüse stehen nicht zur Verfügung.

Bei der Rohrbeschichtung wurde auf die Ermittlung des Auftragswirkungsgrades verzichtet, da keine experimentellen Vergleichswerte zur Verfügung standen, numerisch gelangten allerdings die meisten Partikel an die Rückwand, den Boden oder durch die Absaugung im Boden nach außen. Der numerische Auftragswirkungsgrad bei der Rohrbeschichtung war mit beiden Düsen sehr gering (ca. 30 %).

7.4.1 Beschichtung der ebenen Platte

Abbildung 7.18 zeigt eine numerisch ermittelte Schichtdicke. Die Objekte müssen wegen der sich schnell aufbauenden Grenzsichtdicke (durch Abschirmung von der Erdung werden keine weiteren Partikel deponiert) an der Sprühpistole vorbei bewegt werden. Eine statische Schicht lässt sich daher nicht ermitteln. Die numerische Schichtdicke wurde deshalb durch eine Summation der deponierten Partikel in der Bewegungsrichtung (Y-Achse) des Objektes errechnet. Aus diesem zweidimensionalen (X- / Z-Achse) Feld der deponierten Partikelanzahlen wird auf die Gestalt der zu erhaltenden Schicht geschlossen. Die Volumina der deponierten Partikel in einem Bereich ΔX (oder Z) werden aufsummiert. Daraus ergibt sich die generelle Gestalt der numerisch vorhergesagten Schicht. Da eine Partikelanzahl von einigen hunderttausend mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Anzahl beim tatsächlichen Beschichtungsprozess beteiligter Partikel (100 g enthalten $\approx 10^{10}$ Partikel mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$), wird die Schichtdicke auf die experimentelle Dicke linear expandiert. Eine Vergleichbarkeit mit den Experimenten wird dadurch erreicht. Die Umverteilung von Partikeln in der Schicht und das Zerfließen beim Einbrennvorgang bleibt bei dieser Methode unberücksichtigt.

Die Pralltellerdüse hat eine gänzlich unterschiedliche Abstrahlcharakteristik. Wie bereits in Kapitel 7.2.2 verdeutlicht, ist der Sprühkegel der Pralltellerdüse aufgeweitet und durch geringere Geschwindigkeiten gekennzeichnet. Die Partikelladung wird erst nach Verlassen der Düse zugegeben - entsprechend dem Aufladevorgang der ebenfalls erst hier beginnt. Es ist zu erkennen, dass der Sprühkegel aufgeweiteter und gleichmäßiger verteilt auf der Platte auftritt, als dies bei der Flachstrahldüse der Fall ist. Dennoch ist die numerisch er-

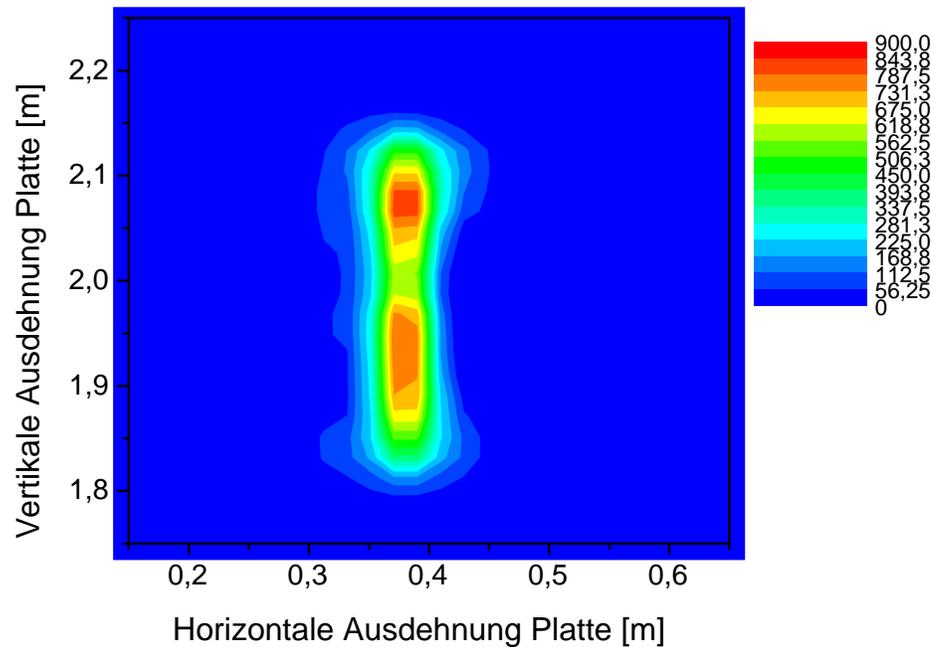


Abbildung 7.17: Anzahlverteilung deponierter Partikel auf Platte mit Flachstrahldüse als Beispiel für ein numerisches, statisches Sprühbild. Der Nullpunkt des Koordinatensystems liegt im Boden der Lackierkabine. Der Mittelpunkt der Platte ist in $X = 0,4$ m und $Y = 2,0$ m. Ihre Ausdehnung ist horizontal über die gesamte Kabinenbreite, vertikal 1 m, entsprechend von $Y = 1,5$ m bis $2,5$ m.

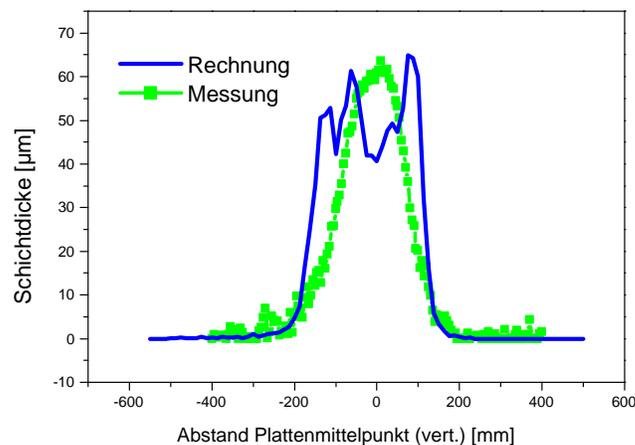


Abbildung 7.18: Schichtdickenverteilung auf Platte mit Flachstrahldüse.

mittelte Schichtdicke in Abbildung 7.19 stark abweichend vom experimentellen Ergebnis. Der Schichtverlauf wurde nicht richtig ermittelt. Die Ursache hierfür wird in den in der Berechnung deutlich zu gering ausfallenden Partikel-Wand-Kollisionen am Prallteller gesehen. Dadurch entstehen numerisch keine Strahlen außerhalb des Sprühkegels, und auch

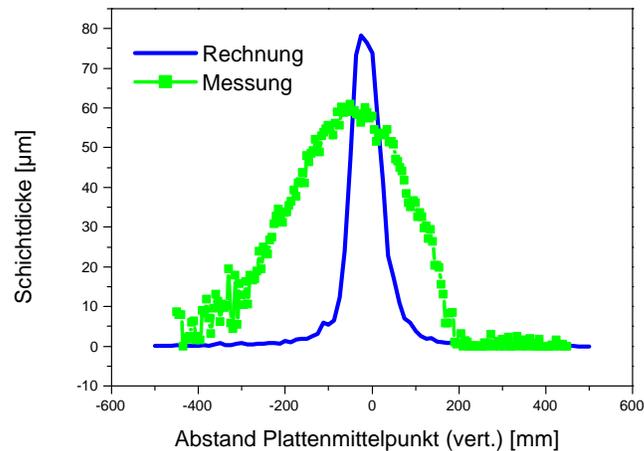


Abbildung 7.19: Schichtdickenverteilung auf Platte mit Pralltellerdüse (Korona).

der Sprühkegel selbst bleibt zu eng. Im experimentellen Schichtverlauf ist am unteren Ende zusätzlich ein Bereich von Partikeln zu erkennen, die unter stärkerem Schwerkrafteinfluss gestanden haben müssen. Dies könnte auf eine Agglomeratbildung hindeuten, die experimentell nicht untersucht und numerisch nicht in Betracht gezogen wurde.

7.4.2 Beschichtung des horizontalen Rohres

Eine gänzlich andere Anforderung an das Sprühbild stellt die Beschichtung eines Rohres. In Abbildung 7.20 sind die Geschwindigkeiten der Partikel vor dem Anhaften an der Oberfläche dargestellt. Zu erkennen ist, dass tatsächlich ein Umgriff stattfindet. Allerdings wurde in Übereinstimmung mit dem Experiment festgestellt, dass dieser nicht zur vollständigen Beschichtung der Rückseite führt. Ursache hierfür ist vermutlich der Sprühabstand, oder der recht hohe Impuls der Partikel. Bedingt durch den Sprühabstand haben viele Partikel bereits einen sehr großen Abstand zum Rohr erlangt und können nicht mehr appliziert werden. Abbildung 7.16 verdeutlicht diesen Sachverhalt.

Die Beschichtung des Rohres mit der Pralltellerdüse führte zu einem erstaunlichen, aber unbefriedigenden Ergebnis. Das Rohr wird, in Übereinstimmung mit dem Experiment, hauptsächlich an der Unterseite beschichtet. Der Umgriff ist sehr gering. Abbildung 7.20 zeigt die Geschwindigkeitsvektoren deponierter Pulverpartikel. Die zugehörigen Schichtdickenverteilungen sind in Abbildung 7.22 dargestellt. Für einen guten Umgriff ist jedoch nicht hauptsächlich die Feldstärke verantwortlich. Es wurde sogar festgestellt, dass ein besserer Umgriff ohne äußeres Feld erreicht wurde [86]. Die Schlussfolgerung daraus ist, dass für einen guten Umgriff die Umströmung des Objektes möglichst turbulent, aber mit möglichst geringer Hauptgeschwindigkeitskomponente erfolgen sollte [87]. Bei der Beschichtung mittels Tribotechnik sind Unterschiede zur Korona zu erkennen. Die Sprühkegel weisen in beiden Fällen die gleichen wesentlichen Merkmale auf. Der Schwerpunkt der Anzahlverteilung verschiebt sich ohne Hochspannung aber etwas mehr nach unten in

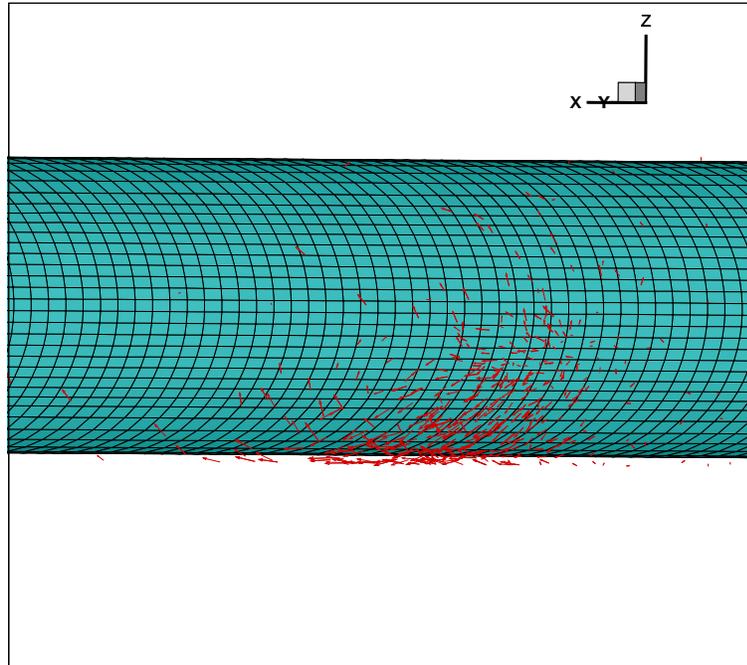


Abbildung 7.20: Geschwindigkeitsvektoren der Partikel beim Deponieren auf dem Rohr, Pralltellerdüse, räumliche Darstellung.

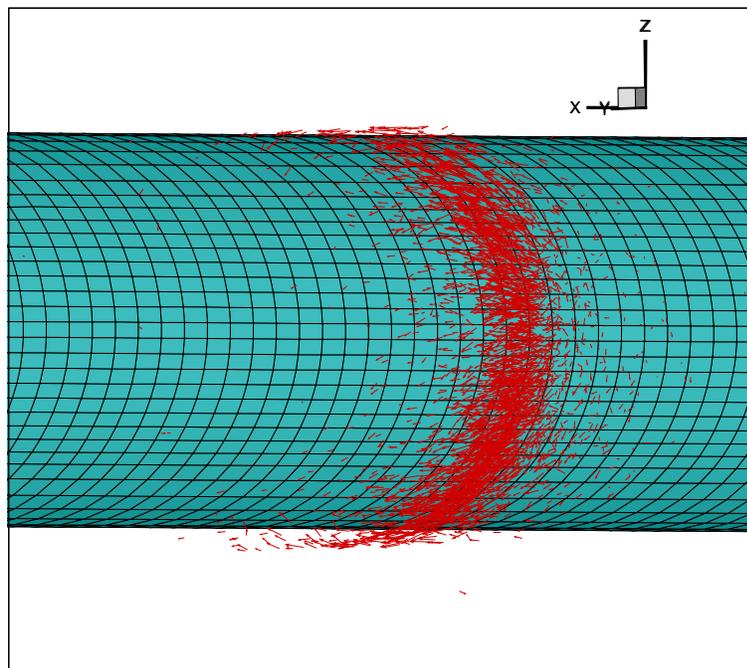


Abbildung 7.21: Geschwindigkeitsvektoren der Partikel beim Deponieren auf dem Rohr, Flachstrahl, räumliche Darstellung.

Richtung der Schwerkraft und der Sinkluftkomponente. Der stabilisierende Einfluss des elektrostatischen Feldes zeigt sich im Vergleich zur Tribo-Beschichtung. Die Charakteristik der Düse bleibt jedoch von dem verwendeten Auflademechanismus weitgehend unbeeinflusst. Das Beschichtungsergebnis wird allerdings vom verwendeten Auflademechanismus sehr wohl beeinflusst.

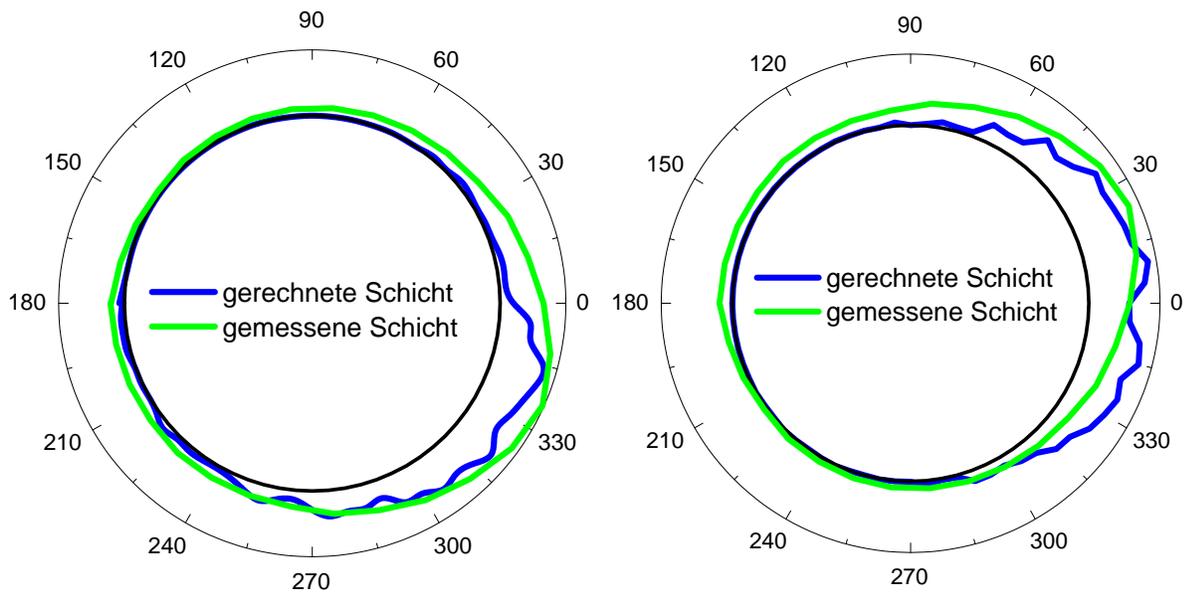


Abbildung 7.22: Berechnete Schichtdicke auf Rohr, Prallteller (links) und Flachstrahl (rechts), Anströmung von rechts.

Die Schichtdickenverteilungen geben die unterschiedliche Düsencharakteristik am deutlichsten wieder. Bei der Flachstrahldüse liegt das Maximum ziemlich genau auf dem Düsenmittelpunkt, was auch der reduzierten Sinkluft (0,15 m/s) zuzuschreiben ist. Die Breite der Beschichtung stimmt gut mit dem Experiment überein. Die Reichweite des Umgriffes wurde korrekt bestimmt.

Für beide Düsentypen wurde die Beschichtung der Oberseite etwas zu gering bestimmt. Das könnte an einer zu geringen Statistik liegen, da Partikel aus der Kabine die sich auf der Oberseite ablagern, nicht mitbestimmt werden konnten. Der Umgriff wurde in seiner Ausdehnung richtig, die Schichtdicke der Rückseite aber nur annähernd vorhergesagt. Auch hier ließe sich eventuell eine genauere Vorhersage durch eine Erhöhung der Partikelzahlen um den Faktor 100 erreichen. Die Anzahl der hier berechneten Partikelbahnen ist hinreichend für einen signifikanten statistischen Wert und das Ergebnis kann sich für weitere Partikelbahnberechnungen nur noch geringfügig ändern. Eine solche Verbesserung der Auflösung ginge allerdings mit einer immensen Erhöhung der Rechenzeit einher.

7.5 Diskussion der Rechenergebnisse im Vergleich zum Experiment

Anhand der hier vorgestellten experimentellen und numerischen Untersuchungen des Pulverlackierprozesses konnte eine genauere Kenntnis der Wirkungsweise einzelner Einflussparameter auf den Beschichtungsprozess dargestellt werden. Es konnte gezeigt werden, dass das entwickelte Simulationsprogramm zuverlässig die physikalischen Zusammenhänge des Beschichtungsprozesses wiedergibt. Trotz einiger Diskrepanzen zwischen Messung und Rechnung konnte anschaulich gezeigt werden, wie mittels numerischer Berechnung die Leistungsfähigkeit einer Lackieranlage vorhergesagt werden kann. Damit steht eine kostengünstige Möglichkeit der gezielten Entwicklung, beispielsweise von Prototypen, zur Verfügung. Mit steigender Rechnerleistung sind sicherlich auch Hilfestellungen bei der Lösung von Schwierigkeiten an, oder Problemen mit bestehenden Anlagen zu erwarten. Bedingt durch die sehr starken Größenunterschiede von Zehntelmillimetern im Bereich der Düse auf einige Meter als Ausdehnung einer Beschichtungsanlage ist zu empfehlen, auf numerische Programme zurückzugreifen die die Möglichkeit der lokalen Gitterverfeinerung bieten. Für Beschichtungsprobleme an Kanten oder in Senken durch unzureichende Schichtdicken sollte die vorgestellte Methode um ein Modell zum Schichtaufbau erweitert werden. Dies kann als Anreiz für weitere Arbeiten gesehen werden.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden turbulente Zweiphasenströmungen unter Einfluss elektrostatischer Felder numerisch und experimentell untersucht. Es wurden hierfür experimentell die Laser-Doppler-Anemometrie und numerisch die Euler-Lagrange-Methode eingesetzt. Die verschiedenen einwirkenden Kräfte wurden bezüglich ihrer Bedeutung und numerischen Modellierung diskutiert. Grundlage der Untersuchungen waren zwei technische Anwendungen solcher Zweiphasenströmungen: der Elektroabscheider und die Pulverlackierung. Die Beispiele ähneln sich, da jeweils eine geerdete Oberfläche mit geladenen Partikeln beschichtet wurde. Sie unterscheiden sich aber ganz wesentlich in der Partikelgrößenverteilung und in der Orientierung des elektrostatischen Feldes zur Hauptströmungsrichtung. Wie gezeigt werden konnte, lassen sich dadurch verschiedene Effekte beobachten. Die elektrostatische Feldkraft nimmt in ihrem Einfluss mit der Partikelgröße ab. Für sehr feine Partikel ist sie hingegen ein sehr wirksames Hilfsmittel deren Bewegungsverhalten zu verändern, folgen sie doch ansonsten annähernd ideal der Gasströmung.

Der Einfluss der elektrischen Feldkräfte beruht aber nicht nur auf der Umlenkung oder Beschleunigung der dispersen Phase, sondern wie anhand von Geschwindigkeitsmessungen mit dem Laser-Doppler-Anemometer gezeigt werden konnte, auch in einer Modifikation des Turbulenzgrades. Die Schwankungsgeschwindigkeiten werden dabei nicht, wie zunächst erwartet, lediglich in Feldrichtung verstärkt, sondern es bleibt die vorhandene Isotropie der Turbulenz weitgehend erhalten. Dieser Effekt ist proportional zur Feldstärke und weitgehend unabhängig von der mittleren Kanalgeschwindigkeit U_b . Übliche Erklärungsansätze weisen hier Lücken auf, da sie entweder dem Isotropie-Erhalt oder der Unabhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit - und damit von den Ladungsträgern - widersprechen. Eine Resonanzentfachung durch die sehr hohe Koronafrequenz scheidet ebenfalls aus, da hier keine Anregung normal zur Feldrichtung erfolgen würde und die Ladungsträger nicht in der Lage sind ihr zu folgen. Sehr wahrscheinlich ist daher ein Mechanismus, der auf der Volumenkraft, die ähnlich wie ein Druckgefälle wirkt, beruht.

Der in dieser Arbeit beschrittene Weg der numerischen Berechnung solcher Strömungsphänomene weist eine ganze Reihe an Vereinfachungen der physikalischen Zusammenhänge auf. Diese beziehen sich auf dynamische Vorgänge, deren Zeitskalen wesentlich kleiner sind als die der untersuchten Prozesse oder auf Kräfte, deren Anteil an der Gesamtkraft sehr gering ist. Als Beispiele für kurze Zeitskalen seien hier die Dynamik der Partikelaufladung und für geringen Anteil an der Gesamtkraft die Magnus-Kraft genannt. Es konnte gezeigt werden, dass diese Annahmen zulässig sind. Die oben angesprochene Steigerung der Partikelschwankungsgeschwindigkeiten konnte nicht vorhergesagt werden. Hierfür fehlen bis heute geeignete Modelle. Zur Entwicklung und Validierung müssten Messungen der Gasströmung isoliert zur Verfügung stehen. Die Euler-Lagrange-Methode bietet sich für die Berechnung von turbulenten Gas-Feststoffströmungen besonders an, da sie es ermöglicht unterschiedliche Partikeleigenschaften zu berücksichtigen. Bei vielen Prozessen treten breite Größenverteilungen und / oder Gemische von Materialien mit unterschiedlichen Dichten auf. Bei der Wechselwirkung mit elektrostatischen Feldern tritt die größenabhängige Partikelladung hinzu. Diese Größen lassen sich bei der Euler-Lagrange-Methode direkt in die Berechnungen einbeziehen. Darin liegt der Vorteil gegenüber der Euler-Euler-Methode, die eine andere Möglichkeit darstellt, diese Zweiphasenströmungen zu berechnen. Die

Euler-Euler-Methode bietet den Vorzug, dass die Partikelanzahlen realistisch in jedem Kontrollvolumen berechnet werden können. Ein weiterer Vorteil der hier verwendeten Euler-Lagrange-Methode liegt in der unkomplizierten Handhabung. Die Lösung der elektrostatischen Feldgleichungen gemeinsam mit den Navier-Stokes-Gleichungen verringert den Aufwand zusätzlich und stellt sicher, dass an jedem Partikelort die lokale Gasgeschwindigkeit und Feldstärke vorliegt. Der hier vorgestellte Ansatz lässt sich auch mit kommerziellen Programmpaketen realisieren, vorausgesetzt die Programme bieten gut dokumentierte Nutzerschnittstellen. Eine Bedingung für die Erzeugung freier Ionen in Luft ist eine hohe Feldstärke, die mit einem starken Gradienten einhergeht. Eine Elektrode ist daher zwangsläufig mit einem sehr engen Krümmungsradius ausgestattet, die Gegenelektrode wird eher große, ebene Flächen aufweisen. Dadurch ergibt sich ein großer Streckungsfaktor in der Geometrie zur Erzeugung der Rechengitter. Numerische Löser mit der Möglichkeit zur lokalen Gitterverfeinerung (entweder durch tetraedrische Gittervernetzung oder durch lokale Einbettung von Gitterpunkten in bestehende hexaedrische Kontrollvolumen) sind daher gerade bei der Berechnung ganzer Anlagen sehr zu empfehlen.

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des Einflusses elektrostatischer Felder auf Gas-Feststoffströmungen in Bezug auf die numerische Modellierung dieses Systems. Die vorgestellten experimentellen Untersuchungen bieten hierfür einen Testfall, mit dem numerische Lösungen validiert werden können. Die bekannten Turbulenzmodelle sind in der derzeitigen Form nicht in der Lage, die vielfach beobachtete Steigerung der Partikelschwankungsgeschwindigkeiten vorherzusagen. Eine Weiterentwicklung ist abhängig von geeigneten experimentellen Daten, zu denen auch die vorgestellten Messungen im Versuchselektroabscheider gezählt werden dürfen. Die numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit zeigen, dass eine von den Strömungsbedingungen entkoppelte Berechnung des elektrostatischen Feldes auch für diese Gas-Feststoff-Strömungen zulässig ist. Weiter konnte mit der Euler-Lagrange-Methode der Pulverlackierprozess beschrieben werden. Die erhaltenen Daten über den Vorgang der Deposition (Ort, Partikelgröße, -ladung und -geschwindigkeit) können in einem nächsten Schritt zur Simulation des Schichtaufbaus verwendet werden.

Es kann zusammenfassend gesagt werden, dass mit der Euler-Lagrange-Methode ein numerisches Hilfsmittel zur Verfügung steht, mit dem schnell und kostengünstig Schwachstellen in Prozessen, bei denen Gas-Feststoffströmungen unter elektrostatischen Feldern beteiligt sind, gefunden werden können. Die Entwicklung und Prüfung von Prototypen kann so einfacher und kostengünstiger gestaltet werden. Auch die Optimierung von bestehenden Systemen kann gezielter durchgeführt werden. Für weiterführende Arbeiten wird angeregt, die Turbulenzerzeugung durch elektrostatische Feldkräfte und Ionendrift gezielt zu untersuchen. Experimentell sind hierzu zwei Wege denkbar: einmal die größenabhängige Messung der Partikelgeschwindigkeiten und zum anderen die Bestimmung der Gasgeschwindigkeit selbst. Dazu sind allerdings nur Methoden (wie etwa die Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF)), die keinerlei partikelartige Tracer als Informationsträger verwenden, geeignet. Mit diesen Messungen könnte entschieden werden, welcher Mechanismus für die Turbulenzzentfaltung verantwortlich ist - die Ionendrift von Molekülen oder die Schlupfgeschwindigkeit der geladenen Partikel. Damit stünden dann die notwendigen Informationen für die numerische Beschreibung der Turbulenz in diesen Systemen zur Verfügung.

Summary

The presented thesis dealt with the influence of electrostatic field forces on turbulent two phase flows. Therefore experimental (laser doppler anemometry) and numerical (Euler-Lagrange-method) methods were used. The different particular forces were discussed considering their meaning for numerical modelling. The investigations were founded on two technical processes that use electrostatic fields to control the solid phase: the electrostatic precipitator and the powder painting. These processes have many similarities despite one specific difference, the orientation of the field force to the main flow direction, which is parallel in the one case and perpendicular in the other. As could be shown, this is leading to different effects. The influence of the electrostatic field force is decreasing with increasing particle diameter, but for small and very small (submicron) particles this technique is nevertheless very useful, since otherwise these particles tend to follow the main flow regime almost ideally.

The experiments in the test-precipitator showed an additional influence to the deviation from the main flow: the fluctuating velocities were modified by the electrostatic field. The modification was imposed in a way, that there is a certain isotropy observed, somehow in contradiction to the existing theories. This is due to the proportionality with the field force and the equality in the perpendicular and parallel direction of the force and flow field. Therefore it was not possible to find the corresponding fluctuating velocities in the numerical results. A mechanism based on the volume force of the space charge, which is acting like a pressure gradient, is expected to be responsible, but could not be validated.

A number of simplifications were undertaken in the numerical modelling in this thesis, which are legitimated by the results. Most of the simplifications are based on short time scales, shorter than the process dominating ones, or on very small contributions of particular forces to the total force. An example for the time scale is the dynamic of particle charging and for a particular force the Magnus force. Unlike the Euler-Euler-method the Euler-Lagrange-method has the advantage that many different particle properties can be considered. The solving of the electrostatic field equations together with those ones for the flow field is proven to be useful, the advantage is to have field values on the same grid nodes. The disadvantage of needing a particular fine grid (at places of strong gradients, like near the high voltage electrode) can be minimized if a numerical solver which allows to locally refine the numerical grid is used.

The aim of the thesis was to investigate the influence of the electrostatic field with a focus on the numerical modelling. The presented experiment can be a testcase for further developments. The numerical results showed that an independent calculation of the electrostatic field and the flow conditions is also valid for dilute gas-solid flows. The calculated values of the particle deposition can serve directly taken for the modelling of coating layers.

As a conclusion it can be stated that the Euler-Lagrange-method is a useful tool to quickly and economically investigate flaws in processes with gas-solid flows under the influence of electrostatic fields. A hint for further research is to focus on the underlying gas flow regime and its fluctuating velocities. With this information a numerical model describing the particle flow completely should be found.

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

A		Koeffizienten des algebraischen Gleichungssystems
A_c		Beschleunigung durch elektrische Feldkraft
B		magnetische Feldstärke in Gl. 2.20
B		Transferzahlen nach Spalding
b	$[\text{m s}^{-1} \text{ V}]$	Ionenbeweglichkeit
c_w		Widerstandsbeiwert
c_{vm}		Beiwert virtuelle Masse
D	$[\text{A s}]$	„Maxwellscher Verschiebungsstrom“ in Gl. 2.28
D	$[\text{m}]$	Durchmesser
E	$[\text{V m}^{-1}]$	elektrische Feldstärke
F	$[\text{N}]$	Kraft
g	$[\text{m s}^{-2}]$	Erdbeschleunigung
J	$[\text{A s}^{-1} \text{ m}^{-2}]$	Stromdichte
k	$[\text{m}^{-2} \text{ s}^{-2}]$	turbulente kinetische Energie
L	$[\text{m}]$	Länge
m	$[\text{kg}]$	Masse
n		Anzahl
N_0	$[\text{m}^{-3}]$	Ionendichte
p	$[\text{N m}^{-2}]$	Druck
q	$[\text{C}]$	Ladung
R	$[\text{m}]$	Rohrradius (innen)
R_{fpi}		Lagrangescher Korrelationskoeffizient zwischen Fluid - und Partikel - Geschwindigkeitsschwankungen
R_L		Lagrangescher Zeitkorrelationskoeffizient
R_E		Eulerscher Ortskorrelationskoeffizient
S_ϕ		Quellterme der kontinuierlichen Phase in den diskretisierten Gleichungen
$S_{\phi p}$		Quellterme der dispersen Phase in den diskretisierten Gleichungen (Mittelwert)
t	$[\text{s}]$	Zeit
T	$[\text{°K}]$	Temperatur
T_E	$[\text{s}]$	Eulersches Integrales Zeitmaß
T_L	$[\text{s}]$	Lagrangesches Integrales Zeitmaß
\vec{U}	$[\text{m s}^{-1}]$	Geschwindigkeitsvektor

u, v, w	$[\text{m s}^{-1}]$	Komponenten der Geschwindigkeitsschwankungen
U, V, W	$[\text{m s}^{-1}]$	Komponenten der mittleren Geschwindigkeit
U_0	$[\text{V/m}]$	angelegte Hochspannung
V	$[\text{m}^3]$	Volumen
x, y, z	$[\text{m}]$	Ortskoordinate

Griechische Symbole

α		empirischer Potenzfaktor zur Reibungskraft
α_p		Partikelkonzentration
Γ	$[\text{m}^2 \text{s}^{-1}]$	allgemeiner Diffusionskoeffizient
γ		Unterrelaxationsfaktor
ε	$[\text{m}^2 \text{s}^{-3}]$	Dissipationsrate
ε_p	$[\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-3}]$	Partikelquellterm für die turbulente kinetische Energie k
η_K	$[\text{m}]$	Kolmogorov - Längenmaß
μ	$[10^{-6}]$	Einheitenvorfaktor
μ	$[\text{N s m}^{-2}]$	dynamische Viskosität
μ_t	$[\text{N s m}^{-2}]$	turbulente Viskosität
∇		Differentialoperator
ν	$[\text{m}^2 \text{s}^{-1}]$	kinematische Viskosität
ρ_f	$[\text{kg m}^{-3}]$	Dichte des Fluids (Luft)
ρ_i	$[\text{C m}^{-3}]$	Raumladungsdichte
ρ_{ic}	$[\text{C m}^{-3}]$	Raumladungsdichte in der Coronazone
σ	$[\text{m s}^{-1}]$	rms - Wert der Geschwindigkeitsschwankungen
τ_p	$[\text{s}]$	Partikelrelaxationszeit
τ_K	$[\text{s}]$	Kolmogorov - Zeitmaß
Φ		skalares Potential
$\omega, \vec{\Omega}$	$[\text{° s}^{-1}]$	Winkelgeschwindigkeit

Tiefe Indizes

a	äussere
Ba	Basset Term
Co	Gesetz von Coulomb
El	elektrisches Feld
i	Ionen

KH	Korteweg-Helmholtz Kraft
L	Lorentz Kraft
Ma	Magnus-Effekt
mg	Magnetisierung
f	fluidbezogen
fp	Fluidelement
p	partikelbezogen
R	Reibung
rel	Relativwert zwischen Fluid- und Partikelgröße
Sa	Saffmankraft
s	Sättigungswert
vm	virtuelle Masse
W	Widerstand

Hohe Indizes

F	Formwiderstand in Gl. 2.3
F	entlang der Fluidbahn
P	entlang der Partikelbahn
R	Reibungswiderstand
t	Zeit
$+$	Wandkoordinate
$*$	modifiziert
$'$	Schwankungswert
\sim	Momentanwert
$-$	Mittelwertbildung

Kennzahlen

Ma	Machzahl
Re	Reynoldszahl
Re_K	Kanalreynoldszahl
Re_p	Partikelreynoldszahl

Konstanten

c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_{Ba}	im Ausdruck für die Bassetkraft
c_{Ma}	im Ausdruck für die Magnussonkraft
C_μ, c_μ	Strukturkoeffizient
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$	im k - ε -Turbulenzmodell
$C_{\varepsilon 3}$	bei der Modellierung des Partikelquellterms für die Dissipationsrate
c_{vm}	im Ausdruck für die Kraft durch virtuelle Masse
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
κ	v. Kármán Konstante (= 0.41)
K	universelle Gaskonstante
μ_0	magnetische Feldkonstante im Vakuum
μ_r	relative magnetische Feldkonstante
π	Kreiszahl
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	im k - ε -Turbulenzmodell

Abkürzungen

DNS	Direkte Numerische Simulationen
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIF	Laser induzierte Fluoreszenz
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
PTV	particle tracking velocimetry
PIV	particle imaging velocimetry

Literatur

- [1] N. Abuaf and C. Gutfinger. Trajectories of charged solid particles in an air jet under the influence of an electrostatic field. *Int. J. Multiphase Flow*, 1:513–523, 1974.
- [2] T. Adachi, T. Murakami, and J. S. Chang. Analysis of flow field in ESP. In *Proc. 3rd Int. Conf. Electrostatic Precipitation, Albano Padova, Italy*, pages 363–368, 1987.
- [3] K. Adamiak. Numerical modelling of tribo-charge powder coating systems. *Journal of Electrostatics*, 40/41:395–400, 1997.
- [4] K. Adamiak. Numerical investigation of powder trajectories and deposition in tribo-charge powder coating. *IEEE*, ISSN 0-7803-4943-1/98:1898–1905, 1998.
- [5] K. Adamiak. Viscous Flow Model for Charged Particle Trajectories around a Single Square Fiber in an Electric Field. *IEEE Transact. on Indust. Appl.*, 35(2):352–358, March/April 1999.
- [6] K. Adamiak and J. Mao. Simulation of particle trajectories in tribo-powder coating. *IEEE*, ISSN 0-7803-3008-0/95:1273–1279, 1995.
- [7] F. S. Ali, T. E. Base, and I. I. Inculet. Mathematical modelling of powder paint particle trajectories in electrostatic painting. In *Proc. 29th IAS Annual Meeting Part 2*, pages 1432–1435, 1994.
- [8] F. S. Ali, T. E. Base, and I. I. Inculet. Mathematical modelling of powder paint particle trajectories in electrostatic painting. *IEEE Transact. on Indust. Appl.*, 36(4):992–997, 2000.
- [9] E. Anderson. *Engineering calculations for treater design with efficiency and power consumption data*. Unpublished report, Western Precipitation Company, Los Angeles, 1919.
- [10] M. L. Ang and P. J. Lloyd. Investigation of charged particle trajectories in electrostatic powder coating systems. *Int. Journal of Multiphase Flow*, 13(6):823–836, 1987.
- [11] P. Arendt and H. Kallmann. Über den Mechanismus der Aufladung von Nebelteilchen. *Zeitschrift für Physik*, XXXV:421–441, 1925.
- [12] D. I. Armour-Chelu, S. R. Woodhead, and R. N. Barnes. The electrostatic charging trends and signal frequency analysis of a particulate material during pneumatic conveying. *Powder Technology*, 96:181–189, 1998.
- [13] K. Asano, Y. Miyatathe, K. Yatsuzuka, and Y. Higashiyama. The effect of particle velocity on electrostatic particle sorting. *Journal of Electrostatics*, 42:17–23, 1997.

- [14] P. Atten, F. M. J. McCluskey, and A. C. Lahjomri. The Electrohydrodynamic Origin of Turbulence in Electrostatic Precipitator. *IEEE Transact. on Indust. Appl.*, 23(4):705–711, July/August 1987.
- [15] R. Aureille and P. Blanchot. Experimentelle Untersuchungen des Einflusses verschiedener Parameter auf den Wirkungsgrad eines Elektrofilters. *Staub Reinhaltung der Luft*, 31(9):371–375, 1971.
- [16] A. G. Bailey. Electrostatic phenomena during powder handling. *Powder Technology*, 37:71–85, 1984.
- [17] A. G. Bailey. The science and technology of electrostatic powder spraying, transport and coating. *Journal of Electrostatics*, 45:85–120, 1998.
- [18] A. G. Bailey, A. H. Hashish, and T. J. Williams. Drug delivery by inhalation of charged particles. *Journal of Electrostatics*, 44:3–10, 1998.
- [19] S. Banerjee and M. K. Mazumder. Adhesion of charged powders to a metal surface in the powder coating process. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 31(6):1243–1249, 1996.
- [20] K. Bauckhage, G. Schulte, and T. Scholz. Atomization of water based metallic paint by means of electrostatic rotary atomizers. In *ICLASS-94 Rouen, France, paper XII-4*, pages 1010–1018, 1994.
- [21] S. Bernstein and C. T. Crowe. Interaction between electrostatics and fluid dynamics in electrostatic precipitators. *Environment International*, 6:181–189, 1981.
- [22] F. E. Bille. Kontrolliert beschichten mit Pulvermengenregelung. *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 8:24–27, 1998. (Bezieht sich auf BMW Pulverbeschichtungsanlage).
- [23] J. Böhm. *Electrostatic precipitators*. Elsevier, Amsterdam, 1982.
- [24] P. Bosch and H.-J. Wagner. *Energie und Umweltbelastung*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992.
- [25] C.-U. Böttner, G. Kohnen, and M. Sommerfeld. Numerical calculations of the interaction between fluid dynamics and electrostatics applied to the powder painting process. In *ILASS-EUROPE'98 Manchester, July 6–8, England*, pages 639–640, 1998.
- [26] C.-U. Böttner, G. Kohnen, and M. Sommerfeld. Numerical calculation of the behavior of charged particles in turbulent two-phase flows. In *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting FEDSM'99, San Francisco, July 18–22, USA*, 1999. Paper Nr. 7880.

- [27] C.-U. Böttner and M. Sommerfeld. Numerical and experimental investigation of particle collection process in electrostatic precipitator. In H. Cremer, K. Leschonski, S. Pratsinis, and R. Weichert, editors, *PARTEC 2001 International Congress for Particle Technology*, page 96. NürnbergMesse GmbH, 2001.
- [28] A. W. Bright and R. P. Corbett. Electrostatic powder coating in industry - a survey of recent advances and future developments. *Electr. Methods Mach., Forming Coating, London*, 133:38–44, 1975.
- [29] C. Buccella. Quasi-static and dynamical computation of V-I characteristics of a dust-loaded pulse-energized electrostatic precipitator. *IEEE Trans. Industry Applications*, 35(2):366–372, 1999.
- [30] C.-L. Chang and H. Bai. An experimental study on the performance of a single discharge wire-plate electrostatic precipitator with back corona. *J. Aerosol Sci.*, 30(3):325–340, 1999.
- [31] S. Chauzy and S. Soula. Contribution of the ground corona ions to the convective charging mechanism. *Atmospheric Research*, 51:279–300, 1999.
- [32] P. Cherukat, J. B. McLaughlin, and D. S. Dandy. A computational study of the inertial lift on a sphere in a linear shear flow field. *Int. J. of Multiphase Flow*, 25:15–33, 1999.
- [33] H. J. Cho, I. S. Kang, Y. C. Kweon, and M. H. Kim. Numerical study of the behavior of a bubble attached to a tip in a nonuniform electric field. *Int. J. of Multiphase Flow*, 24(3):479–498, 1998.
- [34] B. S. Choi and C. A. J. Fletcher. Computation of particle transport in an electrostatic precipitator. *Journal of Electrostatics*, 40/41:413–418, 1997.
- [35] J. N. Chubb. Corona charging of practical materials for charge decay measurements. *Journal of Electrostatics*, 37:53–65, 1996.
- [36] R. Cochet. Lois charge des fines particules (submicroniques) études théoretiques – controles récents spectre de particules. *Colloq. Intern. Centre Natl. Rech. Sci.*, 102:331–338, 1961.
- [37] P. Cooperman. A new theory of precipitator efficiencys. *Atmospheric Environment Pergammon Press*, 5:541–551, 1971.
- [38] D. Covert, A. Wiedensohler, and L. Russell. Particle charging and transmission efficiencys of aerosol charge neutralizers. *Aerosol Science and Technology*, 27:206–214, 1997.
- [39] M. Cowley. *Powder Coating, Vol. II; A practical guide to equipment, processes and productivity at a profit*. John Wiley & Sons Ltd in association with SITA Technology Limited, Chichester, England, 1999.

- [40] M. Crawford. *Air Pollution Control*. McGraw-Hill Publishing Company, New Delhi, 1980.
- [41] J. Cross. Adhesion of electrostatic powder coatings. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 27 (Chapter 3):202–214, 1975.
- [42] J. A. Cross. *Electrostatics*. Adam Hilger, Bristol, England, 1987.
- [43] J. A. Cross and A. Cetronio. Frictional charging and powder coating. *IEEE Transactions of the Institute of Metal Finishing*, 55:174–176, 1977.
- [44] C. Crowe, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji. *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press, Boca Raton, 1998.
- [45] M. Cudazzo and J. Domnick. PULVERBESCHICHTEN - Der richtige Dreh - Sichere Kreislaufführung von Dry-Blend-Pulverbeschichtungsmaterialien. *Metalloberfläche*, 55(4):46–47, 2001.
- [46] M. Cudazzo, J. Domnick, K. Pulli, T. Steigleder, and U. Strohbeck. PULVERBESCHICHTEN - Pulverlackieren ohne Kreislaufschwäche - Neue Methoden zur Prozesssicherung. *Metalloberfläche*, 54(1):40–45, 2000.
- [47] M. Cudazzo, U. Hoffmann, and R. Hruschka. Untersuchung der einflußgrößen und ihrer zusammenhänge beim pulverlackkreislauf. Technical report, IPA, Institut für Produktionstechnik und Automatisierung der Fraunhofer Gesellschaft, 1997. Erhältlich über die Universitätsbibliothek und TIB Hannover, - Deutsche Forschungsberichte -.
- [48] J. H. Davidson and P. J. McKinney. EHD flow visualization in the wire-plate and barbed plate electrostatic precipitator. *IEEE Trans. Industry Applications*, 27(1):154–160, 1991.
- [49] J. H. Davidson, P. J. McKinney, and P. Linnebur. Three-dimensional (3-D) model of electric field and space charge in the barbed plate-to-plate precipitator. *IEEE Trans. Industry Applications*, 32(4):858–866, 1996.
- [50] J. H. Davidson and E. J. Shaughnessy. Turbulence generation by electric body forces. *Experiments in Fluids*, 4:17–26, 1986.
- [51] W. Deutsch. Bewegung und Ladung der Elektrizitätsträger im Zylinderkondensator. *Annalen der Physik*, 68:335–344, 1922.
- [52] F. Durst, A. Melling, and J. H. Whitelaw. *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. Braun, Karlsruhe, 1987.
- [53] J. A. Earl, D. Ruffolo, H. L. Pauls, and J. W. Bieber. Comparison of three numerical treatments of charged particle transport. *The Astrophysical Journal*, 454(1):749–761, 1995.

- [54] W. Egli, U. Kogelschatz, E. A. Gerteisen, and R. Gruber. 3D computation of corona, ion induced secondary flows and particle motion in technical ESP configurations. *Atmospheric Environment Pergamon Press*, 40/41:425–430, 1997.
- [55] S. El-Khabiry and G. M. Colver. Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow. *Phys. Fluids*, 9(3):587–599, March 1997.
- [56] K. R. J. Ellwood and J. Braslaw. A finite-element model for an electrostatic bell sprayer. *Journal of Electrostatics*, 45:1–23, 1998.
- [57] A. A. Elmoursi and D. P. Garner. Electrostatic painting of plastics 2: Electric field effects. *Journal of Coatings Technology*, 64(805):39–44, 1992.
- [58] A. C. Eringen and G. A. Maugin. *Electrodynamics of continua, vol. II – Fluids and complex media*. Springer Verlag, New York, 1990.
- [59] F. G. Fan and G. Ahmadi. On the sublayer model for turbulent deposition of aerosol particles in the presence of gravity and electric fields. *Aerosol Science and Technology*, 21:49–71, 1994.
- [60] E. Faramawy, Moustafa, E. Weber, and H. Wigers. Staubkonzentrationsprofile in einem Versuchs-Elektrofilter. *Staub Reinhaltung der Luft*, 43(8):327–331, 1983.
- [61] P. L. Feldman, K. S. Kumar, and D. J. Helfritsch. Recent experience in controlling fine particles in ESP. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 312–324, 1996.
- [62] J. H. Ferziger and M. Perić. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1996.
- [63] G. Fettis. *Automotive Paints and Coatings*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1994.
- [64] M. Fischer. Verwertung und Entsorgung von Pulverlacken. *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 6:26–31, 1997.
- [65] R. A. Fjeld, D. Wu, and A. R. McFarland. Evaluation of continuum regime theories for bipolar charging of particles in the 0.3–13- μm diameter size range. *IEEE Transact. on Indust. Appl.*, 26(3):523–528, May/June 1990.
- [66] F. N. Frenkiel. Etude statistique de la turbulence - Fonctions spectrales et coefficients de corrélation. *Rapport Technique, O.N.E.R.A.*, 34, 1948.
- [67] S. Fujishiro, H. Fujimura, A. Zukeran, Y. Ehara, T. Ito, T. Takahashi, H. Kawakami, and T. Takamatu. Deposition of charged particles on the wall of an electrostatic precipitator. *J. Aerosol Sci.*, 30(1):679–680, 1999.

- [68] N. N. (Hosokawa Mikropul GmbH). Innovative wet electrostatic precipitator technology. *Filtration & Separation*, 35(5):433–435, 1998.
- [69] H. Gohl. Der SMART im Pulverkleid. *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 4:36–40, 1997.
- [70] A. Golovoy. Deposition efficiency in electrostatic spraying of powder coating. *Journal of Paint Technology*, 45(580):42–48, 1973.
- [71] A. Golovoy. Particle deposition in electrostatic spraying of powder coatings. *Journal of Paint Technology*, 45(585):68–73, 1973.
- [72] G. Golub and J. M. Ortega. *Scientific Computing*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1996.
- [73] J. H. Goo and J. W. Lee. Stochastic simulation of particle charging and collection characteristics for a wire-plate electrostatic precipitator of short length. *J. Aerosol Sci.*, 28(5):875–893, 1997.
- [74] W. D. Greason. Investigation of a test methodology for triboelectrification. *Journal of Electrostatics*, 49:245–256, 2000.
- [75] H. Gross. Zur Wirkung der Turbulenz in Elektroabscheidern. *Staub Reinhaltung der Luft*, 39(6):197–202, 1979.
- [76] T. Grupp. Neues Kleinstreparaturkonzept bei der Pulverbeschichtung. *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 9:48–49, 1997. (Bezieht sich auf SMART-Pulverlackierung).
- [77] H. T. M. Haenen. Experimental investigation of the relationship between generation and decay of charges on dielectrics. *J. Electrostatics*, 2:151–173, 1976.
- [78] B. Hakberg and S. Lundqvist. A theoretical model for electrostatic spraying and coating. *Journal of Electrostatics*, 214:255–268, 1983.
- [79] G. F. Hardy. Role of critical coating thickness in electrostatic powder deposition. *Journal of Paint Technology*, 46(599):73–82, 1974.
- [80] G. Hartmann. Theoretical Evaluation of Peek’s Law. *IEEE Transaction on Industry Applications*, 20(6):1647–1651, 1984.
- [81] Y. Higashiyama, Y. Ujiie, and K. Asano. Triboelectrification of plastics particles on a vibrating feeder laminated with a plastic film. *Journal of Electrostatics*, 42:63–68, 1997.
- [82] W. C. Hinds. *Aerosol Technology*. Wiley & Sons, New York, 1982.
- [83] K. Holzer. Aerosolabscheidungen aus Rauchgasen von Anlagen zur Verbrennung von Sonderabfällen. *Staub Reinhaltung der Luft*, 48:203–208, 1988.

- [84] M. N. Horenstein. Computation of corona space charge, electric field, and V-I characteristic using equipotential charge shells. *IEEE Transactions on Industry Applications*, IA-20(6):1607–1612, 1984.
- [85] D. Houi and R. Lenormand. Particle accumulation at the surface of a filter. *Filtration & Separation*, pages 238–241, July/August 1986.
- [86] J. F. Hughes. *Electrostatic Powder Coating*. Research Studies Press LTD, Letchworth, England, 1984.
- [87] J. F. Hughes. Powder Coating Technology. *Journal of Electrostatics*, 23:3–23, 1989.
- [88] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. W. de Gruyter, Berlin, New York, 1982.
- [89] M. A. M. Jamel. Electrostatic precipitation in atmospheric aerosols. *Environmental Monitoring and Assessment*, 32:193–204, 1994.
- [90] A. Jaworek, K. Adamiak, and A. Krupa. 3D model for trajectories of airborne particles near a charged spherical collector. In *Third International Conference on Multiphase Flow, Lyon, France*, pages 1–10, 1998.
- [91] A. Jaworek, A. Krupa, and T. Czech. Decomposition of hydrocarbons by back-corona discharges. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 505–510, 1996.
- [92] M. Jedrusik and M. Sarna. Modelling of the velocity field in electrostatic precipitator. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 184–189, 1996.
- [93] M. Jedrusik, A. Swierczok, and P. Modzel. Migration velocity and visualization of the trajectory of fly ash particles inside an electrostatic precipitator. *Journal of Electrostatics*, 44:77–84, 1998.
- [94] R. W. Johnson, editor. *The handbook of Fluid Dynamics*. CRC Press LLC, Boca Raton, 1998.
- [95] J. E. Jones and M. Davies. A critique of the Deutsch assumption. *J. Phys. D*, 25:1749–1759, 1992.
- [96] E. Josefsson. Pulvergrundierung von LKW-Fahrerkabinen – eine umweltverträgliche Alternative. *ABB Technik*, 9/10:38–42, 1996.
- [97] R. Joseph. What you might not know about electrostatic spray application. *Metal Finishing*, Environmental coating problems:58–59, 1999.
- [98] J. T. Jurewicz, D. E. Stock, and C. T. Crowe. Particle velocity measurement in an electrostatic precipitator with a laser velocimeter. *Atmospheric emissions and energy-source pollution*, 73(165):138–141, 1976.

- [99] G. A. Kallio and D. E. Stock. Computation of electrical conditions inside wire-duct electrostatic precipitators using a combined finite-element, finite-difference technique. *Journal of Applied Physics*, 59(6):1799–1806, 1986.
- [100] G. A. Kallio and D. E. Stock. Flow visualization inside a wire-plate electrostatic precipitator. *IEEE Trans. Industry Applications*, 26(3):503–514, 1990.
- [101] M. Khare and M. Sinha. Computer-aided simulation of efficiency of an electrostatic precipitator. *Environment International*, 22(4):451–462, 1996.
- [102] P. K. Khosla and S. G. Rubin. A diagonally-dominant second-order accurate implicit scheme. *Comp. & Fluids*, 2:207–209, 1974.
- [103] K. D. Kihm, M. Mitchener, and S. A. Self. Comparison of wire-plate and plate-plate electrostatic precipitators in laminar flow. *Journal of Electrostatics*, 17:193–208, 1985.
- [104] K. D. Kihm, M. Mitchener, and S. A. Self. Comparison of wire-plate and plate-plate electrostatic precipitators in turbulent flow. *Journal of Electrostatics*, 19:21–32, 1987.
- [105] S. H. Kim, H. S. Park, and K. W. Lee. Theoretical model of electrostatic precipitator for collecting polydisperse particles. *Journal of Electrostatics*, 50:177–190, 2001.
- [106] E. Kiss, M. Horvath, M. Sato, M. Nifuku, G. Hajos, I. Jenei, and M. Brendel. Removal of NO from flue and exhaust gases using non-thermal plasma technology. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 574–579, 1996.
- [107] W. Kleber and A. Lang. Triboelectrically charged powder coatings generated by running through holes and slits. *Journal of Electrostatics*, 40/41:237–240, 1997.
- [108] G. Kohnen. *Über den Einfluß der Phasenwechselwirkung bei turbulenten Zweiphasenströmungen und deren numerische Erfassung in der Euler-Lagrange Betrachtungsweise*. Shaker Verlag, Aachen, 1997.
- [109] S. Koncar-Djurdjevic and D. Petkovic. Untersuchungen zur änderung des elektrischen Widerstandes von Flugasche bei Sorption von Gasen und Dämpfen – Möglichkeiten zur Verbesserung der Entstaubungsgrade von Elektrofiltern; Teil 1: Eine neue Zelle zur Messung der Veränderung des elektrischen Pulverwiderstandes bei der Reaktion mit der Gasphase. *Staub Reinhaltung der Luft*, 37(6):221–224, 1977.
- [110] S. Koncar-Djurdjevic and D. Petkovic. Untersuchungen zur änderung des elektrischen Widerstandes von Flugasche bei Sorption von Gasen und Dämpfen – Möglichkeiten zur Verbesserung der Entstaubungsgrade von Elektrofilter; Teil 2: Einfluß der Wasserdampfsorption auf die änderung des elektrischen Widerstandes einiger Flugaschebestandteile. *Staub Reinhaltung der Luft*, 37(8):291–296, 1977.

- [111] A. G. Konstandopoulos and D. E. Rosner. The sticking fraction of inertially impacting particles on cylindrical and spherical collectors. *J. Aerosol Sci.*, 28(1):S89, 1997.
- [112] G. Koopmans. Discussion of „The electrohydrodynamic origin of turbulence in electrostatic precipitator. *IEEE Trans. Industry Applications*, 24(4):700–701, 1988.
- [113] G. Koopmans and Q. Hoogenboom. Corona wind in a plate-wire electrostatic precipitator. In *Proc. 3rd Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Albano Padova, Italy*, pages 495–501, 1987.
- [114] M. Kostoglou and A. G. Konstandopoulos. High Stokes number particulates deposit growth dynamic on a cylinder in cross-flow. *J. Aerosol Sci.*, 28(1):S651, 1997.
- [115] H. Krattenmacher. Theoretische Untersuchungen zur Anwendbarkeit bestehender Partikelauflademodelle bei der Simulation des Abscheidvorgangs in Elektrofiltern, Diplomarbeit, 1995. Institut für Elektroenergiesysteme und Hochspannungstechnik, Universität Karlsruhe (TH).
- [116] R. Kröger and R. Unbehauen. *Elektrodynamik*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1993.
- [117] A. Krupa, A. Jaworek, and T. Czech. Back-corona generated plasma for decomposition of (no)₂ in oxygen-free (n)₂: (no)₂ gas mixture. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 511–516, 1996.
- [118] R. Kümmel. *Energie und Kreativität*. B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Leipzig, 1998.
- [119] J. Kussin and M. Sommerfeld. Investigation of particle behaviour and turbulence modification in particle laden channel flow. In H. Cremer, K. Leschonski, S. Pratsinis, and R. Weichert, editors, *PARTEC 2001 International Congress for Particle Technology*, page 139. NürnbergMesse GmbH, 2001.
- [120] A. Küttner and R. H. Eping. Sichere Verarbeitung von Pulverlacken— Erste Erfahrungen mit einem Ladungsspektrometer. In *Proceeding of IS and T's NIP 14: International Conference on Digital Printing Technologies, Toronto, Canada*, pages 623–626, 1998.
- [121] A. Küttner and R. H. Eping. Theory and practice of a small toner-charge-spectrometer. In *Proceeding of IS and T's NIP 14: International Conference on Digital Printing Technologies, Toronto, Canada*, pages 623–626, 1998.
- [122] E. Lami, F. Mattachini, R. Sala, and H. Vigl. A mathematical model of electrostatic field in wires-plate electrostatic precipitators. *Journal of Electrostatics*, 39:1–21, 1997.
- [123] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Elektrodynamik der Kontinua*. Akademie Verlag, Berlin, 1974.

- [124] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Hydrodynamik*. Akademie Verlag, Berlin, 1991.
- [125] P. S. Larsen and S. K. Sørensen. Effect of secondary flows and turbulence on electrostatic precipitator efficiency. *Atmospheric Environment*, 18:1963–1967, 1984.
- [126] P. A. Lawless. Particle charging bounds, symmetric relations and an analytic charging rate model for the continuum regime. *J. Aerosol Sci.*, 27(2):191–215, 1996.
- [127] P. A. Lawless and L. E. Sparks. A mathematical model for calculating effects of back corona in wire-duct electrostatic precipitators. *Journal of Applied Physics*, 51(1):242–256, 1988.
- [128] P. A. Lawless and L. E. Sparks. Modelling particulate charging in ESPs. *IEEE Trans. Industry Applications*, 24(5):922–927, 1988.
- [129] W. D. Lehr. *Powder Coating Systems*. Mc Graw-Hill, Inc., New York, 1991.
- [130] M. Lenherr. Mit dem Essen kommt der Hunger ... *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 12:36–37, 1999.
- [131] N. Lenz. Erprobung eines neuen Ladungsmeßverfahrens zur Charakterisierung von Pulverlacken, Diplomarbeit, 1998. Fachbereich Oberflächentechnik und Werkstoffkunde, Fachhochschule Aalen.
- [132] K. D. Leonard, M. Mitchner, and S. A. Self. An experimental study of the electrohydrodynamic flow in electrostatic precipitators. *J. Fluid Mech.*, 127:123–140, 1983.
- [133] G. Leutert and B. Böhlen. Der räumliche Verlauf von elektrischer Feldstärke und Raumladungsdichte im Platten-Elektrofilter. *Staub-Reinhaltung der Luft*, 32(7):297–301, 1972.
- [134] P. L. Levin and J. F. Hoburg. Donor cell-finite element descriptions of wire-duct precipitator fields, charges and efficiencies. *IEEE Trans. Industry Applications*, 26(4):662–670, 1990.
- [135] A. Li and G. Ahmadi. Aerosol particles deposition with electrostatic attraction in a turbulent channel flow. *Journal of Colloid and Interface Science*, 158:476–482, 1993.
- [136] W.-J. Liang and T. H. Lin. The characteristics of ionic wind and its effect on electrostatic precipitators. *Aerosol Science and Technology*, 20:330–344, 1994.
- [137] W. Licht. *Air pollution control engineering*. Marcel Dekker, Inc., New York, 1980.
- [138] B. Y. Liu and A. Kapadia. Combined field and diffusion charging of aerosol particles in the continuum regime. *J. Aerosol Sci.*, 9:227–242, 1978.

- [139] B. Y. H. Liu and H.-C. Yeh. On the theory of charging of aerosol particles in an electric field. *J. Applied Physics*, 39(3):1396–1402, 1968.
- [140] C. Lu and H. Huang. A sectional model to predict performance of a plate-wire electrostatic precipitator for collecting polydisperse particles. *J. Aerosol Sci.*, 29(3):295–308, 1998.
- [141] S. Maartmann. Möglichkeiten zur Feinstaubabscheidung mit trocken arbeitenden Elektrofiltern. *Staub Reinhaltung der Luft*, 34:335–355, 1974.
- [142] J. J. M. Magnaudet. The forces acting on bubbles and rigid particles. In *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, pages 1–9, 1997.
- [143] J. C. Marijnissen, W. Oostra, A. M. Mollinger, and P. H. W. Vercoulen. Electrostatic precipitator as a generator rather than a remover of small droplets. *Env. Sci. Technol.*, 33(24):4492–4494, 1999.
- [144] T. Marquardt. Aufbau und Inbetriebnahme einer Versuchsalage zur Wechselwirkung elektrostatischer Felder und Turbulenz in Gas-Feststoff-Strömungen, Studienarbeit, 2000. Institut für Verfahrenstechnik, Universität Halle–Wittenberg.
- [145] H. Masuda, S. Matsusaka, S. Akiba, and H. Shimomura. Electrification of fine particles in gas-solids pipe flow. *KONA*, 16:216–222, 1998.
- [146] T. Matsuyama and H. Yamamoto. The electrostatic force between a charged dielectric particle and a conducting plane. *KONA*, 16:223–228, 1998.
- [147] G. Mayer-Schwinning. The increased passage width—Development steps and results achieved with industrial installations. *Aufbereitungs-Technik*, 1/1986:22–28, 1986.
- [148] M. K. Mazumder, S. Banerjee, R. E. Ware, C. Mu, N. Kaya, and C. C. Huang. Characterization of tribocharging properties of powder paint. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 30(2):365–369, 1994.
- [149] M. K. Mazumder, D. L. Wankum, R. A. Sims, J. R. Mountain, H. Chen, P. Pettit, and T. Chaser. Influence of powder properties on the performance of electrostatic coating process. *Journal of Electrostatics*, 40/41:369–374, 1997.
- [150] M. K. Mazumder, R. E. Ware, T. Yokoyama, B. Rubin, and D. Kemp. Measurement of particle size and electrostatic charge distributions on toners using e-spact analyzers. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 27(4):611–619, 1991.
- [151] J. R. McDonald, W. B. Smith, W. Spencer, and L. E. Sparks. A mathematical model for calculating electrical conditions in wire-duct electrostatic precipitation devices. *Journal of Applied Physics*, 48(6):2231–2243, 1977.
- [152] Dantec Measurement Technology. *BSA Flow Software, Installation & User’s guide*. DANTEC Germany, Erlangen, 2000.

- [153] R. Mei. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number. *Int. J. Multiphase Flow*, 18:145–147, 1992.
- [154] A. M. Meroth, A. K. Rastogi, and A. J. Schwab. Numerical computation of the turbulent particulated flow in an electrostatic precipitator. In *Int. Symp. Filtration and Separation of Fine Dust, Vienna*, pages 994–1001, 1996.
- [155] M. Meroth. *Numerical electrohydrodynamics in electrostatic precipitators*. Logos Verlag, Berlin, 1997.
- [156] J. Miller. *Zur Partikelabscheidung in Elektrofiltern*. Logos Verlag, Berlin, 1997.
- [157] J. Miller, B. Hoferer, and A. J. Schwab. The impact of corona electrode configuration on electrostatic precipitator performance. *Journal of Electrostatics*, 44:67–75, 1998.
- [158] T. Mitsuya and M. L. Hunt. Toner particle packing in an electrostatic field and its effect on heating in electrophotography. *Powder Technology*, 92:119–125, 1997.
- [159] B. D. Moyle and J. F. Hughes. Powder Coating - corona versus tribo charging. *Journal of Electrostatics*, 16:277–286, 1985.
- [160] A. T. Murphy, F. T. Adler, and G. W. Penney. A theoretical analysis of the effects of an electric field on the charging of fine particles. *AIEE*, pages 318–326, 1959.
- [161] N. N. Serienstart für Pulverlack. *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 9:16–28, 1997. (Zur Einführung Pulverlackanlage bei BMW).
- [162] B. Noll. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Verlag, Berlin, 1993.
- [163] F. Odar and W. S. Hamilton. Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, 18:302–314, 1964.
- [164] H. Oertel and E. Laurin. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Verlag, Berlin, 1995.
- [165] B. C. O’Neill and C. A. Willis. Corona charging of pneumatically conveyed powders. *Journal of Electrostatics*, 17:99–107, 1985.
- [166] S. J. Park and S. S. Kim. Effects of particle space charge and turbulent diffusion on performance of plate-plate electrostatic precipitators. *Journal of Electrostatics*, 45:121–137, 1999.
- [167] S. J. Park and S. S. Kim. Electrohydrodynamic flow and particle transport mechanism in electrostatic precipitators with cavity walls. *Aerosol Science and Technology*, 33:205–221, 2000.
- [168] K. R. Parker. Effective capture of respirable-sized particulates using electrostatic precipitator technology. *Engineering Science and Education Journal*, 9(1):33–39, 2000.

- [169] S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corp., New York, 1980.
- [170] M. M. Pauthenier and M. Moreau-Hanot. Charging of spherical particles in an ionizing field. *J. de Physique Radium, sér. 7*, 3:590–613, 1932.
- [171] J. Petroll. Der Einfluß der Turbulenz auf die Teilchenabscheidung im elektrischen Abscheider. *Staub-Reinhaltung der Luft*, 37(8):287–287, 1977.
- [172] J. Petroll. Die Teilchenabscheidung im Plattenelektroabscheider. *Staub-Reinhaltung der Luft*, 46(11):469–471, 1986.
- [173] J. Petroll, V. Borgwardt, and K. Schröter. Einfluß des Gassenabstandes auf die Staubabscheidung in Plattenelektroabscheidern. *Staub-Reinhaltung der Luft*, 45(10):484–486, 1985.
- [174] R. Peyret. *Handbook of Computational Fluid Mechanics*. Academic Press, London, San Diego, 1996.
- [175] T. Pilz. *Zu den Wechselwirkungen bei der Oberflächenfiltration unter besonderer Berücksichtigung der Heißgasreinigung mit keramischen Filtern*. Dissertation Univ. Karlsruhe (TH), Karlsruhe, 1996.
- [176] N. Plaks. Improving collection of toxic fine particles in ESPs. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 21–26, 1996.
- [177] M. Rea, T. Czech, M. Dors, J. Mizeraczyk, and A. Cortiana. No removal by pulsed corona discharge in ESP with irrigated plate. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 517–522, 1996.
- [178] M. Rea, A. Dono, and V. Gabelica. VOCs removal by plasma catalysis. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 500–504, 1996.
- [179] G. P. Reischl, J. M. Mäkelä, R. Karch, and J. Neced. Ultrafine particle charging probabilities in the size range below 10 nm. *J. Aerosol Sci.*, 26(1):S47–S48, 1995.
- [180] C. Riehle. *Bewegung und Abscheidung von Partikeln im Elektrofilter*. Logos Verlag, Berlin, 1992.
- [181] C. Riehle and F. Löffler. Die effektive Wanderungsgeschwindigkeit in Elektrofiltern. *Staub-Reinhaltung der Luft*, 50:271–279, 1990.
- [182] C. Riehle and F. Löffler. Reflections on similarity laws concerning transport in electrical precipitators. *Powder Technology*, 77:201–208, 1993.
- [183] C. Riehle and C. Wadenpohl. Electrically stimulated agglomeration at an earthed surface. *Powder Technology*, 86:119–126, 1996.

- [184] M. Robinson. A modified Deutsch efficiency equation for electrostatic precipitation. *Atmospheric Environment*, 1:193–204, 1967.
- [185] M. Robinson. Turbulent gas flow and electrostatic precipitation. *J. of the Air Pollution Control Association*, 18(4):271–279, 1968.
- [186] M. Robinson. Effects of the corona discharge on electric-wind convection and eddy diffusion in an electrostatic precipitator. *Energy Research and Development Administration*, New York:1–96, 1976.
- [187] H. Römer and M. Forger. *Elementare Feldtheorie*. VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1993.
- [188] J. C. Rotta. *Turbulente Strömungen*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1972.
- [189] S. I. Rubinow and J. B. Keller. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, 11:447–459, 1961.
- [190] B. Ruck. *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. AT-Fachverlag, Stuttgart, 1990.
- [191] Sampuran-Singh, B. C. O’Neill, and A. W. Bright. A parametric study of electrostatic powder coating. *Journal of Electrostatics*, 4:325–334, 1978.
- [192] A. Scheibe. *Teilchenbahnberechnungen zur Simulation von elektrostatischen Lackiervorgängen mit Hochrotationszerstäubern*. Dissertation Univ. Stuttgart, Stuttgart, 2000.
- [193] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary Layer Theorie*. Springer Verlag, New York, 8th rev. and enl. ed. edition, 2000.
- [194] H. J. Schmid. *Zum Partikeltransport in elektrischen Abscheidern*. Shaker Verlag, Aachen, 1999.
- [195] H. J. Schmid, S. Stolz, and H. Buggisch. On the electro-hydrodynamic flow field in electrostatic precipitators. In *Proc. of first Int. Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pages 1261–1266, New York (and other), 1999. Begell House.
- [196] K. Schmidle, H. Burtscher, N. Klippel, and S. Stutz. Precipitation of fly-ash of different resistivity in a laboratory electrostatic precipitator. *J. Aerosol Sci.*, 26(1):15–16, 1995.
- [197] E. Schmidt and O. Müller. *Strömungskräfte auf Partikeln in Gasen*. VDI Verlag GmbH, Düsseldorf, 1997.
- [198] T. Scholz. Elektrostatische Rotationszerstäuber in der Automobilindustrie. *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 9:44–28, 1997.

- [199] H. Schulz and G. Pöschl. Reinraumtechnik für anspruchsvolle Pulverbeschichtungen. *JOT, Journal für Oberflächentechnik*, 4:18–19, 2000. (Pulverbeschichtung der Mercedes Lamellendächer).
- [200] S. A. Self, M. Mitchner, K. D. Khim, D. H. Choi, and R. Leach. Effect of turbulence on precipitator performance. In *Proc. of the second Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Int. Conf. on Electrostatic Precipitation 2; Kyaoto*, pages 249–263. Air Pollution Control Assoc., 1984.
- [201] T. Seto, K. Okuyama, and Y. Inoue. Electrostatic precipitation of fine particulate contaminants by UV/Photoelectron method under low pressure condition. *J. Aerosol Sci.*, 26(1):17–18, 1995.
- [202] E. J. Shaughnessy, J. H. Davidson, and J. C. Hay. The fluid mechanics of electrostatic precipitators. *Aerosol Science and Technology*, 4:471–476, 1985.
- [203] A. Soldati, P. Andreussi, and S. Banerjee. Direct simulation of turbulent particle transport in electrostatic precipitators. *AIChE Journal*, 39(12):1910–1919, 1993.
- [204] M. Soltani, G. Ahmadi, H. Ounis, and J. McLaughlin. Direct simulation of charged particle deposition in a turbulent flow. *Int. Journal of Multiphase Flow*, 24(1):77–92, 1998.
- [205] M. Sommerfeld. *Modellierung und numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit dem Euler-Lagrange Verfahren*. Shaker Verlag, Aachen, 1994.
- [206] M. Sommerfeld, C.-U. Böttner, J. Domnick, and T. Steigleder. Wechselwirkungen zwischen Elektrostatik und Strömungsmechanik bei der Herstellung dünner Pulverschichten. Technical report, Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Universität Erlangen-Nürnberg & Institut für Verfahrenstechnik, Universität Halle-Wittenberg, 2000. Erhältlich über die Universitätsbibliothek und TIB Hannover, - Deutsche Forschungsberichte -.
- [207] M. Sommerfeld, G. Kohnen, and M. Rüger. Some open questions and inconsistencies of Lagrangian particle dispersion models. In *Proc. of the 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Japan*, pages 1–6. Lehrstuhl für Strömungsmechanik, 1993.
- [208] H. L. Stone. Iterative solution of implicit approximations of multi-dimensional partial differential equations. *SIAM J. Num. Anal.*, 5(3):530–558, 1968.
- [209] H. Stötzel, H. J. Schmid, D. Auerbach, K. Makin, K. Dastoori, and H. Bauch. Adhesion measurements for electrostatic powder coatings. *Journal of Electrostatics*, 40/41:253–258, 1997.
- [210] Y. J. Suh and S. S. Kim. Particle deposition in the obstructed turbulent channel flow with an electric field. *Gas-Particle Flows ASME*, 228:381–386, 1995.

- [211] Q. Tang, M. S. Klima, and S. Chander. A laser-optical-sheet based technique for monitoring particle charge distributions. *KONA*, 15:142–149, 1997.
- [212] K. Urashima, J. S. Chang, J. Y. Park, D. C. Lee, A. Chakrabarti, and T. Ito. Reduction of NO_x from gas combustion flue gases by corona discharge radical injection techniques and electrostatic precipitators. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 529–534, 1996.
- [213] R. Uttich. *Untersuchungen zur elektrisch bedingten Partikelbewegung in Platten-Elektrofiltern*. VDI-Bericht, Reihe: 3, Verfahrenstechnik, Nr.381, Essen, 1992.
- [214] Th. v. Kármán and L. Howarth. On the statistical theory of isotropic turbulence. *Proc. Roy. Soc. London, A* 164:192–215, 1938.
- [215] L. Vala and P. Chvatal. The mechanism of layer formation from charged powder particles. *Journal of Electrostatics*, 22:289–307, 1989.
- [216] B. K. Webb and H. D. Bowen. Electrostatic field breakdown phenomena in applying charged particles. *Transactions of the ASAE*, 1:455–461, 1970.
- [217] J. F. Werner. Aspects of ESP upgrading. In *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation, Budapest*, pages 203–209, 1996.
- [218] H. J. White. *Entstaubung industrieller Gase mit Elektrofiltern*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1969. (Original engl., „Industrial Electrostatic Precipitation“, Addison Wesley, Massachusetts, 1962).
- [219] H. Wiggers. *Untersuchungen an einem Laborelektrofilter, insbesondere über den Einfluß der Gasgeschwindigkeit und der Gassenbreite auf das Abscheideverhalten*. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1982. Dissertation, Uni Essen, Fortschr. Ber. VDI-Z. Reihe 3, Nr. 67.
- [220] H. J. Wintle. Unipolar wire-to-plane corona: accuracy of simple approximations. *Journal of Electrostatics*, 28:149–159, 1992.
- [221] D. E. Woolard and K. Ramani. Electric field modeling for electrostatic powder coating of a continuous fiber bundle. *Journal of Electrostatics*, 35:373–387, 1995.
- [222] S. Wu. Electrostatic charging and deposition of powder coatings. *Polym.-Plast. Technol. Eng.*, 7(2):119–220, 1976.
- [223] T. Yamamoto. Effects of turbulence and elektrohydrodynamics on the performance of electrostatic precipitators. *Journal of Electrostatics*, 22:11–22, 1989.
- [224] T. Yamamoto and H. R. Velkoff. Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator. *J.Fluid Mech.*, 108:1–18, 1981.
- [225] T. Yamamoto and H. R. Velkoff. Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator. *J. Fluid Mech.*, 108:1–18, 1981.

- [226] K. Yanagida, M. Kumata, and M. Yamamoto. Application equipment for high quality appearance powder coatings, especially for automotive clear topcoats. *Journal of Coatings Technology*, 68(859):47–56, 1996.
- [227] A. B. Yu and J. Bridgwater A. Burbidge. On the modelling of the packing of fine particles. *Powder Technology*, 92:185–194, 1997.
- [228] A. B. Yu and R. P. Zou. Prediction of porosity of particle mixtures. *KONA*, 16:68–81, 1998.
- [229] C. A. P. Zevenhoven. Uni-polar field charging of particles: effects of particle conductivity and rotation. *Journal of Electrostatics*, 46:1–12, 1999.
- [230] Z. Zhibin and Z. Guoquan. New model of electrostatic precipitation efficiency accounting for turbulent mixing. *Journal Aerosol Sci.*, 23:115–121, 1992.
- [231] Y. Zhuang, Y. J. Kim, T. G. Lee, and P. Biswas. Experimental and theoretical studies of ultra-fine particle behavior in electrostatic precipitators. *Journal of Electrostatics*, 48:245–260, 2000.
- [232] P. J. Ziemann, D. B. Kittelson, and P. H. McMurry. Effects of particleshape and chemical composition on the electron impact charging properties of submicron particles. *J. Aerosol Sci.*, 27(4):587–606, 1996.
- [233] J. Zierep. *Theoretische Gasdynamik*. Braun Verlag, Karlsruhe, 4th edition, 1991.
- [234] A. Zukeran, Y. Ikeda, Y. Ehara, M. Matsuyama, T. Ito, T. Takahashi, H. Kawakami, and T. Takamatsu. Two-stage-type electrostatic precipitator Re-entrainment phenomena under diesel flue gases. *IEEE Transact. on Indust. Appl.*, 35(2):346–351, 1999.

Lebenslauf

Carl-Uwe Böttner

- | | |
|----------------------------|--|
| 28.11.1968 | geboren in Friedrichshafen am Bodensee |
| Mai 1988 | Abitur am Kepler-Gymnasium Reutlingen, |
| 1988 – 1989 | Wehrdienst |
| WS 1989/90 –
SS 1992 | Grundstudium der Physik an der Eberhard-Karls-
Universität Tübingen, abgeschlossen mit Vordiplom |
| WS 1992/93 –
WS 1996/97 | Hauptstudium Physik an der Universität Karlsruhe (TH) |
| 1.8. –
15.10.1993 | Industriepraktikum bei Daimler Benz in Untertürkheim
mit der Aufgabe: „qualitative und quantitative
Untersuchung der Fahrzeuginnenströmung“ |
| Sept. 1994 –
Feb. 1996 | Diplomarbeit, „numerische Simulation turbulenter
Kanalströmung mit würfelförmigem Hindernis
als Gebäudemodell“
angefertigt am Institut für Strömungslehre und
Strömungsmaschinen Universität Karlsruhe |
| Dez. 1996 | Physik – Diplom mit Gesamtnote „Gut“ |
| Jan. 1997 –
Dez. 2001 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Lehrstuhl Mechanische Verfahrenstechnik der
Universität Halle-Wittenberg
Arbeitsgebiet: Mehrphasenströmungen |
| Jan. 2002 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Institut für Land- und Seeverkehr der
Technischen Universität Berlin
Arbeitsgebiet: Schiffshydrodynamik, CFD |

