

---

# Strömende Komplexe Plasmen

## Untersuchung kooperativer Phänomene

Martin A. Fink

---



München 2013



---

# **Strömende Komplexe Plasmen**

## **Untersuchung kooperativer Phänomene**

**Martin A. Fink**

---

Dissertation  
an der Fakultät für Physik  
der Ludwig–Maximilians–Universität  
München

vorgelegt von  
Martin A. Fink  
aus Dillingen a. d. Donau

München, den 15.02.2013

Erstgutachter: Prof. Dr. Gregor E. Morfill

Zweitgutachter: Prof. Dr. Hartmut Zohm

Tag der mündlichen Prüfung: 13. 05. 2013

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>vii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Aggregatzustände . . . . .	1
1.2 Kooperative Phänomene . . . . .	3
1.3 Ziele der Arbeit . . . . .	4
<b>2 Komplexe Plasmen</b>	<b>7</b>
2.1 Grundlegendes . . . . .	7
2.2 Eigenschaften . . . . .	8
2.3 Bedeutung . . . . .	9
2.4 Kenngrößen . . . . .	11
2.5 Kräfte im Komplexen Plasma . . . . .	14
2.6 Ladungsmechanismus . . . . .	16
2.7 Phaseneinteilung . . . . .	16
<b>3 Theoretische Grundlagen für die Experimente</b>	<b>19</b>
3.1 Laval-Düse . . . . .	19
3.2 Kollektive Effekte . . . . .	21
3.3 Viskosität . . . . .	23
3.4 Aggregatzustand von Nanofluiden . . . . .	25
3.5 Partikeldetektion . . . . .	27
<b>4 Lineare Strömungen</b>	<b>29</b>
4.1 Versuchsaufbau und Entwicklungen . . . . .	29
4.1.1 Experimentanlage PK-4 . . . . .	29
4.1.2 Kamera-System . . . . .	32
4.1.3 Elektrodenpaar als Laval-Düse . . . . .	33
4.1.4 Glaseinsatz Laval-Düse . . . . .	35
4.2 Experimente . . . . .	36
4.2.1 Kollektive Effekte in einer Laval-Düse . . . . .	37
4.2.2 Kettenbildung in Strömungen . . . . .	51
4.2.3 Wellenphänomene . . . . .	58

---

4.3	Interpretation der Ergebnisse . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Ringförmige Strömungen</b>	<b>63</b>
5.1	Versuchsaufbau und Entwicklungen . . . . .	63
5.1.1	Experimentanlage GEC-rf-reference-cell . . . . .	63
5.1.2	Elektrodenaufsatz . . . . .	65
5.2	Experimente . . . . .	66
5.2.1	Charakterisierung der Parameter . . . . .	67
5.2.2	Kräfteverhältnisse . . . . .	70
5.2.3	Strukturanalyse der Strömung . . . . .	75
5.3	Interpretation der Ergebnisse . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Schlussbetrachtungen und Ausblick</b>	<b>87</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>91</b>

# Zusammenfassung

Bringt man Mikropartikel in ein Plasma ein, so laden sie sich elektrisch auf, man spricht von einem „Komplexen Plasma“. Das Komplexe Plasma besteht damit aus Elektronen, Ionen, Neutralgasteilchen und den (meist negativ) geladenen Staubpartikeln. Alle diese Teilchen wechselwirken miteinander. Mit Hilfe eines Lasers und einer Kamera, können Position und Geschwindigkeit der Staubpartikel ermittelt werden. Bei herkömmlichen Flüssigkeiten ist dies nicht möglich, da die Atombewegung nicht gleichzeitig räumlich und zeitlich in genügend hoher Auflösung zugänglich ist.

In dieser Arbeit werden Ströme geladener Mikropartikel beschrieben, die in einem eigens dafür konstruierten Kanal<sup>1</sup> fließen. Im ersten Teil werden lineare Strömungen, im zweiten Teil ringförmige, quasi-unendliche Strömungen Komplexer Plasmen untersucht. Dabei steht die Frage nach den Grenzen des kooperativen Verhaltens der Teilchen im Vordergrund.

Bei den linearen Strömungen geht es um kollektive Effekte in einer Laval-Düse. Die Untersuchung der Teilchenbewegung unter Schwerelosigkeit (während der Parabelflüge) auf kinetischem Level offenbart den Unterschied zwischen Einzelteilchenbewegung und der Strömung kleiner und großer Teilchenwolken. Im Labor wird die Bildung von Ketten unter Schwerkraft beschrieben. Die Analysen der Position, der Länge und der Stabilität der Ketten ergeben, dass ein bindendes Potential zwischen den negativ geladenen Staubteilchen vorhanden sein muss. In einer Erweiterung dieses Experiments zeigen sich Wellen. In horizontaler Konfiguration wird dargestellt, dass Wellen in Staubpartikelströmungen wie Wasserwellen am Strand brechen können.

Das Hauptziel der Experimente mit ringförmigen Strömungen ist die Frage nach dem Strömungsverhalten bei der Bewegung um ein Hindernis. Die Antwort der Thermodynamik, dass in einem klassischen inkompressiblen Fluid das Produkt aus Geschwindigkeit und Querschnittsfläche konstant bleibt, wird für die hier untersuchten ringförmigen Strömungen nachgewiesen. Weiterhin wird das Ordnungsverhalten der Partikel innerhalb der Strömung beim Passieren des Hindernisses analysiert. Dabei wird sehr detailliert gezeigt, wie Partikelbahnen verschmelzen oder neu entstehen. Es zeigen sich viele Analogien zu bekannten Systemen, wie z. B. dem Straßenverkehr, wenn etwa auf einer mehrstreifigen Straße eine Spur endet.

Die gefundenen Ergebnisse unterstreichen eindrucksvoll die Eignung Komplexer Plasmen als interdisziplinäres Modellsystem zur Analyse dynamischer Vorgänge in der Natur.

---

<sup>1</sup>Bisher gibt es nur rotierende „Cluster“ sowie Vortex-Bewegung aufgrund magnetischer Felder, thermischer Kriechfluss oder Konvektion.



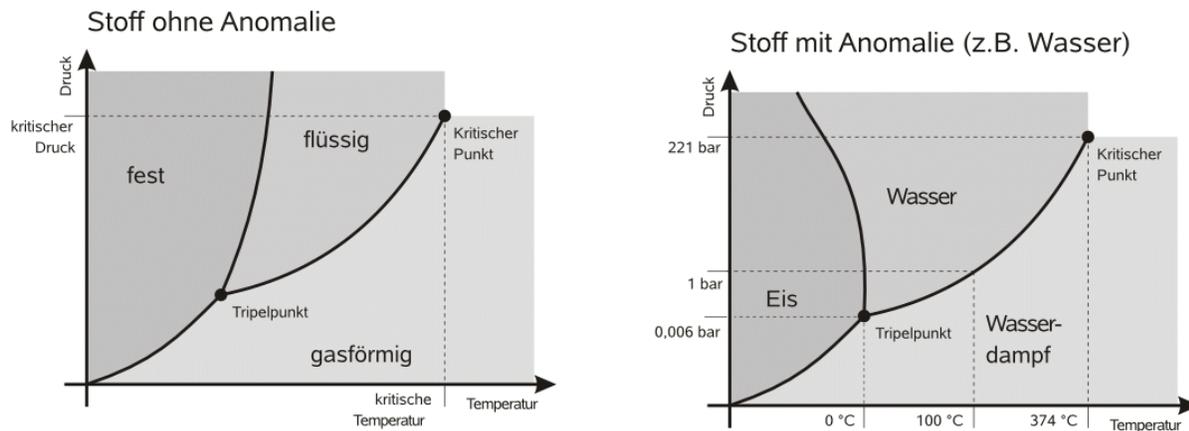
# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Aggregatzustände

Phänomenologisch tritt Materie unter verschiedenen Bedingungen in unterschiedlichen Erscheinungsformen auf. Diese Erscheinungsformen bezeichnet man als Aggregatzustände. Je nach Druck und Temperatur existieren drei „klassische“ Aggregatzustände: „fest“, „flüssig“ und „gasförmig“. Ein Stoff ist fest, wenn sowohl seine Form als auch sein Volumen bei Einwirkung einer (nicht zu großen) äußeren Kraft unverändert bleiben bzw. die Verformung elastisch, also reversibel ist (z. B. festes Wasser, also Eis, unter dem Druck  $p = 1$  bar und der Temperatur  $T < 0$  °C). Bleibt hingegen das Volumen des Stoffes konstant, aber seine Form passt sich der äußeren Umgebung an, so handelt es sich um eine Flüssigkeit (z. B. Wasser unter dem Druck  $p = 1$  bar und der Temperatur  $0$  °C  $< T < 100$  °C). Passen sich sowohl Volumen als auch Form der Umgebung an, d. h. der Stoff füllt seine Umgebung vollständig aus, so bezeichnet man den Stoff als gasförmig (z. B. gasförmiges Wasser, also Wasserdampf, unter dem Druck  $p = 1$  bar und der Temperatur  $T > 100$  °C. Bei einem Druck von  $p < 1$  bar kann Wasser auch bei Temperaturen von  $T < 100$  °C gasförmig sein). Die Thermodynamik fasst die Klassifizierung der Zustände von Materie genauer: Physikalische Kontinua von gleicher makroskopischer physikalischer Beschaffenheit heißen unabhängig von Form und Menge Körper gleicher Phase [Haensel 1993]. Die Phase ist also ein räumlicher Bereich, in dem die bestimmenden physikalischen Parameter (sog. Ordnungsparameter) und die chemische Zusammensetzung der Materie homogen, das heißt konstant und einheitlich sind [IUPAC 1997]. Der Begriff Phase umfasst zwar die klassischen Aggregatzustände, reicht aber selbst viel weiter: Der feste Aggregatzustand kann sich z. B. bei Schwefel als Phase mit rhombischer oder als Phase monokliner Anordnung der Atome darstellen. Ein weiteres Beispiel sind Stoffe mit paramagnetischer und ferromagnetischer Phase (z. B. Eisen). Zur Charakterisierung von Phasen führt man einen charakteristischen Ordnungsparameter ein. Beispielsweise ist der Ordnungsparameter für die flüssige Phase die Dichtedifferenz zum Gas, für die ferromagnetische Ordnung ist der Parameter die spontane Magnetisierung. Für den Kristall ist der Ordnungsparameter die Gittersymmetrie. Die Abhängigkeit der verschiedenen Phasen eines Stoffes von den Zustandsgrößen (wie z. B. Druck, Temperatur, Entropie, Magnetisierung, etc.) wird im Phasendiagramm (vgl.

Abb. 1.1) dargestellt. Je nach Art des Phasenübergangs unterscheidet man nach Ehrenfest zwischen einem Übergang erster und zweiter Ordnung: Ein Phasenübergang erster Ordnung ist gekennzeichnet durch eine zusätzliche Wärmeaufnahme (bzw. -abgabe) während des Phasenübergangs. Dadurch ergibt sich ein Sprung in der Entropie. Wärmekapazität und Kompressibilität werden damit unendlich. Beispiel hierfür sind das Schmelzen und das Verdampfen, sowie die Umkehrprozesse. Der Phasenübergang zweiter Ordnung hingegen ist gekennzeichnet durch einen Knick in der Temperatur-Entropie-Kurve. Dadurch ergibt sich nur ein Knick in der Entropie, ein endlicher Sprung in der Wärmekapazität und die Kompressibilität wird unendlich [Stöcker]. Beispiele hierfür sind der Übergang vom Paramagneten zum Ferromagneten (und umgekehrt), sowie der Übergang von normalleitend zu supraleitend.



(a) Phasendiagramm für Stoffe ohne Anomalie.

(b) Phasendiagramm für Stoffe mit Anomalie, z. B. Wasser (Dichteanomalie).

Abbildung 1.1: Phasendiagramme (schematisch) für Stoffe mit (a) und ohne (b) Anomalie.

Als vierten Zustand der Materie bezeichnet man allgemein das Plasma [Seshadri 1973, Hübner 1982, Chen 1984]. Ein Plasma ist ein Gas, in dem freie Ladungsträger vorkommen. Es entsteht, wenn man Gas soweit erhitzt bis die thermische Energie ausreicht, um einzelne Atome zu ionisieren, also in Elektronen und positive Ionen aufzuspalten. Aber auch durch starke elektrische Felder kann man ein Plasma erzeugen (z. B. in der Neonröhre). Der Ordnungsparameter für das Plasma ist der Ionisierungsgrad. Streng theoretisch ist das Plasma keine Phase, es entsteht nicht durch einen Phasenübergang, sondern durch eine Dissoziation von Neutralgas in zwei neue (geladene) Komponenten. Dennoch finden sich in speziellen Plasmen, den sogenannten komplexen Plasmen [Tsyrovich 2002 1/4] ebenfalls Zustände, die als feste, flüssige oder gasförmige Phase bezeichnet werden können [Thomas 1996a]. Für Details siehe Kap. 2.

Weitere „echte“ Phasen von Materie finden sich bei den sog. Kolloiden [Jones 2006]. Dabei handelt es sich um eine Lösung, in der ein (nicht löslicher) Stoff sehr fein verteilt ist. Sowohl der Stoff, als auch das Lösungsmittel können in den Phasen fest, flüssig oder gasförmig beteiligt sein. Die Teilchengröße des Stoffes liegt in der Regel bei  $10^{-6} - 10^{-9}$  m. Von wis-

senschaftlichem Interesse sind solche Systeme unter anderem, weil hier Volumeneffekte mit Grenzflächeneffekten konkurrieren. Bei reinen Stoffen tritt dies nur an der relativ kleinen Grenzfläche zur Umgebung auf, bei Kolloiden ist die Grenzfläche quasi überall im System. Man unterscheidet zwischen Aerosolen (Partikel oder Tropfen im Gas), Schäumen (Gas in Festkörpern oder Flüssigkeiten), Emulsionen/Suspensionen (Tropfen/Partikel in Flüssigkeiten) und Verbundmaterialien (Feststoff-Feststoff-Kombinationen). Beispiele für Kolloide finden sich im Alltag. Die Bekanntesten sind: Schaumstoffe (Gas im Festkörper), Sahne (Gas in Flüssigkeit), Milch (Flüssigkeit in Flüssigkeit), Rauch (Festkörper im Gas), aber auch Pasten, Gele und Flüssigkristalle. Die Polymerchemie spielt dabei eine wichtige Rolle. Beispielsweise entsteht der Schaumstoff Styropor aus dem flüssigen Polymer Polystyrol durch Aufschäumen mit Luft.

Ihre Bedeutung haben Kolloide und Komplexe Plasmen als Modellsystem [Morfill 2009] erlangt. Klassische Flüssigkeiten wie z. B. Wasser können bislang nur makroskopisch untersucht werden, da ihre Atome/Moleküle so klein sind, dass sie nur durch Röntgenverfahren abgebildet werden können und es technisch noch nicht möglich ist, mehrere hundert Röntgenbilder pro Sekunde zu erstellen (bislang können zwei Bilder in kurzem zeitlichen Abstand erstellt werden [Günther 2011]). Deshalb sind gut beobachtbare Modellsysteme mit analogem Verhalten von großem Interesse. Komplexe Plasmen und Kolloide sind dabei ideal. Die Abläufe sind stark verlangsamt (im Vergleich zum Original Wasser) und die „Atome“ sind so groß, dass sie mit Laserlicht gut beleuchtet werden können und das Streulicht mit handelsüblichen Digitalkameras aufgenommen werden kann. Aus den Bildern können die Partikelpositionen detektiert werden. Dabei erreichen aktuelle Kameras Bildraten von bis zu 1000 Bildern pro Sekunde in sinnvoller Größe im Dauerbetrieb. Damit können kleinste Strömungen beobachtet werden, so dass sich als eigene Forschungsschwerpunkte die Felder Nanofluidik [Yung 2007] und Mikrofluidik [Squires 2005] gebildet haben, deren Ergebnisse sich u. a. in Tintenstrahldruckern oder in Druckbarkeit von Schaltkreisen wiederfinden. Auch in der Biologie sind Mikro- und Nanofluidik von großer Bedeutung, z. B. beim Verständnis des Stofftransports aus dem Darm in die Blutbahn (Physik der Ionenkanäle [Köppl 2006, Roth 2005]) und natürlich auch beim Blutfluss durch die Adern und die Kapillargefäße. Die Strömung durch die Kapillargefäße ist nur ein Blutplättchen breit. Die Verhältnisse sind also mit dem Polymerfluss aus [Hsieh 2003] vergleichbar. Für weitere Details siehe Kapitel 3.4.

## 1.2 Kooperative Phänomene

Ein wesentliches Merkmal der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Modellsysteme Komplexe Plasmen und Kolloide ist die Tatsache, dass es sich um Vielteilchensysteme handelt. Aus dem Vorhandensein vieler (und im Fall der Komplexen Plasmen auch vieler unterschiedlich geladener) Teilchen ergeben sich komplizierte Wechselwirkungen. Das Zusammenwirken makroskopisch vieler Teilchen bezeichnet man allgemein als „kooperatives Verhalten“. Dabei tritt oft eine Änderung des Verhaltens im Vergleich zur Einzelteilchenbewegung auf, die sogenannten „kooperativen Phänomene“ bzw. „kollektiven Effekte“.

Beispiele von kooperativen Phänomenen finden sich in den verschiedensten Bereichen der Physik, unter anderem in Festkörpern: hier untersucht seit 1999 die Universität Augsburg in einem Sonderforschungsbereich das kooperative Ordnungsverhalten quantenmechanischer Freiheitsgrade im Festkörper. In Flüssigkeiten findet man kollektives Ordnungsverhalten beispielsweise in Form der Oberflächenspannung von Wasser oder bei der Phasentrennung eines Öl-Wasser-Gemischs. Und auch in Gasen treten kollektive Effekte auf, z. B. bei der Konversion der ungerichteten Teilchenbewegung in eine gerichtete Strömung beim Durchgang durch eine Düse. Hierbei kommt es zu einer Beschleunigung, die bei Durchgang eines Einzelteilchens durch die Düse nicht auftritt. Ein sehr ausgiebig diskutiertes kooperatives Phänomen ist die Raumladungswolke um ein geladenes Staubpartikel im Komplexen Plasma. Hierbei wird die Ladung eines Staubpartikels durch viele es umgebende Ionen so stark abgeschirmt, dass sich der Potentialverlauf stark verändert. Dieser Vielteilcheneffekt führt dazu, dass eine neue Längenskala auftritt, die Debye-Länge (vgl. Kap. 2).

Abgesehen vom technischen Nutzen, den kollektive Effekte mit sich bringen, ist die Frage nach dem Übergang vom Einzelteilchenverhalten zum Vielteilcheneffekt in der Physik von fundamentalem Interesse. Dies umfasst die Frage, ab welcher Anzahl oder ab welcher Teilchendichte man kollektive Effekte berücksichtigen muss, und wann die Behandlung als Einzelteilchen für eine korrekte physikalische Beschreibung eines Systems ausreicht. Die Geometrie spielt dabei eine entscheidende Rolle, insbesondere das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen: Wann wird – statisch betrachtet – die Oberfläche durch Wegnahme eines Teilchens „diskret“, d. h. wann findet eine Disruption des Potentialfelds der Oberfläche statt. Dynamisch betrachtet – wieviele Strömungsschichten braucht man mindestens, um den Laval-Düseneffekt zu erreichen.

### 1.3 Ziele der Arbeit

Das dynamische Verhalten der Atome oder Moleküle einer Strömung kann bislang nicht auf atomarer Ebene beobachtet werden. Wie in Kap. 1.1 bereits erläutert, liegt das vor allem daran, dass die für eine kinetische Analyse wichtige Zeitauflösung bei gleichzeitig entsprechend hoher Ortsauflösung der Molekülbewegung technisch (noch) nicht erreichbar ist. Daher basiert die Grundgleichung der Fluidtheorie, die Navier-Stokes-Gleichung, auf einem Volumenansatz und nicht wie z. B. die Kinetische Gastheorie mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung auf einer Statistik aller beteiligten Teilchen. Insofern ist es für das physikalische Verständnis notwendig, Modellsysteme zu finden, die sich wie Flüssigkeiten verhalten, aber einen kinetischen Zugang, also die Beobachtung der einzelnen Teilchen, ermöglichen. In der Fluidmechanik benutzt man daher sogenannte „Tracer-Partikel“ [Xu 2006, Puglisi 2006], um die Einzelteilchenbewegung beobachten zu können. Allerdings ermöglichen solche Partikel aufgrund ihrer Größe nur eine makroskopische Analyse der Strömung. Einen Einblick in kleinskalige Strömungsmuster bieten sie nicht. Deshalb sind derartige Hilfsmittel nur bei makroskopischen Strömungen einsetzbar. Zur Beobachtung der bereits erwähnten Mikro- und Nanofluide sind sie daher ungeeignet. Modellsysteme mit fluid-ähnlichem Charakter sind deshalb für das Verständnis von Flüssigkeiten eminent wichtig. Komplexe Plasmen sind ein derartiges Modellsystem.

Die drei Hauptphasen eines Komplexen Plasmas sind die kristalline, die flüssige und die gasförmige Phase. Am weitesten erforscht ist der Plasmakristall [Chu 1994, Thomas 1994, Hayashi 1994]. Die Phasen flüssig und gasförmig sind bislang nur wenig untersucht worden, im Wesentlichen wurden statische Fluide (d. h. ohne explizite Strömung) betrachtet [Morfill 1999, Kalman 2004, Huang 2005, Knapek 2007]. Strömungen wurden bislang nur im Zusammenhang mit Fluidmechanik etwa zur Bestimmung der Viskosität in Scherströmungen [Saigo 2002, Nosenko 2004, Chan 2004, Ivlev 2007] analysiert. Einen ersten Einblick in die Möglichkeiten der Einzelteilchenanalyse zeigt die Beobachtung von Turbulenzmustern [Morfill 2004]. Darüber hinaus sind sogenannte Teilchencluster Gegenstand der aktuellen Forschung [ArpMelzer 2004, Antonova 2006, Nosenko 2009]. Das Einzelteilchenverhalten von strömenden Komplexen Plasmen (im Gegensatz zu ruhenden Flüssigkeiten) wurde hingegen noch nicht erforscht.

Hauptanliegen der vorliegenden Arbeit ist es deshalb, den flüssigen Zustand eines Komplexen Plasmas zum ersten Mal in Bewegung zu untersuchen mit dem Schwerpunkt auf der Dynamik der einzelnen Partikel. Zunächst bedeutet dies, eine geeignete Umgebung zu finden, in der ein Strom geladener Partikel erzeugt werden kann. Bauartbedingt hat die PK-4 Kammer (siehe Kap. 4.1.1) die besten Voraussetzungen, um strömende Partikel zu beobachten. Allerdings ist hier kein kontinuierlich fließender Strom von Partikeln möglich. Abhilfe schafft ein elektrischer Antriebsmechanismus für die GEC-Kammer (vgl. Kap. 5.1.1 und 5.1.2). Damit ist ein quasi-unendlicher homogener Partikelstrom möglich. Insofern ist die Arbeit zweigeteilt: In Kap. 4.2 sind die kooperativen Phänomene in linearen Strömungen beschrieben. Dabei geht es im Wesentlichen um die Frage nach dem Übergang von der Einzelteilchenbewegung zur kollektiven Dynamik beim Durchströmen einer Laval-Düse. Ferner werden weitere kollektive Effekte wie das Verhalten von Scherströmen und die Kettenbildung in Strömungen beschrieben. Die Beobachtung stabiler Ketten wirft in diesem Zusammenhang die Frage nach einem bindenden Anteil im sonst rein abstoßend wirkenden Coulomb-Potential auf. In Kap. 5.2 steht dann die Strukturanalyse einer ringförmigen, quasi-unendlichen Strömung im Vordergrund. Ziel ist es, das Ordnungsverhalten der „Flüssigkeitsatome“ in der Strömung zu untersuchen und auf kinetischem Level das Aufbrechen der Strukturen bei der Umströmung eines Hindernisses zu dokumentieren, zu erklären und Vergleiche zu anderen Fachgebieten zu ziehen.



# Kapitel 2

## Komplexe Plasmen

### 2.1 Grundlegendes

Komplexe Plasmen sind schwach ionisierte Plasmen, die Teilchen mit einem Durchmesser in der Größenordnung von einigen Mikrometern enthalten. Im Allgemeinen werden monodisperse Partikel, also Partikel gleicher Größe, verwendet, um gleiche Experimentbedingungen zu erreichen und vergleichbare Resultate zu erzielen. Meist werden Kugeln verwendet, aber auch Stäbchen (sog. „Rods“) sind gebräuchlich [Usachev 2008]. Komplexe Plasmen bestehen somit aus Neutralgas, Elektronen, Ionen (meist einfach ionisierte Atomrümpfe) und Staubpartikel. Der Name ist in Analogie zum amerikanischen Begriff „complex fluid“ aus der Physik der sog. weichen Materie [Morfill 2009] gewählt. Dieser beschreibt ein Gemisch aus zwei Stoffen, in dem zwei Phasen koexistieren (in Kap. 1.1 als Kolloide bezeichnet). Der französische Nobelpreisträger de Gennes, der 1991 den Nobelpreis für seine Arbeiten zum Thema „Untersuchungen von Ordnungsprozessen in Flüssigkristallen und Polymeren“ bekommen hat, sieht darin die zwei wichtigsten Eigenschaften dieser Stoffklasse vereint: Komplexität und Flexibilität [de Gennes].

In der Regel laden sich Partikel im Plasma aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen (im Vergleich zu den Ionen) negativ auf. Mit Ladungen von etwa 1000 bis 1500 Elementarladungen pro Mikrometer Durchmesser stellen die Staubpartikel den dominierenden Anteil im komplexen Plasma. Damit können in den theoretischen Modellen die Partikel als Medium mit einer einzelnen Teilchensorte betrachtet werden. Das Plasma tritt in den Hintergrund. Deshalb unterscheiden sich komplexe Plasmen markant von den komplexen Flüssigkeiten, in denen das Hintergrundmedium die dominante Rolle spielt und deshalb immer mitberücksichtigt werden muss.

In der Natur kommen komplexe Plasmen meist auch dort vor, wo schwach ionisierte Plasmen vorkommen. Im Grunde genommen ist auch die Flamme einer rußenden Kerze ein komplexes Plasma, denn alle „wichtigen Zutaten“ sind vorhanden: Freie Ladungsträger und Staub (Ruß). In größeren Mengen kommen komplexe Plasmen in der Atmosphäre vor. Durch die Strahlung der Sonne im UV-Bereich und in höheren Frequenzen sowie durch die geladenen Teilchen der Sonne (z. B. Protonen aus Sonnenstürmen) laden

sich Eispartikel und sonstige Staubpartikel in der oberen Atmosphäre (Ionosphäre) auf [Havnes 2002]. In den Staubwolken bei der Planetenentstehung und in den Staubringen um Planeten (z. B. Saturnringe) können Komplexe Plasmen ebenfalls beobachtet werden [Hewins 1996, Greenberg 1984].

Im Labor sind Komplexe Plasmen eine relativ junge Disziplin. Sie werden erzeugt durch gezieltes Einbringen monodisperser Staubpartikeln bekannter Größe in Plasmen. Die Plasmen selbst sind meist Hochspannungs-Gleichstrom- oder Hochfrequenz-Entladungen in einer Edelgas-Atmosphäre bei niedrigen Drücken ( $p \approx 1 - 100$  Pa). Die Partikel werden mit einem Laserstrahl beleuchtet. Dieser hat in der Regel die Form eines schmalen Quaders (genaugenommen liegt ein Gauß-Profil vor). Damit kann entweder eine 2D-Anordnung von Partikeln komplett oder ein wohldefinierter Schnitt durch eine 3D-Partikelanordnung betrachtet werden. Das Streulicht des Lasers kann mit handelsüblichen Foto-/Videokameras detektiert werden.

## 2.2 Eigenschaften

Aufgrund der Schwerkraft auf der Erde sammeln sich die eingestreuten Partikel (Durchmesser  $d \approx 1 - 20 \mu\text{m}$ ) in der Plasmarandschicht über der unteren Elektrode (Details vgl. Experimentbeschreibung Kap. 5.1). Unter Schwerelosigkeit hingegen verteilen sich die Partikel gleichmäßig im gesamten Plasma (sofern keine anderen Kräfte, z. B. durch Gasfluss verursacht, wirken). Deshalb spielen Experimentkampagnen unter Schwerelosigkeit im Weltraum (Beispielsweise auf der Internationalen Raumstation ISS) oder bei Parabelflügen<sup>1</sup> eine wichtige Rolle bei der Erforschung der Komplexen Plasmen.

Phänomenologisch zeigen Komplexe Plasmen drei Aggregatzustände: In Abhängigkeit der einstellbaren Experimentparameter Neutralgasdruck [Khrapak 2011a] und Entladungsstärke (eingekoppelte Entladungsleistung) ordnen sich die Partikel entweder in Form eines Kristalls an oder zeigen flüssiges oder gasförmiges Verhalten. Im Fall des kristallinen Zustands reduziert sich die Bewegung der Partikel zu Gitterschwingungen. Dieser sogenannte Plasmakristall wurde 1986 in der Theorie vorhergesagt [Ikezi 1986] und seine Existenz 1994 experimentell nachgewiesen [Chu 1994, Thomas 1994, Hayashi 1994]. Eignen sich die Plasmaparameter nicht für eine Anordnung in Kristallform, dann bewegen sich die Partikel im Prinzip völlig ungeordnet und je nach Stärke der Abschirmung nach den bekannten Stoßgesetzen für harte Kugeln. Neben Neutralgasdruck und Ionisierungsgrad gibt es noch weitere Parameter die maßgeblichen Einfluss auf die Anordnung der Partikel im Plasma haben. Unter anderem haben die Stärke der Gewichtskraft, die Anwesenheit thermischer Kräfte und die Partikeldichte einen Einfluss auf die Kristallisation.

<sup>1</sup>Als Parabelflug bezeichnet man einen Flug, bei dem die Bahn des Flugzeugs eine parabolische Form aufweist. Die Parabel ist Richtung Erde geöffnet. Vor Beginn der Parabel und am Ende wirkt knapp doppelte Schwerkraft aufgrund des Aufstiegs und des Abbremsmanövers. Wenn das Flugzeug die nötige Geschwindigkeit erreicht hat, werden die Motoren soweit gedrosselt, dass nur noch die Luftreibung ausgeglichen wird. Dann beschreibt das Flugzeug eine klassische Wurfparabel und ist für ca. 22 Sekunden schwerelos. Ein geeignetes Flugzeug (Airbus A-300 modifiziert) betreibt in Europa die Firma Novespace in Bordeaux in Frankreich. Die Parabelflugkampagnen dieser Arbeit wurden dort durchgeführt.

Das Vorhandensein mehrerer Aggregatzustände eröffnet die Möglichkeit, Phasenübergänge zu erzeugen. Komplexe Plasmen können einfach beobachtet werden und die Position und Geschwindigkeit der Partikel können an sich leicht bestimmt werden. Damit lassen sich die Übergänge zwischen den Aggregatzustände auf kinetischer Ebene analysieren.

Die Art der Ladung der Partikel und die Art der Anordnung der Ladungen im Plasma in Form einer Raumladungswolke um die Partikel (vgl. Kap. 2.6) ermöglichen eine weitere Manipulationsmöglichkeit: die Verformung der an sich kugelförmigen Wolke durch gezielte externe elektrische Felder. Das daraus resultierende sog. elektrorheologische<sup>2</sup> Verhalten zeigt einige interessante Eigenschaften und Analogien zu molekularen Systemen [Ivlev 2008]. Durch die Verschiebung der Raumladungswolke auf einer Zeitskala bei der die Ionen noch folgen können (die Elektronen damit sowieso), die Partikel aber selbst nicht, ergeben sich bindende Potentialanteile. Diese führen dazu, dass sich die Partikel in einem sonst flüssigen oder gasförmigen Komplexen Plasma in Ketten anordnen und sich ihre Eigenschaften (z. B. Viskosität) verändern.

## 2.3 Bedeutung

Die Bedeutung von Komplexen Plasmen kann in den beiden Bereichen Grundlagenforschung und Anwendungsforschung getrennt betrachtet werden:

**Grundlagenforschung** Aufgrund der guten Manipulierbarkeit und der guten Orts- und Zeitauflösbarkeit der Partikel bieten die Komplexen Plasmen ein ideales Modellsystem für die Grundlagenforschung zur Untersuchung bekannter Phänomene auf kinetischer Ebene. Mit Hilfe der Streifenelektrode, die teilweise auf den Ergebnissen der Entwicklungen aus Kap. 5.1.2 beruht, kann man den gezielten Transport von Staubpartikeln detailliert untersuchen [Jiang 2009]. In klassischen atomaren und molekularen Systemen ist die kinetische Ebene wegen der bereits erwähnten Schwierigkeiten nicht in dem Maße zugänglich, wie es bei den Komplexen Plasmen der Fall ist. Damit können u. a. Wellenphänomene, Transportphänomene und Phasenübergänge auf dem Niveau einzelner Teilchen untersucht werden. Dabei treten viele Analogien zu realen Systemen, wie z. B. Wasser auf: Im flüssigen Zustand kann u. a. die Viskosität gemessen werden, Strömungen und Wellen können beobachtet werden. Der Plasmakristall eröffnet weiterhin die Möglichkeit, die Phänomene Kristallisation und Schmelzen direkt auf quasi-atomarer Ebene zu beobachten. Ebenso können Gitterfehlstellen und Domängrenzen „live“ beobachtet werden. Bei klassischen atomaren Kristallen ist dies aufgrund der Größe der Atome und der fehlenden spatio-temporalen Auflösung von Röntgen-Aufnahmen oder Raster-Elektronen-Mikroskopischen Aufnahmen nicht möglich. Komplexe Plasmen können beim Verständnis dieser wichtigen Effekte helfen.

---

<sup>2</sup>Rheologie: Lehre von der Verformbarkeit und dem Fließverhalten von Materie

Eine weitere interessante Eigenschaft von Komplexen Plasmen zeigt sich bei der Manipulation der Raumladungswolke der Staubpartikel. Sogenannte „Rheologische Plasmen“ bilden ein interessantes Studienobjekt, um die aus anderen Bereichen der Physik und Technik bekannten rheologischen Eigenschaften von Flüssigkeiten im Detail zu studieren [Chen 1992, Dassanayake 2000]. In der Technik sind solche Flüssigkeiten bereits im Einsatz, z. B. in Stoßdämpfern der Firma Bansbach [Bansbach]. Dort lassen sich Dämpfungseigenschaften durch gezielte Veränderung der Viskosität des Öls im Dämpfer durch Variation einer elektrischen Spannung innerhalb von Millisekunden variieren.

Unter dem Namen „Staubige“ Plasmen sind Komplexe Plasmen in anderen Bereichen der Physik schon länger bekannt und von großer Bedeutung. Ungeladene und geladene Staubpartikel spielen z. B. in der Astrophysik bei der Entstehung von Planeten in den Akkretionsscheiben eine wichtige Rolle. Aber auch in stellaren Gaswolken finden sich Komplexe Plasmen. In der Physik der Atmosphäre, insbesondere in der Physik der Ionosphäre kommen Komplexe Plasmen häufig vor.

**Anwendungsforschung** Während die Grundlagenforschung versucht, Komplexe Plasmen zu erzeugen und die zu Grunde liegende Physik zu erforschen, versucht die Anwendungsforschung hingegen, die Entstehung Komplexer Plasmen zu unterbinden oder entstandene Staubpartikel geschickt zu beeinflussen:

In der Plasmaphysik, insbesondere in der Fusionsforschung treten Staubpartikel auf. Allerdings sind sie dort unerwünscht, weil sie in den Fusionsanlagen wie Stellarator oder Tokamak das Plasma erheblich stören und die Einschusszeit wesentlich verkürzen. Ebenso in der Plasmatechnik. Dort behindern sie Plasma-Abscheide-Techniken oder erhöhen die Ausschussrate bei z. B. der Produktion von LCDs durch das Verstopfen einzelner Pixel. Ziel der Forschung in beiden Bereichen ist es daher, die Entstehung der Partikel zu verstehen und gegebenenfalls zu verhindern. In den Fällen, in denen dies nicht möglich ist, gilt es, Ergebnisse der Grundlagenforschung zu nutzen und Manipulationsmechanismen zu finden, mit denen die Partikel gezielt transportiert werden können. Im Fall der LCD-Produktion bedeutet das den Transport der Partikel aus dem Bereich der Displays, bevor die Partikel eine Größe erreichen, wegen der sie aufgrund der Schwerkraft aus dem Plasma auf die Oberfläche fallen würden. Bei der Produktion von Solarzellen können Partikel hingegen von Nutzen sein [Cabarrocas 2002]. Hier kann das Einbringen von Partikeln geeigneter Form und Größe den Wirkungsgrad von Silizium-Solarzellen deutlich erhöhen, ohne auf Dotierungen mit Schwermetallen (Gallium-Arsenid-Zellen) ausweichen zu müssen. Solarzellen aus polymorphen Silizium (Zellen in denen Silizium-Nanokristalle in eine amorphe Silizium-Matrix eingebracht werden) sind Thema der aktuellen Forschung [Cabarrocas 2004]. Die Tragweite der Möglichkeiten eines gezielten Teilchentransports ist in diesem Zusammenhang sicherlich noch nicht abzusehen.

## 2.4 Kenngrößen

Aufgrund der unterschiedlichen Massen und Ladungen der im Plasma befindlichen Teilchenspezies gibt es verschiedene Zeit- und Längenskalen, die sogenannten Kenngrößen. Wichtige Kenngrößen eines Komplexen Plasmas sind die Parameter eines normalen Plasmas, modifiziert und erweitert um die Staubpartikel.

**Plasma** Grundlegende Parameter sind Masse  $m_n$ , Teilchendurchmesser  $d_n$ , Dichte  $n_n$  und Temperatur  $T_n$  des verwendeten Gases. Daraus ergeben sich im idealen Gas der Neutralgasdruck  $p_n = n_n k_B T_n$ , die thermische Geschwindigkeit der Gasteilchen

$$v_{\text{th}n} = \sqrt{\frac{3k_B T_n}{m_n}} \quad (2.1)$$

sowie die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen

$$\lambda_{\text{mfp}n} = \frac{1}{n_n \sigma_n} = \frac{k_B T_n}{p} \frac{1}{\pi d_n^2} \quad (2.2)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ( $\sigma = \pi d^2$  im Hartkugelmodell<sup>3</sup>).

Für die Erzeugung des Plasmas sind die Art des Gases (reaktives Gas oder Edelgas), sowie die Art der Entladung und die Entladungsstärke von Bedeutung. Sie haben großen Einfluss auf die Teilchenanzahldichte der Elektronen und Ionen  $n_e, n_i$  und auch auf die Temperatur der Elektronen  $T_e$ . Aus den Teilchenanzahldichten ergibt sich der Ionisationsgrad des Plasmas  $x = n_e / (n_e + n_n)$ . In schwach ionisierten Plasmen ist  $x \ll 1$ .

Eine sehr wichtige Kenngröße im Plasmas ist die Debye-Abschirmlänge. Als Resultat der Statistik der Polarisation des Plasmas um eine Probeladung  $q = \pm 1e$  beschreibt sie die Abschirmung der Probeladung und damit die Reduktion des Coulomb-Potentials ( $\phi \propto r^{-1}$ ) auf das Debye-Hückel-Potential ( $\phi \propto r^{-1} \exp(-r/\lambda_{D_e})$ ), einer Variante des Yukawa-Potentials. Dabei bezieht sich die Abschirmlänge immer auf eine bestimmte Teilchensorte  $s$  (Elektronen oder Ionen  $s = e, i$ ). Die Probeladung trägt die der Teilchensorte entgegengesetzte Ladung. Damit ergibt sich die Abschirmlänge zu

$$\lambda_{D_s} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{e^2 n_s}}. \quad (2.3)$$

Eine weitere wichtige Länge ist die Landau-Länge, auch Coulomb-Radius  $r_C$  genannt. Sie bezeichnet den Abstand zweier Stoßpartner im Plasma, bei dem die Coulomb-Energie  $(4\pi\varepsilon_0)^{-1} e^2 / r_C$  gleich der kinetischen Energie  $k_B T_s$  der Teilchen  $s$  ist. Damit erhält man

$$r_C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{k_B T_s}. \quad (2.4)$$

---

<sup>3</sup>Es erfolgt ein Stoß im Hartkugelmodell genau dann, wenn für den Abstand  $\Delta$  zweier Partikel mit Radius  $r$  gilt  $\Delta \leq r + r$ . Die zugehörige Querschnittsfläche ist dann  $\sigma = \pi(r + r)^2 = \pi d^2$

Ist  $r_C$  klein, so ist das Plasma schwach gekoppelt, und damit ein ideales Plasma. Komplexe Plasmen gehören in diese Kategorie Plasmen. In ihnen ist die Iontemperatur, ebenso wie die Temperatur des Neutralgases in der Regel gleich der Raumtemperatur.

Die Berechnung der mittleren freien Weglänge im Plasma ist im Vergleich zum Neutralgas deutlich komplexer. Im Ansatz  $\lambda_{\text{mfps}} = (n_s \sigma_s)^{-1}$  muss je nach Stoßpartner der richtige Wirkungsquerschnitt verwendet werden. Aufgrund der langreichweitigen elektrischen Potentiale sind die effektiven Wirkungsquerschnitte der Ionen größer als die eines Neutralgasteilchens. Deshalb müssen auch die Stoßfrequenzen  $\nu_{s_1 s_2}$  für die jeweiligen Stoßpartner separat betrachtet werden. Dabei unterscheidet man die Stöße Gas-Gas, Gas-Ion, Gas-Elektron, Ion-Ion, Ion-Elektron und Elektron-Elektron.

Ebenfalls charakteristisch sind die Elektronenplasmafrequenz und die Ionenplasmafrequenz. Sie beschreiben die Rückschwingung des Plasmas bei Auslenkung von Elektronen bzw. Ionen aus der Ruhelage. Die Frequenzen stellen damit eine Antwort des Kollektivs auf eine Störung der sog. Quasi-Neutralität dar. Mit Hilfe der Bewegungsgleichung und den Maxwell-Gleichungen erhält man für Elektronen und Ionen

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad \text{und} \quad \omega_{pi} = \sqrt{\frac{z^2 e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}} \quad (2.5)$$

Im Plasma existieren aufgrund der unterschiedlichen Massen und Temperaturen unterschiedliche Werte für thermische Geschwindigkeiten  $v_{\text{ths}}$  je nach Teilchensorte  $s$  (Elektronen, Ionen oder Neutralgasteilchen).

Neutralität im Plasma meint immer Quasi-Neutralität, also makroskopische Neutralität. Das bedeutet dass in der Summe aller Ladungen das Plasma neutral ist, obwohl die einzelnen Teilchen durchaus eine Ladung tragen. In einem idealen Plasma sind genügend viele Elektronen in der Debye-Sphäre ( $(4\pi/3)\lambda_{De}^3 n_e \gg 1$  und die Ausdehnung des Plasmas  $L$  ist groß genug ( $L \gg \lambda_{De}$ ).

**Komplexes Plasma** Befinden sich Staubpartikel im Plasma, so verändern sich einige Parameter, andere kommen neu hinzu: Zu den unterschiedlichen thermischen Geschwindigkeiten von Elektronen und Ionen  $v_{\text{the}}$  und  $v_{\text{thi}}$  kommt die thermische Geschwindigkeit der Staubteilchen  $v_{\text{thd}} = \sqrt{3k_B T_d / m_d}$  hinzu.

Die Abschirmung der Staubpartikel muss sowohl die Abschirmung durch Elektronen als auch durch Ionen berücksichtigen. Man erhält analog  $\phi \propto r^{-1} \exp(-r/\lambda_D)$  mit der variierten Abschirmlänge

$$\lambda_D = \frac{1}{\sqrt{\lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}}}. \quad (2.6)$$

Die Stoßfrequenz  $\nu_{s_1 s_2}$  für Stöße zweier Spezies  $s_1, s_2$  miteinander erweitert sich ebenfalls um die Staubpartikel: Im Komplexen Plasma kommen Stöße zwischen Staubpartikel und Staub-Plasma-Stöße hinzu. Diese können mit dem Hartkugelmodell für Neutralgasstöße bzw. mit Hilfe der Rutherford'schen Streuformel für Stöße geladener Teilchen am Zentralfeld und einer angenommenen Maxwell-Verteilung berechnet werden. Die Werte gehen in

die Ladungsberechnung der Staubpartikel ein. Hierfür sind auch die Elektronen- und Ionen-Einfangraten  $\nu_{te}$  und  $\nu_{ti}$  relevant (engl. „trapping“). Zur Charakterisierung theoretischer Modelle werden oft auch die Stoßwahrscheinlichkeit  $\alpha = \lambda_D/\lambda_{mfp_i}$  und der Stoßparameter  $\beta_i = r_C/\lambda_D$  verwendet. Sie beschreiben das Parameterregime des vorliegenden Plasmas hinsichtlich der Wichtigkeit von Stößen zwischen Ionen und Staub. Dies hat Auswirkung auf Linearisierungsansätze in den Stoß-Modellen (vgl. Kap. 2.6).

Eine weitere wichtige Frequenz im Zusammenhang mit der Stoßfrequenz  $\nu_{nd}$  ist die Einstein-Frequenz  $\nu_E$ . Sie stammt aus der Festkörperphysik und beschreibt dort die Frequenz der Schwingung, die ein Atom in einem Kristallgitter vollführt, wenn es aus seiner Ruhelage ausgelenkt wird. Auf die Komplexen Plasmen übertragen bedeutet  $\nu_E$  also die Schwingung eines Staubpartikels in einem Plasmakristall um seine Ruhelage. Im Vergleich mit der Stoßfrequenz  $\nu_{nd}$  kann damit die Dämpfung des Systems beschrieben werden [Khrapak 2004]: Ist  $\nu_E \gg \nu_{nd}$  so ist der Kristall ungedämpft und entspricht dem atomistischen Kristall. Ist hingegen  $\nu_E \ll \nu_{nd}$ , so ist die Dynamik der Partikel im Staubkristall überdämpft und der Kristall entspricht einem Kolloid. Für die anderen Aggregatzustände des Komplexen Plasmas lassen sich ebenfalls Frequenzen finden, die charakteristisch für die Partikeldynamik sind. Für den flüssigen Zustand kann beispielsweise die Staubplasmafrequenz  $\omega_{pd}$  verwendet werden, für den gasförmigen Zustand ist die Staub-Staub-Kollisionsfrequenz  $\nu_{dd}$  charakteristisch für die Dynamik.

Im Komplexen Plasma muss der Coulomb-Radius um Staub-Staub-Stöße erweitert werden:

$$r_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|z_d|e^2}{k_B T_i}. \quad (2.7)$$

Die mittlere freie Weglänge  $\lambda_{mfps}$  erfasst nun auch die Weglänge, die ein Staubpartikel im statistischen Mittel zurücklegen kann, bevor es auf ein anderes Partikel trifft. Die Plasmafrequenzen werden um die Plasmafrequenz  $\omega_{pd}$  der Staubpartikel erweitert zu

$$\omega_{pd} = \sqrt{\frac{z_d^2 e^2 n_d}{\epsilon_0 m_d}}. \quad (2.8)$$

Die Bedingung für die Quasi-Neutralität des Plasmas bezieht jetzt die Ladungen  $q_d = -z_d e$  der Staubpartikel mit ein:  $n_e + z_d n_d = n_i$  (Teilchenanzahldichte  $n_s$  der Spezies  $s$ ). Sind zuviele Partikel im Plasma, so kann die Dichte der Elektronen merklich abnehmen. Dann muss bei der Beschreibung der Partikelbewegung das Hintergrundplasma berücksichtigt werden. Der Havnes-Parameter [Havnes 1984]  $P_H = z_d n_d / n_e$  beschreibt das Verhältnis von Elektronen, die von Staubpartikeln eingefangen wurden, zur Anzahl von freien Elektronen (jeweils pro Volumen). Ist  $P_H \ll 1$ , so verhalten sich die Staubpartikel im Plasma wie vom Plasma unabhängige Partikel und das Plasma wird praktisch nicht verändert.

Das Verhältnis von thermischer Energie der Staubpartikel zu elektrostatischer Energie wird durch den Kopplungsparameter

$$\Gamma = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 \Delta k_B T_d} \quad (2.9)$$

ausgedrückt. Für  $\Gamma \gg 1$  handelt es sich um ein stark gekoppeltes System. Im Falle des Plasmakristalls handelt es sich um ein stark gekoppeltes System (vgl. auch die Phasendiagramme in Kap. 2.7). Hier wird zusätzlich der Gitterabstand  $\Delta$  (also der Abstand zweier benachbarter Partikel) in Einheiten der Abschirmlänge, also in Anzahl der Debye-Sphären ausgedrückt  $\kappa = \Delta/\lambda_D$  (Abschirmparameter). Im Allgemeinen berechnet man den mittleren Abstand zweier Staubpartikel aus der Teilchenanzahldichte ( $n_d \approx \Delta^{-3}$ ).

Zur Charakterisierung der Bewegung der Staubpartikel wird die Geschwindigkeit  $v_d$  häufig mit der thermischen Geschwindigkeit  $v_{\text{thd}}$  oder der Schallgeschwindigkeit<sup>4</sup>  $c_{\text{DAW}}$  in Staub verglichen. Es ist [Shukla 2002]

$$c_{\text{DAW}} = \omega_{pd}\lambda_D = \sqrt{k_B T_i z_d^2 n_d / (m_d n_i)}. \quad (2.10)$$

## 2.5 Kräfte im Komplexen Plasma

Auf Staubpartikel im Komplexen Plasma wirken diverse Kräfte. Die wichtigsten Kräfte im Rahmen dieser Arbeit sind im Folgenden kurz beschrieben (Zahlenwerte insbesondere zu den Reibungskräften finden sich in Kap. 5.2.1):

**Gravitation** Die Gravitation  $F_G = m_d g$  ist die auf der Erde dominierende Kraft. Für ein in Kap. 5.2.1 beschriebenes Partikel ( $r = 3.4 \mu\text{m}$ ,  $\rho = 1500 \text{ kg/m}^3$ ) ergibt sich eine Gewichtskraft von  $2.43 \times 10^{-12} \text{ N}$ .

**Elektrische Kraft** Die elektrische Kraft  $F_E = q_d E$  liegt in der Größenordnung der Gewichtskraft, denn durch die Balance beider Kräfte werden die Partikel im Plasma levitiert (in Schwebelage gehalten). In der Plasmarandschicht sind die elektrischen Felder der Hochfrequenzentladung groß genug um dies zu ermöglichen (je nach Partikelladung muss  $E$  einige hundert V/m betragen).

**Neutralgasreibung** Die Neutralgasreibung tritt immer dann auf, wenn sich die Staubpartikel relativ zum Neutralgas im Hintergrund bewegen. Aufgrund der Brown'schen Molekularbewegung des Neutralgases ist die Neutralgasreibung damit immer vorhanden. In der vorliegenden Arbeit ist dies insbesondere in den PK-4 Experimenten, in denen Gasfluss vorhanden ist, aber die Partikel ortsfest sind, der Fall (Balance zwischen Gasstrom und Schwerkraft). Berechnungen von Epstein [Epstein 1924] ergeben

$$F_{\text{nd}} = -\gamma_{\text{Ep}} m_d v_d \quad (2.11)$$

mit dem Epstein(-dämpfungs-)koeffizient

$$\gamma_{\text{Ep}} = \delta_{\text{Ep}} \frac{4\pi}{3} \frac{m_n}{m_d} n_n v_{\text{thn}} r_d^2. \quad (2.12)$$

Der Koeffizient  $\delta_{\text{Ep}}$  hängt von der vorliegenden Stoßart ab.

<sup>4</sup>engl. **D**ust **A**coustic **W**ave (Speed)

**Ionenreibung** Zur Berechnung der Reibung der Ionen mit den Staubpartikel wird in dieser Arbeit der sogenannte „Modified Coulomb scattering approach“ [Khrapak 2003] verwendet. Es handelt sich dabei um eine präzisierte Variante der Formel von Barnes [Barnes 1992]. Der Ansatz ergibt

$$F_{\text{id}} = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3} n_i m_i v_{\text{th}i} b_{\pi/2}^2 \Gamma_c^* v_i. \quad (2.13)$$

Dabei ist  $b_{\pi/2}$  der Stoßparameter für einen Stoß der eine Ablenkung von  $\pi/2$  verursacht und  $\Gamma_c^*$  der modifizierte Coulomb-Logarithmus. Eine Alternative hierzu wäre der kinetische Ansatz [Ivlev 2005, Khrapak 2005a].

Zur Charakterisierung der Kräfteverhältnisse wird häufig auch das Verhältnis  $\xi = F_{\text{id}}/F_{\text{E}}$  verwendet. Es beschreibt, wie stark die Reibung zwischen Ionen und Staub im Vergleich zu den elektrischen Feldern im Plasma ist.

Aufgrund der Kleinheit der Elektronen, sowie ihrer geringen Masse, ist die Reibung von Elektronen an Staubpartikeln vernachlässigbar.

**Coulomb-Kraft** Die Partikel im Plasma stoßen sich aufgrund ihrer Ladung ab. Die Abschirmung durch das Plasma schwächt das eigentlich zugrunde liegende Coulomb-Potential soweit ab, dass außerhalb der Debye-Sphäre im Wesentlichen nur noch das Debye-Hückel-Potential  $\phi(r) = (q_1/(4\pi\epsilon_0))r^{-1} \exp(-r/\lambda_D)$  messbar ist. Daraus berechnet sich die abstoßende Kraft zweier Partikel mit Ladungen  $q_1, q_2$  im Abstand  $\Delta$  ( $\Delta > \lambda_D$ ) zu

$$F_{\text{dd}} = -q_2 \left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=\Delta}. \quad (2.14)$$

**Sonstige** Die Thermophorese, also die Kraft die durch einen Temperaturgradienten im Neutralgas entsteht, kommt in dieser Arbeit nicht vor. Sie sei hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Nach Messungen von Rothermel et al. [Rothermel 2002] ist die thermophoretische Kraft  $F_{\text{th}} \propto r_d^2 dT/dx$ . Die Manipulation der Partikel durch Lichtdruck (mit Hilfe eines starken Lasers) ist auch möglich, wird hier aber ebenfalls nicht verwendet.

**Kräfte durch Abschattung** Im Gegensatz zu einer einzelnen Ladung im Vakuum ist die Ladung der Staubpartikel nur im zeitlichen Mittel konstant. Sie entsteht durch ein dauerndes Auftreffen von Ionen und Elektronen auf der Partikeloberfläche aus allen Richtungen. Aufgrund der Größe des Rutherford'schen Einfangbereichs eines solchen Partikels schirmt ein geladenes Partikel im Plasma ein benachbartes Partikel ab und umgekehrt. So wird das Partikel aus der Richtung des benachbarten Partikels von weniger Ionen und Elektronen getroffen. Dadurch entsteht ein Druck entlang der Verbindungsachse. Die Partikel werden zusammengepresst, eine Art bindender Potentialanteil entsteht [Fortov 2004]. Gibt es einen gerichteten Ionenfluss, oder zumindest eine gerichtete Ionenbewegung (auch Schwingung), so wird dadurch die Debye-Sphäre deformiert [Ivlev 2008] und es entsteht ein bindender Potentialanteil im sonst abstoßenden Debye-Hückel-Potential [Nambu 1995, Melzer 1999, Tsytovich 1999, Lampe 2000]. Damit sind elektrorheologische Komplexe Plasmen möglich (vgl. Abschnitt in Kap. 2.2 und [Ivlev 2008]).

## 2.6 Ladungsmechanismus

Ein Staubpartikel lädt sich im Plasma auf, weil es einen andauernden Strom von Elektronen und Ionen auf das Partikel gibt. Aufgrund der wesentlich höheren Mobilität der Elektronen ist der Elektronenstrom zu Beginn größer als der Ionenstrom. Dadurch lädt sich das Partikel negativ auf. Dies wiederum verringert den Elektronenstrom und erhöht den Ionenstrom solange, bis beide Ströme im Gleichgewicht sind. Das Potential, das das Partikel dadurch annimmt, heißt Floating-Potential. Kennt man das Floating-Potential dann berechnet sich die Partikelladung durch Multiplikation mit der Kapazität des Partikels. Die Berechnung des Floating-Potentials ist ein bekanntes, aber schwieriges Problem der (Langmuir-) Sondendiagnostik von Niedertemperaturplasmen [Langmuir 1924a, Chen 1965, Rozhansky 1978, Hershkovitz 1989].

Neuere Theorien berechnen die Ladung aus der Differenz von Ionen- und Elektronenfluss. Dabei ist  $dz_d/dt = j_i - j_e$  und die Partikelladung  $q_d = z_d e$ . Die OML<sup>5</sup>-Theorie nimmt dazu im Wesentlichen an, dass Elektronen und Ionen nicht miteinander stoßen, während sie auf das Partikel fliegen. Der Schwachpunkt der Theorie ist die Tatsache, dass sie einen zu hohen Wert für die Ladung der Partikel liefert [Allen 2000, Ratynskaia 2004a]. Eine Verbesserung bringt das sogenannte „Collision Enhanced Collection Model“. Dabei werden Stöße zwischen Ionen und dem Neutralgas berücksichtigt [Khrapak 2005, Khrapak 2009]. Andere Theorien liefern dagegen einen zu kleinen Wert für die Ladung der Staubpartikel (vgl. „Radial Motion Theory“ [Nairn 1998]). Außerdem hat sich gezeigt, dass Ladungsfluktuationen eine wichtige Rolle spielen und dass bei Stößen zwischen Staubpartikeln auch eine Übertragung von Ladungsträgern stattfinden kann [Khrapak 1999, Vaulina 1999, Morfill 1999a].

## 2.7 Phaseneinteilung

Die Wechselwirkung in Komplexen Plasmen beruht im Wesentlichen auf dem Debye-Hückel-Potential. Dieses ist ein stark vereinfachtes Modell und lässt Anisotropien im Plasma genauso außer Acht, wie Fluktuationen der Partikelladung oder lang-reichweitige Kräfte und die Form des einschließenden Potentials [Morfill 2009].

Dieses vereinfachte Modell ist dennoch sinnvoll, da es den Vergleich der Komplexen Plasmen mit anderen Debye-Hückel-Systemen ermöglicht. Damit können die zugehörigen Modellrechnungen und Simulationen anderer Fachgebiete auf die Komplexen Plasmen in Näherung übertragen werden. Man erhält einen Einblick, welche Phasen im Komplexen Plasma zu erwarten sind. Untersuchungen anderer abstoßender Potentiale haben zu der Entdeckung geführt, dass alle untersuchten repulsiven Potentiale eine gemeinsame universelle Schmelz- bzw. Erstarrungskurve (sog. „universal freezing curve“) besitzen [Khrapak 2009a]. Abbildung 2.1 zeigt die Ergebnisse diverser numerischer Simulationen von Debye-Hückel-Systemen [Hamaguchi 1997, Stevens 1993, Meijer 1991, Vaulina 2001, Vaulina 2002]. Diese Phasen können in Komplexen Plasmen unter anderem in den Arbeiten von Thomas und von Zuzic [Thomas 1996, Zuzic 2000] beobachtet werden.

<sup>5</sup> engl. **O**rbital **M**otion **L**imited (Theory)

Seit den ersten Simulationen ist der Phasenübergang fest-flüssig in Komplexen Plasmen sowohl theoretisch als auch experimentell weiter untersucht worden. Aktuelle Arbeiten beschäftigen sich mit Schmelzkurven in 3D-Systemen [Khrapak 2011a]. Desweiteren ergibt sich die Möglichkeit der Existenz eines kritischen Punkts in Komplexen Plasmen. Theoretische Betrachtungen legen seine Beobachtbarkeit nahe [Khrapak 2006]. Ebenso ist der Einfluss der Ladungsfluktuationen bei Phasenübergängen Stand der aktuellen Forschung [Khrapak 2010].

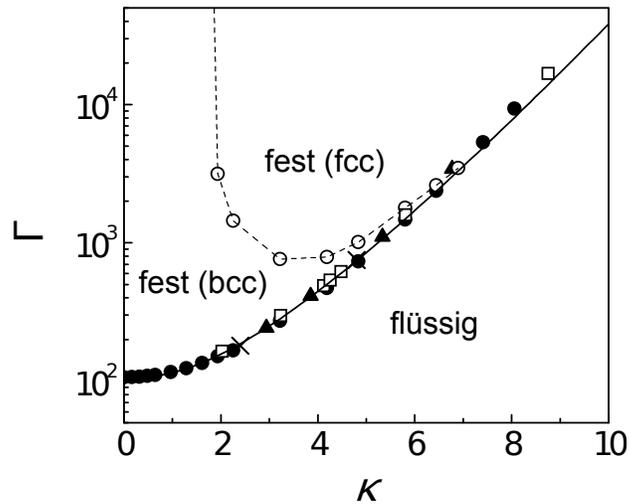


Abbildung 2.1: Phasendiagramm eines Systems mit Debye-Hückel-Wechselwirkung als Ergebnis numerischer Simulationen verschiedener Autoren. Das Debye-Hückel-System zeigt zwei verschiedene Kristallphasen (fcc und bcc), sowie eine fluide Phase. Kreise und Scheiben aus Rechnungen von Hamaguchi, Quadrate von Stevens, Dreiecke von Meijer und Kreuze von Vaulina. Die durchgezogene Linie ist die analytische Näherung der Schmelzlinie, die gepunktete Linie ist die Verbindungslinie der numerischen Daten. Referenzen siehe Kap. 2.7.



# Kapitel 3

## Theoretische Grundlagen für die Experimente

### 3.1 Laval-Düse

Aufgrund der in die Berechnung der Laval-Düse eingehenden Annahmen eignet sie sich gut um das Einsetzen kollektiver Effekte zu untersuchen. Dies gilt allerdings nur für Systeme, die eine Betrachtung auf dem Niveau einzelner Teilchen ermöglichen. Komplexe Plasmen sind solche Systeme.

Ziel der nach dem Schweden de Laval benannten Düsengeometrie ist es, ein Gas über seine Schallgeschwindigkeit hinaus zu beschleunigen. Dazu wird der Strömungsquerschnitt zuerst soweit verengt, bis das strömende Medium Schallgeschwindigkeit erreicht. Danach muss sich der Querschnitt in geeigneter Weise wieder aufweiten um eine weitere Erhöhung der Geschwindigkeit des Mediums im Überschallbereich zu ermöglichen. In diesem Kapitel wird die Düsengeometrie hergeleitet. Ferner wird auf die entsprechenden Annahmen, sowie deren Auswirkungen und die daraus resultierenden Möglichkeiten einer Untersuchung kollektiver Effekte eingegangen.

Dazu betrachtet man eine Stromröhre mit in Strömungsrichtung variierendem Querschnitt  $A(x)$ . Die Änderung des Querschnitts in x-Richtung sei so klein, dass die radiale Geschwindigkeitskomponente viel kleiner als die Komponente entlang der x-Achse ist und deshalb vernachlässigt werden kann (also keine nennenswerte Reibung erzeugt). Die Strömung der Dichte  $\rho(x) = m/V(x)$  sei stationär und isentrop, d. h. es gilt Massenerhaltung (konstanter Massenstrom durch jede Querschnittsfläche  $d\dot{m} = 0$ ), Energieerhaltung ( $\delta Q = 0$ ) und Entropieerhaltung ( $dS = 0$ ). Chemische Reaktionen finden nicht statt ( $dN = 0$ ).

Aus der Massenerhaltung folgt für den Massenstrom  $\dot{m} = dm/dt = \rho Av$ , also für die Masse  $m$ , die mit der Geschwindigkeit  $v$  durch den Querschnitt  $A$  strömt,  $\dot{m} = \text{konst}$  durch jeden Querschnitt  $A(x)$  an jedem Ort  $x$ . Differentiation  $d\dot{m}/dx$  und Division durch  $\dot{m}$  ergibt

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} + \frac{dv}{v} = 0. \quad (3.1)$$

Die Erhaltung der Energie bedeutet  $W = U + pV + E_{\text{kin}} = \text{konst.}$  Die Summe aus Innerer Energie<sup>1</sup>  $U$ , dem Vermögen (Volumen-)Arbeit  $pV$  zu leisten und der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}} = mv^2/2$  der Strömung muss konstant sein. Substitution mit der spezifischen Enthalpie<sup>2</sup>  $h = H/m = U/m + pV/m$  ergibt  $m(h + v^2/2) = \text{konst.}$  Differentiation nach dem Ort und Division durch  $m$  ergibt

$$dh + v dv = 0. \quad (3.2)$$

Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik folgt, dass sich eine Änderung der Inneren Energie eines Systems zusammensetzt aus der dem System zugeführten Wärme und der vom System an der Umgebung geleisteten Arbeit, also  $dU = \delta Q_{\text{rev}} + \delta W$ . Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik sagt, dass ein System nie von selbst in einen wesentlich unwahrscheinlicheren Zustand übergeht. Damit ergibt sich das totale Differential der Entropie zu  $dS = \delta Q_{\text{rev}}/T$ . Die Kombination liefert zusammen mit der Volumenarbeit  $\delta W = -p dV$  ( $V dp$  leistet keine Arbeit, weil kein „Weg“ zurückgelegt wird)  $dU = T dS - p dV$ . Das totale Differential der Enthalpie ergibt sich aus  $dH = dU + p dV + V dp$  und der Substitution von  $\rho = m/V$  zu  $dh = T ds + dp/\rho$ . Dabei ist  $ds$  das totale Differential der spezifischen Entropie<sup>3</sup>  $s = S/m$ . Die Forderung der Entropieerhaltung (s. o.) ergibt dann

$$dh = \frac{dp}{\rho}. \quad (3.3)$$

Die Analyse eines adiabatischen Prozesses eines idealen Gases ergibt die sogenannte Isentropenbeziehung  $pV^\gamma = \text{konst}$  mit  $\gamma = c_p/c_v$  (den spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen). Da die meisten realen Gase sich den idealen Gasen sehr ähnlich verhalten, ist diese Näherung erlaubt. Die Differentiation der Isentropenbeziehung nach dem Ort ergibt nach Umstellen und Substitution von  $v = m/\rho$

$$dp = p\gamma \frac{d\rho}{\rho}. \quad (3.4)$$

Löst man nun Gleichung 3.1 nach  $d\rho/\rho$  auf und setzt diese zusammen mit Gleichung 3.3 in 3.4 ein, so erhält man  $dh = -c_s^2(dA/A + dv/v)$  wobei  $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$  ist. Mit Hilfe von Gleichung 3.2 ergibt sich als Zusammenhang zwischen Geschwindigkeits- und Querschnittsänderung die bekannte Formel

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{1 - Ma^2} \frac{dA}{A} \quad \text{mit} \quad Ma = \frac{v}{c_s}. \quad (3.5)$$

Aus dieser Gleichung lassen sich drei Strömungsarten folgern: Erstens die Unterschallströmung  $Ma < 1$ . Die Geschwindigkeit steigt mit abnehmenden Querschnitt, allerdings

<sup>1</sup>In der Thermodynamik ist die Innere Energie eines Systems definiert als die nicht sichtbare Bewegungs- und Potentialenergie des Systems. Sie beschreibt damit den Energiezustand eines ruhenden Systems.

<sup>2</sup>Die Enthalpie beschreibt ebenfalls den inneren Energiezustand eines ruhenden Systems, allerdings in anderen Zustandsvariablen als die Innere Energie.

<sup>3</sup>Die Entropie ist ein Maß für die Unordnung eines Systems.

nicht überall linear. Die Formel ähnelt der Lorentz-Transformation<sup>4</sup>, auch wenn sie aufgrund der fehlenden Wurzel eine reelle Überschallströmung zulässt. Zweitens die Überschallströmung  $Ma > 1$ . Hier steigt die Geschwindigkeit mit zunehmendem Querschnitt weiter an. Und drittens die Schallströmung  $Ma = 1$ . Da  $dv$  endlich bleibt (es ist nur begrenzte Energie vorhanden) muss  $dA = 0$  sein. Das bedeutet, die Schallgeschwindigkeit wird im engsten Querschnitt erreicht. Mathematisch penibel müsste man  $dA = d^2x$  setzen und dann  $d^2x$  mit  $Ma^2$  vergleichen bei der Berechnung des Grenzwertes  $\lim_{v \rightarrow c_s} dv/v$ . Im Gegensatz zur Lorentz-Transformation ist eine Schallströmung mathematisch und physikalisch möglich.

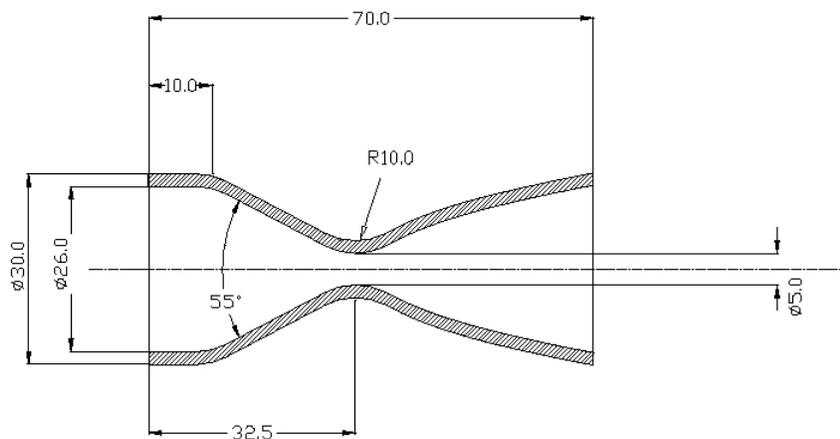


Abbildung 3.1: Skizze der Laval-Düse. Der linke Teil der Glasdüse bis zur engsten Stelle ist der (konvergente) Einlassbereich. Im mittleren Teil, dem Bereich des kleinsten Querschnitts, sollen die Partikel (unter passenden Bedingungen) Schallgeschwindigkeit erreichen. Der rechte Teil der Düse ist der divergente Laval-Bereich. Hier werden die Partikel weiter beschleunigt. Alle Zahlenwerte im Bild sind in mm angegeben.

Für die Aerodynamik ist mit Gleichung 3.5 ein lösbares Anfangswertproblem gegeben. Das Ergebnis ist in Abb. 3.1 dargestellt.

## 3.2 Kollektive Effekte

Die Raumladungswolke ist ein Effekt, der allen Experimenten dieser Arbeit zu Grunde liegt. Sind in einem Raum freie Ladungsträger vorhanden, so lädt sich ein einzelnes Staubpartikel negativ auf. Ohne weitere Ladungsträger könnte man das bekannte Coulomb-Potential um das Partikel messen. Im Plasma ist dies jedoch nicht der Fall. Die vielen positiv und negativ geladenen Teilchen ordnen sich so um das geladene Zentralpartikel an, dass sie außerhalb dieser sogenannten Raumladungswolke das eigentliche Coulomb-Potential auf das Debye-Hückel-Potential abschwächen. Mit technischen Mitteln lässt sich leider nicht bestimmen,

<sup>4</sup>Transformation von Orts- und Zeitkoordinaten zwischen zwei (bewegten) Bezugssystemen in der speziellen Relativitätstheorie.

ab welcher Teilchendichte dieser Effekt nicht mehr auftritt. Dies liegt daran, dass bei technisch erreichbaren Drücken immer noch wesentlich mehr als  $10^{10}$  Partikel selbst in einem kleinen Plasmagefäß vorhanden sind.

Die Laval-Düse in PK-4 hingegen ermöglicht einen Einblick in die Welt der kollektiven Teilcheneffekte auf einzelner Atomebene. Ist  $\bar{p}$  der mittlere Impuls eines idealen Gases (die Geschwindigkeit der Gasatome ist Boltzmann-verteilt) der Temperatur  $T$ , so wirkt  $\bar{p}/6$  des Impulses in jede Richtung im Raum. In anderen Worten,  $5/6 = 83.3\%$  des Impulses kann durch eine Düse und Stöße in eine bestimmte Richtung konvertiert werden. Unter der Annahme, alle Partikel verlassen die Düse mit der selben Geschwindigkeit  $v_s$  (an der engsten Stelle Schallgeschwindigkeit), so ergibt sich als Impuls  $p_s = mv_s = m\sqrt{3k_B T/m}$ . Der mittlere Impuls eines Teilchens hingegen ist  $\bar{p} = m\bar{v} = m\sqrt{(8/\pi)(k_B T/m)}$  und in Raumrichtung der Düse  $\bar{p}_x = \bar{p}/6$ . Damit ergibt sich ein Verhältnis von konvertiertem Impuls zu mittlerem Impuls von  $p_s/\bar{p}_x = 6\sqrt{3\pi/8} = 6.51$ . Im Vergleich zu einem Einzelteilchen, das mit mittlerem Impuls  $\bar{p}_x$  durch die Düse fliegt, sollte der Impuls eines Teilchens in einer kollektiven Strömung um das maximal 6.51-fache erhöht sein. In die Herleitung der Laval-Düse geht die Annahme eines Vielteilchen-Systems zum einen in den Ansatz ein, dass die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Düse klein sein soll. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass sich die Düse nicht zu schnell verengt, nur für genügend viele Partikel. Ein einzelnes Partikel, das sich senkrecht zur Düse bewegt, ist der gegenteilige Grenzfall. Zum anderen geht die Annahme eines Vielteilchensystems ebenfalls in die Hauptsätze der Thermodynamik ein. Den Übergang gilt es in den Experimenten zu finden.

Ein weiterer kollektiver Effekt ist das Wake-Potential, das durch Manipulation der Raumladungswolke erzeugt wird. Wie bereits in Kapitel 2.5 Absatz „Kräfte durch Abschattung“ beschrieben, kann durch den Ionenfluss der Gleichstrom-Entladung im PK-4-Aufbau ein solches bindendes Potential erzeugt werden. Allerdings scheint der Ionenfluss eine gewisse Mindestgröße haben zu müssen, denn die in Kapitel 4.2.2 beschriebene Kettenbildung tritt ohne Düse nicht auf.

Die Unordnung in regulären Flüssigkeiten scheint selbst ein kollektiver Effekt zu sein. Wie in [Teng 2003] beschrieben, nimmt die Unordnung in einer eingegengten Flüssigkeit ab: Ist ein Flüssigkeitsvolumen groß, also sind in jeder Raumrichtung genügend viele Atomlagen vorhanden, so verhalten sich die Teilchen der Flüssigkeit wie erwartet. Sie sind beweglich, gegeneinander verschiebbar und die Detailstruktur der Flüssigkeit ist geprägt von vielen unterschiedlichen Anzahlen nächster Nachbarn. Die Anordnung der Teilchen ist also unregelmäßig und zeitlich nicht konstant. Eine dreidimensionale Momentaufnahme zeigt im Fall von flüssigem Blei eine fünfzählige Symmetrie [Reichert 2002]. Wird das Volumen der von [Teng 2003] beschriebenen 2D-Flüssigkeit jedoch in einer beliebigen Raumrichtung auf wenige Teilchenlagen eingeschränkt, so verändert sich aufgrund der im Vergleich zum Volumen wesentlich größeren Oberfläche die Struktur der Teilchen wesentlich. Nun ordnen sich die Flüssigkeitsteilchen hexagonal an und behalten im Zeitverlauf diese Anordnung auch bei. Der Mangel an Kollektivität (also der Mangel an genügend vielen Partnern) führt zu einem Ansteigen der Ordnung. Umgekehrt führt eine genügend große Anzahl an Partikeln zu einem Aufbrechen der Ordnung. Dies kann auch in den GEC-Experimenten beobachtet

werden. Die Strombreiten sind dort in der entsprechenden Größenordnung, vergleiche auch Abb. 5.11 auf Seite 75 und die Kapitel 5.2.3 und 5.2.3. Die Komplexen Plasma-Fluide sind damit ein gutes Modellsystem zur Untersuchung der fundamentalen Stabilitätsprinzipien von Flüssigkeiten. Dabei scheint der von Kristallen bekannte hexagonale Grundzustand sich in Flüssigkeiten als 2D-Momentaufnahme der (gegebenenfalls komplexeren) 3D-Struktur darzustellen.

### 3.3 Viskosität

Viskosität ist ebenfalls ein Effekt, an dem viele Teilchen beteiligt sind. Sie beschreibt die innere Reibung [Gerthsen 1997] eines Mediums und ist damit ein Maß für die dynamische Zähigkeit des Systems. Empirisch unterscheidet man zwischen der Scherung eines Festkörpers, der Viskosität von Fluiden, die sich aus der Reibung der Flüssigkeitsschichten ergibt und der Viskosität von Gasen, die sich aus den Stößen der einzelnen Moleküle ergibt. Der physikalische Ansatz [Bergmann Schäfer 1] ist in allen Fällen gleich: Um ein Medium der Dicke  $dz$  zwischen einer festen Wand und einer parallelen Fläche  $A$  mit einer Geschwindigkeit  $dv$  zu scheren ist die Kraft

$$F_R = \eta A \frac{dv}{dz} \quad (3.6)$$

nötig [Landau Lifschitz VI]. Die Viskosität  $\eta$  (physikalische Einheit  $\text{N s/m}^2 = \text{Pa s}$ ) ist dabei im Regelfall eine Materialkonstante.

Da die Scherkräfte in einem beliebigen Winkel an der Oberfläche des zu scherenden Körpers ansetzen können, führt man die Scherspannung  $\vec{\sigma}$  ein. Aufgrund der drei Raumrichtungen und der damit verbundenen neun verschiedenen Möglichkeiten der Normalen von Spannungsrichtung und Flächennormale stellt die Scherspannung einen Tensor zweiter Stufe dar:

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Die Elemente mit gleichen Indizes  $\sigma_{\alpha\alpha}$  heißen Normalspannung. Sie beschreiben den Druck bzw. Zug einer Kraft senkrecht zur Oberfläche des Körpers. Die Seitenelemente  $\sigma_{\alpha\beta}$  heißen Schubspannung. Sie beschreiben die Belastung des Körpers durch eine Kraft parallel zur Oberfläche. Dabei gibt  $\alpha$  die Richtung der Flächennormale an und  $\beta$  die Richtung der Schubspannung. Jedes einzelne Element des Spannungstensors berechnet sich aus

$$\sigma_{\alpha\beta} = \eta \frac{dv_\beta}{dx_\alpha}, \quad (3.8)$$

die Scherkraft berechnet sich dann zu

$$\vec{F}_R = A \vec{\sigma} \cdot \vec{n}_A. \quad (3.9)$$

Die Viskosität eines Festkörpers ist im Vergleich mit Flüssigkeiten unendlich groß. Der Festkörper behält bekanntlich seine Form. Allerdings kann auch ein Festkörper unter Aufwendung vergleichsweise hoher Kräfte geschert werden (abhängig von der materialspezifischen Scherfestigkeit).

Für die meisten Flüssigkeiten gilt in guter Näherung die Gleichung von Arrhenius und Andrade [Kuchling 2001]

$$\eta(T) = \eta_\infty e^{\frac{b}{T}}. \quad (3.10)$$

Sie beschreibt die Viskosität von Flüssigkeiten in Abhängigkeit der Temperatur. Mit steigender Temperatur sinkt die Viskosität eines Stoffes (heißes Öl ist bekanntlich deutlich „flüssiger“ als kaltes Öl). Dabei sind  $\eta_\infty$  und  $b$  empirische Konstanten. Wasser hat beispielsweise eine Viskosität von  $\eta = 1.52 - 0.89$  Pa s im Temperaturbereich von  $5 - 25$  °C. Die Viskosität von Gasen liegt in der Regel um mehrere Größenordnungen unter dem Wert von Flüssigkeiten (z. B. Stickstoff  $\eta = 1.76 \times 10^{-5}$  Pa s und Wasser  $\eta = 1.0$  Pa s, jeweils bei  $20$  °C). Dies liegt im Wesentlichen an der viel geringeren Dichte, wenn man Flüssigkeiten als überdichte Gase auffasst. Für Gase lässt sich die Viskosität über die Gastheorie und den dort beschriebenen Impulsübertrag abschätzen. Im idealen Gas ist

$$\eta = \frac{1}{3} n m \bar{v} \lambda_{\text{mfp}} = \frac{2\sqrt{2}}{3\pi d^2} \sqrt{\frac{k_B T m}{\pi}} \quad (3.11)$$

mit der Teilchenanzahldichte  $n$ , der Masse der Gasteilchen  $m$ , der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v} = \sqrt{8k_B T / (\pi m)}$ , der mittleren freien Weglänge  $\lambda_{\text{mfp}} = (n\sigma)^{-1}$ , dem Teilchendurchmesser  $d$  (Hartkugelmodell  $\sigma = \pi d^2$ ) und der Gastemperatur  $T$ .

Bisher wurde die Viskosität immer als unabhängig von der Scherspannung angenommen. Solche Flüssigkeiten heißen „Newton’sche Fluide“. Die meisten bekannten Flüssigkeiten (wie z. B. Wasser) verhalten sich derart. Hängt die Viskosität noch zusätzlich von der Schubspannung ab oder steigt die Schubspannung nicht linear mit dem Geschwindigkeitsgefälle an, so spricht man von „nicht-Newton’schen Flüssigkeiten“. Solche Flüssigkeiten finden sich häufig unter den Kolloiden. Ein bekanntes Beispiel ist das Wasser-Stärke-Gemisch [Shakhashiri 1989, Scientific Fun]. Bei niedrigen Scherkräften ist seine Viskosität niedrig, es verhält sich wie eine Flüssigkeit, bei hohen Scherkräften steigt die Viskosität stark an, das Gemisch verhält sich wie ein Festkörper. Aber auch die Rheologischen Stoffe (vgl. Kap. 2) sind nicht-Newton’sche Flüssigkeiten. Sie ändern ihre Viskosität in Abhängigkeit äußerer Felder. Je nach Abhängigkeit von  $\sigma$  bezeichnet man solche Flüssigkeiten als struktur-viskos (die Viskosität fällt mit steigender Scherspannung, engl. „shear thinning“, z. B. Farbe die beim Streichen dünnflüssig ist und ohne mechanische Spannung nicht wesentlich verläuft) oder dilatand (die Viskosität steigt mit der Scherspannung, engl. „shear thickening“). Weiterhin gibt es zeitabhängige Varianten (die Scherspannung verändert sich in der Zeit und die Viskosität steigt oder fällt dabei) und formabhängige Varianten (sog. Plastizität, je nach Scherspannung verhält sich der Stoff wie ein Festkörper oder wie ein Fluid).

Mit Hilfe der statistischen Theorie von Vielteilchensystemen lässt sich die Viskosität wie auch andere Transportkoeffizienten (z. B. der Diffusionskoeffizient) aus dem Spannungstensor des Vielteilchensystems berechnen [Evans 1990]. Nach [Kubo 1957] ergibt sich die

Viskosität nach der Green-Kubo-Formel

$$\eta = \beta V \int_0^{\infty} \langle \sigma_{xy}(0) \sigma_{xy}(t) \rangle dt, \quad (3.12)$$

mit  $\beta = (k_B T)^{-1}$ , dem Volumen  $V$  und dem Spannungstensor  $\sigma_{\alpha\beta}(t)$ . Die Viskosität ist also proportional zum Zeitintegral über die Autokorrelationsfunktion eines Seitenelements des Spannungstensors. Dabei ist die Autokorrelationsfunktion  $C_{AA}(t) = \langle A(t) A(0) \rangle$  definiert als ein Ensemblemittel (entweder über die Zeit oder über alle Elemente im Volumen in einem ergodischen System).

Mit Hilfe der Scherkraft kann man das Geschwindigkeitsprofil berechnen, das sich in der Strömung in einem Rohr ausbildet: Wird in eine Röhre (Länge  $L$ , Radius  $R$ ) ein Fluid (Viskosität  $\eta$ ) mit dem Druck  $p$  gepresst, so ergibt sich das Gleichgewicht zwischen Druck und Reibung an jeder Stelle  $r$  innerhalb der Röhre zu  $p\pi r^2 = \eta 2\pi r L \frac{dv}{dr}$ . Umgeformt ist  $pr dr = 2\eta L dv$ . Die Integration unter der Randbedingung  $v(R) = 0$  ergibt

$$v(r) = \frac{p}{4\eta L} (R^2 - r^2) = \frac{pR^2}{4\eta L} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \quad (3.13)$$

das bekannte Gesetz von Hagen-Poiseuille. Es bildet sich also in einer laminaren Strömung eine parabolische Geschwindigkeitsverteilung aus. Verändert sich der Querschnitt nur langsam ( $\frac{dr}{dz} \ll 1$ ), so bleibt die Strömung laminar. Dies ist später für die Düsenöffnung von Bedeutung.

### 3.4 Aggregatzustand von Nanofluiden

Die Aggregatzustände makroskopischer Materie sind relativ einfach [Barker 1976]: Materie kann fest, flüssig oder gasförmig sein. Im Allgemeinen gilt für gasförmige Materie, dass die kinetische Energie größer als alle Arten von Bindungsenergie ist. Damit ist auch die mittlere freie Weglänge deutlich größer als der Abstand der Teilchen untereinander. Als flüssig bezeichnet man Materie, wenn die mittlere freie Weglänge in der Größenordnung des Teilchenabstands ist und die kinetische Energie in der Größenordnung der Bindungsenergien ist. Fest ist Materie, wenn die mittlere freie Weglänge der Teilchen kleiner als der Abstand der Teilchen zueinander ist und die kinetische Energie kleiner als alle Arten von Bindungsenergie im Festkörper. Flüssigkeiten leisten im Gegensatz zu Festkörpern so gut wie keinen Widerstand gegen eine (noch so kleine) Scherspannung. Aber es gibt auch amorphe Körper, wie z. B. Gletscher (festes Wasser) oder Glas. Andererseits kann auch flüssiges Wasser Eigenschaften von Festkörpern haben. Diese treten besonders dann auf, wenn ein Körper mit höherer Geschwindigkeit auf die Wasseroberfläche auftrifft. Für Flüssigkeiten gilt auch die Regel, dass sie durch andere Körper verdrängt werden. Allerdings gilt dies nur makroskopisch. Mikroskopisch stabilisiert sich eine Flüssigkeit mit einem wenige Atomlagen dicken Film [Bhushan 1995]. Am Beispiel einer Billardkugel [Granick 1999] wird das

deutlich: Legt man die Kugel auf einen Tropfen Wasser, dann verdrängt sie das Wasser bis auf einen wenige Moleküldurchmesser dicken Film. Dieser dünne Film trägt dann die Kugel. Es braucht einen sehr hohen Druck, um diesen Flüssigkeitsfilm ebenfalls zu verdrängen. Der Unterschied zwischen einer Flüssigkeit und einem Festkörper ist die deutlich verminderte Reibung, da die einzelnen Flüssigkeitsschichten gegeneinander verschiebbar sind. Im täglichen Leben verwendet man daher Öl, um die Reibung zweier Festkörper aneinander zu verringern. Auch hierbei ist der Ölfilm nur wenige Moleküllagen dick. Interessanterweise steigt die Viskosität eines solchen „Nanofluids“ unter 5-10 Moleküllagen deutlich an und divergiert gewöhnlicherweise unter 2-4 Moleküllagen. Der Film wird quasi immer fester [Demirel 1996]. Dennoch scheinen wesentliche Eigenschaften von Flüssigkeiten erhalten zu bleiben. Die Bezeichnung „Nanoflüssigkeit“ ist dem Gebiet Nanofluidik entnommen. Dort bezeichnet der Begriff eine Flüssigkeit, die Partikel von wenigen Nanometern Durchmesser enthält und durch einen sog. Mikrokanal strömt, also durch einen Kanal, der nur wenige Mikrometer breit ist [Hsieh 2003]. Neueste Nanoflüssigkeiten sind Polymere von bis zu 60 nm Dicke, die durch eine Röhre von 60 – 80 nm Durchmesser strömen [Yung 2007]. Sieht man die hier (vgl. Kap. 5.2 und 5.1.1) verwendeten MF-Partikel als Atome an, dann ist die beobachtete Strömung nur wenige Atome breit und die Analogie zur Nanofluidik ist naheliegend.

Zur Unterscheidung der Phasen fest und flüssig, beziehungsweise zur Erkennung des Phasenübergangs gibt es mehrere Theorien (für eine Übersicht siehe [Morfill 2009]). Die bekannteste Theorie ist das Lindemann-Kriterium [Lindemann 1910]. Lindemann hat angenommen, dass der Phasenübergang stattfindet, wenn die Atome im Kristall so weit aus ihrer Ruhelage schwingen, dass sie mit den benachbarten Atomen kollidieren (also wenn die Schwingungsamplitude so groß wie der halbe Abstand zum nächsten Nachbarn ist). Darauf aufbauend haben verschiedene Autoren diese Theorie für mögliche Interaktionspotentiale und verschiedene Gittertypen verfeinert (für eine Übersicht der Werte siehe [Saija 2006]). Damit lässt sich das Lindemann-Kriterium nun vereinfacht wie folgt abschätzen:

$$\sqrt{\frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta \vec{r}_i)^2}{\bar{d}^2}} \leq 0.2 \text{ bzw. } 0.1. \quad (3.14)$$

Über 0.2 liegt sicher ein Fluid vor, über 0.1 unter Umständen, je nach zugrunde liegender Modellrechnung, und unter 0.1 liegt mit großer Wahrscheinlichkeit kein Fluid vor. Unter der Annahme, dass sich alle Partikel  $i$  einigermaßen gleich weit (um  $\Delta \vec{r}$ ) aus der Ruhelage (mittlerer Teilchenabstand zu ihren Nachbarn  $\bar{d}$ , im Kristall die Gitterkonstante) bewegen, ergibt sich eine mittlere Auslenkung von mindestens

$$\Delta x \geq 0.44 \cdot \bar{d} \text{ bzw. } 0.31 \cdot \bar{d}. \quad (3.15)$$

Im Fall der Ringströmung (Kap. 5.2) darf die allen Partikeln gemeinsame Geschwindigkeitskomponente entlang der Strömungsrichtung nicht mitgerechnet werden. Die Summation muss also in einem mitgeführten Koordinatensystem erfolgen.

Andererseits muss eine Flüssigkeit, deren Teilchen sich nicht weit genug aus der Ruhelage entfernen, um nach Lindemann schon flüssig zu sein, nicht zwangsläufig ein Festkörper sein. Es kann sich auch um eine „kalte“ Flüssigkeit handeln. Kalt insofern, dass bekannt ist [Woon 2004], dass in einer kalten zweidimensionalen Flüssigkeit die Teilchen immer noch von sechs nächsten Nachbarn umgeben sind, wenn die Flüssigkeit durch Schmelzen eines entsprechenden Kristalls entstanden ist. Kalt auch in dem Sinne, dass bei Strömen, deren Breite in der Größenordnung des Abstands zweier benachbarter Partikel liegt, die Dynamik des Systems verlangsamt ist und man nicht mehr von einem klassischen Flüssigkeitskörper (engl. *bulk liquid*) sprechen kann [Woon 2003, Granick 1999]. Andererseits ist bekannt [Zippelius 1980], dass beim Schmelzen von Dünnschichten eine hexatische Phase (also eine Phase hexagonaler Ordnung) zwischen fester und flüssiger Phase auftritt.

Zusammenfassend wäre meiner Meinung nach auch der Aggregatzustand-neutrale Begriff des „Clusters“ angemessen. Nichts destotrotz verwendet die Nanofluidik die Navier-Stokes-Gleichung bei der Modellierung von Flüssigkeitsströmen und unterstreicht damit den überwiegend flüssigen Charakter der Nanofluide.

## 3.5 Partikeldetektion

Auf den aufgenommenen Einzelbildern hinterlassen die bewegten Partikel eine Spur (vgl. Abb. 3.2). Die Länge der Spur ist abhängig von der Geschwindigkeit des Partikels. Aus dem Anfangs- und Endpunkt der Spur, sowie der Verschlusszeit, also der Zeit während der das Bild belichtet wird, lassen sich dann sowohl Ort als auch Geschwindigkeit des Partikels berechnen.

Sind  $x_o, y_o$  die Koordinaten des Anfangspunkts der Spur und  $x_u, y_u$  die Koordinaten des Endpunkts, sowie  $\Delta x, \Delta y$  die Ablesefehler der jeweiligen Koordinatenrichtung, dann definiert  $x_m = (x_u - x_o)/2 \pm \Delta x_m$  und  $y_m = (y_u - y_o)/2 \pm \Delta y_m$  die Position des Teilchens, wobei  $\Delta x_m = \Delta y_m = (\sqrt{2}/2)\Delta x$ . Ist  $dt$  die Verschlusszeit, dann sind die Geschwindigkeitsanteile des Partikels  $v_x = (x_u - x_o)/dt \pm \Delta v_x$  und  $v_y = (y_u - y_o)/dt \pm \Delta v_y$ , wobei  $\Delta v_x = \Delta v_y = (2/dt)\Delta x$ . Die Geschwindigkeit des Partikels ergibt sich daraus zu  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \pm \Delta v$  mit  $\Delta v = \Delta v_x = \Delta v_y = (2/dt)\Delta x$ . Dies gilt natürlich nur für Partikel, die während der Verschlusszeit ihre Geschwindigkeit nicht bzw. nicht wesentlich verändern. Daher ist es immer nötig, die Verschlusszeit, und damit auch die Bildrate, der erwarteten Teilchengeschwindigkeit so anzupassen, dass die Partikel eine nicht zu lange Spur im Bild erzeugen.

Für Partikel in Ruhe oder mit niedriger Geschwindigkeit, die im Wesentlichen keine ausgedehnten Spuren auf den Bildern erzeugen, existieren mehrere Programmpakete, die eine automatisierte Orts- und Geschwindigkeitserkennung ermöglichen. In der vorliegenden Arbeit wird in solchen Fällen das Softwarepaket „SPIT“ von Dr. Uwe Konopka [Konopka 2003] verwendet. Andere Softwarepakete werden in [Ivanov 2007] und [Feng 2007] dargestellt und verglichen. Für Partikel die ausgedehnte Spuren erzeugen, also Partikel, deren Geschwindigkeit (in Bildpunkten pro Sekunde) gross ist im Vergleich zur reziproken Verschlusszeit ( $v \gg 1 \text{ px}/t_{\text{shutter}}$ ), ist eine manuelle Detektion nach dem oben beschriebenen Verfahren nötig.

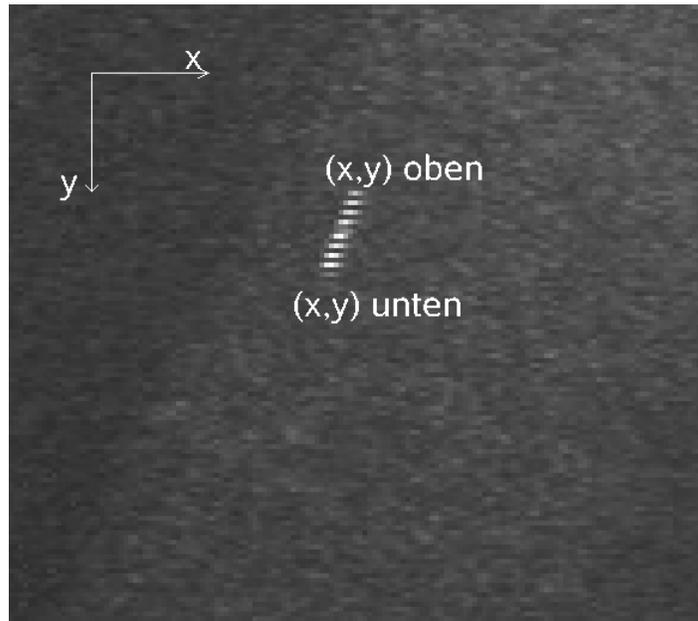


Abbildung 3.2: Einzelbildaufnahme eines einzelnen Partikels in der GEC-Kammer, aufgenommen im interlaced Modus in voller PAL-Auflösung mit 25 Bildern pro Sekunde. Zu sehen ist eine einzelne Partikelspur und das Hintergrundrauschen.

# Kapitel 4

## Lineare Strömungen

### 4.1 Versuchsaufbau und Entwicklungen

#### 4.1.1 Experimentalanlage PK-4

Die Experimente mit schnellen Partikelströmen finden in der PK-4<sup>1</sup> Kammer statt. Das PK-4 Setup [Usachev 2004, Fortov 2005, Thoma 2007] steht in zwei Experimenteinheiten zur Verfügung, dem sog. Laboraufbau (Abb. 4.3) zum einen und dem sog. Parabelflugaufbau (Abb. 4.2) zum anderen. Kern beider Aufbauten ist eine zylindrische Plasmakammer (Abb. 4.1). Diese besteht aus einem Glaszylinder von 35 cm Länge und einem inneren Durchmesser von 3 cm. Daran senkrecht angebaut sind zwei Glasrohre in denen sich die Elektroden, die Gas-/Vakuumleitungen, sowie die Partikel-Dispensoren befinden.

Die Plasmaerzeugung erfolgt durch eine DC-Entladung [Chen 1984, Lieberman 1994]. Dabei werden die Elektronen im zeitlich konstanten elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode zur Kathode hin beschleunigt. Das Plasma entsteht durch die teilweise Ionisation des Neutralgases aufgrund von Stößen der Elektronen mit dem Neutralgas. Im PK-4 Aufbau wird aus historischen Gründen Neon (Ionisierungsenergie 21.6 eV) als Neutralgas verwendet. Der Gaseinlass befindet sich hinter der Anode, hinter der Kathode befindet sich der Anschluss der Turbomolekularpumpe. Standardparameter der Apparatur sind: Druck 70 Pa und Entladungsstrom 1 mA. Hierzu ist eine Spannung zwischen Anode und Kathode von etwa 350 V notwendig. Ein solches Plasma wird als Niedertemperaturplasma oder auch Niederdruckplasma bezeichnet, da zum einen die Ionen etwa Raumtemperatur ( $T_i \approx 0.03$  eV) haben und nur die Elektronen „heiß“ ( $T_e \approx 6.7$  eV) sind [Fortov 2005], und zum anderen der Neutralgasdruck deutlich unterhalb des Umgebungsluftdrucks (ca.  $10^5$  Pa) liegt. Hieraus resultiert eine Elektronendichte von  $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  und ein Ionisierungsgrad von etwa  $10^{-8}$ .

---

<sup>1</sup> Plasma-Kristall-4, Nachfolger der erfolgreichen PK-Serie 1-3. Seit Januar 2006 befindet sich PK-3-Plus [Thomas 2008] auf der ISS im Experimentbetrieb (vgl. auch [Nefedov 2003]).

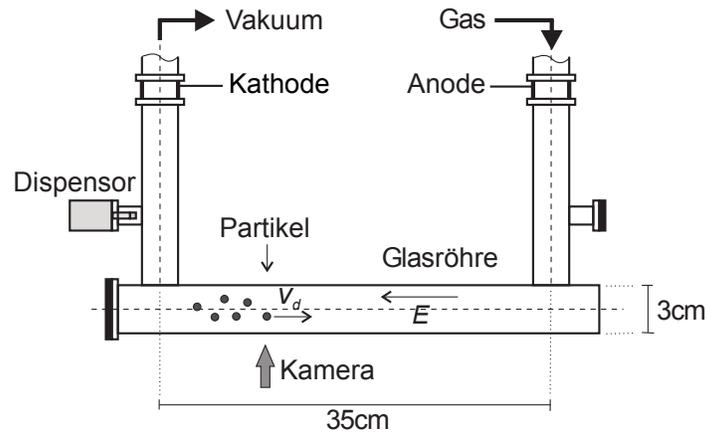


Abbildung 4.1: Skizze des Experimentaufbaus. Die Entladung brennt in den Glaszylindern zwischen Anode (aktive Elektrode) und Kathode (passive Elektrode, geerdet). Experimentiert wird im Hauptzylinder, in der Glasröhre. Die Beleuchtung erfolgt über eine Laserschicht, die von rechts in den Hauptzylinder eingestrahlt wird (hier nicht eingezeichnet). Eine CCD-Kamera zeichnet die Bewegung der Partikel von der Position „Kamera“ aus auf.

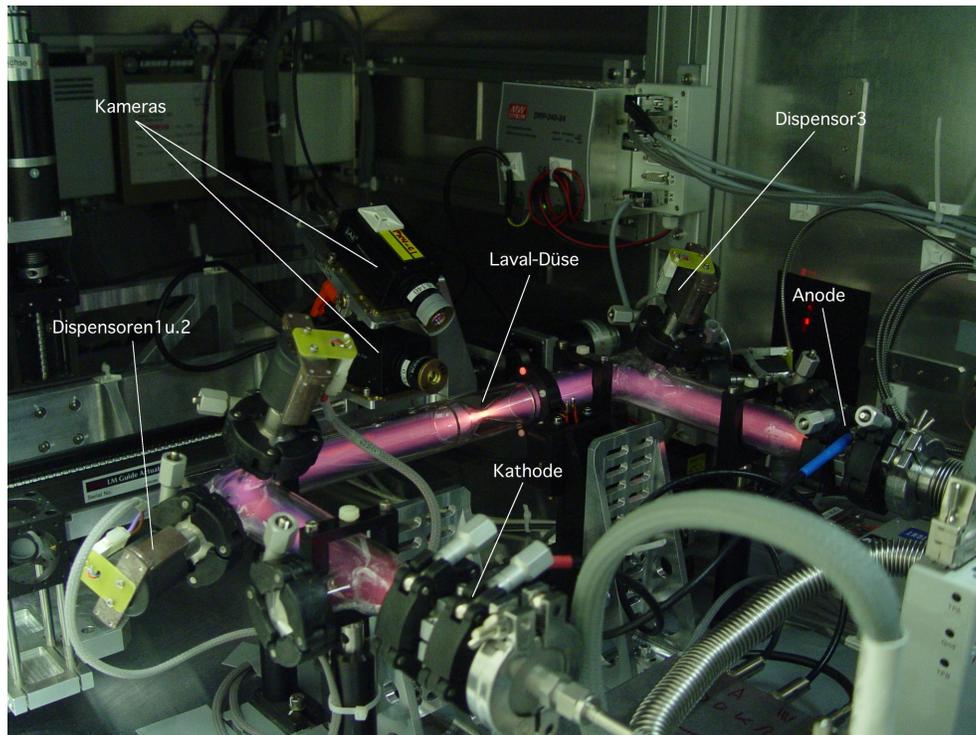


Abbildung 4.2: Foto des Parabelflug-Experimentaufbaus. Zu sehen sind das Leuchten des Neon-Plasmas, die beiden Kameras, die Laval-Düse, drei Dispensoren, die Anschlüsse der Elektroden, sowie ein Teil der Steuerelektronik. Die Bezeichnung der Elektroden ist hier passend zu der im Experiment eingestellten Stromrichtung gewählt, so dass hier im Bild die Anode die passive und die Kathode die aktive Elektrode bezeichnet.

Als „Staubteilchen“ werden sphärische, monodisperse Mikropartikel aus Melamin-Formaldehyd verwendet. Dabei stehen Partikel mit Durchmessern von  $1.28\ \mu\text{m}$  bis  $11.2\ \mu\text{m}$  mit einer Dichte von  $1500\ \text{kg}/\text{m}^3$  zur Verfügung. Diese werden durch Dispensoren eingeschüttelt. Für jede Partikelgröße wird ein eigenes Sieb mit geeigneter Maschenweite verwendet. Dispensoren können sowohl links als auch rechts an die Kammer angebaut werden (siehe Abb. 4.1).

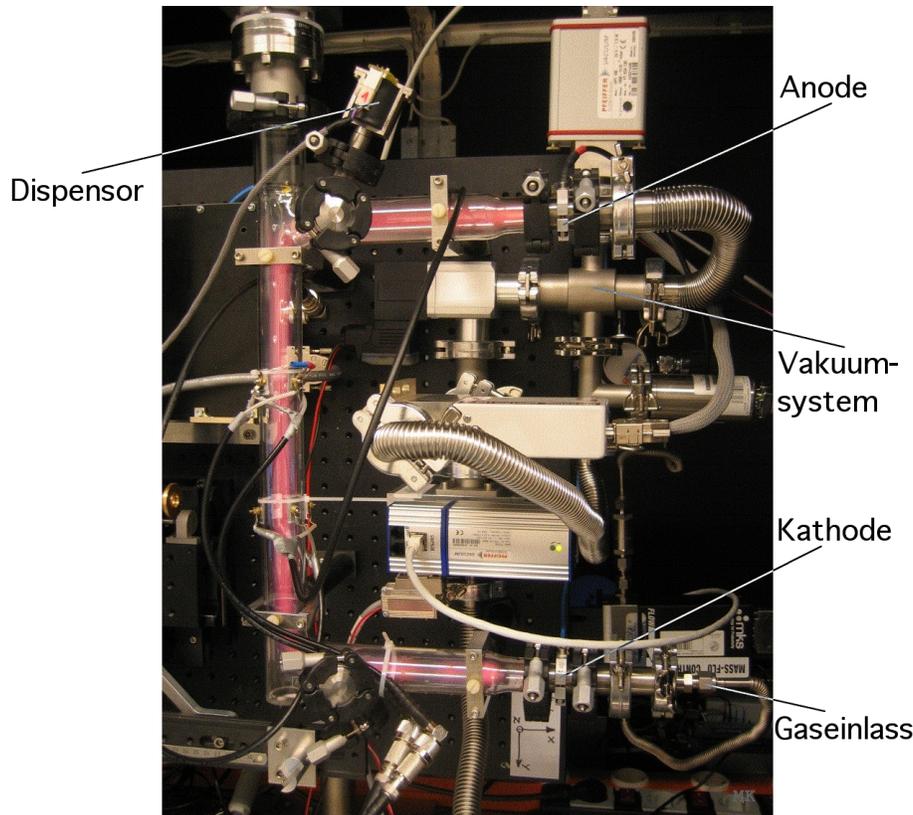


Abbildung 4.3: Foto des Labor-Experimentaufbaus. Zu sehen ist das Leuchten des Neon-Plasmas in der Kammer, sowie die Anschlüsse der Elektroden, des Gas-/Vakuumsystem und ein Dispensor.

Mit Hilfe eines Beleuchtungslasers (Wellenlänge  $682\ \text{nm}$ ) werden alle Teilchen beleuchtet, die sich innerhalb der Laserschicht befinden. Die Halbwertsbreite der Schicht ist  $75\ \mu\text{m}$  am Arbeitsabstand von  $488\ \text{mm}$  zwischen Strahlausgang des Lasers und der Beobachungsposition. Auf diesen Abstand ist der Laser fokussiert.

Die Beobachtung erfolgt mit Hilfe von CCD-Kameras<sup>2</sup>. Dabei wird das an den Partikeln gestreute Laserlicht von einer Kamera senkrecht zum Laserstrahl aufgenommen. Details zum Kamerasystem siehe Kapitel 4.1.2.

<sup>2</sup>engl. Charge-coupled Device, elektronischer Lichtsensor basierend auf dem inneren fotoelektrischen Effekt. Siehe auch CMOS-Sensor.

Der Vorteil des Laboraufbaus ist die Möglichkeit, die Kammer drehen zu können, um so den Einfluss der Gewichtskraft auf das Experiment selbst festlegen zu können. Damit kann man Strömungen erzeugen, die sich z. B. mit oder gegen die Gravitation oder senkrecht dazu bewegen. Im Parabelflugaufbau ist die Drehmöglichkeit nicht notwendig, da bei Parabelflügen unter Schwerelosigkeit alle Raumrichtungen gleichberechtigt sind. Dafür ist aufgrund des mechanisch stabileren Setups hier ein Doppel-Kamera-System in Betrieb.

### 4.1.2 Kamera-System

Zur Beobachtung werden CCD-Kameras vom Typ JAI CV-40M verwendet. Diese bieten entweder eine Auflösung von  $640 \times 480$  px (pixel) bei einer Bildrate von 60 fps (Bilder pro Sekunde, engl. frames per second) im sog. Normal-Modus oder eine Auflösung von  $640 \times 240$  px bei einer Bildrate von 120 fps im sog. Binning-Modus. Dabei unterscheiden die Kameras 256 Graustufen pro Pixel. Die Belichtungszeit beträgt in beiden Modi 8 ms. Über eine analoge Leitung werden die Daten an eine Grabberkarte vom Typ Matrix-Vision mvTitan-G1 übertragen, die die Bilder digitalisiert und an die Kamerasoftware weiterreicht. Die beiden Kameras im Parabelflugaufbau sind über ein Triggersignal synchronisiert, das die „Main Cam“ (Hauptkamera, in den Labordaten so genannt, in Abb. 4.2 die untere Kamera) an die andere Kamera liefert. Die Hauptkamera befindet sich in der Mittelebene der Glaszylinder parallel zur Basisplatte und schaut damit senkrecht auf den Laserstrahl, die zweite Kamera in diesem Aufbau (in den Labordaten „Slave Cam“ genannt) ist in einem Winkel von  $30^\circ$  zur ersten Kamera montiert. Diese Anordnung ermöglicht es gleichzeitig mit verschiedenen Objektiven zu beobachten, also einen Überblick und eine Detailansicht zu bekommen. Alternativ bietet die Verwendung von Objektiven mit gleichen Brennweiten die Möglichkeit einer 3D-Rekonstruktion der Partikelpositionen aus den Bilddaten, allerdings nur in einem begrenzten Umfang.

Im Normal-Modus entspricht ein Pixel einer Fläche von  $9.9 \times 9.9 \mu\text{m}^2$  (im Binning-Modus  $9.9 \times 19.8 \mu\text{m}^2$ ). Die Optik besteht aus einem Filter (Maximum der Durchlässigkeit bei 683 nm, Halbwertsbreite 8 nm und Transmission 84%) und einem Objektiv. Die zur Verfügung stehenden Objektive sind in Tabelle 4.1 spezifiziert.

Objektiv	Normal-Modus		Binning-Modus	
	1 px	Gesamtbild	1 px	Gesamtbild
0.14X	$70.7 \times 70.7 \mu\text{m}^2$	$45.2 \times 33.9 \text{ mm}^2$	$70.7 \times 141.4 \mu\text{m}^2$	$45.2 \times 33.9 \text{ mm}^2$
0.30X	$33.0 \times 33.0 \mu\text{m}^2$	$21.1 \times 15.8 \text{ mm}^2$	$33.0 \times 66.0 \mu\text{m}^2$	$21.1 \times 15.8 \text{ mm}^2$
0.50X	$19.8 \times 19.8 \mu\text{m}^2$	$12.7 \times 9.5 \text{ mm}^2$	$19.8 \times 39.6 \mu\text{m}^2$	$12.7 \times 9.5 \text{ mm}^2$
1.00X	$9.9 \times 9.9 \mu\text{m}^2$	$6.3 \times 4.8 \text{ mm}^2$	$9.9 \times 18.9 \mu\text{m}^2$	$6.3 \times 4.8 \text{ mm}^2$

Tabelle 4.1: Umrechnung von Pixel-Größen in Meter, sowie Größe des gesamten Bilds, je nach Objektiv und Kamera-Modus

Die Software zur Bildaufnahme wurde als Teil dieser Arbeit entwickelt und basiert auf einem Software-Grabber-Modul von Robert Sütterlin [Sütterlin 2003], das unter Linux läuft. Dieses Modul wurde objektorientiert umstrukturiert und das zugrunde liegende Modell eines Ringpufferspeichers wurde um eine lineare Liste mit zusätzlichen Bildinformationen (Zeitstempel des Zeitpunkts der Bildaufnahme, etc.) erweitert. Unter dem Namen „grabframes“ steht es als „binary“ auf den Datenaufnahmerechnern von PK-4 zur Verfügung. Der besseren Bedienbarkeit wegen wurde eine graphische Oberfläche hinzugefügt, die als „displayframes“ das Hauptprogramm unter Linux KDE 3.3 bildet und die Daten am Bildschirm als Film darstellen kann. Über eine „Shared-Memory“ Speicherschnittstelle tauschen beide Programme Daten und Befehle aus. Mit diesen beiden Programmen ist es möglich, sowohl von einer wie auch von zwei Kameras Bilddaten aufzunehmen und die Daten in reduzierter zeitlicher Auflösung während des Experiments live am Bildschirm zu verfolgen. Weiterhin wird den Daten automatisch eine Protokolldatei beigefügt, die alle relevanten Experimentdaten erfasst. Dabei ist nur der nicht digital erfassbare Teil der Daten vom Benutzer selbst einzugeben, während alle anderen Daten direkt vom Steuerungscomputer abgefragt werden. Für Details sei hier auf die Dokumentation des PK-4 Projekts verwiesen.

### 4.1.3 Elektrodenpaar als Laval-Düse

Mit Hilfe von außen an der Glasröhre angebrachten Elektrodenpaaren kann eine Laval-Düse simuliert werden. Dabei werden jeweils zwei Elektrodenpaare gemäß Abb. 4.4 miteinander verschaltet. An einen RF-Sender angeschlossen erzeugen sie ein Plasma in Form eines Ellipsoids. Ordnet man zwei solche Paare nebeneinander so an, dass sich die Plasmen gerade überlappen, so erhält man eine Feldgeometrie die einer Laval-Düse sehr ähnlich sieht. Der Bereich zwischen den Elektroden stellt hierbei die Düse dar. Abb. 4.5 zeigt dies deutlich.

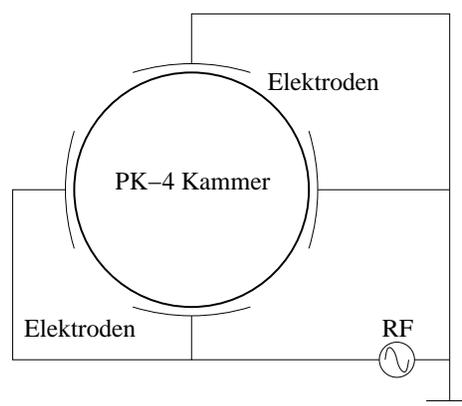


Abbildung 4.4: Skizze des Elektrodenansatzes im Querschnitt durch die PK-4 Kammer. Die vier Elektroden sind symmetrisch um den Glaszylinder angeordnet. Je zwei nebeneinander liegende Elektroden liegen auf gleichem Potential, das eine Paar auf gemeinsamer Masse, das andere Paar auf Erde. Mit einem RF-Generator wird ein elektromagnetisches Wechselfeld von 13.56 MHz über einen Verstärker in die PK-4 Kammer eingekoppelt.

Die Aluminium-Elektroden sind 2 cm lang und 1 cm breit. Mit einer einfachen RF-Impedanz-Anpassung sind sie über Koaxial-Kabel an die RF-Quellen angeschlossen. Als RF-Quelle stehen zum einen der Sender von Dressler (max.  $2 \times 4$  W bei 13.56 MHz) zur Verfügung und zum anderen der Frankonia „FLL-25“ Verstärker (0.1 – 230 MHz, max. 60 W) zusammen mit dem PTS „310 M2O2 GF“ Frequenzgenerator (0.1 – 310 MHz). Der FLL-25 wurde nur mit Dämpfungsgliedern von mindestens  $-10$  dB betrieben. Es hat sich gezeigt, dass vier Viertelektroden eine bessere Konfiguration erzeugen als zwei Halbkreiselektroden.

Das Problem der Elektrodenpaare ist die komplizierte Feldgeometrie, die entsteht, wenn viele Partikel durch die Elektroden strömen, da diese aufgrund ihrer hohen Ladung das elektrische Feld verändern.

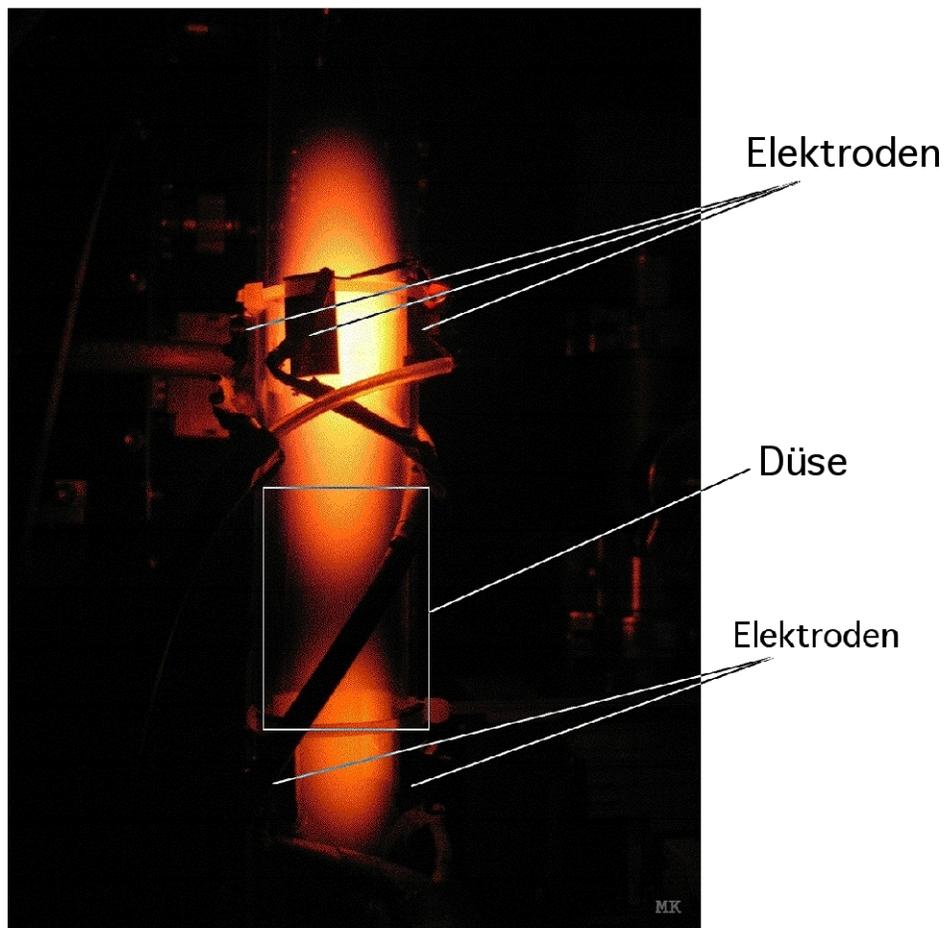


Abbildung 4.5: Foto der durch Elektrodenpaare nachgebildeten Laval-Düse. Zu sehen sind die vorne liegenden oberen und unteren Elektroden sowie das Plasmaleuchten beider Entladungen. Die Düse entsteht zwischen den beiden Entladungen.

#### 4.1.4 Glaseinsatz Laval-Düse

Die RF-modellierte Düse zeigt den sog. Düseneffekt bereits sehr deutlich. Um die Probleme mit der komplizierten Beschreibung der Feldgeometrie und den damit verbundenen Schwierigkeiten bei der Beschreibung der Partikelbewegung zu vermeiden, muss die Düse weiterentwickelt werden. Dabei erweist sich ein Glaseinsatz als optimale Variante. Der Glaseinsatz (Abb. 4.6) kann in drei Teile unterteilt werden: Einlassbereich, Bereich des engsten Querschnitts und Auslassbereich. Für die Konstruktion der Düse für die PK-4 Apparatur (vgl. Kap. 4.1.1) gibt es allerdings noch weitere wichtige Parameter: Die Düse ist in den Ausmaßen begrenzt durch den Innendurchmesser der Glasröhre von 30 mm. Außerdem begrenzt die Gaszufuhr der Kammer den kleinsten Querschnitt der Düse. Damit der Gasstoß, der bei Änderung des Gasflusses zur Druckregelung auftritt, die Düse nicht verschiebt, darf der Innendurchmesser der Düse 5 mm nicht unterschreiten. Abbildung 3.1 (S. 21) zeigt die Konstruktionszeichnung der Düse, Abbildung 4.6 die fertige Glasdüse. Der konvergente Bereich des Gaseinlasses verläuft linear mit einem Öffnungswinkel von  $55^\circ$  bis zur engsten Stelle. Der divergente Laval-Bereich öffnet sich parabelförmig ( $y = 0.22x^2$  mit  $y$  entlang der Düsenachse und  $x$  senkrecht dazu; alle Angaben in mm) und entspricht damit den Vorgaben von Gleichung 3.5 aus Kapitel 3.1. Die Parabelform ist eine konstruktionsbedingte Näherung der perfekten Glockenform moderner Raketentriebwerke. Eine im Experiment eingebaute Düse mit brennendem Plasma ist in Abbildung 4.2 (S. 30) zu sehen.

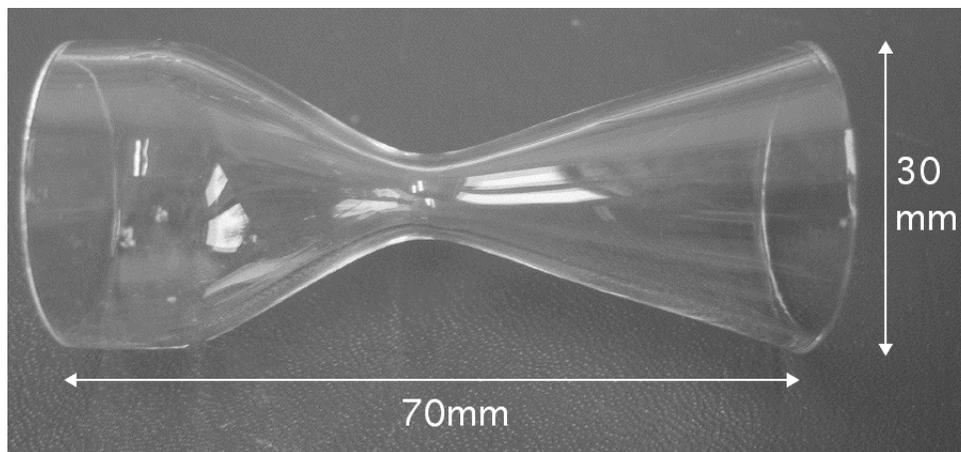


Abbildung 4.6: Foto der Laval-Düse. Der linke Teil der Glasdüse bis zur engsten Stelle ist der (konvergente) Einlassbereich. Im mittleren Teil, dem Bereich des kleinsten Querschnitts, erreichen die Partikel Schallgeschwindigkeit. Der rechte Teil der Düse ist der divergente Laval-Bereich. Hier werden die Partikel weiter beschleunigt.

## 4.2 Experimente

Ziel der PK-4 Experimentapparatur ist die Erforschung linearer Strömungen. Ein kontinuierlicher Teilchenstrom ist technisch bedingt noch nicht möglich. Allerdings erlaubt die Apparatur eine detaillierte Studie interessanter Strömungseffekte. In den folgenden Kapiteln stehen dabei verschiedene Arten von Partikelströmen durch eine Düse im Vordergrund (langsame Strömungen, schnelle Strömungen und Strömungen mit Gegen-Gasfluss). Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf dem Unterschied zwischen dem Durchgang eines einzelnen Teilchens durch die Düse im Vergleich zum Durchgang einer Wolke (Kap. 4.2.1). Desweiteren treten zwei interessante Effekte auf, die in Kapitel 4.2.2 und 4.2.1 beschrieben sind. Der lineare Strom durch die Düse ist in Abb. 4.7 schematisch dargestellt.

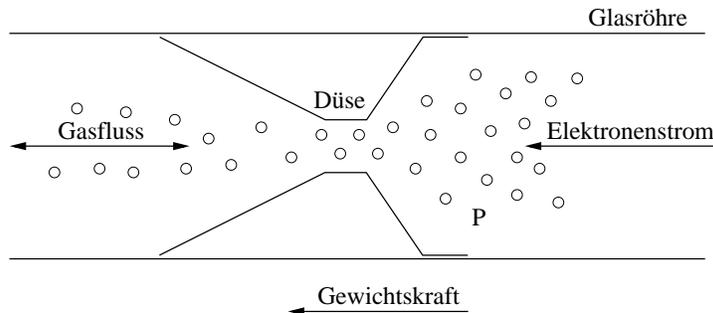


Abbildung 4.7: Skizze eines linearen Stroms. Die Partikel P bewegen sich im Bild von rechts nach links durch die Düse. Die Düsengrafik symbolisiert die jeweils verwendete Düse. Angetrieben werden die Partikel durch den DC-Entladungsstrom und je nach Experiment zusätzlich durch die Gewichtskraft und einen Neutralgasfluss. Der Neutralgasfluss kann auch verwendet werden, um die Partikel zu bremsen.

Zum Einsatz kommen die in den Kapiteln 4.1.3 und 4.1.4 beschriebenen Düsen. Die Düse aus Elektroden hat dabei den Vorteil, dass sie einfach montierbar ist, keine anderen Experimente stört und dass die Kammer zur Montage nicht geöffnet werden muss. Nachteilig ist allerdings die Tatsache, dass eine zusätzliche RF-Entladung eingebracht wird und dass das Düsenprofil nur näherungsweise kreisförmig ist. Diese wissenschaftlichen Nachteile behebt die Glasdüse sehr gut, zum Preis einer deutlich komplexeren Montage. Im Fall der Glasdüse muss die Kammer zur Montage der Düse geöffnet werden. Außerdem ergibt sich eine große Empfindlichkeit gegenüber Gasstößen. Deshalb muss die Apparatursteuerung derart angepasst werden, dass Gasstöße etwa durch das Öffnen des Pumpventils ohne Ausgleich des Druckunterschieds zwischen Pumpe und Kammer vermieden werden.

Allen Experimenten gemeinsam ist das Neonplasma mit  $m_i \approx m_n = 3.35 \times 10^{-26}$  kg und  $T_i \approx T_n \approx 293 \pm 2$  K. Daraus ergibt sich die thermische Geschwindigkeit der Neon-Ionen zu  $v_{thi} = (6.02 \pm 0.02) \times 10^2$  m/s. Der Stoßquerschnitt von Neon beim Stoß von Neon-Ionen auf Neon-Atome ist  $\sigma_{Ne^+ \rightarrow Ne} = 6.52 \times 10^{-19}$  m<sup>2</sup> [Hornbeck 1951]. Das Plasma wird durch eine Hochspannungsentladung erzeugt. Der Abstand der Elektroden entlang der Entladung beträgt  $732 \pm 4$  mm [Deysenroth 2011].

### 4.2.1 Kollektive Effekte in einer Laval-Düse

Im Folgenden werden Ergebnisse aus drei Messaufbauten präsentiert. Aufgrund der Unzuverlässigkeit der Dispensoren hinsichtlich der eingestreuten Teilchenmengen ist eine Statistik über große Parameterregime während der Parabelflüge unmöglich. In jedem Teilbereich werden zuerst die speziellen grundlegenden Parameter der Experimente bestimmt, danach erfolgt die Auswertung der einzelnen Strömungen.

**Elektrische Düse (Laboraufbau)** Die Experimente mit der elektrischen Düse finden bei einem Druck von  $p = 70 \pm 1$  Pa statt. Die Staubpartikel sind kugelförmig und monodispers. Ihr Radius beträgt  $r_d = 1.715 \mu\text{m}$ , ihre Masse  $m_d = 3.17 \times 10^{-14}$  kg (Werte laut Hersteller). Aus dem Druck ergibt sich eine Neutralgasdichte von  $n = (1.73 \pm 0.03) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  und damit ein Epstein-Koeffizient von  $\gamma_{\text{Ep}} = 136 \pm 2 \text{ s}^{-1}$  ( $\delta = 1$  angenommen). Für ein Partikel mit durchschnittlicher Geschwindigkeit von  $v = 33 \pm 6 \text{ mm/s}$  ergibt sich damit eine Neutralgasreibung von  $F_{\text{nd}} = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-13} \text{ N}$ . Die Partikel bewegen sich zwischen zwei teilweise überlappenden RF-Plasmen, die beide bei einer Frequenz von 13.56 MHz mit 7 W (obere Spule) und 0.5 W (untere Spule) durch jeweils vier Elektroden erzeugt werden. Bei diesem Experiment bewegen sich die Partikel im „Bulk-Plasma“, nicht in der Plasmarandschicht<sup>3</sup>. Für Elektronentemperatur und Elektronendichte stehen keine expliziten Messdaten zur Verfügung. Allerdings können die Werte aus anderen RF-Entladungen in PK-4 und der Erfahrung abgeleitet werden. So ergibt eine RF-Entladung bei 82 MHz und 2 W RF-Leistung in der PK-4 Röhre in Neon bei einem Druck von  $p = 10 / 20 / 40$  Pa eine Elektronendichte von  $n_e \approx (3.0 / 5.0 / 7.5) \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  [Petrov 2006, Usachev 2004, Fortov 2005]. Damit kann die Elektronendichte in der hier vorliegenden RF-Entladung mit  $n_e = (5 \dots 9) \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  abgeschätzt werden, die Temperatur der Elektronen mit  $T_e \approx 3 \dots 8 \text{ eV}$ . Daraus erhält man eine Debye-Länge von  $\lambda_D \approx \lambda_{D_i} = 53 \dots 39 \mu\text{m}$ . Die Debye-Länge der Elektronen ist größer und hat deshalb an der Gesamt-Debye-Länge so gut wie keinen Anteil.

Ziel dieses Aufbaus ist es, eine Düse mit elektrischen Feldern zu simulieren. Dazu werden jeweils zwei Elektrodensätze, wie in Kap. 4.1.3 beschrieben und in Abb. 4.5 zu sehen, übereinander an der Außenseite der PK-4 Röhre angebracht. Die Glasröhre selbst ist vertikal ausgerichtet, das heißt, die Partikel strömen in Richtung der Gewichtskraft von oben nach unten durch die Plasmen der beiden Elektrodensätze. Während des Experiments ist der Gasfluss ebenso abgeschaltet wie das DC-Plasma, das nötig ist, um die Partikel von den Dispensoren zum oberen RF-Plasma zu transportieren. So bewegen sich die Partikel im Wesentlichen aufgrund ihrer Gewichtskraft und gegen die Neutralgasreibung. Die Datenerfassung erfolgt per Kamera mit 120 fps bei einer Auflösung von  $640 \times 240 \text{ px}$  mit dem 0.5X Objektiv.

Das Experiment verläuft wie folgt: Zuerst sind das DC-Plasma, sowie beide RF-Plasmen an. Dann werden die Partikel von oben eingestreut und wandern im DC-Plasma bis zum

<sup>3</sup>Als Plasmarandschicht, engl. „Sheath“ bezeichnet man den Übergangsbereich des Plasmas zu einem begrenzenden Rand. Das im Vergleich dazu ungestörte Gros des Plasma bezeichnet man engl. als „Bulk-Plasma“.

oberen RF-Plasma. Sind die Partikel dort, wird das DC-Plasma ausgeschaltet. Jetzt sind die Partikel im RF-Plasma eingeschlossen, die Partikelwolke am unteren Ende des oberen Plasmas hat eine parabolische Form. Dann wird der obere Elektrodensatz langsam in Richtung des unteren Elektrodensatzes bewegt, solange, bis die Feldlinien der Entladungen überlappen und die Partikel langsam anfangen auszuströmen. Je weiter man die Elektrodensätze annähert, desto schneller strömen die Partikel aus. Abbildung 4.8 zeigt die Strömung der Partikel durch die Superposition von jeweils fünf aufeinanderfolgenden Bildern zu zwei verschiedenen Zeitpunkten.

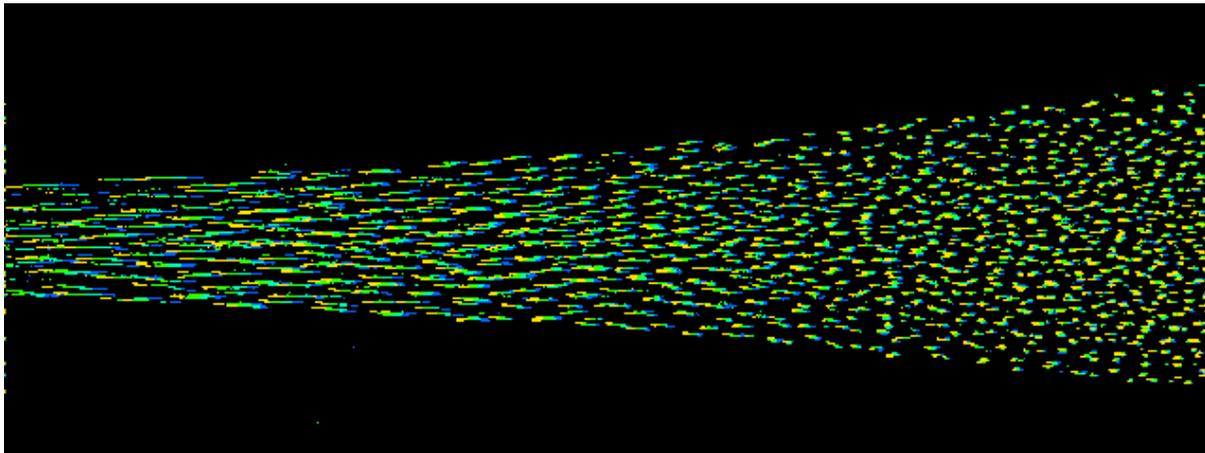


Abbildung 4.8: Partikelströme durch die elektrische Düse zum Zeitpunkt der ersten Annäherung der Elektrodenpaare. Die Strömung erfolgt im Bild von rechts nach links. In diese Richtung zeigt auch die Gewichtskraft. Die Partikel (links) nahe des Düsenzentrums strömen bereits, während die Partikel (rechts) weiter entfernt von der Düse noch quasi in Ruhe sind. Die Darstellung erfolgt als farbkodierte Superposition von jeweils fünf aufeinanderfolgenden Bildern.

**Glasdüse (Parabelflüge 2005 und 2008)** Die Entwicklung der Glasdüse ist die Konsequenz aus den Unzulänglichkeiten der elektrischen Düse. Ziel des verbesserten Aufbaus ist das genaue Studium des Düseneffekts. Dazu sind genau Kenntnisse über die Lage des Düsenzentrums nötig. Ebenso ist die Sicherstellung der exakten Düsengeometrie ein wichtiges Argument. Die Glasdüse ermöglicht beides. Dazu ermöglicht die Glasdüse eine Variation in der minimalen Breite des Düsenzentrums. Zur Verfügung stehen zwei Düsen mit einem minimalen Querschnitt von 0.5 cm sowie 1.0 cm. Testversuche im Labor legen nahe, dass die engere Düse besser geeignet ist. Daher wird im Folgenden nur die Düse mit einem Querschnitt von 0.5 cm verwendet. Im Parabelflugsetup ist die PK-4 Röhre horizontal montiert, da aufgrund der fehlenden Schwerkraft während des Experiments keine Vorzugsrichtung nötig ist. Die Partikel strömen also nur aufgrund der Neutralgasreibung oder des elektrischen Felds der DC-Entladung.

Das Experiment verläuft in beiden Kampagnen wie folgt: Das DC-Plasma wird eingeschaltet, die Polarität ist so gewählt, dass die Elektronen in der gleichen Richtung strömen, wie die Partikel fließen sollen. Zu Beginn der Parabel werden Partikel mit  $6.86 \mu\text{m}$  Durchmesser eingestreut, nach zehn Sekunden dann Partikel mit  $11.2 \mu\text{m}$  Durchmesser. Die Partikel strömen jeweils in einer langgezogenen Wolke durch die Düse. Mit verschiedenen Dispensoreinstellungen wird versucht, Partikelwolken mit unterschiedlichen Teilchenanzahlen zu erzeugen, um den Übergang vom Einzelteilchenbild zum Kollektivverhalten analysieren zu können. Die Partikelwolken werden dann in jeweils drei Durchgängen vor, in und nach der Düse beobachtet. Die Datenerfassung erfolgt mit zwei Kameras mit jeweils 60 fps bei einer Auflösung von  $640 \times 480 \text{ px}$  und den 0.3X und 0.14X Objektiven. Während der Experimente treten einige Schwierigkeiten auf: Die Regelung des Gasflusses in Schwerelosigkeit ist unzuverlässig und die Einstellungen für die Dispensoren stimmen mit den im Labor ermittelten Werten nicht überein. Dies führt dazu, dass beliebige Mengen an Partikeln eingestreut werden, anstatt der geplanten Mengen. Daher sind in der 2005er Kampagne im Wesentlichen die Parabeln 06 und 16 brauchbar. Aufgrund dieser Schwierigkeiten ist eine weitere Kampagne nötig, um die Düsenexperimente mit einem zweiten Neutralgasdruck zu wiederholen. Auch während der 2008er Kampagne treten Schwierigkeiten auf, sowohl in der Drucksteuerung, als auch mit der Zuverlässigkeit der Dispensoren. Brauchbar sind hier vor allem die Parabeln 04, 10 und 13.

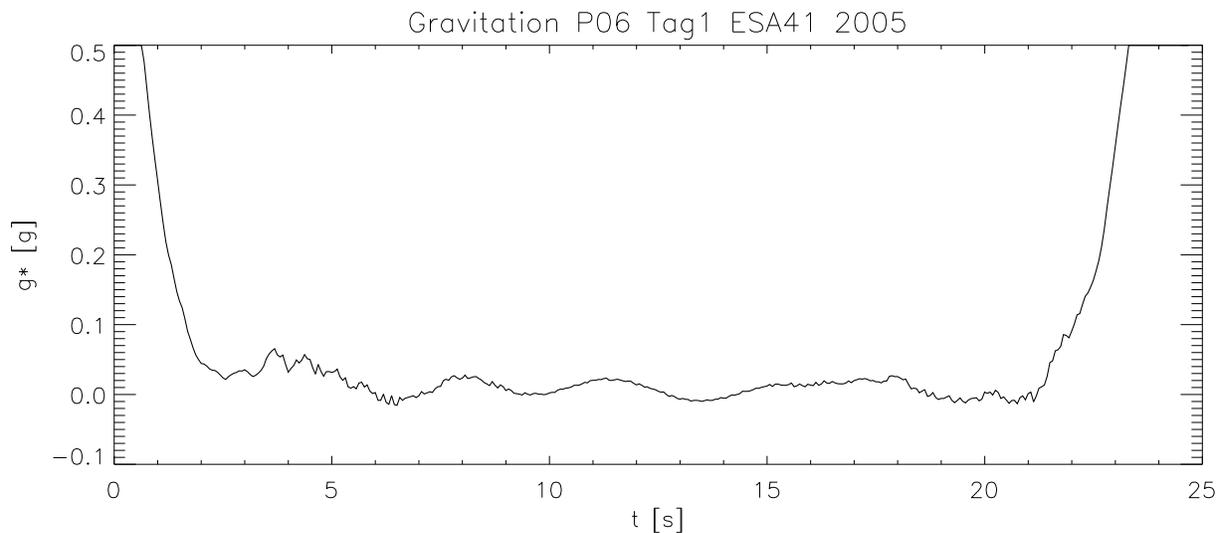


Abbildung 4.9: Zeitlicher Verlauf der Gravitation während Parabel 06 (Tag 1) am 11.10.2005 (zählweise Parabeln 00–30, Tage 1–3). Die Daten werden von der Firma Novespace aufgenommen und den Teilnehmern der 41. ESA-Parabelflugkampagne 2005 zur Verfügung gestellt. Dargestellt ist der Verlauf der Gravitation  $g^*$  als dimensionsloser Bruch  $g^* / g$  in Einheiten der normalen Erdgravitation  $g = 9.81 \text{ N/kg}$ .

Die Experimente finden am ersten Tag der 41. ESA<sup>4</sup>-Parabelflugkampagne 2005 und am zweiten Tag der 49. ESA-Parabelflugkampagne 2008 in Bordeaux statt. Die Temperatur in der Kabine (nötig für die Berechnung der Neutralgasdichte) beträgt  $17.3 \pm 0.1$  °C (2005) sowie  $17.1 \pm 0.3$  °C (2008). Der Verlauf der Schwerkraft während einer Parabel ist in Abb. 4.9 beispielhaft dargestellt. Deutlich erkennbar ist die Abnahme der Gravitation von 1.0 g auf überwiegend unter 0.03 g.

Die Masse der Partikel (Radius  $r_d = 3.43$  μm) ist  $m_d = 2.53 \times 10^{-13}$  kg (Werte laut Hersteller). Weitere Parameter sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Der Berechnung der Neutralgasreibung liegt eine durchschnittliche Einzelpartikelgeschwindigkeit von  $v = 227 \pm 6$  mm/s (im Falle der Kampagne 2005) und  $v = 42 \pm 6$  mm/s (2008) zugrunde. Die Spannung zwischen den Elektroden beträgt  $U = 1270 \pm 1$  V, daraus resultiert ein mittleres elektrisches Feld entlang der Glasröhren von  $E = 1735 \pm 9$  V/m. Diese Spannung führt unter Berücksichtigung der Abschirmung in der Randschicht zu einem elektrischen Feld im Haupt-Plasma von  $E = 208 \pm 20$  V/m [Khrapak 2005].

Kenngroße	PFC 2005	PFC 2008
Neutralgasdruck $p$	$20 \pm 1$ Pa	$40 \pm 1$ Pa
Neutralgasdichte $n$	$(4.95 \pm 0.25) \times 10^{21}$ m <sup>-3</sup>	$(9.89 \pm 0.26) \times 10^{21}$ m <sup>-3</sup>
Epsteinkoeffizient $\gamma_{Ep}$	$19.5 \pm 1.0$ s <sup>-1</sup>	$38.9 \pm 1.0$ s <sup>-1</sup>
Elektrisches Feld im Plasma $E$	$208 \pm 20$ V/m	$208 \pm 20$ V/m
Ionendriftgeschwindigkeit $v_{drifti}$	$511 \pm 56$ m/s	$256 \pm 25$ m/s
Elektronentemperatur $T_e$	$8.0 \pm 0.4$ eV	$7.5 \pm 0.4$ eV
Elektronendichte $n_e$	$(1.5 \pm 0.4) \times 10^{14}$ m <sup>-3</sup>	$(2.2 \pm 0.6) \times 10^{14}$ m <sup>-3</sup>
Partikelladung $z_d$	$(1.9 \pm 0.4) \times 10^4$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^4$
Debyelänge $\lambda_D \approx \lambda_{Di}$	$110 \pm 22$ μm	$90 \pm 18$ μm
Ionenreibungskraft $F_{id}$	$5.2 \times 10^{-13}$ N	$2.9 \times 10^{-13}$ N

Tabelle 4.2: Experiment-Parameter der Düsenexperimente mit der Glasdüse auf den Parabelflugkampagnen 2005 und 2008.

Die Werte für die Temperatur und Dichte der Elektronen sind mit gleicher Apparatur und gleichen Parametern in [Usachev 2004, Fortov 2005] in einem Plasma ohne Staubpartikel gemessen worden. Wie in der elektrischen Düse bewegen sich die Partikel hier auch im „Bulk-Plasma“ und nicht in der „Sheath“. Mit Hilfe des „Collision enhanced collection model“ [Khrapak 2005] kann man die Ladung der Partikel und die Debye-Länge abschätzen,

<sup>4</sup>engl. **E**uropean **S**pace **A**gency (Europäische Raumfahrtagentur)

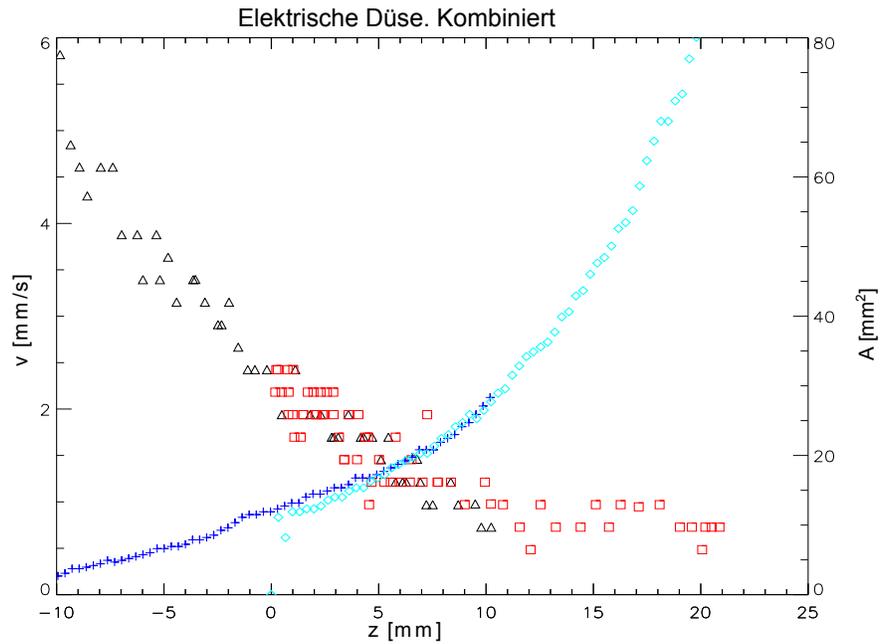
mit dem „Modified Coulomb scattering approach“ [Khrapak 2002, Khrapak 2003] die Reibungskraft zwischen Ionen und Staubpartikeln. Diese beiden Modelle liegen den in Tabelle 4.2 dargestellten Werten für die Ladung der Partikel, die Debye-Länge und die Ionen-Staub-Reibungskraft [Khrapak 2011] zugrunde. Dabei ist zu beachten, dass das Modell die realen Werte um einen Faktor von etwa 2 – 3 überschätzt.

**Analyse der Düsenströmungen** Bei allen drei Düsenexperimenten wird statt einer einfachen Abschätzung ein komplexes Modell zur Abschätzung der Plasmaparameter verwendet. Dies ist insbesondere für die Parabelflugkampagnen mit der Glasdüse notwendig, weil dort die Partikelanzahl in den Fällen der kleinen und insbesondere der großen Wolke zu hoch ist: Das Produkt aus erwarteter Partikelladung und Partikeldichte ergibt in diesen Fällen eine lokale Ladungsdichte, die in derselben Größenordnung liegt, wie die Elektronendichte. Im Fall der Parabelflugkampagne 2005 ist dies beispielsweise  $n_e = 1.5 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  während  $z_d n_d \approx 1.8 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  ist. Damit ist der Havnes-Parameter in der Größenordnung von eins, so dass Plasma und Partikel nicht unabhängig voneinander betrachtet werden dürfen, da sie sich gegenseitig stark beeinflussen. Dies ist im verwendeten Modell berücksichtigt [Khrapak 2002].

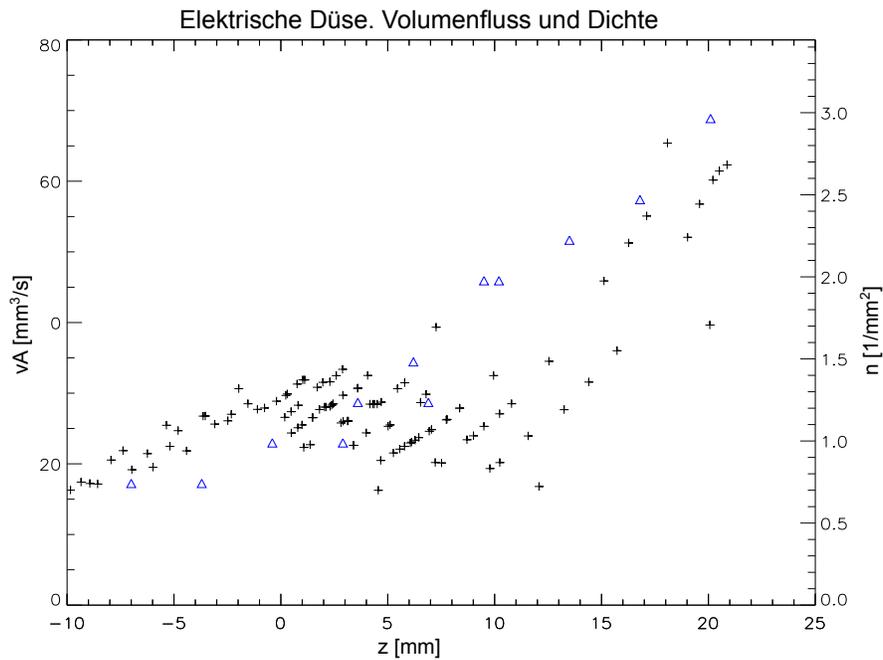
Zielsetzung der Analyse ist die Frage ob es – analog zur Hydrodynamik – im Komplexen Plasma ebenfalls eine Rolle spielt, wieviele Partikel (Dichte) eine Laval-Düse passieren. Dazu wird die Teilchengeschwindigkeit  $v$  und der Volumenfluss  $vA$  in Abhängigkeit der  $z$ -Achse (also entlang der Düse) aufgetragen. Der Mittelpunkt des Koordinatensystems liegt an der engsten Stelle der Düse.

Wird bei der elektrischen Düse die untere RF-Entladung mechanisch der oberen Entladung genähert, so strömen die Partikel von oben nach unten, um so schneller, je dichter die Entladungen zusammenrücken. Im hier vorliegenden Fall (vgl. Abb. 4.10) werden beide Entladungen zuerst so nah aneinander geschoben, dass die Partikel zu strömen beginnen, danach wird der Abstand um nochmal ca. 10 mm verringert, um die Strömungsgeschwindigkeit zu erhöhen. In Abb. 4.10 sind beide Geschwindigkeitsverläufe mit verschiedenen Symbolen dargestellt. Dabei zeigt sich, dass der schnellere Strom (Symbol  $\triangle$  in Teilbild a) einer Fortsetzung des langsamen Stroms (Symbol  $\square$  im selben Teilbild) in Richtung der Düsenverengung entspricht, verschoben um 10.6 mm, also um die Länge, um die die Düse quasi verschoben wurde. Die zugehörigen Querschnitte sind ebenfalls in Teilbild a dargestellt (Symbole  $+$  und  $\diamond$ ). Interessant ist dann die Kombination aus Geschwindigkeit und Düsenquerschnittsfläche, der Volumenfluss, dargestellt in Abb. 4.10b (Symbol  $+$ ). Zu Beginn der Strömung ( $z = 20 \dots 15 \text{ mm}$ ) fällt der Fluss stark ab, bleibt dann über einen weiten Bereich nahezu konstant ( $z = 15 \dots -4 \text{ mm}$ ) und sinkt dann im engsten Düsenquerschnitt ( $z = -4 \dots -10 \text{ mm}$ ) nochmals ab. Im Bereich des Strömungsbeginns sinkt auch die Teilchenanzahldichte (Symbol  $\triangle$ ) massiv.

Insgesamt entspricht der Verlauf der Geschwindigkeiten in Relation zum Düsenquerschnitt den Erwartungen. Allerdings ist, wie in Abb. 4.10b zu sehen, das Produkt  $\rho Av \neq \text{konst.}$  Dies ist allerdings eine Voraussetzung bei der Berechnung der Laval-Düse in Kap. 3.1. Insofern ist der Laval-Ansatz problematisch. Problematisch ist auch, dass die Geometrie der Düse von der Menge der strömenden Partikel abhängt und nicht von außen starr vorgege-



(a) Linke Achse: Teilchen-Geschwindigkeit. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.



(b) Linke Achse: Volumenfluss. Rechte Achse: Teilchenanzahldichte.

Abbildung 4.10: Geschwindigkeit (Bild a) und Volumenfluss (Bild b) in der elektrischen Düse. Die Partikel bewegen sich in negativer  $z$ -Richtung. Dargestellt sind Kombinationen aus langsamen und schnellen Partikelfläüssen. Bild (a) Teilchengeschwindigkeit: schneller (+/blau) und langsamer ( $\diamond$ /grün) Fluss, sowie Düsenquerschnittsfläche: schneller ( $\triangle$ /schwarz) und langsamer ( $\square$ /rot) Fluss. Bild (b) Volumenfluss (+/schwarz, schnell und langsam kombiniert) und Teilchenanzahldichte ( $\triangle$ /blau, Teilchen pro beobachtbarer Fläche).

ben werden kann. Dies erschwert die Positionsbestimmung bei Veränderungen an der Düse. Die Ergebnisse sind jedoch ermutigend, so dass die Verwendung einer Glasdüse sinnvoll ist. Der Vorteil der Glasdüse ist die exakt bekannte und von Plasmaparametern unabhängige Geometrie. Fan et al. [Fan 2002] haben die Strömung einer Flüssigkeit durch einen scharfkantige Düse simuliert (MD Simulation<sup>5</sup>). Die engste Stelle war je nach Simulation acht oder dreizehn Teilchen breit. Die Engstelle der hier im PK-4 Experiment verwendeten Glasdüse hat eine ähnliche Größe, dafür ist die Geometrie aus den bereits genannten Gründen fließend.

Interessant sind die Bereiche Düsenvorlauf (erwartet: ungestörte laminare Strömung), Düsen-  
eingang (Verengung des Querschnitts), Düsenzentrum (engste Stelle) und Düsenausgang  
(Verbreiterung des Querschnitts). Im Folgenden werden unterschiedliche Partikelmengen  
in den vier Bereichen der Düse analysiert. Dabei befindet sich die Düse auf der  $z$ -Achse  
von  $-37.5$  mm bis  $32.5$  mm. Der anhand von Reflexionen des Laserlichts an der Glasdüse  
gemessene Innendurchmesser ist in Abb. 4.11 dargestellt. Die Partikel strömen aus positi-  
ver  $z$ -Richtung durch die Düse. Betrachtet werden nur die Partikel mit Radius  $3.43$   $\mu\text{m}$ , da  
die großen Partikel nicht vor Ende der Parabeln die Düse erreichen. Aufgrund technischer  
Begebenheiten der Positionsbestimmung der Partikel liegt der Messfehler der Geschwin-  
digkeiten bei  $4.2$  mm/s.

Im **Düsenvorlauf** bewegen sich sowohl Einzelteilchen als auch Partikelwolken mit kon-  
stanter Geschwindigkeit (vgl. Abb. 4.12a). Die Geschwindigkeit der Einzelteilchen variiert  
bis auf wenige Ausreißer nur wenig und beträgt im Wesentlichen  $24.5 \pm 4.2$  mm/s. Die Ge-  
schwindigkeit der Wolke ist etwas niedriger:  $20.5 \pm 4.1$  mm/s. Sie ist ebenfalls bis auf weni-  
ge Ausreißer nahezu konstant. Das Fehlen einer Verteilung in den Geschwindigkeitswerten  
bedeutet, dass alle beobachteten Partikel nahezu gleich groß sein müssen und deswegen die  
gleichen Kräfte erfahren. Im Umkehrschluss heißt das, dass sonst häufig auftretende Kon-  
glomerate hier nicht vorkommen. Wegen der Konstanz der Geschwindigkeiten sind auch  
die Volumenflüsse (Abb. 4.12b) konstant. Eine Aussage, ob es sich bei Einzelteilchen und  
kleiner Wolke um eine Flüssigkeit (inkompressibel) oder ein Gas (kompressibel) handelt,  
kann hier nicht getroffen werden.

Interessanter ist der **Düseneingangsbereich** (Abb. 4.13). Hier verengt sich der Quer-  
schnitt auf ein Fünftel. Erwartungsgemäß bewegen sich die Einzelteilchen weiterhin mit  
nahezu konstanter Geschwindigkeit (Abb. 4.13a). Ihre Geschwindigkeit steigt leicht an,  
weil die Feldlinien der DC-Entladung durch die Verengung der Düse zusammengepresst  
werden. Damit erhöht sich die Felddichte. Dies führt zu einem dazu, dass ionisierende  
Stöße häufiger stattfinden (das Plasma leuchtet intensiver), und zum anderen, dass die  
Staubpartikel lokal ein höheres Feld spüren und dadurch beschleunigt werden. Gegen die-  
se Beschleunigung wirken die im intensiveren Plasma häufiger vorkommenden Stöße. Das  
Neutralgas sollte in diesem Zusammenhang keine Rolle spielen, da kein Gasfluss vorhanden  
ist und somit das Neutralgas vor und in der Düse die gleiche Dichte hat. Dafür steigt die  
Ionenreibung an. Der genaue Wert ist unbekannt. Allerdings ist anzunehmen, dass der Wert

---

<sup>5</sup>engl. Molecular Dynamics Simulation, Bezeichnung einer Computersimulation, bei der die Kräfte auf Molekülebene berechnet und die resultierende Partikelbewegung dargestellt wird.

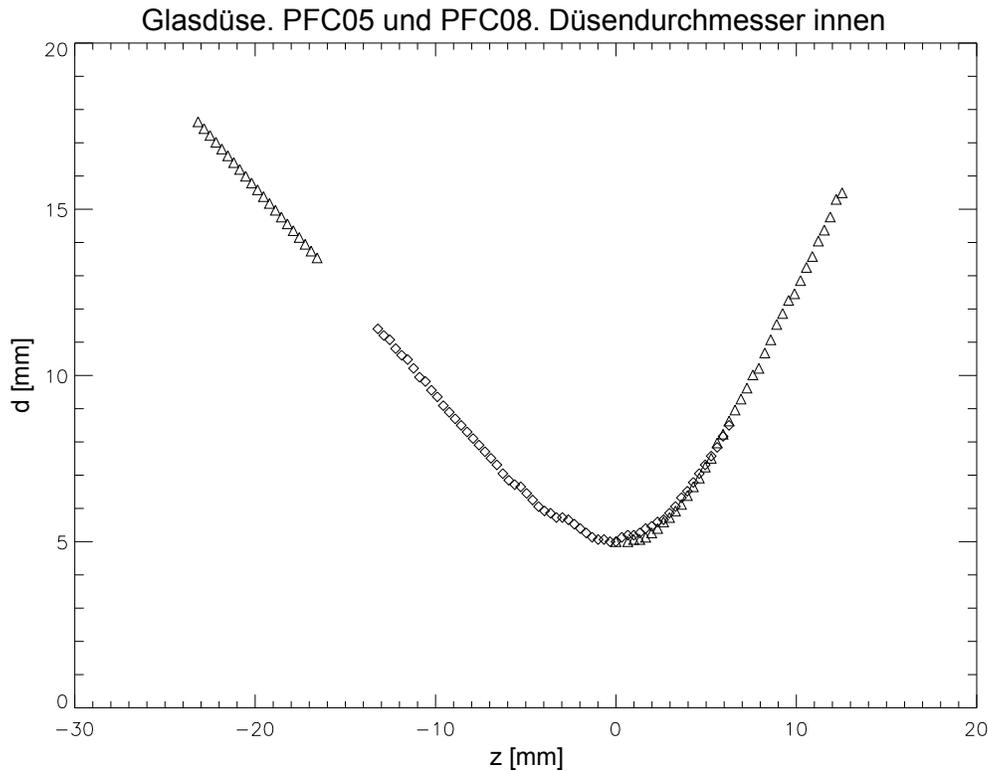
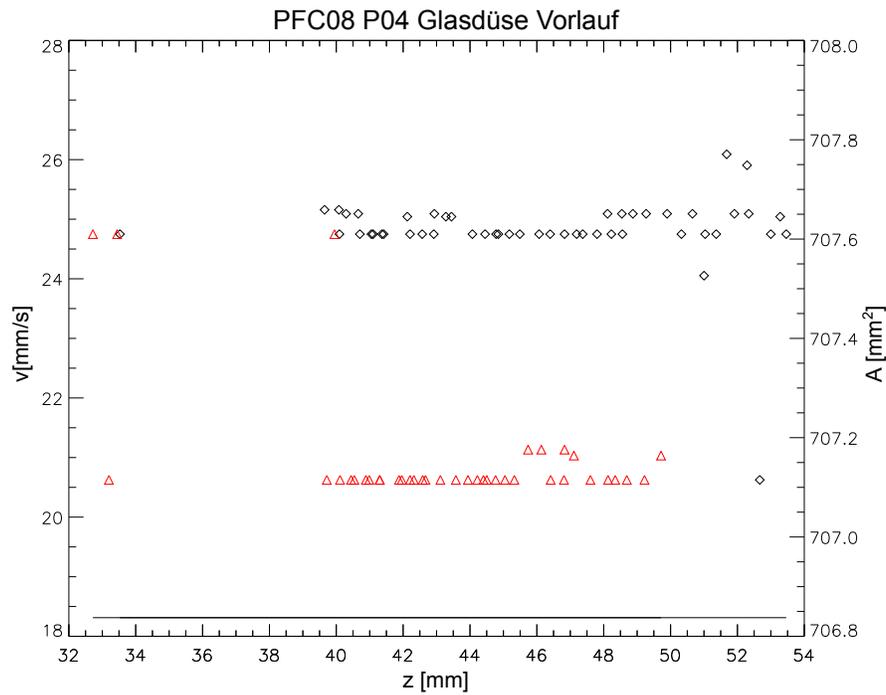


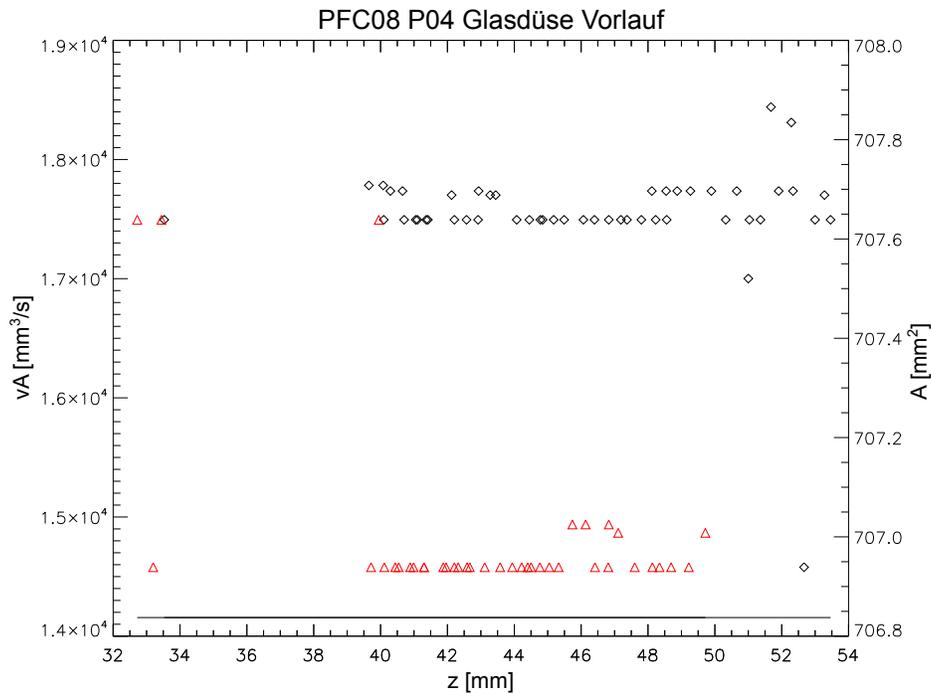
Abbildung 4.11: Innendurchmesser der Glasdüse, gemessen anhand von Reflexionen am Glas. In Strömungsrichtung (aus positiver  $z$ -Richtung kommend) beginnt die Düse mit dem geraden Einlass von 32.5 mm bis 22.5 mm (nicht abgebildet). Dann folgt die lineare Verengung bis zur engsten Stelle bei 0 mm. Der Lavalbereich endet bei  $-37.5$  mm. Die sichtbaren Unebenheiten sind fertigungsbedingt, werden aber durch die „Sheath“ ausgeglichen.

maximal proportional zur Beschleunigung ansteigt, da sonst ein Abbremsen der Partikel vor der Düse zu beobachten wäre. Dies ist nicht der Fall. Das Einzelteilchenverhalten der einzelnen Partikel sieht man noch deutlicher in Abb. 4.13b: Für konstante  $v$  ist  $vA \propto A$ , die Einzelteilchenpositionen gruppieren sich eng um den Verlauf von  $A$ .

Die Geschwindigkeit der kleinen Partikelwolke unterscheidet sich hingegen im Geschwindigkeitsdiagramm bereits vom Verlauf der Einzelteilchengeschwindigkeit. Der Anstieg der Geschwindigkeit ist gut zu erkennen. Noch deutlicher wird der Unterschied im Volumenflussdiagramm. Der Verlauf  $vA$  ist signifikant flacher und nähert sich damit dem für Flüssigkeiten erwarteten Verlauf  $vA = \text{konst}$  an. Der Verlauf der Geschwindigkeit der großen Partikelwolke in Abb. 4.13a ähnelt sehr dem Verlauf von  $1/A$ . Genauer ist das in Abb. 4.13b zu erkennen: Der Volumenfluss nimmt immer noch ab in Fließrichtung, aber der Verlauf ist wesentlich flacher als der der Einzelteilchen und auch flacher als der Verlauf der kleinen Wolke. Insofern liegt die Annahme nahe, dass sich sowohl die große als auch die kleine Wolke wie ein (nicht ganz ideales) Fluid verhält.

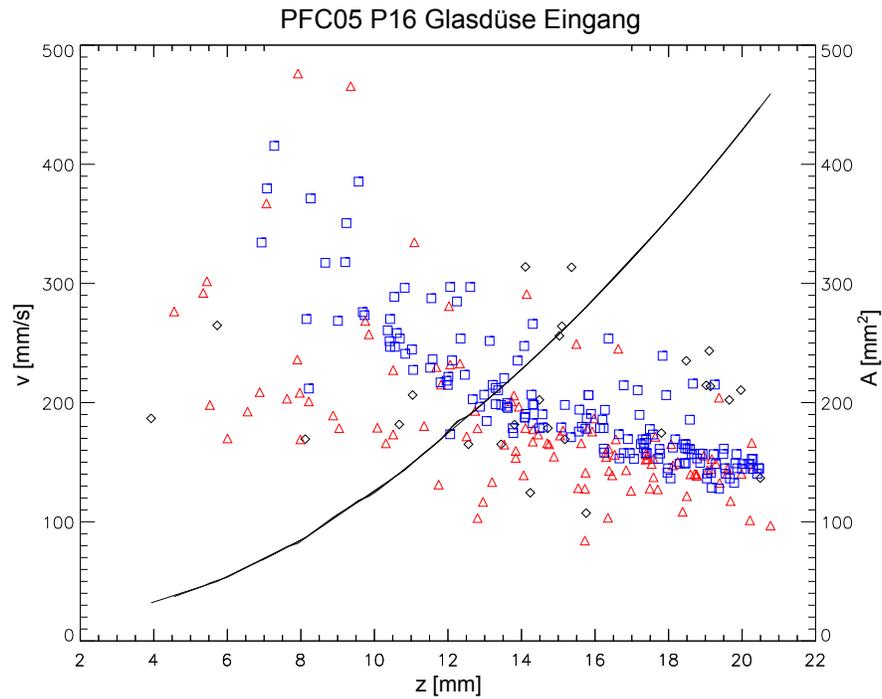


(a) Linke Achse: Teilchen-Geschwindigkeit. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.

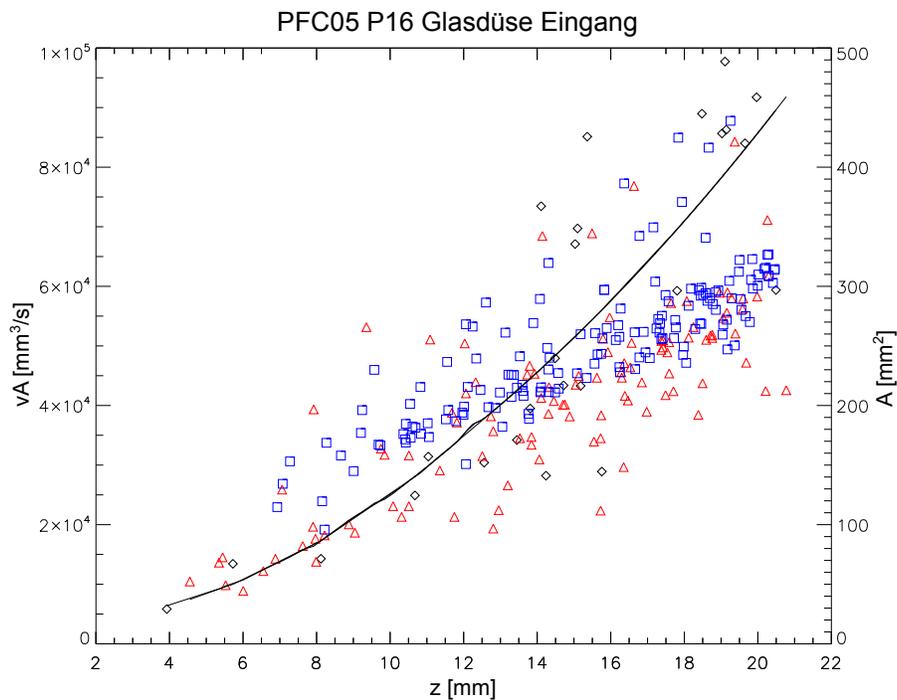


(b) Linke Achse: Volumenfluss. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.

Abbildung 4.12: Geschwindigkeit (Bild a) und Volumenfluss (Bild b) von Einzelteilchen ( $\diamond$ /schwarz) und kleiner Partikelgruppe ( $\triangle$ /rot) vor der Glasdüse (Düse im Intervall  $-37.5 \dots +32.5$  mm, engste Stelle bei 0 mm). Die Partikel bewegen sich in negativer  $z$ -Richtung. Die Linie zeigt die Querschnittsfläche der Düse (jeweils rechte Achse).



(a) Linke Achse: Teilchen-Geschwindigkeit. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.



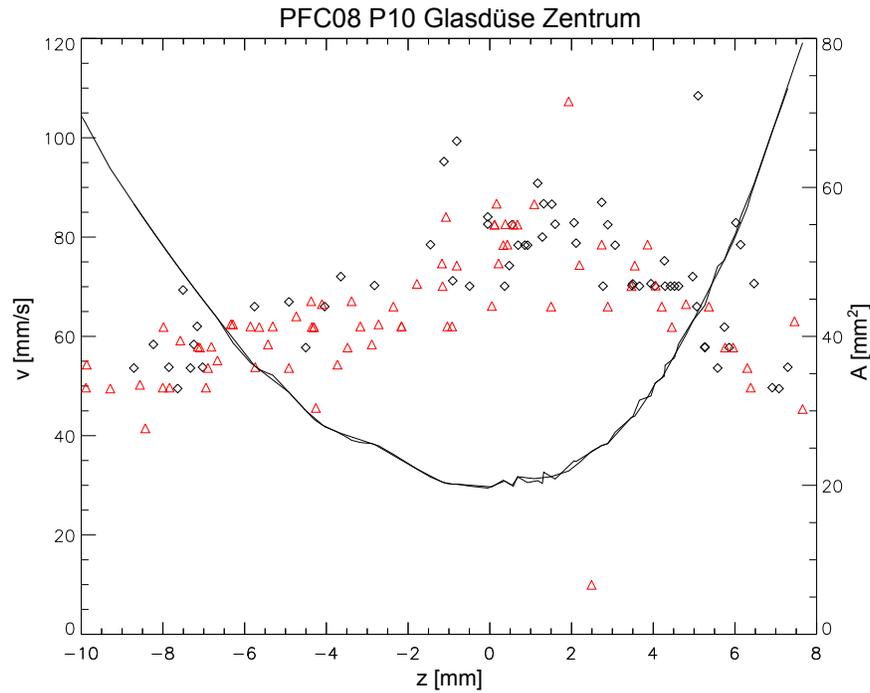
(b) Linke Achse: Volumenfluss. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.

Abbildung 4.13: Geschwindigkeit (Bild a) und Volumenfluss (Bild b) von Einzelteilchen ( $\diamond$ /schwarz), kleinen Partikelgruppen ( $\triangle$ /rot) und großer Wolke ( $\square$ /blau) am Eingang der Glasdüse (Düse im Intervall  $-37.5 \dots +32.5$  mm, engste Stelle bei 0 mm). Die Partikel bewegen sich in negativer  $z$ -Richtung. Die Linie zeigt die Querschnittsfläche der Düse (jeweils rechte Achse).

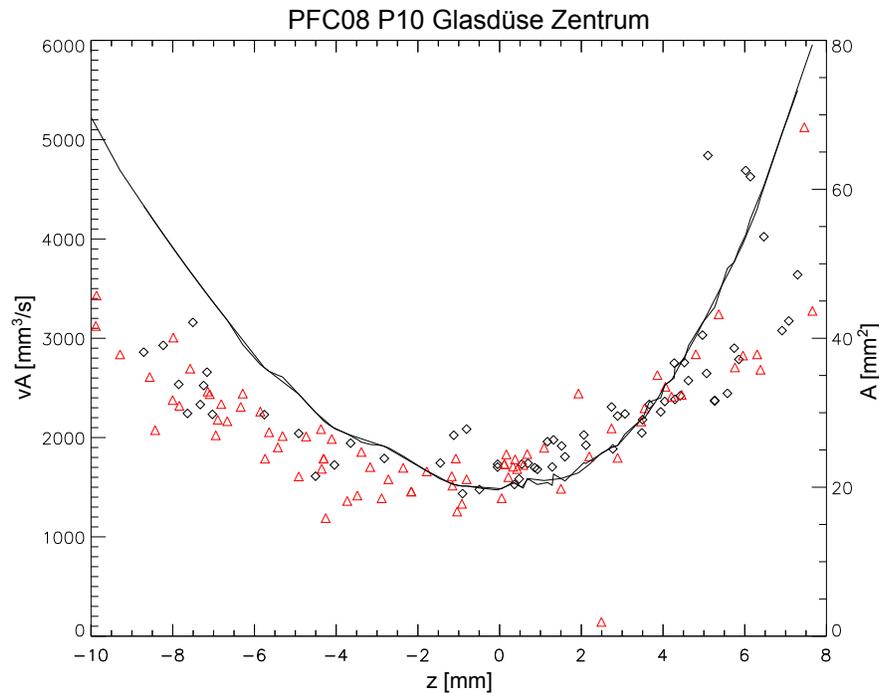
Im **Zentrum der Düse** bewegen sich Einzelteilchen und die kleine Wolke mit den gleichen Geschwindigkeiten (vgl. Abb. 4.14a). Wie schon im Düseneingangsbereich steigt die Geschwindigkeit der Einzelteilchen bei sinkendem Querschnitt weiter an. Im Gegensatz zum Eingangsbereich deutet der Verlauf der Geschwindigkeit der kleinen Wolke eher auf ein Einzelteilchenverhalten hin. Die Geschwindigkeitsverläufe der Einzelteilchen müssen in beiden Bereichen von denen der großen Wolke abgezogen werden, um den eigentlichen Düseneffekt beobachten zu können. In den Abbildungen 4.12, 4.13, 4.14 und 4.15 sind die Geschwindigkeitsverläufe der Einzelteilchen nicht von den Geschwindigkeitsdaten der kleinen und großen Wolke abgezogen, um explizit die Originalwerte zu zeigen. Es ist aber offensichtlich, dass sich der eigentliche Verlauf der Geschwindigkeiten dadurch im Wesentlichen nicht verändert. Hier im Zentrum der Düse spielen im Gegensatz zum Eingangsbereich „Sheath“-Effekte eine wichtige Rolle, da der Durchmesser an der engsten Stelle nur noch 5 mm beträgt. Nimmt man an, dass eine große strömende Partikelwolke das Zentrum der Düse vollständig ausfüllt, so zeigen die äußeren Partikel dieser Wolke die Grenze zur „Sheath“. Der minimale Abstand der Teilchen zur Düsenwand repräsentiert dann die Dicke der Schicht. Im vorliegenden Fall sind dies  $1.6 \pm 0.1$  mm (Bild 1219/PFC08P10). Damit bleiben für das „Bulk-Plasma“ nur noch 1.8 mm. Insofern sind konkrete Berechnungen der Geschwindigkeit der Einzelpartikel im Düsenzentrum nahezu unmöglich. Es ist allerdings auffällig, dass das Maximum der Geschwindigkeit noch vor dem Zentrum der Düse erreicht wird. Ab diesem Punkt wird der Strömungsquerschnitt durch die „Sheath“ bereits so stark eingeeengt, dass aber hier keine höheren Geschwindigkeiten mehr erreicht werden können. Die Darstellung der Geschwindigkeiten der großen Partikelwolke im Düsenzentrum ist nicht möglich. Ursache ist die niedrige räumliche Auflösung der Kameras und die hohe Anzahl an Partikeln in der Wolke, die eine Unterscheidung der einzelnen langen Partikelspuren im Bild unmöglich macht.

Der Volumenfluss (vgl. Abb. 4.14b) ist im Wesentlichen proportional zur Querschnittsfläche und entspricht damit dem für Einzelteilchen erwartetem Profil. Das bedeutet, dass, wie bereits erwähnt, hier die kleine Partikelwolke noch zu klein ist für Düseneffekte und sich damit wie ein Einzelteilchen bewegt.

Am interessantesten ist der Geschwindigkeitsvergleich am **Düsenausgang** (Abb. 4.15a). Der deutliche Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten der Einzelteilchen bzw. der kleinen Teilchenwolke und der großen Wolke fällt sofort auf. Die Einzelteilchen und die kleine Wolke bewegen sich am Düsenausgang ( $v \approx 50 \dots 150$  mm/s) mit ähnlicher Geschwindigkeit wie am Düseneingang ( $v \approx 100 \dots 250$  mm/s) und etwas langsamer vor der Düse ( $v \approx 20 \dots 26$  mm/s). Die Geschwindigkeit der großen Wolke weicht hiervon deutlich ab ( $v \approx 600 \dots 1100$  mm/s). Die Detailanalyse zeigt für die Einzelpartikel erwartungsgemäß eine konstante Geschwindigkeit von 37.4 mm/s sowie für die kleine Wolke eine in Strömungsrichtung leicht ansteigende Geschwindigkeit von 85...127.5 mm/s. Mit Hilfe des gemittelten Abstands zweier Partikel innerhalb der kleinen Wolke von  $512 \pm 66$   $\mu\text{m}$  berechnet sich die Schallgeschwindigkeit der Staubpartikel zu  $19 \pm 6$  mm/s. Zum Vergleich: in Plasmakristallen in PK-3 Plus wurden 28 mm/s gemessen [Schwabe 2011]. Damit ist die Strömungsgeschwindigkeit der Partikel in der großen Wolke wesentlich höher als ih-



(a) Linke Achse: Teilchen-Geschwindigkeit. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.



(b) Linke Achse: Volumenfluss. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.

Abbildung 4.14: Geschwindigkeit (Bild a) und Volumenfluss (Bild b) von Einzelteilchen ( $\diamond$ /schwarz) und kleinen Partikelgruppen ( $\triangle$ /rot) im Zentrum der Glasdüse (Düse im Intervall  $-37.5 \dots +32.5$  mm, engste Stelle bei 0 mm). Die Partikel bewegen sich in negativer  $z$ -Richtung. Die Linie zeigt die Querschnittsfläche der Düse (jeweils rechte Achse).

re zu erwartende Schallgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeit der Partikel vor der Düse liegt damit im Unterschallbereich, die sonstigen Partikelgeschwindigkeiten liegen alle im Bereich der Schallgeschwindigkeit oder vergleichsweise leicht darüber. Insofern liegt die Vermutung nahe, dass sich trotzdem nur die große Partikelwolke nach Passage der Düse mit Überschallgeschwindigkeit bewegt. Dieses Ergebnis führt zu der Erwartung, dass die Beobachtung einer beschleunigten Bewegung gemäß der Laval'schen Düsenberechnungen möglich sei. Allerdings zeigen die Daten keine weitere Überschallbeschleunigung. Die Ursache darin liegt in den wirkenden Reibungskräften, die die Bewegung dämpfen. Da nicht die gesamte Röhre gleichzeitig beobachtet werden kann, ist die Beobachtung der weiteren Abbremsung nicht möglich.

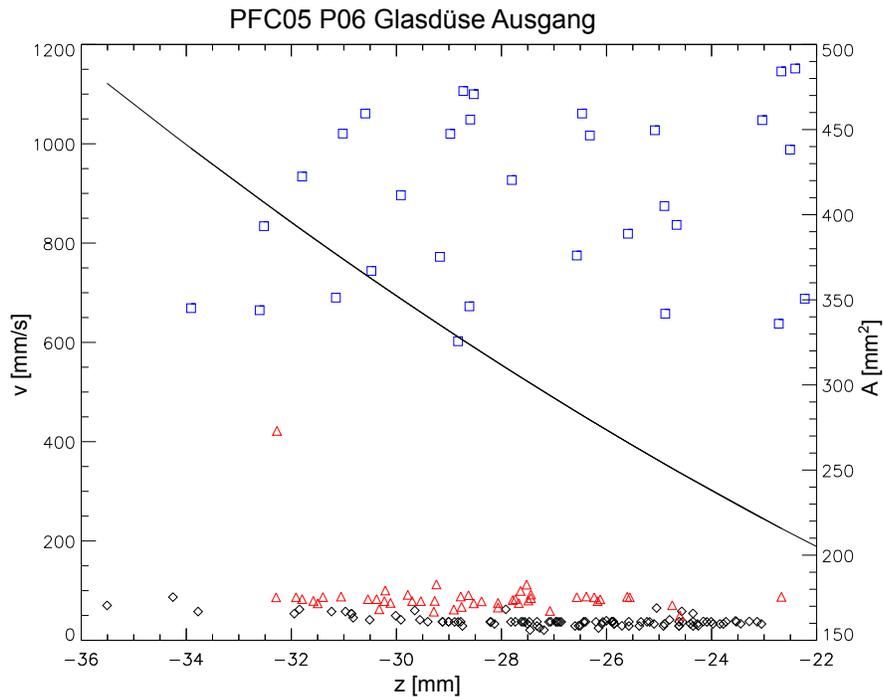
Das Volumenflussdiagramm (Abb. 4.15b) zeigt, dass es sich bei allen drei Partikelregimen im Düsenausgang nicht um klassische Fluide handelt, in keinem Fall ist  $vA = \text{konst.}$  Eine undifferenzierte Betrachtungsweise der Geschwindigkeiten würde zum Ergebnis führen, dass für Einzelpartikel und die kleine Wolke die Hydrodynamik zu bemühen ist ( $v \neq \text{konst.}$ ), während merkwürdigerweise für die große Wolke ( $v \approx \text{konst.}$ ) die Mechanik zu verwenden wäre. Allerdings ist dies wohl im Fall der großen Wolke der Reibung geschuldet. Die Einzelpartikel und die kleine Wolke fungieren vermutlich eher als Tracerpartikel des Verlaufs und der Stärke des elektrischen Felds.

**Zusammenfassend** lässt sich feststellen, dass die Bestimmung der Plasmaparameter noch komplexer ist, als das in klassischen Entladungen der Fall ist, da die Verengung durch die Düse das Plasma (deutlich optisch sichtbar, vgl. Abb. 4.2 auf S. 30) verändert. Das erklärt unter anderem die Tatsache, dass auch Einzelteilchen im Düsenzentrum beschleunigt werden (aufgrund der erhöhten  $E$ -Feldliniendichte).

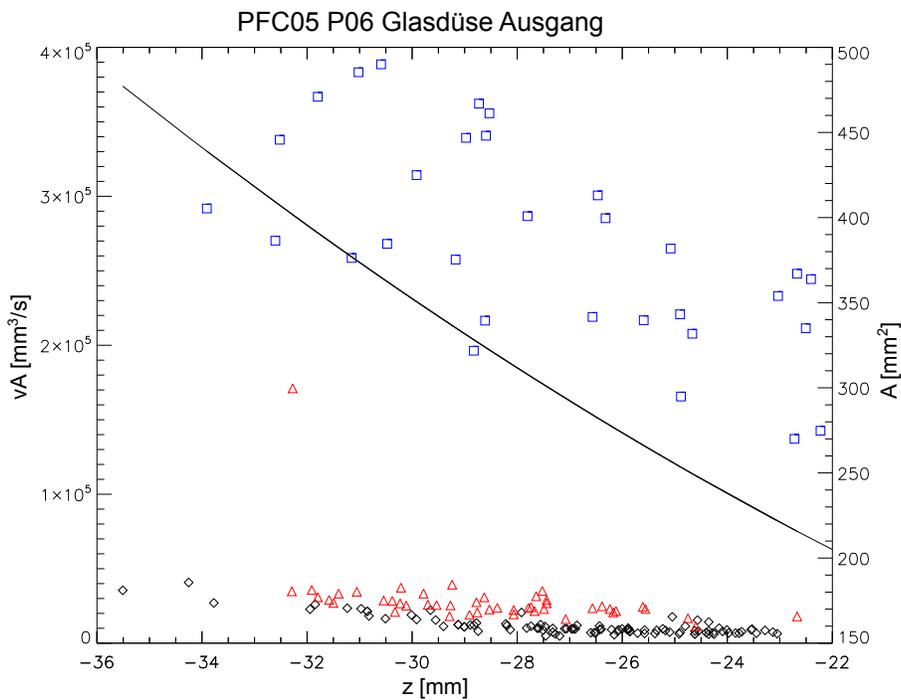
Der in Kapitel 3.2 (Seite 22) angesprochene Konversionsfaktor von stochastischer Bewegung vor der Düse in gerichtete Strömung am Düsenausgang spielt hier keine Rolle: In allen Teilchengruppen – außer der kleinen Wolke – ist der Verhältnis von mittlerer Geschwindigkeit senkrecht zur Bewegungsrichtung zum Betrag der Geschwindigkeit  $v_y/v \approx 0$ . Nur bei der kleinen Wolke zeigt sich im Eingang und Ausgang der Düse eine messbare  $Y$ -Komponente der Teilchengeschwindigkeit. Im Eingangsbereich ist dies  $v_y/v \approx 20\%$ . Allerdings wird dieser Impuls nicht wie erwartet in vorwärtsgerichtete Bewegung konvertiert, sondern bleibt nahezu erhalten (im Ausgang ist  $v_y/v \approx 13\%$ ). Zu bemerken ist in diesem Zusammenhang aber, dass die Ortsauflösung der Kamera nicht optimal ist, so dass kleine Bewegungen in  $Y$ -Richtung nicht optimal detektiert werden können.

Weiterhin stellt sich die Frage, ob es sich bei den beobachteten Partikelwolken um Fluide (Flüssigkeiten oder Gase) oder um Festkörper (bzw. „Cluster“<sup>6</sup>) handelt. Da das Lindemann-Kriterium (vgl. S. 26) von einem Kristall als Basis ausgeht, ist es hier praktisch nicht umsetzbar, da schon die Strukturen am Düseneingang keinerlei Regelmäßigkeiten aufweisen. Die Betrachtung entsprechender Bilder zeigt, dass die Abstände der Partikel untereinander unterschiedlich groß sind und die Schwankungen in der Größenordnung des mittleren Teilchenabstands liegen. In Anlehnung an Lindemann ergibt sich  $\Delta x/\bar{d} \approx 0.5 \dots 1$ . Bei den beobachteten Gruppen (kleine und große Wolke) handelt es sich also um Fluide. Die Unter-

<sup>6</sup> engl. Anhäufung von Partikeln (deren Anzahl für einen Festkörper zu klein ist).



(a) Linke Achse: Teilchen-Geschwindigkeit. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.



(b) Linke Achse: Volumenfluss. Rechte Achse: Düsenquerschnitt.

Abbildung 4.15: Geschwindigkeit (Bild a) und Volumenfluss (Bild b) von Einzelteilchen ( $\diamond$ /schwarz), kleinen Partikelgruppen ( $\triangle$ /rot) und großer Wolke ( $\square$ /blau) am Ausgang der Glasdüse (Düse im Intervall  $-37.5 \dots +32.5$  mm, engste Stelle bei 0 mm). Die Partikel bewegen sich in negativer  $z$ -Richtung. Die Linie zeigt die Querschnittsfläche der Düse (jeweils rechte Achse).

scheidung, ob es sich bei diesen Fluiden um Flüssigkeiten oder Gase handelt, ist schwerer: Überwiegend behalten die Partikel ihren mittleren Teilchenabstand bei. Nur im engsten Bereich der Düse steigt der Partikelabstand in der großen Wolke an. Unter der Annahme dass die Düse keine Druckerhöhung in der Partikelwolke verursacht, könnte man von einem idealen Gas ausgehen. Allerdings widerspricht die Beobachtung der Partikelbewegung dieser Annahme. In einem idealen Gas bewegen sich die Teilchen beliebig durcheinander. Diese Unordnung ist hier nicht zu beobachten, so dass wohl von einer komplexen Plasma-Flüssigkeit ausgegangen werden muss.

### 4.2.2 Kettenbildung in Strömungen

Die in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Experimente sind ohne Gasfluss. Lässt man die Partikel in Richtung der Schwerkraft durch die Düse strömen, so kann man mit Hilfe eines Gegengasstroms ihre Geschwindigkeit beeinflussen und ab einem bestimmten Gasfluss die Partikel sogar levitieren. Das im Folgenden beschriebene Experiment und die zugehörigen Ergebnisse sind in [Fink 2012] veröffentlicht.

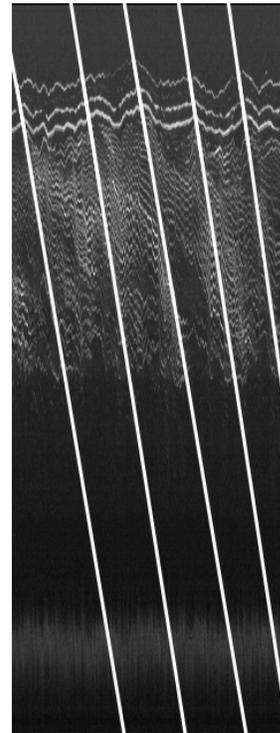
Die PK-4 Glasröhre wird für dieses Experiment vertikal positioniert, d. h. senkrecht zum Boden, die Glasdüse mit zwei Vitonringen in der Mitte der Röhre befestigt. Die Staubpartikel sind kugelförmig und monodispers, ihr Radius ist  $r_d = 1.715 \mu\text{m}$ , ihre Masse ergibt sich damit zu  $m_d = 3.17 \times 10^{-14} \text{ kg}$  (Werte laut Hersteller). Die Experimente finden bei Drücken von  $p_1 = 80 \pm 1 \text{ Pa}$  und  $p_2 = 100 \pm 1 \text{ Pa}$  statt. Hieraus ergeben sich Neutralgasdichten von  $n_1 = (1.98 \pm 0.02) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  und  $n_2 = (2.47 \pm 0.03) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  und damit Epstein-Koeffizienten von  $\gamma_{\text{Ep}}^1 = 182 \pm 36 \text{ s}^{-1}$  sowie  $\gamma_{\text{Ep}}^2 = 227 \pm 45 \text{ s}^{-1}$  ( $\delta = 1.17 \pm 0.2$  (2D) angenommen [Nosenko 2007], da das Stoßregime in 3D nicht geklärt ist). Die Spannung zwischen den Elektroden beträgt  $U = 1500 \pm 1 \text{ V}$ . Die Abschirmung in der Randschicht führt zu einer Reduktion des elektrischen Felds im Plasma auf  $E = 210 \pm 20 \text{ V/m}$  [Khrapak 2005]. Mit Hilfe der bereits in 4.2.1 verwendeten Modelle können die Dichte  $n_e$  und Temperatur  $T_e$  der Elektronen und damit die Partikelladung  $z_d$  abgeschätzt werden zu  $n_e = (3.5 \pm 0.5) \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 6 \pm 0.6 \text{ eV}$  und  $z_d = (3.5 \pm 0.5) \times 10^3$ .

Die Experimente verlaufen wie folgt: Die Partikel werden von oben in die Röhre eingeschüttelt und strömen in Richtung Schwerkraft nach unten zur Anode der  $I = 1.1 \text{ mA}$  Neon DC-Entladung. Mit Hilfe eines kleinen Gasflusses, entgegen der Strömungsrichtung der Partikel, wird versucht, die Partikel vor der Düse zu stoppen. Die Datenerfassung erfolgt mit dem in Kap. 4.1.2 beschriebenen System mit 120 fps bei einer Auflösung von  $640 \times 240 \text{ px}$  und dem 0.5X Objektiv. Um die verschiedenen Experimente vergleichen zu können wird die Position der Partikel auf den Bildern relativ zum Zentrum der Düse gemessen. Ab einem Gasfluss von  $0.09 \pm 0.01 \text{ sccm}$  schweben die Partikel im oberen Düsenausgang.

Die levitierten Partikel (vgl. Abb. 4.16a) bilden einen ca. 100-200 Teilchen großen „Cluster“. Die Regelmäßigkeit ist sehr erstaunlich: Die Partikel bilden keine ungeordnete Wolke in der Gasströmung, sondern ordnen sich in gut unterscheidbaren stabilen Ketten an. Partikelketten sind in der Literatur nicht unbekannt. Erste experimentelle Beobachtungen datieren aus dem Jahr 1997 [Fortov 1997, Lipaev 1997]. Lampe et al. haben ein theoretisches Mo-



(a) Original Videobild.



(b) Periodogramm.

Abbildung 4.16: Linkes Bild: Oberhalb der engsten Stelle der Düse eingefangene Partikel. Deutlich zu erkennen ist die Anordnung der Partikel in Kettenstrukturen, sowie die Umrisse der Düse. Gravitation entlang der Längsachse nach unten, Bildgröße  $12.7 \times 9.5 \text{ mm}^2$  (vertikale vs. horizontale Achse). Rechtes Bild: Periodogramm über 240 Bilder: Jede vertikale Pixelreihe ist der Mittelwert eines 13 Pixel breiten Abschnitts um die Mittellinie jedes Originalbilds. Bildgröße  $12.7 \text{ mm} \times 2 \text{ s}$  (vertikale vs. horizontale Achse). Die weissen Linien zeigen den Verlauf der Hauptmaxima der Wellen.

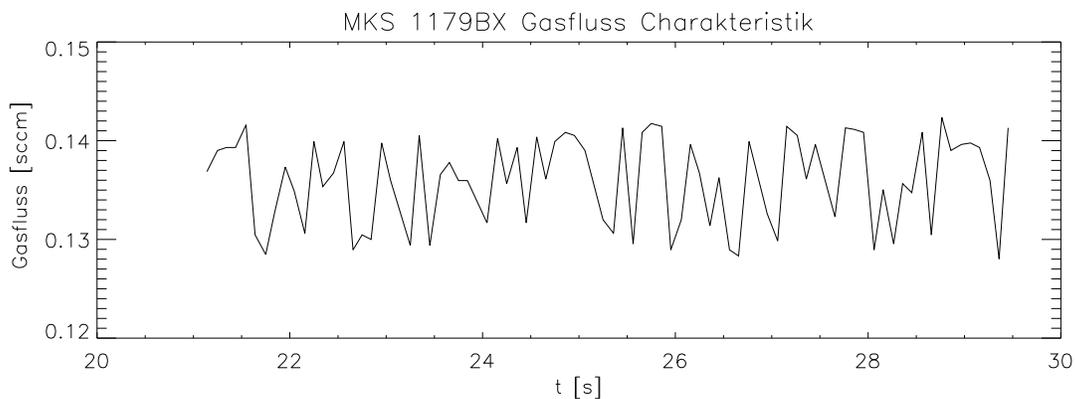


Abbildung 4.17: Charakteristik (Zeitlicher Verlauf) des Gasfluss-Reglers MKS1179BX für den Regelwert 0.14 scfm.

dell für Ketten aus bis zu vier Partikeln entwickelt [Lampe 2005]. Erste Beobachtungen von kurzen Ketten in kontrolliert rheologischen Plasmen sind in [Ivlev 2008] beschrieben. Die Grundidee, Partikel in strömenden Plasmen zu untersuchen, stammt aus [Snyder 2000]. Die Ketten in dieser Arbeit bestehen hingegen aus bis zu 30 Partikeln. Bei einem durchschnittlichen Partikelabstand von  $\Delta = 143 \pm 37 \mu\text{m}$  ergibt sich eine Kettenlänge von bis zu  $4.3 \pm 0.1 \text{ mm}$ . Längere Ketten wurden aufgrund der gewollt geringen Teilchenanzahlen hier nicht beobachtet. Der Abstand zwischen zwei Ketten beträgt im Durchschnitt mindestens  $322 \mu\text{m}$ , also dem doppelten Partikelabstand innerhalb der Ketten. Im Laser-Schnitt sind bis zu sieben unterschiedlich lange Ketten zu beobachten. Sie „schwimmen“ im Gasstrom nebeneinander mit scheinbar gemeinsamen Anfangspunkt, ohne sich an den Enden ineinander zu verflechten.

Betrachtet man eine Serie von Bildern, so fällt auf, dass die Partikelwolke in regelmäßigen Abständen einen Impuls entgegen der Schwerkraft erfährt. Zur genaueren Analyse eignet sich ein Periodogramm: Dazu wird hier aus jedem Bild ein Bereich von 13 px aus der Bildmitte (6 px rechts und links von der Senkrechten bei 120 px) genommen und zu einem 1 px breiten Streifen gemittelt. Aus 240 frames entsteht so ein Bild, das die Bildmitte (Länge 12.7 mm) im zeitlichen Verlauf von 2 s beschreibt, dargestellt in Abb. 4.16b. Gut zu erkennen ist die Auf- und Abbewegung der einzelnen Teilchen der Kette, insbesondere bei den obersten drei Partikeln (obere drei Verläufe im Bild). Ebenso gut zu erkennen ist die Lage der Kette: Die Partikel liegen nicht senkrecht übereinander, sondern leicht schräg. In Abb. 4.16b ist dies anhand der schrägverlaufenden Bergrücken zu erkennen. Diese sind durch die weißen Linien gekennzeichnet. Zwischen zwei Linien liegt eine komplette Schwingungsperiode. Etwa fünf solcher Perioden passen auf die gesamte Bildbreite, so dass die Periodendauer etwa  $t_d = 0.4 \pm 0.1 \text{ s}$  beträgt. Ursache dieser Schwingung ist das Regelventil des Gasfluss-Reglers MKS1179BX. Seine Charakteristik, also der zeitliche Verlauf der Ventilstellung und damit des Gasflusses durch das Ventil, ist in Abb. 4.17 dargestellt. Ursache der Schwingung ist eine Instabilität des Reglers, der eigentlich für Gasflüsse über 10 sccm bei einer Genauigkeit von 0.2 sccm (Angaben laut Hersteller) konstruiert ist. Allerdings haben Test- und Kalibrationsmessungen gezeigt, dass der Regler auch bei niedrigeren Werten zuverlässig arbeitet. Partikel können bis mindestens 0.09 sccm levitiert werden. Der Gasfluss (Regelwert hier 0.14 sccm) zeigt Schwingungen, die im dargestellten Zeitraum in Abb. 4.17  $20 \pm 2$  ganze Perioden in 8 s vollführen. Daraus ergibt sich eine Schwingungsdauer von  $t_R \approx 0.40 \pm 0.04 \text{ s}$ . Zur Analyse des Zusammenhangs zwischen Regelschwingung des Gasflusses und der Schwingungsamplitude der Partikel ist die Kenntnis des axialen Kräftegleichgewichts nötig. Das Bemerkenswerte an dieser Störung durch Gasregelstöße ist, dass die Ketten dadurch nicht zerstört werden, sondern nur vereinzelt und vergleichsweise selten Partikel die Kettenzugehörigkeit wechseln.

Zur Abschätzung des **Gasflusses** durch die Düse ist die Kenntnis des Radius der Düse nötig. Im Bereich von der engsten Stelle der Düse bis zur Partikelwolke verhält sich der Düsenradius  $R(z)$  entlang der Röhre im Wesentlichen wie

$$R(z) = R_0 \left( 1 + \frac{z^2}{L^2} \right). \quad (4.1)$$

Dabei ist  $R_0 = 2.5$  mm der Radius an der engsten Stelle der Düse. Dort ist per Definition  $z = 0$  mm. Aus der Düsengeometrie ergibt sich  $L = 8.6 \pm 0.1$  mm. Als Abschätzung aus den Bilddaten ist  $R(z)$  strenggenommen nur für  $z < L$  korrekt, aber aufgrund der bekannten Düsengeometrie kann der Ansatz bis auf  $z \leq 12$  mm ausgedehnt werden. Da die Gasströmung wegen der vorliegenden Bedingungen als inkompressibel und viskos angenommen werden kann [Lamb 1945, Landau Lifschitz VI] und im betrachteten Bereich  $\max |dR/dz| < 1$  gilt, kann man als Ansatz die vereinfachte Theorie einer Düse mit langsam veränderlichem Querschnitt verwenden. Hier gilt  $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ . In Zylinderkoordinaten  $r, z$  ist dies  $\frac{1}{r} \frac{\partial rv_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$ , Rotationssymmetrie aufgrund der Experimentgegebenheiten angenommen ( $d\phi = 0$ ). Eine Geschwindigkeit, die das erfüllt, ist

$$\vec{v}(r, z) = \begin{pmatrix} v_r \\ v_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial \chi}{\partial z} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(r\chi)}{\partial r} \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Beweis durch Einsetzen. Da sich in derartigen Strömungen entlang der Röhre ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil ausbildet, muss die Geschwindigkeit entlang der Achse dem Ansatz  $v_z = v_0(1 - \alpha r^2/R^2(z))$  genügen. Die Funktion  $\chi(r, z) = \chi_0(z) \cdot r \cdot (1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2(z)})$  erfüllt die Bedingung für die  $z$ -Komponente aus Gleichung 4.2. Beweis durch Einsetzen. Dabei ergibt sich  $\alpha = 1$  und  $v_0 = 2\chi_0$ , so dass

$$v_z = v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2(z)} \right), \quad (4.3)$$

dem bekannten Gesetz von Hagen und Poiseuille. Aus dem Gasfluss im System lässt sich  $v_0$  berechnen. Es gilt (bei einer Neutralgasdichte  $n$ ) für den Gasfluss

$$\Phi = \int_0^{R(z)} \int_0^{2\pi} n v_z r \, dr \, d\phi. \quad (4.4)$$

Einsetzen von  $v_z$  und Integration ergibt  $\Phi = n v_0 R^2 \pi / 2$ . Die sich aus Gleichungen 4.3 und 4.2 ergebenden Stromlinien sind in Abb. 4.18a dargestellt.

Mit Hilfe des Gasflusses kann das **axiale Kräftegleichgewicht** auf den Schwerpunkt der Partikelansammlung abgeschätzt werden. Für die Bilderserie, aus der Abb. 4.16 einen Ausschnitt darstellt, ergibt sich der axiale Schwerpunkt der Staubpartikel bei  $z = 8.0 \pm 0.2$  mm (als Mittelwert der  $z$ -Positionen aller detektierten Partikel je Bild). Mit dem zugehörigen Gasfluss  $f = 0.12 \pm 0.01$  sccm und dem Druck  $p = 100 \pm 1$  Pa ergibt sich zusammen mit der Neutralgasdichte  $n_2 = (2.47 \pm 0.03) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  hier der Radius  $R(z) = 4.7 \pm 0.1$  mm und damit die Geschwindigkeit des Neutralgases von  $v_0 = 6.4 \pm 0.3$  cm/s.

Aus dem hydrodynamischen Gleichgewicht  $m \gamma_{\text{Ep}} v_z^h = mg$  ergibt sich die Neutralgasgeschwindigkeit zu  $v_z^h = 4.3 \pm 0.9$  cm/s. Diese Geschwindigkeit wird bei  $z = 9.7 \pm 0.9$  mm erreicht und stimmt nicht mit der Position des Schwerpunkts ( $8.0 \pm 0.2$  mm) überein. Die Diskrepanz ist in Abb. 4.16b dargestellt. Damit kann die Position des Massenschwerpunkts nicht allein durch die Gasströmung erklärt werden. Es muss die elektrische Kraft durch die DC-Entladung berücksichtigt werden.

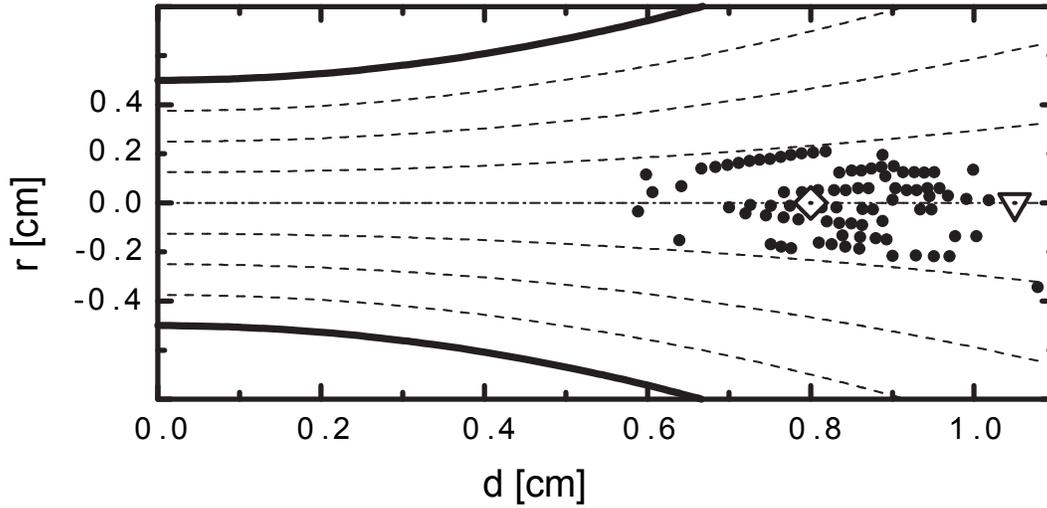
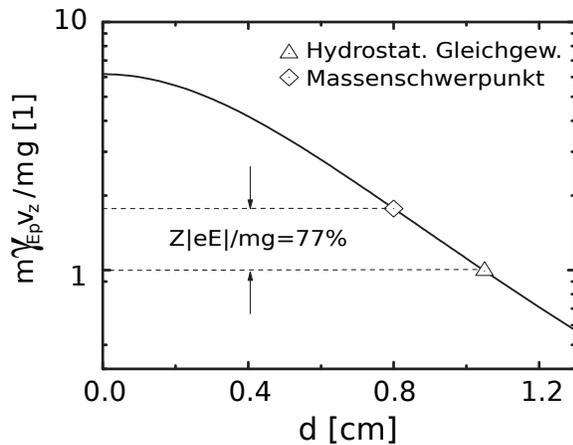
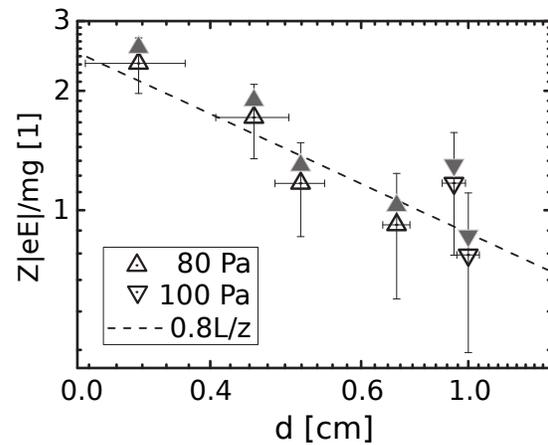
(a) Radiale Partikel-Positionen  $r$  im Gasstrom relativ zum Abstand  $d$  vom Düsenzentrum.(b) Massenschwerpunkt und hydrodynamisches Gleichgewicht relativ zum Abstand vom Düsenzentrum  $d$ .(c) Notwendige elektrische Ausgleichskraft an verschiedenen Massenschwerpunkten  $d$ .

Abbildung 4.18: Oberes Bild: Radiale Partikelpositionen  $r$  (schwarze Punkte) im Gasstrom (gestrichelte Linien) in der Düse (dicke Linien) in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  zum Düsenzentrum. Das Symbol  $\diamond$  zeigt den Massenschwerpunkt der Partikel,  $\triangle$  den Ort des hydrodynamischen Gleichgewichts  $mg = m\gamma_{Ep}v_z$ .

Linkes Bild unten: Normalisierte Neutralgasreibung  $m\gamma_{Ep}v_z/mg$  (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  zum Düsenzentrum.

Rechtes Bild unten: Normalisierte effektive elektrische Kraft  $Z|eE|/mg$  aus dem verbesserten Gleichgewicht  $mg + Z|eE| = m\gamma_{Ep}v_z$  für verschiedene Massenschwerpunkte bei verschiedenen Drücken und Gasflüssen (in Abständen  $d$  vom Düsenzentrum). Das Symbol  $\triangle$  zeigt die normalisierte elektrische Kraft, das ausgegraute Dreieck die nach [Hornbeck 1951, Ivlev 2005] um die Ionenreibungskraft bereinigte normalisierte elektrische Kraft.

Die erweiterte Gleichgewichtsbedingung lautet dann

$$m\gamma_{\text{Ep}}v_z^e - mg - z_m|eE_z| = 0. \quad (4.5)$$

Da der Massenschwerpunkt und damit die Gasgeschwindigkeit bekannt sind, kann die Gleichung dazu verwendet werden, um das Produkt aus elektrischer Feldstärke  $E_z$  und Partikelladungszahl  $z_m$  am Ort des Massenschwerpunkts zu bestimmen. Es gilt für den Schwerpunkt des „Clusters“ (Gesamtmasse  $m$  und Ladung  $z_m e$ )

$$\frac{z_m|eE|}{mg} = \frac{\gamma_{\text{Ep}}}{g} - 1 = \frac{v_z}{v_z^h} - 1. \quad (4.6)$$

Diese normalisierte elektrische Kraft ist in Abbildung 4.18c für verschiedene Drücke und Gasflüsse dargestellt. Sie erlaubt bei Kenntnis einer der Variablen  $E_z, z_m$  die Berechnung der anderen. Dabei ist zu beachten, dass es sich um eine effektive elektrische Kraft handelt. Sie beinhaltet auch die Änderung der Ionenreibungskraft innerhalb der Glasdüse. Die gestrichelte Linie dient nur zur Veranschaulichung, da eine Linearität in  $z$  physikalisch nicht von Interesse ist. Die relevanten Abhängigkeiten bestehen mit der Masse des Schwerpunkts, seiner Ausdehnung, dem nötigen Gasstrom und dem Druck.

Der Zusammenhang zwischen der Schwingung der Partikel und der Schwingungsamplitude des Regelventils kann aus folgender Überlegung abgeschätzt werden: Der Gasfluss ist direkt proportional zur Strömungsgeschwindigkeit des Gases auf der  $z$ -Achse. Nach Gleichung 4.5 ist diese Geschwindigkeit proportional zur elektrischen Kraft. Diese ist wiederum (vgl. Abb. 4.18c) umgekehrt proportional zur Ortskoordinate  $z$ . Damit ergibt sich betragsmäßig der Zusammenhang

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\delta \Phi}{\Phi} = \frac{\delta v_z^e}{v_z^e} \approx \frac{\delta \frac{z_m e E}{mg}}{\frac{z_m e E}{mg}} = \frac{\delta z}{z}. \quad (4.7)$$

Im hier vorliegenden Fall ist quantitativ  $\frac{\delta f}{f} \approx 5\%$  und  $\frac{\delta z}{z} \approx 3\%$ . Die Amplituden stimmen im Rahmen der Fehlertoleranz gut überein.

Die vertikale Stabilität hängt von der Position und den beteiligten Kräften ab: Stromaufwärts (vom Düsenzentrum aus) dominiert die Gewichtskraft (da die elektrische Kraft wie auch die Neutralgasreibung auf einen größeren Querschnitt wirken). Stromabwärts dominieren (durch die Verengung) Neutralgasreibung und elektrische Kraft. Das Gebilde ist dort stabil, wo sich das Strömungsprofil stärker verändert, als die elektrische Kraft:  $m\gamma_{\text{Ep}}\delta(v_z) > \delta(z|eE|)$ . Diese Position kann durch entsprechenden Gasfluss erreicht werden. In den vorliegenden Experimenten ist dies der Fall, es gibt keine Strömungsbewegungen in vertikaler Richtung aufgrund von Instabilitäten des Systems selbst (Ventilschwingungen des Gasfluss-Reglers fallen nicht darunter).

Die Experimente zeigen, dass die Kettenstruktur auch **transversal** stabil ist. Der Hauptanteil kommt dabei von der negativen Aufladung der Glasdüse. Je weiter ein Partikel sich in Richtung Düsenzentrum bewegt, desto stärker ist das querverlaufende elektrische Feld. Das erklärt die konische Form des „Clusters“ und seinen Öffnungswinkel von  $\alpha_c \approx 30^\circ$ . Der Öffnungswinkel der Düse beträgt in diesem Bereich  $\alpha_n \approx 43^\circ$ . Unter der Annahme, dass die

elektrische Kraft und die Neutralgasreibung in transversaler Richtung die dominierenden Kräfte sind, so erhält man an der Außenseite der Partikelwolke als Gleichgewichtsbedingung

$$F_r|_{r=r_c(z)} \equiv z |eE_r(r, z)| - m\gamma_{\text{Ep}}v_r(r, z)|_{r=r_c(z)} = 0. \quad (4.8)$$

Dabei ist  $r_c(z)$  die radiale Ausdehnung der Teilchenwolke an Position  $z$ . Da der „Cluster“ transversal schmal ist, muss das elektrische Feld  $E_r$  vergleichsweise stark sein. Deshalb ist für die Analyse nur der achsnahe Bereich  $r \ll R(z)$  von Interesse. Damit vereinfacht sich die Funktion  $\chi(r, z) = \chi_0(z)r$ . Substitution von  $v_r$  aus Gleichung 4.3 und Differentiation ergibt dann

$$\frac{e|eE|}{mg} = -\frac{\gamma_{\text{Ep}}}{g} \frac{\partial \chi_0}{\partial z} r = \frac{\gamma_{\text{Ep}}v_0}{g} \frac{R'(z)}{R(z)} r. \quad (4.9)$$

Das zugehörige Potential ist damit proportional zu  $r^2$  und damit parabolisch. Der „Cluster“ zeigt (erwartungsgemäß [Fortov 2005]) eine entsprechende Form.

Die Summe aller einschließenden Kräfte – transversal wie longitudinal – kann die interne Struktur der Partikelwolke allerdings nicht erklären. Zur Ausbildung der deutlich sichtbaren stabilen **Kettenstruktur** ist eine wechselseitige Teilchen-Anziehung nötig. Wie in Abb. 4.18a zu sehen, sind die Partikel im Regelfall entlang der Stromlinien des Neutralgases aufgereiht. In gewisser Weise fungieren sie dort wie ein Windspiel in der Strömung des Neutralgases und zeigen somit direkt, dass es eine interne Koppelung geben muss. Die Größenordnung der Bindungskräfte kann mit Hilfe des Federgesetzes  $F(\Delta) = k \cdot \Delta$  (Federkonstante  $k$ , Auslenkung  $\Delta$ ) abgeschätzt werden: Wie bereits bekannt schwingt der „Cluster“ aufgrund der Charakteristik des Gasfluss-Reglers um seinen Schwerpunkt. Bei obigem Schwerpunkt ( $z = 8.0 \pm 0.2$  mm) beträgt die Schwankung aufgrund der Schwingung  $0.2/8.0 = 2.5\%$ , die Amplitude ist also gering. Die Geschwindigkeit des untersten Partikels beträgt dabei  $v_D = 2 \dots 3$  mm/s. Damit berechnet sich die Federkonstante  $k$  mit  $\Delta = 0.143 \pm 0.037$  mm (s. o.) zu

$$k = m_d \gamma_{\text{Ep}} \frac{v_D}{\Delta} \approx 1.0 \dots 1.5 \times 10^{-10} \text{ N/m}. \quad (4.10)$$

Im cgs-System ist  $k_{\text{cgs}} = 630 \dots 940$  eV/mm<sup>2</sup> und kommt damit dem in [Wörner 2012] gemessenen Wert nahe. Aufgrund des Experimentaufbaus (DC-Entladung) ist ein konstanter Ionenstrom vorhanden. Dadurch entsteht ein sog. „Wake-Field“<sup>7</sup>. Solche „Wake-Fields“ sind seit längerem bekannt [Nambu 1995, Lampe 2000] und die Form und der Einfluss dieser positiven Raumladungswolken auf die Struktur Komplexer Plasmen ist Stand aktueller Untersuchungen [Lampe 2005, Kompaneets 2005, Ivlev 2008, Ivlev 2011]. Die positive Wolke bewirkt dabei eine Anziehung auf stromabwärts folgende (negativ geladene) Staubpartikel. Wegen der Wolkengeometrie ist senkrecht zum Ionenstrom eine derartige Anziehung nicht vorhanden. Das ist hier im Experiment daran zu erkennen, dass die Partikelabstände senkrecht zum Ionenstrom doppelt so groß sind wie in Richtung der strömenden Ionen.

<sup>7</sup>engl. „Feld im Nachlauf“. Allgemein ist ein „Wake“ das, was stromabwärts hinter einem Objekt entsteht. Hier im Speziellen ist das elektrische Feld gemeint, das durch Abschattung des positiven Ionenstroms durch ein negativ geladenes Staubpartikel stromabwärts hinter diesem Partikel entsteht.

### 4.2.3 Wellenphänomene

Weitere Beispiele für die Auswirkung eines Hindernisses auf kollektives Verhalten sind die im Folgenden beschriebenen Wellenphänomene.

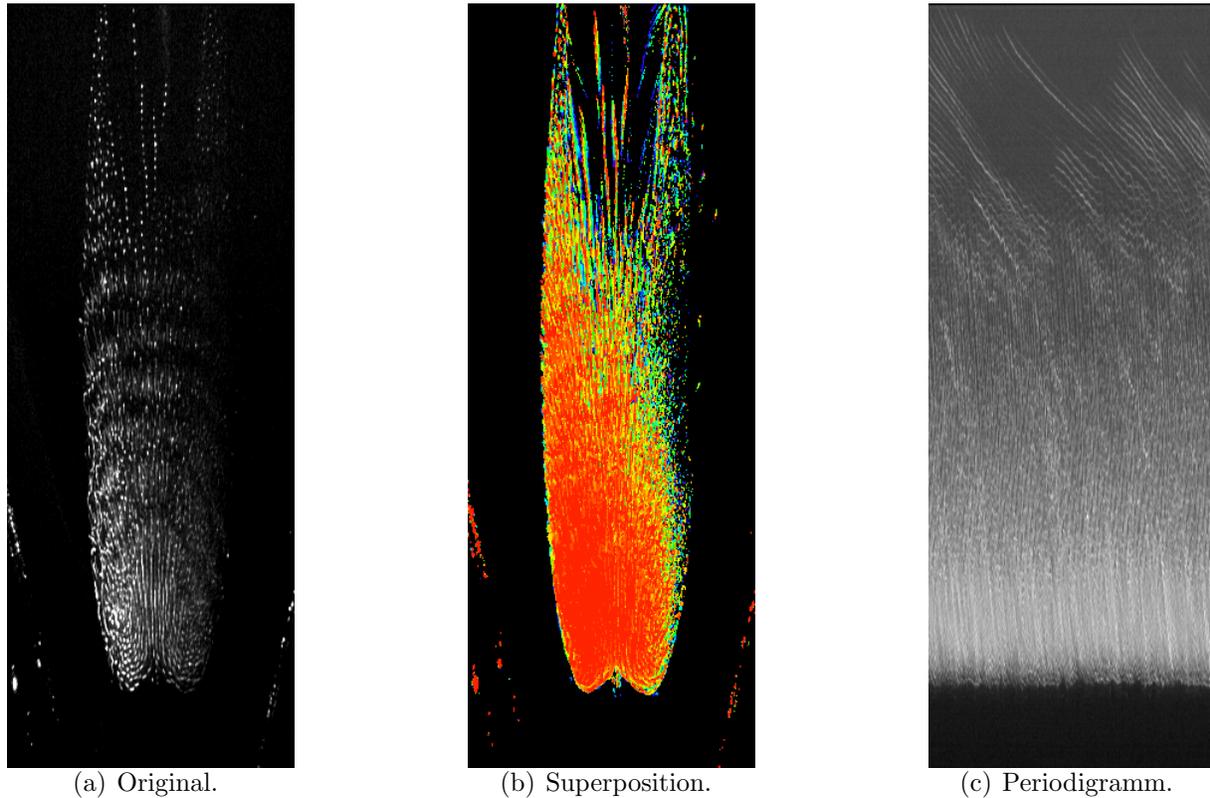
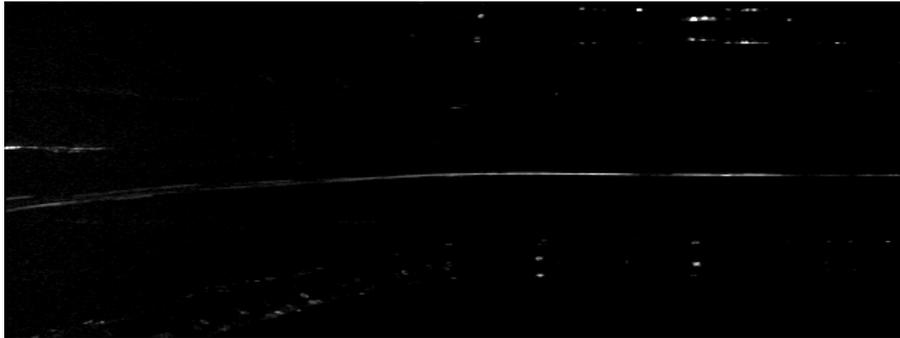


Abbildung 4.19: Im Gasstrom oberhalb der Glasdüse levitierte Partikel. Bild (a): Originalbild, Bildgröße  $15.8 \times 21.1 \text{ mm}^2$  (Binning-Mode). Im unteren Bereich strömen die Partikel in zwei gegenläufigen Wirbeln, in der Bildmitte in Wellen. Im oberen Bildbereich bilden sich Ketten aus. Bild (b): Farbkodierte Superposition von 30 aufeinanderfolgenden Bildern zur Verdeutlichung der Bewegung. Bild (c): Periodogramm eines 10 px breiten Bereichs um die Mitte des Originalbilds über 240 Bilder.

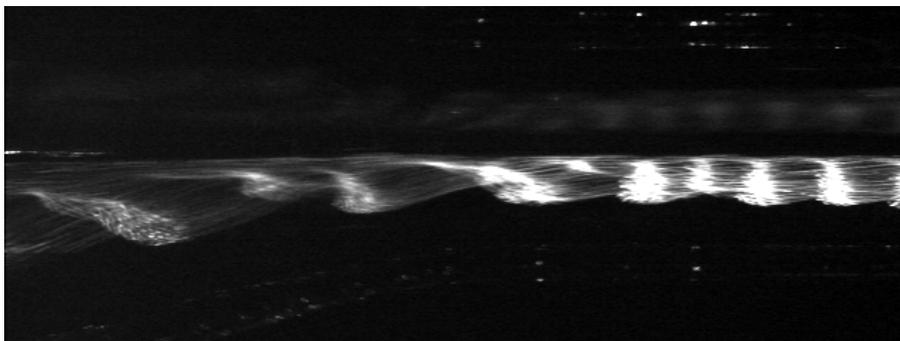
Im vorangegangenen Kapitel ist der Gasfluss gerade so hoch, dass die Partikel oberhalb der Düse levitiert werden. Die Anzahl der Teilchen ist ebenfalls gering gewählt, um möglichst gut unterscheidbare Ketten zu ermöglichen. Vergrößert man nun die Anzahl der Partikel, so dass sich eine größere Wolke bildet, und erhöht gleichzeitig den Gasfluss, so entstehen in der Partikelwolke oberhalb der Düse Wellen. Die Wolke teilt sich, wie in Abb. 4.19a zu sehen, in drei Bereiche auf: Direkt über der Düse liegt der Rotationsbereich, in dem sich die Partikel im Wesentlichen in zwei gegenläufigen Wirbeln bewegen, verdeutlicht in Abb. 4.19b, einer Superposition von 30 aufeinanderfolgenden farbkodierten Bildern. Darüber liegt der Bereich, in dem Wellen zu beobachten sind (auch zu sehen im entsprechenden Bereich des Periodogramms Abb. 4.19c). Im Bereich darüber ist die Partikeldichte gering,

so dass die Neutralgasreibung die Entstehung von Wellen verhindert. Dafür zeigen sich teilweise die bereits beobachteten Ketten. Alle Bereiche sind von einer Partikelbewegung überlagert, bei der die Partikel durch den Gasfluss innen nach oben und über den Rand außen wieder nach unten zur Düse strömen. Die Geschwindigkeit der Partikel in dieser Strömung ist  $-6.9 \pm 0.3$  mm/s (im äußeren Bereich, nach unten gerichtet). Sie ist damit langsam im Vergleich zur Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen. Diese ist  $40 \pm 8$  mm/s. Die Welle selbst schwingt dabei mit  $f < 60$  Hz und liegt damit nur knapp unter der Nyquist-Frequenz von  $f_{\text{nyq}} = 0.5 \times 120 \text{ fps} = 60$  Hz.

Ein weiteres interessantes Wellenphänomen zeigt sich in vertikaler Anordnung. Dabei strömen die Partikel, entweder durch Gasfluss oder Entladungsstrom angetrieben, durch die Düse. Wegen der Schwerkraft strömen die Partikel nicht im Röhrenzentrum, sondern in der unteren Randschicht des Plasmas. Damit ist die Düse ein Hindernis, das die Partikel überwinden müssen: Sie strömen, in Analogie zu Wasser bei einer Sturmflut, den Deich hinauf und auf der anderen Seite wieder hinunter. Wenn nur wenige Partikel durch die Düse strömen, so bewegt sich der Partikelstrom laminar und in konstantem Abstand zur Düsenwand (vgl. Abb. 4.20a). Steigt hingegen die Anzahl der Partikel, so bilden sich Wellen aus (vgl. Abb. 4.20b).



(a) Einzelteilchen.



(b) Teilchenwolke

Abbildung 4.20: Partikelstrom durch die Glasdüse in vertikaler Konfiguration. Bild (a): Wenige Teilchen strömen durch die Düse. Bild (b): Eine Teilchenwolke passiert die Düse, es bilden sich Wellen. Bildgröße jeweils  $21.1 \times 15.8$  mm<sup>2</sup> (Binning-Mode) bei 120 fps.

Die Abbildung 4.21 zeigt dabei den Spezialfall einer brechenden Welle. Die Welle in der Bildmitte schaukelt sich vom ersten bis zum dritten Bild auf und bricht dann im vierten (und teilweise noch im fünften) Bild. Danach flacht sie in Bild fünf und sechs wieder ab. Dieses Verhalten ist von Wasserwellen, die am Strand auslaufen, wohl bekannt.

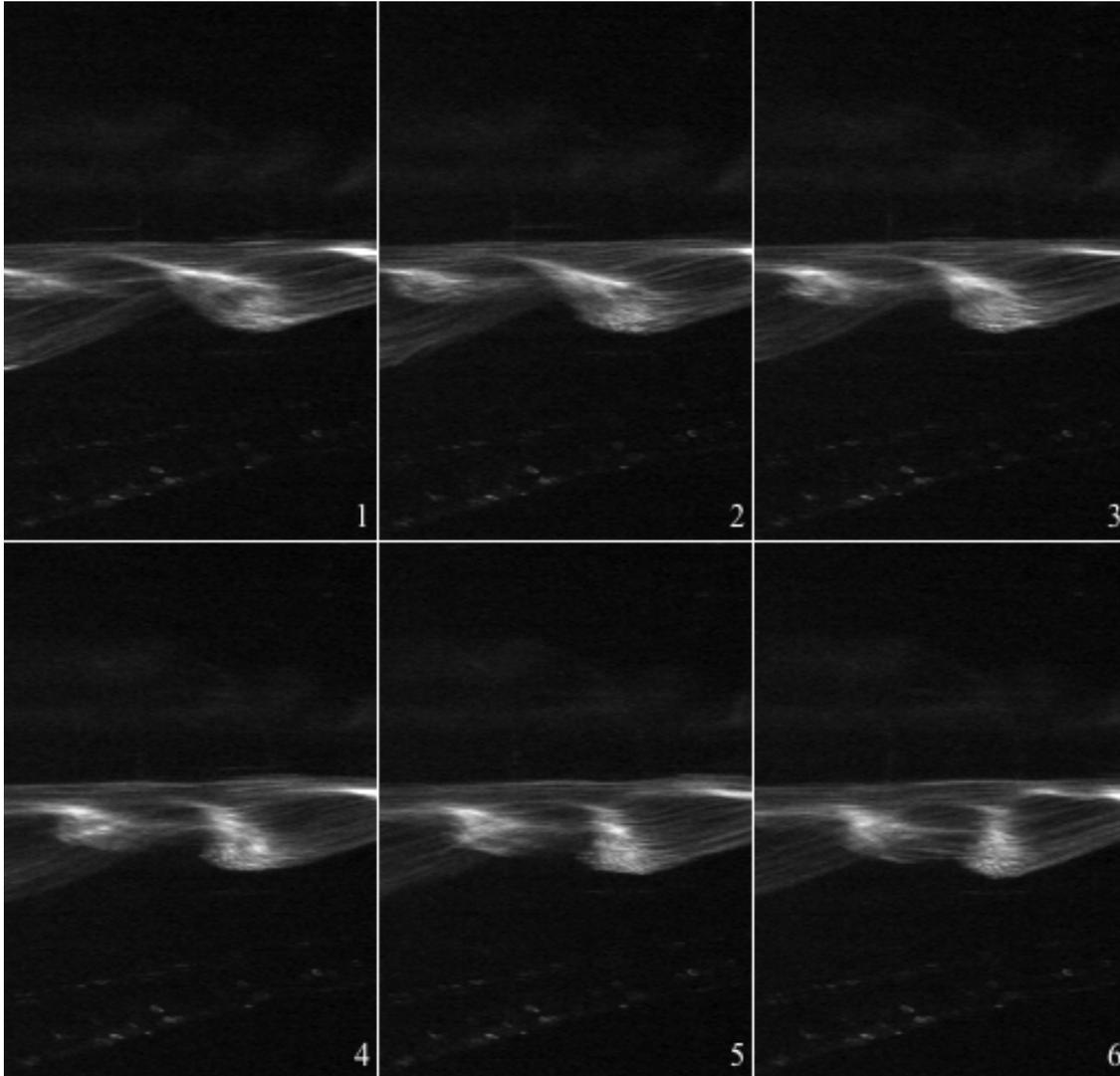


Abbildung 4.21: Ausschnitt aus sechs aufeinander folgenden Bildern. Zu sehen ist, wie sich die Welle in der Bildmitte von Bild 1-3 soweit aufbaut, dass sie in Bild 4 bricht, um dann in Bild 5-6 wieder abzuflachen. Bildgröße (horizontal  $\times$  vertikal) jeweils  $5.5 \times 15.8 \text{ mm}^2$ , Bildwiederholrate 120 fps.

## 4.3 Interpretation der Ergebnisse

Das erste Experiment (Laval-Düse, Kap. 4.2.1) beschäftigt sich mit der Frage, ob sich bei der Passage einer Laval-Düse ein Unterschied in der Teilchenbewegung zeigt. Als Düsen stehen die beiden Varianten elektrische Düse und Glasdüse zur Verfügung. Die Analyse (S. 41ff.) der Partikelströmung durch die elektrische Düse (Parameter und Experimentbeschreibung s. S. 37ff.) zeigt eine deutliche Beschleunigung der Partikel. Allerdings ist die genaue Positionierung von Spulen und Kameras nicht möglich, so dass das Düsenzentrum sowie der Düsenauslass nicht zu sehen sind. Ferner ist die wahre Ursache der Beschleunigung der Partikel unklar, da auch das zusätzliche RF-Feld eine Beschleunigung an seinem Eingang und eine Abbremsung an seinem Ausgang zur Folge hat. Ein weiterer Nachteil der elektrischen Düse ist die Beobachtung, dass sich die Düsengeometrie mit der Anzahl der Partikel, die durch die Düse strömen, verändert. Dies ist insofern logisch, da strömende geladene Partikel selbst ein Feld erzeugen, welches das RF-Feld überlagert. Dies kann auch die Erklärung dafür sein, dass  $\rho Av \neq \text{konst}$  ist, also die Massenerhaltung nicht erfüllt ist. Insbesondere dann, wenn sich die Düse durch das Feld der Partikel in eine Richtung außerhalb des Laserschnitts ausdehnt, so dass Partikel aus dem Sichtfeld verschwinden.

Die Folge dieser Schwierigkeiten ist die Weiterentwicklung zur Glasdüse. Die Parameter und der Experimentablauf in Schwerelosigkeit sind im Abschnitt 4.2.1 ab S. 38 beschrieben, die Analyse ab S. 41. Es zeigt sich, dass sich Einzelteilchen – wie erwartet – im Wesentlichen mit konstanter Geschwindigkeit durch die Düse bewegen. Auch die große Partikelwolke verhält sich wie erwartet: Im Düseneingang steigt ihre Geschwindigkeit stark an und erreicht im Düsenausgang Überschallgeschwindigkeit. Wegen der vergleichsweise hohen Neutralgasreibung steigt die Geschwindigkeit der großen Wolke, anders als die der Gase beim Raketentriebwerk, im Düsenausgang nicht weiter an. Die kleine Wolke hingegen verhält sich wie ein Zwitter: Im Eingangsbereich wird sie wie eine „richtige“ Wolke beschleunigt, bewegt sich im Zentrum und Düsenausgang dann aber eher wie ein Einzelteilchen. Damit scheint sie die Grenze zwischen kollektivem Verhalten und Einzelteilchen zu markieren. Als Ergebnis lässt sich für den hier betrachteten Fall feststellen: 1-10 Partikel verhalten sich wie Einzelteilchen, bis zu 100 Partikel mit größerem Abstand auch. In einer Wolke ab ca. 50 Partikeln beginnt der Übergangsbereich und ab etwa 200-500 Partikel in einer Wolke zeigt sich ausgeprägtes kollektives Verhalten.

Die Analyse nach Lindemann zeigt überdies, dass es sich bei den beiden Partikelwolken um Fluide handelt. Die Unterscheidung ob Fluid oder Gas ist schwieriger, aber da in radialer Richtung die ausgeprägte Unordnung eines Gases fehlt, handelt es sich bei beiden Wolken wohl um eine Flüssigkeit.

In einem zweiten Experiment (vgl. Kap. 4.2.2) wird die Bildung stabiler Ketten als kooperatives Phänomen untersucht. Dabei kann man beobachten, dass sich stabile Ketten mit bis zu 30 Gliedern schon bei sehr niedrigen Gasflüssen ausbilden und lange Zeit stabil bleiben. Mit Hilfe der Methode des Periodogramms kann der Zusammenhang zwischen Schwankungen des Gasflussreglers und Oszillationen der Partikel gezeigt werden und damit physikalische Instabilitäten ausgeschlossen werden. Eine einfache Strömungsrechnung berechnet die Gasgeschwindigkeitsverteilung aus dem eingestellten Gasfluss. Damit werden

das axiale und radiale Kräftegleichgewicht berechnet. Es zeigt sich, dass der Entladungsstrom einen wesentlichen Einfluss auf die Position des Massenschwerpunkts der Partikel hat. Damit kann die gemessene Position des Massenschwerpunkts vollständig erklärt werden. Die Stärke der Entladung, repräsentiert durch das Produkt aus elektrischer Feldstärke und Partikelladung, kann so in mehreren Experimenten abgeschätzt werden. Die Analyse der radialen Kräfte (parabolisches Potential) erklärt die Form der Kettenstruktur. Schließlich ist das Ergebnis der Analyse der Kettenstruktur die Erkenntnis, dass sich zwischen den negativ geladenen Staubpartikeln eine Bindungskraft bildet, die für Struktur und Stabilität der Ketten verantwortlich ist. Dies ist insofern erstaunlich, da die Staubpartikel alle negativ geladen sind, sich damit eigentlich nur abstoßen sollten und somit keine stabilen Ketten ausbilden können. Mit dem Modell der Federkraft wird die Anziehungskraft bestimmt. Sie ist konsistent mit anderen Arbeiten.

In einem letzten Experiment mit der Glasdüse (vgl. Kap. 4.2.3) werden Wellen in der Glasröhre angeregt. In vertikaler Orientierung der Röhre unterscheidet sich das Experiment von den Ketten nur durch eine größere Anzahl von Partikeln und einem deutlich höheren Gasfluss. Dadurch entstehen Wirbelströme und Wellen. Die bereits beschriebenen Kettenstrukturen treten ebenfalls wieder auf. In horizontaler Konfiguration strömen die Partikel bergauf durch die Düse. Dabei entstehen Wellen. Einige der Wellen verhalten sich wie am Strand auslaufende Wasserwellen: Sie brechen, wie in Abb. 4.21 zu erkennen. Damit zeigt das komplexe Plasma-Fluid eine erstaunliche Nähe zu realen Flüssigkeiten.

# Kapitel 5

## Ringförmige Strömungen

### 5.1 Versuchsaufbau und Entwicklungen

#### 5.1.1 Experimentanlage GEC-rf-reference-cell

Die Experimente mit langsamen, quasi-unendlichen Strömungen werden im GEC-Setup durchgeführt. Das zugrunde liegende Konzept der GEC-rf-reference-cell<sup>1</sup> ist die Idee einer einheitlichen Plasmakammer, um Messdaten der verschiedenen Forschungsgruppen besser miteinander vergleichen zu können. Hinsichtlich der grundlegenden Beschreibung der Kammer sei auf [Hargis 1994] verwiesen, in dem die Kammer detailliert vorgestellt wird. Das Setup ist in Abb. 5.2 zu sehen. Der Experimentaufbau ist in Abb. 5.1 schematisch dargestellt.

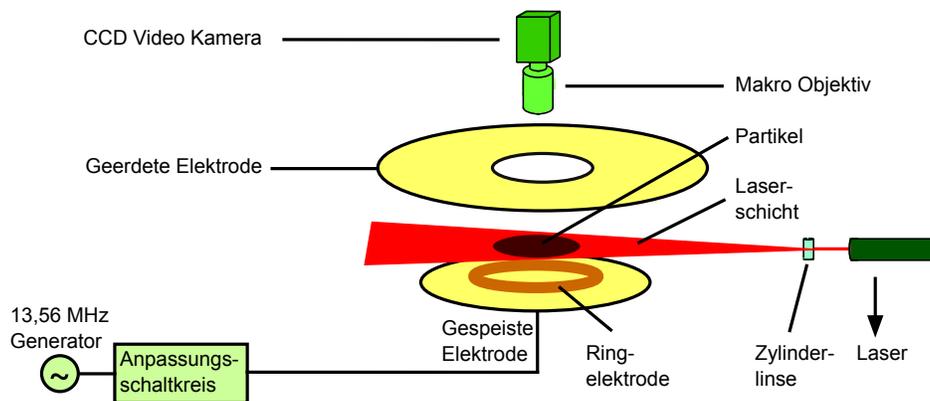


Abbildung 5.1: Skizze des GEC-rf-reference-cell Experimentaufbaus. Die Entladung brennt zwischen der oberen geerdeten Elektrode und der unteren gespeisten Elektrode. Die Partikel levitieren dazwischen, horizontal durch die Ringelektrode begrenzt. Die Beleuchtung erfolgt über eine Laserschicht, die von rechts eingestrahlt wird. Eine CCD-Kamera filmt die Partikel von oben.

<sup>1</sup> engl. **G**aseous **E**lectronics **C**onference **R**adio-**F**requency **R**eference **C**ell

Das Plasma wird durch eine RF-Entladung (13.56 MHz) zwischen der „powered electrode“ und der oberen Ringelektrode („grounded electrode“) bzw. der Gefäßwand in einer Argon-Atmosphäre erzeugt. Standardwerte sind 5 W eingestrahlte RF-Leistung und 4 – 20 Pa Neutralgasdruck. Die Melamin-Formaldehyd-Kugeln (Durchmesser 6.86  $\mu\text{m}$ ) werden durch einen Laser (532 nm) von der Seite beleuchtet, ihr Streulicht von einer CCD-Kamera vom Typ Pulnix TM-1040 mit Objektiv aufgezeichnet. Die Kamera gibt die Bilder interlaced und in 8-bit Graustufen an den Sony GV-D1000E DV-Rekorder weiter, der die Daten im PAL Format (720  $\times$  576 px, 25 fps) speichert. Dabei entspricht ein Pixel etwa 10  $\mu\text{m}$ .



Abbildung 5.2: Foto des GEC Experimentaufbaus.

Im Folgenden sind die Änderungen und Erweiterungen beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit an der Kammer selbst nötig waren, um die in Kapitel 5.2 beschriebenen Experimente durchführen zu können:

- Einbau eines Glasfensters auf der Oberseite der Kammer.
- Ersetzung des oberen Elektrodensystems durch eine Ringelektrode. Diese besteht aus einer runden Glasscheibe mit 19 cm Durchmesser und einem sie umgebenden Aluminiumring mit einem Innendurchmesser von 19 cm und einer Breite von 2 cm, der über die Kammer gerdet ist.
- Einbau eines Partikeldispensors (Partikelbehälter mit Sieb), positioniert beweglich unterhalb der oberen Ringelektrode.
- Ersetzung des unteren Elektrodensystems und des sog. „pump out weldment“ durch eine bewegliche „showerhead“ Elektrode. Dabei wird Teflon als Isolator verwendet. Der Abstand zur oberen Ringelektrode beträgt 3 cm. Details zu dieser Elektrode siehe folgendes Kapitel.

### 5.1.2 Elektrodenaufsatz

Um eine Ringströmung zu erzeugen ist eine Erweiterung der „showerhead“ Elektrode notwendig. Diese umfasst einen scheibenförmigen Elektrodenaufsatz aus Aluminium, sowie zwei konzentrische Glasringe zur Begrenzung des Partikelstroms und mehrere Kupfer-Elektroden auf den Glasringen, um die Partikel zwischen beiden Glasringen anzutreiben. Ein Foto des Aufbaus ist in Abb. 5.3 zu sehen.



Abbildung 5.3: Foto des GEC-Elektrodenaufsatzes, aufgenommen durch das obere Kamerfenster. Zu sehen ist der Elektrodenaufsatz aus Aluminium mit den eingepprägten Kreisen. Darauf liegen die beiden Glasringe. Auf dem äußeren Ring sind die neun 1 cm breiten Kupfer-Elektroden angebracht, die die Partikel antreiben. Ihr Abstand zueinander beträgt 2 mm. Die Schraubenmutter auf der unteren Ringhälfte dient dazu, ein Hindernis durch elektrische Manipulation der Randschicht zu simulieren.

Der scheibenförmige Elektrodenaufsatz hat einen äußeren Durchmesser von 11.5 cm und einen inneren Durchmesser von 1.6 cm. Auf seiner Oberseite markieren 0.1 mm breite Rillen konzentrische Kreise. Diese Kreise haben einen Abstand von 5 mm voneinander und dienen als Positionierhilfe für die Glasringe. So ist ein symmetrischer Aufbau gewährleistet. Vier radiale Bohrungen (im 90° Winkel) ermöglichen es, elektrische Leitungen auch zum inneren Glasring zu legen, ohne dabei das Plasma zu stören. Während der Experimente ist die Bohrung im Zentrum der Scheibe mit einer dünnen Aluminiumscheibe abgedeckt, um eine homogene Feldgeometrie zu erhalten.

Die beiden Glasringe auf der Elektrode bilden das Ufer des Partikelstroms. Sie stehen in Größen von 5 cm bis 10 cm Außendurchmesser (in 1 cm Schritten) zur Verfügung. Alle Ringe sind 1 cm breit. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die Glasringe mit 5 cm und 9 cm Durchmesser verwendet, wobei nur der äußere Ring den Antriebsmechanismus enthält.

Die Partikel werden mit Hilfe von neun Zusatzelektroden angetrieben. Diese Elektroden sind in dieser Arbeit am äußeren Ring (siehe Abb. 5.3) aufgeklebt. Ein LabView-Programm generiert für jede der neun Elektroden einen eigenen Spannungswert. Über A/D-Wandler werden die Werte an einen DC-Verstärker übertragen, der die eigentliche DC-Spannung an die Elektroden anlegt (maximal  $\pm 100$  V). Das Programm berechnet die Spannung  $\Phi_k(t)$  jeder einzelnen Elektrode  $k = 0 \dots 8$  zum Zeitpunkt  $t$  gemäß

$$\Phi_k(t) = A \sin\left(k\frac{\pi}{3} + 2\pi ft\right) + (V_8 - V) \delta_{k,8} + V. \quad (5.1)$$

Im Programm ist jeder Parameter frei wählbar. Standardmäßig werden folgende Werte benutzt: Amplitude  $A = 50$  V, Frequenz  $f = 1$  Hz, allgemeine Offsetspannung  $V = -35$  V und Offsetspannung der in Richtung des Partikelflusses letzten Elektrode  $V_8 = -50$  V.

Durch das resultierende Wechselfeld werden die Partikel je nach positiver oder negativer Spannung angezogen bzw. abgestoßen und auf diese Weise durch den Bereich der Elektroden hindurchgeschoben. Dieser Mechanismus liegt dem Deutschen Patentamt zur Patentanmeldung unter der Nummer 10 2004 060 377.4-54 vor.

Um den Partikelstrom an einer Stelle einengen zu können, wird ein Hindernis im Ringstrom platziert. Im ersten Versuch ist dies ein Glasschieber, der durch eine Lücke im inneren Glasring in den Strom geschoben wird und so den Querschnitt des Stroms verringert. Es hat sich aber gezeigt, dass der Schieber das Plasma zu sehr beeinflusst, so dass ein Partikelstrom nicht einmal eingeschränkt möglich ist. Ebenfalls untauglich ist der Versuch, mit einer weiteren Elektrode (in Abb. 5.3 einzelne Elektrode auf der linken Seite) eine Vergrößerung der Schicht zu erreichen und so den Teilchenstrom einzuschnüren. Erfolgreich dagegen ist das Einbringen einer Schraubenmutter aus Edelstahl der Größe M5. In den Experimenten in dieser Arbeit befindet sich die Mutter hochkant auf der Scheibenelektrode in Kontakt mit dem inneren Glasring. Dabei ist die Mutter auf dem gleichen Potential wie die Elektrode.

## 5.2 Experimente

Bisher wurden nur lineare Partikelströme erzeugt. Der von der Geometrie ungestörte Strom der Partikel ist bei der Analyse von Vorteil. Allerdings erfordert ein linearer Strom von Partikeln, dass ständig neue Partikel nachgeführt werden. Da Dispensoren bei gleichen Parametern keine exakt gleiche Menge an Partikeln reproduzierbar einstreuen, ist ein gleichmäßiger Partikelstrom nicht zu erreichen. Ringförmige Geometrien, wie in der GEC-Kammer realisiert (siehe Kap. 5.1.1), bieten dagegen die Möglichkeit, einen konstanten Partikelstrom zu erzeugen und somit quasi-unendliche Strömungen zu untersuchen. Der entstehende Kreisstrom (einschließlich Hindernis und Antriebsmechanismus) ist in Abb. 5.4 schematisch dargestellt. Im Folgenden werden zuerst die grundlegenden Parameter des Experiments bestimmt und analysiert, danach erfolgt eine Strukturanalyse der beobachteten Strömungen.

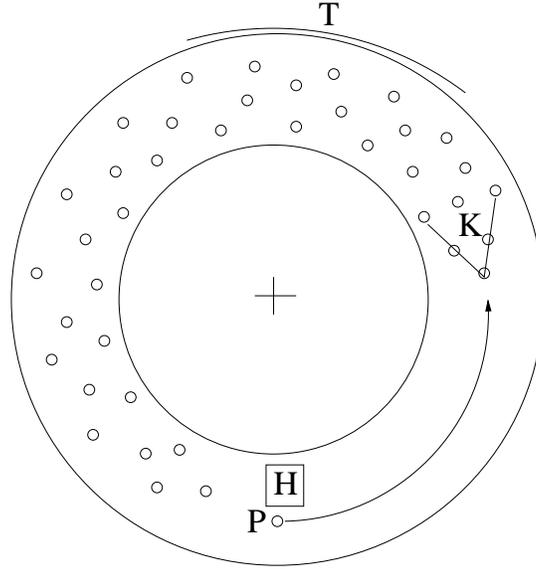


Abbildung 5.4: Skizze eines Kreisstroms. Angetrieben durch die Transportelektroden T (vgl. Kap. 5.1.2) bewegen sich die Partikel gegen den Uhrzeigersinn. Vor dem Hindernis H verengt sich der Strom bis nur noch ein einzelnes Partikel P je Zeiteinheit das Hindernis passiert und auf das Ende des Partikelstroms, den Kristall K, trifft.

### 5.2.1 Charakterisierung der Parameter

Die Basisparameter des Argonplasmas sind  $m_i \approx m_n = 6.63 \times 10^{-26}$  kg,  $p = 19 \pm 0.5$  Pa und  $T_i \approx T_n \approx 293 \pm 2$  K. Der Stoßquerschnitt von Argon ist  $\sigma_{\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}} = 1.34 \times 10^{-18}$  m<sup>2</sup> [Hornbeck 1951]. Die Staubpartikel sind kugelförmig und monodispers. Ihr Radius ist  $r_d = 3.4$  μm, ihre Masse  $m = 2.47 \times 10^{-13}$  kg (Werte laut Hersteller). Die RF-Leistung der Entladung beträgt 3 W. Die Parameter der Antriebs Elektroden sind in Kapitel 5.1.2 beschrieben. Sie ergeben eine Spannung zwischen der ersten und der letzten Elektrode von  $20 \pm 0.5$  V.

Aus diesen Werten ergibt sich eine Neutralgasdichte von  $n = (4.7 \pm 0.1) \times 10^{21}$  m<sup>-3</sup>. Die Spannungsdifferenz zwischen der ersten und der letzten Antriebs Elektrode führt zu einem elektrischen Feld  $E = 106 \pm 3$  V/m in der Mitte zwischen den beiden Glasringen (bei  $r = 35 \pm 1$  mm, Bogenlänge  $d = 0.188 \pm 0.001$  m).

Die thermische Geschwindigkeit der Argon-Ionen ist  $v_{\text{th}i} = (4.28 \pm 0.01) \times 10^2$  m/s, die Driftgeschwindigkeit der Ionen im elektrischen Feld zwischen erster und letzter Antriebs Elektrode ist  $v_{\text{drift}i} = 95 \pm 3$  m/s. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen im elektrischen Feld der Plasmarandschicht (senkrecht zur Bewegungsrichtung) ist  $v_{\text{drift}i} = 1340 \pm 94$  m/s.

In der Argon-Entladung bei Raumtemperatur (20 °C) und einem Neutralgasdruck von 19 Pa ergibt sich für sphärische Partikel mit 3.4 μm Radius (Massendichte 1500 kg/m<sup>3</sup>) ein Epstein-Koeffizient [Epstein 1924]  $\gamma_{\text{Ep}} = 26.1 \pm 0.8$  s<sup>-1</sup> ( $\delta = 1.0$  angenommen). Für ein Partikel mit einer Geschwindigkeit  $v = 15 \pm 0.35$  mm/s ergibt sich damit eine Neutralgasreibung von  $F_{\text{nd}} = (9.7 \pm 0.5) \times 10^{-14}$  N.

Mit Hilfe theoretischer Modelle können noch einige weitere wichtige Parameter bestimmt werden. Dabei wird die Annahme  $T_e \approx 3 \text{ eV}$  und  $n_e \approx n_i \approx 2 \times 10^{14} \dots 2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$  zu Grunde gelegt. Dies sind bei RF-Entladungen in der GEC-Kammer oder auch in der PK-3-Kammer übliche Werte. Ferner ist zu beachten, dass sich aufgrund der Schwerkraft und der Partikelgröße die Partikel nicht im „Bulk-Plasma“ bewegen, sondern in der Plasmarandschicht, der „Sheath“. Im „Bulk“-Plasma liefert das sog. „Collision enhanced collection model“ [Khrapak 2005] die Ladung der Partikel und der „Modified Coulomb scattering approach“ [Khrapak 2003] die Reibungskraft zwischen Ionen und Staubpartikeln. Für die „Sheath“ ist ein Hybridansatz nötig [Khrapak 2005a, Khrapak 2011], der allerdings nur eine Genauigkeit von einer Größenordnung hat. Dies liegt auch daran, dass die Plasmarandschicht aufgrund ihrer relativ geringen Ausdehnung experimentell nur schwer zugänglich ist. In Zahlen erhält man: Partikelladung  $z_d \approx 10^4$ , Abschirmlänge  $\lambda_D \approx 212 \dots 87 \text{ }\mu\text{m}$ , und Reibungskraft zwischen Ionen und Staub  $F_{id} \approx (2.5 \dots 1.5) \times 10^{-13} \text{ N}$ . Bei der Berechnung der Debye-Länge spielt an sich im wesentlichen die Elektronen-Debye-Länge eine Rolle, da in der „Sheath“ die Ionen-Debye-Länge wesentlich kleiner ist [Konopka 2000]. Im vorliegenden Fall handelt es sich um die Presheath, hier ist  $\lambda_{De} \approx \lambda_{Di} \approx 300 \text{ }\mu\text{m}$ . Das elektrische Feld in der „Sheath“ berechnet sich aus dem Gleichgewichtsansatz mit der Gravitation zu  $E_s = m_d g / (z_d e) = (1.5 \pm 0.1) \times 10^3 \text{ V/m}$ . Partikelabstände in kristallinen Bereichen von  $424 \pm 14 \text{ }\mu\text{m}$  legen eine Abschirmlänge von  $\lambda_D = 212 \text{ }\mu\text{m}$  nahe. Dies lässt den Schluss zu, dass von einer Elektronendichte von  $n_e = 2 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  auszugehen ist. Damit ergibt sich eine Ionen-Staub-Reibungskraft von  $F_{id} = 2.5 \times 10^{-13} \text{ N}$ .

Mit einem einfachen Stoßexperiment (Abb. 5.5) lassen sich einige weitere charakteristische Parameter bestimmen: Dazu wird der Partikelstrom durch ein Hindernis soweit eingeschränkt, dass nur noch einzelne bis wenige Partikel pro Zeiteinheit das Hindernis passieren und am Sammelpunkt auf das letzte Partikel stoßen. Die Verzögerung, die das Partikel beim Aufprall erfährt, kann dabei als sichtbare Nettokraft mit den Reibungskräften im Plasma verglichen werden. Bei einer Geschwindigkeit von  $v = 15 \pm 0.35 \text{ mm/s}$  (s. Abb. 5.6) kurz vor dem Stoß und einer Abbremsdauer von  $t = 6/25 \text{ s}$  ergibt sich eine Verzögerung aufgrund des Stoßes von  $a = -6.25 \pm 0.21 \text{ cm/s}^2$ . Dies entspricht einer Kraft von  $F_{dd} = (1.54 \pm 0.05) \times 10^{-14} \text{ N}$ .

Damit lassen sich nun alle drei Kräfte miteinander vergleichen: Schwächste Reibungskraft ist die Neutralgasreibung. Ähnlich groß ist der Yukawa-Stoß. Die Ionenreibungskraft ist die stärkste Kraft. Zum Vergleich ist die Gewichtskraft mitaufgeführt:

$$F_{dd} < F_{nd} < F_{id} < F_G \quad (5.2)$$

mit

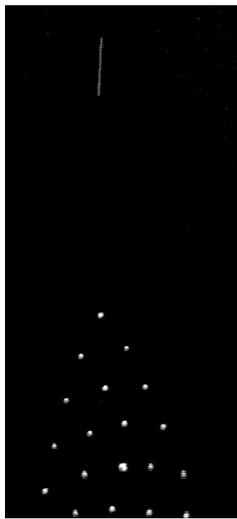
$$F_{dd} = (1.54 \pm 0.05) \times 10^{-14} \text{ N} \quad (5.3)$$

$$F_{nd} = (9.7 \pm 0.5) \times 10^{-14} \text{ N} \quad (5.4)$$

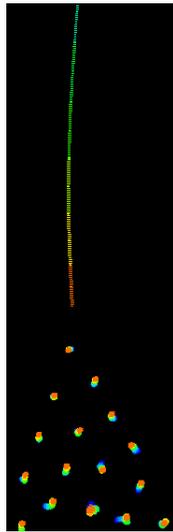
$$F_{id} = (2.50 \pm 0.25) \times 10^{-13} \text{ N} \quad (5.5)$$

$$F_G = 2.42 \times 10^{-12} \text{ N} \quad (5.6)$$

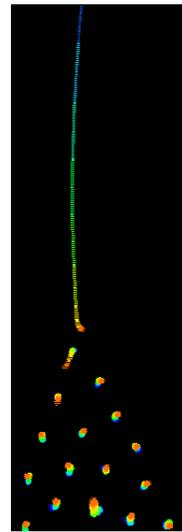
Der Kopplungsparameter für diese Daten ist  $\Gamma = (1.3 \pm 0.3) \times 10^4$ . Das bedeutet, dass es sich um ein stark gekoppeltes System handelt.



(a) Original. Film 16  
Bild 267.



(b) Vor Stoß.  
Film 16 Bilder  
26-36.



(c) Stoß. Film  
16 Bilder 28-38.

Abbildung 5.5: Partikel stößt auf den Kristall. Bild (a): Original, vor dem Stoß. Bilder (b) und (c): vor und während des Stoßes, jeweils 10 hintereinander aufgenommene Bilder farbkodiert überlagert.

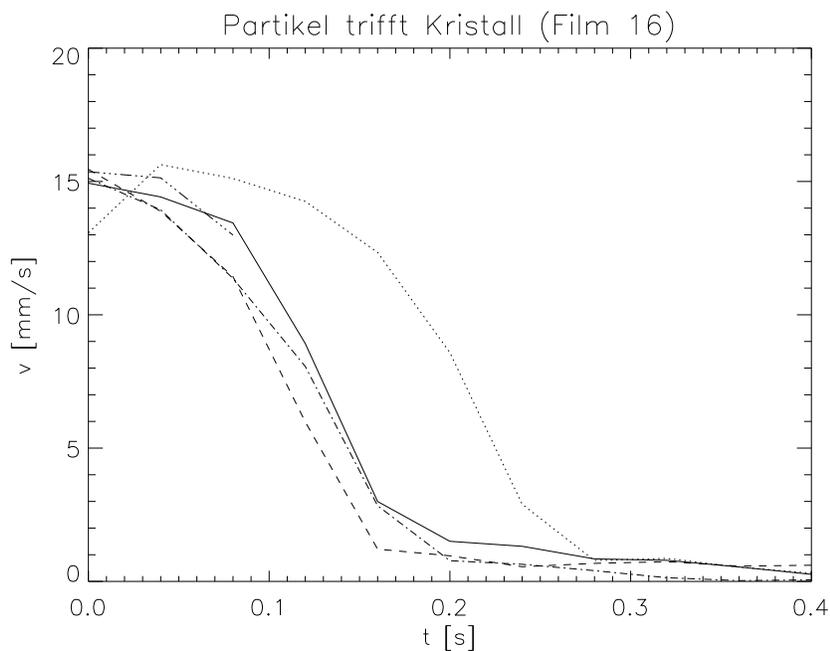


Abbildung 5.6: Verlauf der Geschwindigkeiten mehrerer Partikel vor und während des Stoßes auf den Kristall. Der Stoß beginnt, wenn die Partikel weniger als  $950 \mu\text{m}$ , aber mehr als  $530 \mu\text{m}$  von einander entfernt sind.

Ein Rückschluss durch das Stoßexperiment auf die Ladung analog [Konopka 1997] ist hier nicht möglich, da es sich hier weder um einen elastischen Stoß noch um eine reine Wechselwirkung zwischen zwei Partikeln handelt. Auch ist der Stoß nicht ausreichend zentral.

### 5.2.2 Kräfteverhältnisse

Für die Strukturanalyse ist der Verlauf des Potentials, innerhalb dessen sich die Partikel bewegen, wichtig. Da es experimentell nicht möglich ist, in radialer Richtung ausreichend viele Datenpunkte zu bestimmen, kann die Rotationsfreiheit des zu berechnenden Potentials nicht zweifelsfrei ermittelt werden. Die Analyse ist deshalb auf die Beschreibung der Kräfteverhältnisse – also der einschließenden Kraft – beschränkt, eingeteilt in drei Abschnitte: Qualitative Diskussion des Kraftverlaufs in radialer Richtung, qualitative Diskussion des azimuthalen Verlaufs und Berechnung des Kraftverlaufs in azimuthaler Richtung, d. h. entlang der Partikeltrajektorie.

Bei der Analyse der Stoßexperimente fällt die symmetrische Struktur des „Bulks“<sup>2</sup> K, also der Partikelansammlung vor dem Transportbereich T, auf (vgl. Abb. 5.4). Es ist keinerlei Vorzugsrichtung zu erkennen. Mit Hilfe der Paarkorrelationsfunktion (Abb. 5.7) soll nun der radiale Verlauf der einschließenden Kraft untersucht werden.

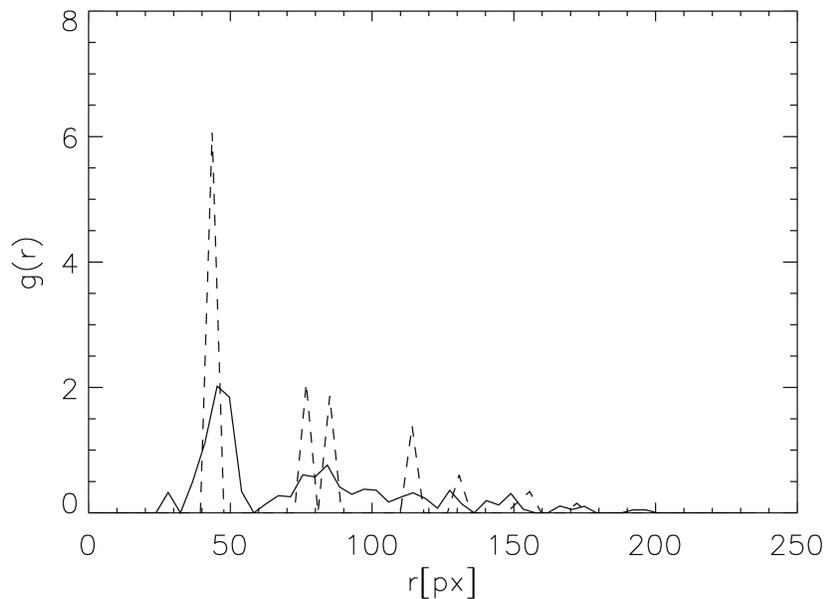


Abbildung 5.7: Strukturanalyse der Partikelansammlung vor dem Transportmechanismus mit der Paarkorrelationsfunktion  $g(r)$ . Gestrichelte Linie: Theoriewerte für einen regelmäßigen, pyramidenförmigen, ebenen Kristall (Abstand nächste Nachbarn 43.18 px). Durchgezogene Linie: Werte für den realen Kristall aus Abb. 5.5a. Realer Partikelabstand  $45.55 \pm 5.25$  px.

<sup>2</sup> engl. für Hauptmasse, also das Gros einer Partikelansammlung

Die Paarkorrelationsfunktion des „Bulks“ hat große Ähnlichkeit mit dem theoretischen Verlauf, der aus einem idealen „Bulk“, also ohne Gitterfehler, berechnet wird. Der mittlere Abstand zwischen den nächsten Nachbarn im realen Kristall ergibt sich zu  $45.55 \pm 5.25$  px. Dies entspricht  $455.5 \pm 52.5$   $\mu\text{m}$ . Die Entladung scheint also in radialer Richtung relativ symmetrisch um die Mittellinie der Strömung zu sein. Der Verlauf der Kraft in radialer Richtung kann also mit einer linearen Funktion approximiert werden, das zugehörige Potential wäre dann parabolisch. Naheliegend ist hierfür die Zentrifugalkraft  $m\omega^2 r$ .

Aufgrund der Elektrodengeometrie ist ein signifikanter Ionenstrom entlang der Strömungsrichtung der Partikel, also in azimuthaler Richtung, nicht zu erwarten. Ferner ist die Zeitskala der Entstehung des sog. „Ionen-Wakes“ wesentlich kleiner ( $\propto \omega_{pi}^{-1} \approx 1.07 \times 10^{-7}$  s) als die der Partikelbewegung (0.1 s Abbremsdauer beim Stoß, vgl. Abb. 5.6) [Khrapak 2011]. Daher muss in der Betrachtung des Verlaufs der einschließenden Kraft das „Ionen-Wake“ im Gegensatz zu anderen Arbeiten [Couedel 2010, Ivlev 2000] nicht berücksichtigt werden. Da die Partikelgeschwindigkeit in azimuthaler Richtung nahezu konstant ist (in einiger Entfernung von der Antriebsquelle und ohne Hindernis), kann als erster Ansatz eine konstante Kraft  $-q_a U / (2\pi r) = \text{konst}$  entlang der Kreisbahn angenommen werden.

Der Gesamtverlauf kann aus der Bewegung eines Partikels um das Hindernis ermittelt werden: Dazu werden die Ortskoordinaten  $x(t)$  und  $y(t)$  gegeneinander aufgetragen. Den formelmäßigen Zusammenhang zwischen  $x$  und  $y$  erhält man durch Regressionsanalyse mit einem Polynom vierter Ordnung (Abb. 5.8). Die Ordnungshöhe ist notwendig, um in der folgenden Berechnung noch eine hohe Informationsgüte zu erreichen.

Im vorliegenden Datensatz (Film 15, Bildnr. 2600ff.) erhält man damit

$$x(y) = a_4 y^4 + a_3 y^3 + a_2 y^2 + a_1 y + a_0 \quad (5.7)$$

mit

$$\begin{aligned} a_0 &= 0.62181 \pm 0.00044 \text{ cm} \\ a_1 &= -0.64507 \pm 0.00858 \\ a_2 &= 0.33545 \pm 0.05479 \text{ cm}^{-1} \\ a_3 &= -0.12737 \pm 0.13781 \text{ cm}^{-2} \\ a_4 &= 0.10937 \pm 0.11811 \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Mit den Geschwindigkeitsdaten  $v_x(t)$  und  $v_y(t)$  wird analog verfahren. Man erhält

$$v(y) = b_4 y^4 + b_3 y^3 + b_2 y^2 + b_1 y + b_0 \quad (5.8)$$

mit

$$\begin{aligned} b_0 &= 0.19910 \pm 0.02163 \text{ cm/s} \\ b_1 &= -0.81609 \pm 0.42649 \text{ s}^{-1} \\ b_2 &= 4.44538 \pm 2.72298 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \\ b_3 &= -3.88118 \pm 6.84893 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ b_4 &= 3.51272 \pm 5.86978 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

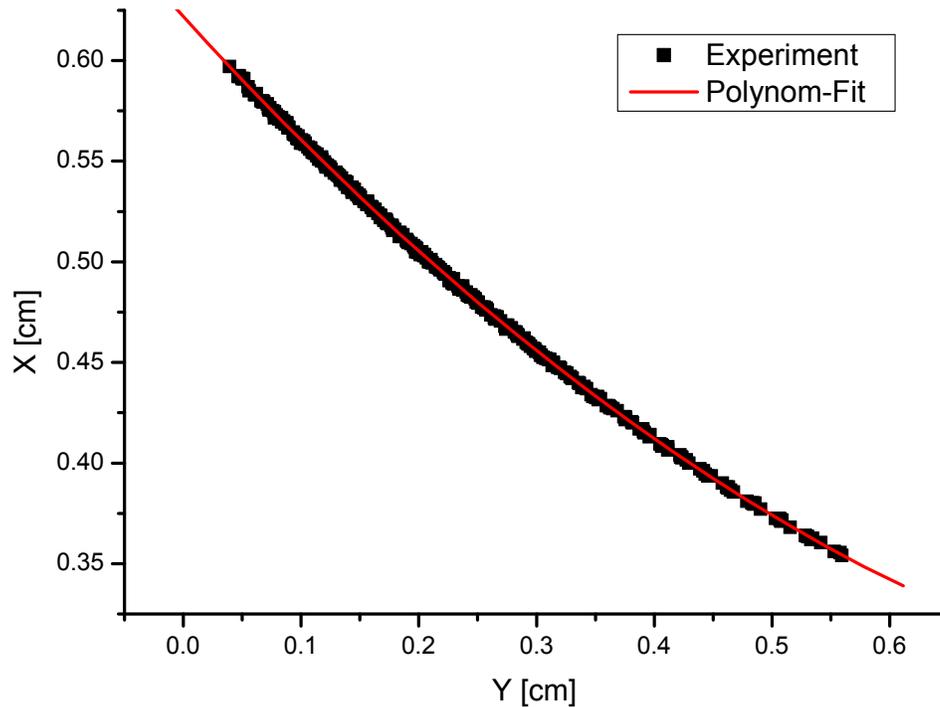


Abbildung 5.8: Teilchenpositionen  $x(t)$  und  $y(t)$  mehrerer einzelner Partikel hinter dem Hindernis, sowie zugehöriges Regressionspolynom vierter Ordnung  $x(y)$ .

Für einen Funktionsgraphen  $x(y) = f(y)$  ist die Parameterdarstellung der zugehörigen Kurve  $\vec{r}(s) = \begin{pmatrix} f(y) \\ y \end{pmatrix}$ . Mit Hilfe der Differentialgeometrie erhält man die Umrechnung von kartesischen Koordinaten  $y$  und  $x$  in die mitgeführten Koordinaten  $\vec{\tau}$  und  $\vec{n}$  (vgl. Abb. 5.9). Damit ergibt sich beispielsweise die Beschleunigung zu  $\vec{a} = \dot{v}\vec{\tau} + v^2\vec{n}/R$ . Der Radius des Krümmungskreises ergibt sich aus  $R^{-1} = x''(1 + (x')^2)^{-3/2}$ .

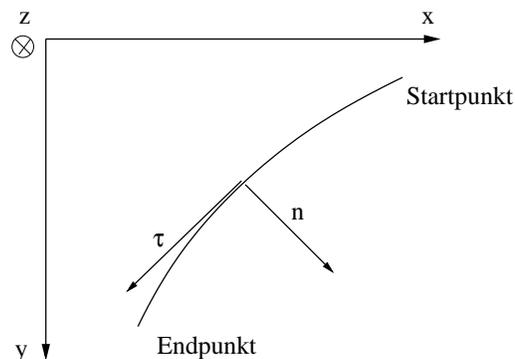


Abbildung 5.9: Koordinatensystem der Partikelbewegung.

Um nun den Verlauf der Kraft zu bestimmen, in der sich die Partikel bewegen, ist folgende Annahme nötig: Die Neutralgasreibung sei die dominierende Bremskraft. Ist also  $\vec{a} = \vec{F}/m - \gamma_{\text{Ep}}\vec{v}$  in kartesischen Koordinaten, dann ergibt sich die Kräfteverteilung in mitgeführten Koordinaten zu

$$\frac{F_\tau}{m} = \gamma_{\text{eff}}v, \text{ wobei } \gamma_{\text{eff}} = \gamma_{\text{Ep}} + \frac{\dot{v}}{v} \equiv \gamma_{\text{Ep}} + \frac{v'(y)}{\sqrt{1+x'^2}} \quad (5.9)$$

$$\frac{F_n}{m} = v^2 \frac{x''}{(1+x'^2)^{3/2}}. \quad (5.10)$$

Aus den Polynom-Näherungen von  $x(y)$  und von  $v(y)$  ergibt sich  $x'$ ,  $x''$  und  $v'$  durch Differentiation der Polynome. Der Betrag der Geschwindigkeit ergibt sich zu  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ . Numerisch ergibt sich damit die einschließende Kraft in normaler und tangentialer Richtung wie in Abb. 5.10 dargestellt.

Die Kraft in Bewegungsrichtung lässt sich dabei mit einem Polynom zweiter Ordnung sehr gut approximieren:

$$F_\tau(y) = a_2y^2 + a_1y + a_0 \quad (5.11)$$

mit

$$\begin{aligned} a_0 &= 879 \pm 21 \text{ eV/cm} \\ a_1 &= -3534 \pm 168 \text{ eV/cm}^2 \\ a_2 &= 15831 \pm 271 \text{ eV/cm}^3 \end{aligned}$$

Dies ist insofern interessant, da der Antriebsmechanismus im Wesentlichen auf einer Potentialdifferenz beruht. Aus der wellenförmigen Anregung resultiert nur ein „Druck“, der für sich alleine nur zu einer antriebslosen Bewegung außerhalb des Anregungsraums führt. Da die elektrische Kraft einer Potentialdifferenz zwischen zwei Orten proportional zu  $1/d$  mit  $d$  dem Abstand beider Orte ist, scheint der Antrieb hier keine Rolle zu spielen. Vielmehr muss die einschließende Tangentialkraft vom Hindernis herrühren.

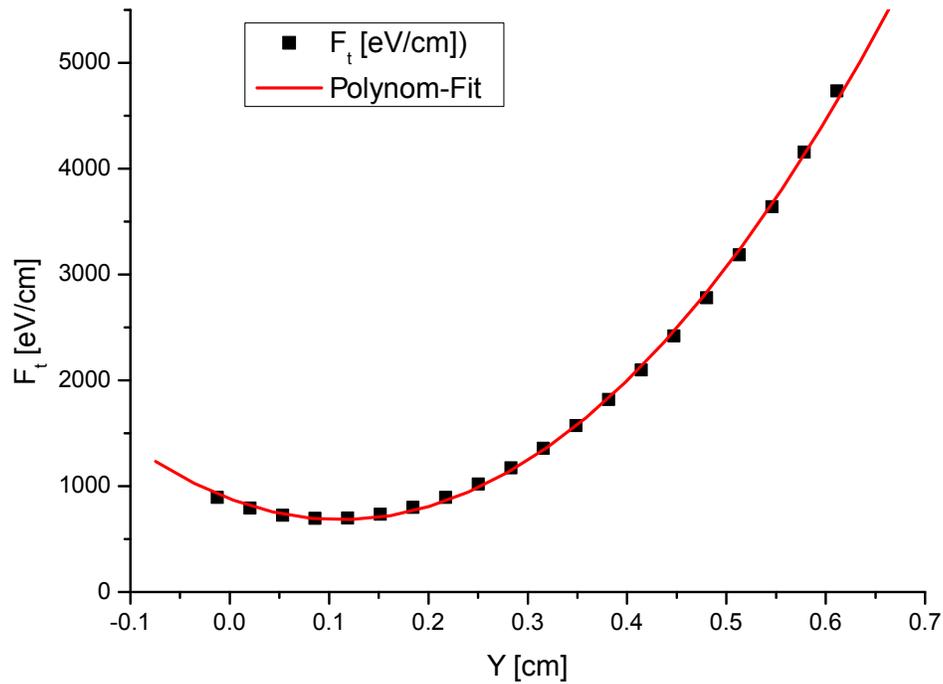
Die einschließende Kraft senkrecht zur Bewegungsrichtung lässt sich mit einem Polynom vierten Grades sehr gut beschreiben. Interessanter ist dabei der Bereich im Zentrum, also um die Spurmitte, denn im äußeren Bereich dominieren eher die Feldeffekte durch die Glasbarriere (innen wie außen). Um die Spurmitte kann die einschließende Kraft mit einer linearen Funktion approximiert werden:

$$F_n(y) = ky \quad (5.12)$$

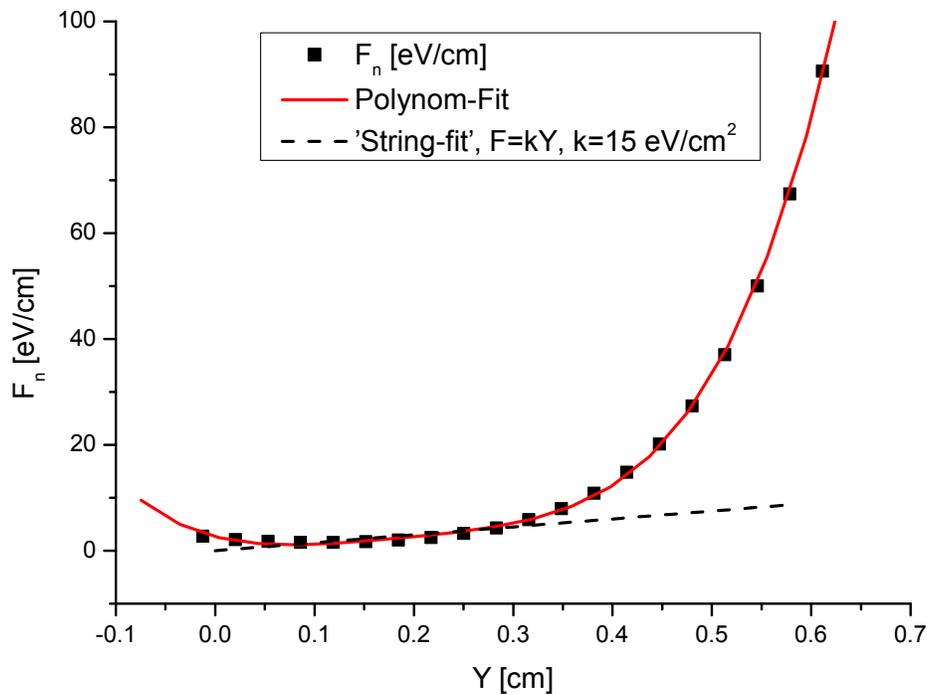
mit

$$k = 15 \text{ eV/cm}^2$$

Im linearen Bereich beträgt somit die einschließende Kraft senkrecht zur Bewegungsrichtung maximal  $F_n = 15 \text{ eV/cm}^2 \cdot 0.3 \text{ cm} = 4.5 \text{ eV/cm}$ . Im Vergleich dazu ist die Zentripetalkraft auf ein Partikel ( $v \approx 15 \text{ mm/s}$ ,  $r \approx 3.5 \text{ cm}$ )  $F_z = mv^2/r \approx 1.59 \times 10^{-15} \text{ N} \approx 1 \times 10^2 \text{ eV/cm}$ . Auch hier resultiert also die einschließende Kraft aus dem Hindernis.



(a) Einschließende Kraft, tangentialer Anteil. Fit: Polynom zweiter Ordnung:  $F_r(y) \equiv F_t = a_2 y^2 + a_1 y + a_0$  mit  $a_0 = 879 \pm 21$  eV/cm,  $a_1 = -3534 \pm 168$  eV/cm<sup>2</sup> und  $a_2 = 15831 \pm 271$  eV/cm<sup>3</sup>

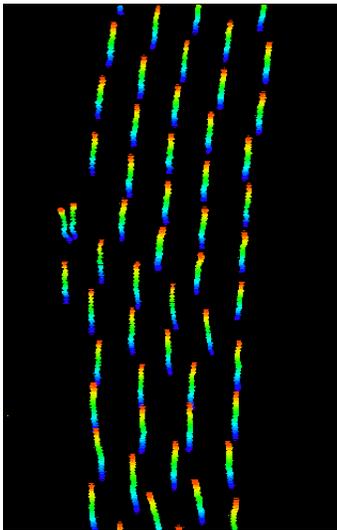


(b) Einschließende Kraft, normaler Anteil. Fit: Polynom vierter Ordnung. Dabei ist interessant: ein linearer Fit im Bereich des Zentrums der Bewegung ist möglich:  $F_n(y) = ky$  mit  $k = 15$  eV/cm<sup>2</sup>

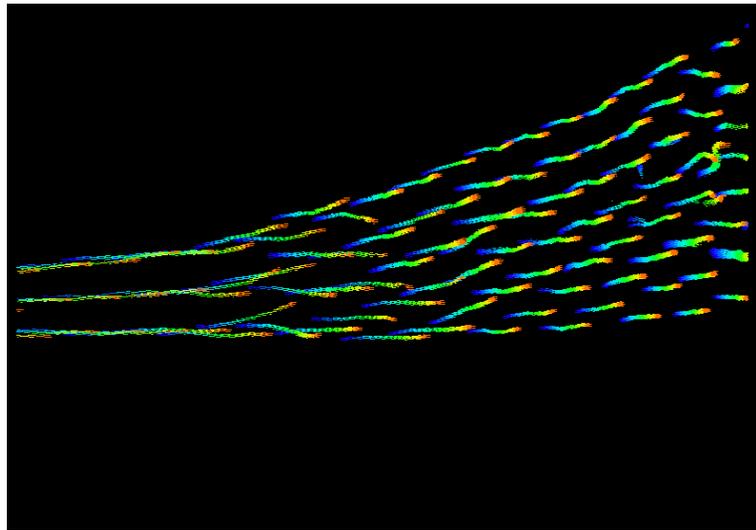
Abbildung 5.10: Einschließende Kraft, tangentielle und normale Komponente.

### 5.2.3 Strukturanalyse der Strömung

Das folgende Kapitel beschreibt das Hauptexperiment der ringförmigen Strömungen. Ziel ist es, zu analysieren, wie sich die Partikel in der Strömung anordnen und wie sich die Partikel um ein etwaiges Hindernis bewegen. Dabei handelt es sich bei der beobachteten Ringströmung um eine zweidimensionale Strömung, die Partikel bilden eine Monolage aufgrund der Schwerkraft.



(a) Unbehinderte Strömung. Film 04 Bilder 13-23.



(b) Stromliniensplitt nach dem Hindernis. Film 13 Bilder 589-599.

Abbildung 5.11: Beispiele für Stromlinien: (a) Strömung ohne Hindernis und (b) Strömung nach dem Hindernis. Im Fall (b) ist das Splitten der Linien deutlich zu erkennen.

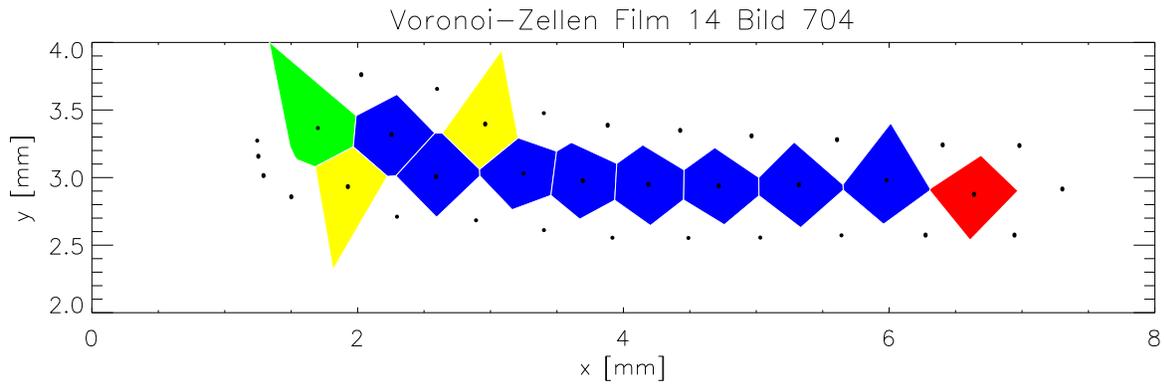
Bei einer ersten quantitativen Analyse fällt auf, dass die Trajektorien Stromlinien bilden, wie in Abbildung 5.11(a) zu sehen ist. Mit einer Ausnahme: Verengt ein Hindernis den Strömungskanal zu stark, dann verbinden sich Trajektorien miteinander. Nach der Passage des Hindernisses spalten diese sich wieder auf (vgl. Abb. 5.11(b)). Kombination und Aufsplitten verlaufen in allen beobachteten Fällen symmetrisch, d. h. vereinen sich zwei Trajektorien zu einer vor dem Hindernis, so spaltet sich nach dem Hindernis diese eine Trajektorie auch wieder zu zweien auf (nicht zu drei etc.). Im Folgenden gelte für die Trajektorie einer Partikelströmung die Bezeichnung Stromlinie, kurz Linie (trotz der Diskrepanz mit der Nomenklatur der Strömungslehre). Die Vereinigung von Stromlinien heiße Linienverbindung, die Aufteilung von Linien heiße Liniensplitt.

**Aggregatzustand** Es fällt auf, dass sich die Partikel bei einem „Schnappschuss“ in der ungestörten Strömung immer in hexagonaler Struktur anordnen, wie in Abb. 5.13 sowie in den Abb. 5.12(a) und 5.12(b) in den jeweiligen ungestörten (nicht-Übergangs-)Bereichen zu sehen ist, und sich auch in dieser Struktur bewegen. Man könnte unterstellen, dass es

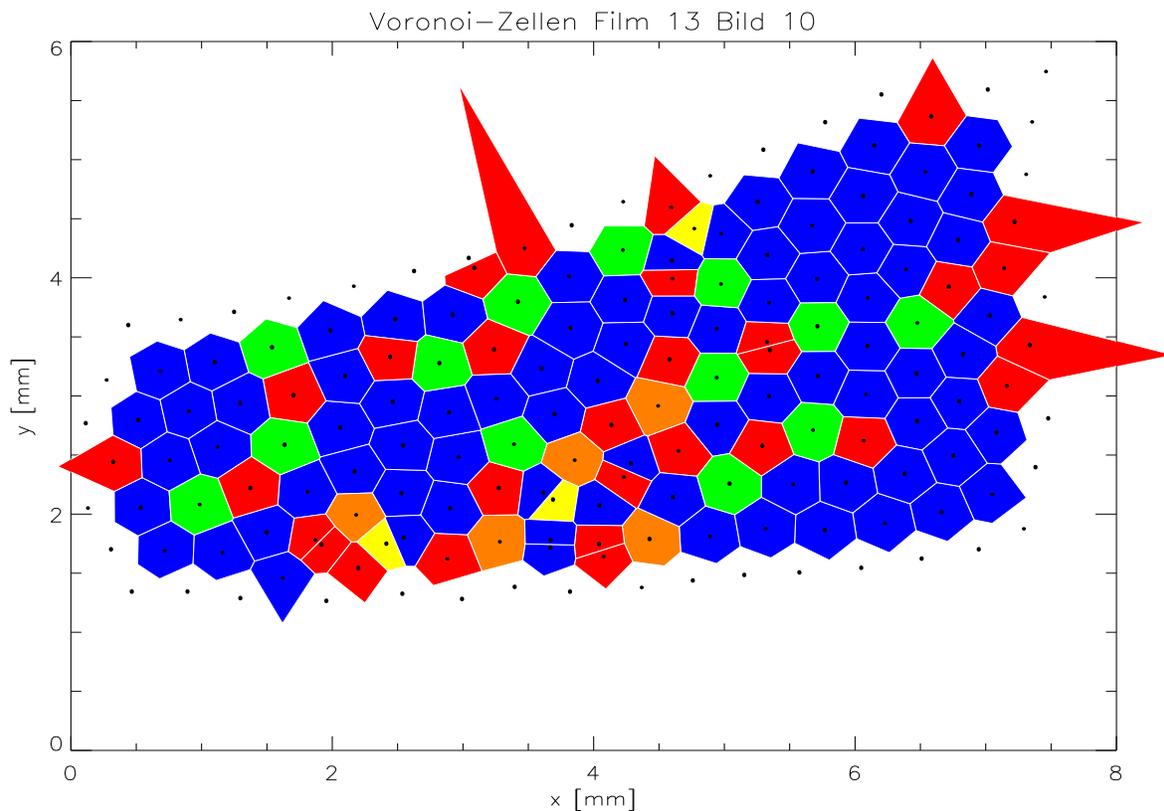
sich nicht um eine Flüssigkeit, sondern um einen rotierenden Kristall handelt. Auch das Lindemann-Kriterium (das streng genommen nur bei ruhender Flüssigkeit und nur im dreidimensionalen Fall gilt, vgl. Kap. 3.4) deutet eher auf einen Kristall hin. Im vorliegenden Fall der ungestörten Strömung liegt die mittlere Verschiebung  $\Delta x$  eines einzelnen Partikels unter 10% des Abstands  $\bar{d}$  zweier benachbarter Partikel zueinander.

Allerdings lässt obige Betrachtung die Tatsache außer Acht, dass es sich aufgrund der Anzahl der Partikel auch nicht um einen Kristall, sondern bestenfalls um einen „Cluster“ handelt. Ein „Cluster“, der im Vergleich zu anderen „Clustern“ [Antonova 2006] (3D-Cluster) nicht nur rotiert [Nosenko 2009] (2D-Cluster), sondern Fließeigenschaften zeigt. Dies ergibt z. B. die Betrachtung der ungestörten Strömung. Selbst in dieser können sich einzelne Partikel durchaus um mehr als den mittleren Teilchenabstand bewegen und es kommt regelmäßig in der Strömung zu dynamischen Platzwechseln. Aber eben nur so vereinzelt, dass die Gesamtsumme das Lindemann-Kriterium nicht erfüllt. Auch das Kompressions- und Dekompressionsverhalten der Partikel bei der Umströmung des Hindernisses deutet eher darauf hin, dass es sich um eine „Nanoflüssigkeit“ handelt, als um einen Kristall. Auch wenn das Auseinanderfließen nach dem Hindernis vornehmlich dem einschließenden Potential geschuldet ist (die parabolische Form des Potentials wird nach dem Hindernis wieder flacher), ähnelt dennoch das Verhalten der Partikel mehr einer Flüssigkeit, die einen zur Verfügung stehenden Raum sofort wieder ausfüllt, als einem klassischen Kristall, der das nicht tut. Ob die Partikelströmung, die hier betrachtet wird, einer beliebig kleinen Scherspannung keinen Widerstand entgegen setzt, kann aufgrund des Experimentaufbaus nicht gemessen werden. Im Folgenden wird die Partikelströmung als Flüssigkeit beziehungsweise „kalte Flüssigkeit“ bezeichnet. Zu den Begriffen „Nanoflüssigkeit“ und „kalte Flüssigkeit“ sei auf Kapitel 3.4 verwiesen. Wünschenswert wäre eine „aktivere“ Partikelflüssigkeit, also eine Flüssigkeit, bei der sich die Partikel noch mehr senkrecht zur Strömungsrichtung bewegen (aber noch kein Gas bilden), aber bei den entsprechenden Plasmaparametern (hauptsächlich niedrigerer Druck) funktioniert der Transportmechanismus dann nicht mehr zuverlässig, so dass eine Strömung nicht möglich ist. Andererseits zeigen auch „echte“ Flüssigkeiten bei Verengung auf wenige Atomlagen eine hexagonale Struktur [Gao 1997]. Insofern beinhaltet die Analyse dieser „kühlen“ Flüssigkeit eine Reihe interessanter Ergebnisse und auch Analogien zu anderen „Partikelströmungen“ wie z. B. dem Autoverkehr oder Fußgängern [Helbing 2001].

**Strömungsverhalten** Bei der Strömung um das mechanische Hindernis können folgende Linienverbindungen und Liniensplitts beobachtet werden: Verbindung von zwei Linien zu einer (vgl. Abb. 5.14(a)), Verbindung von drei Linien zu zweien (vgl. Abb. 5.14(b)) und Verbindungen von vier Linien zu dreien, in allen Fällen auch der umgekehrte Prozess. Am besten lassen sich die Kombinationen  $2 \rightarrow 1$  und  $3 \rightarrow 2$  erfassen. Sie sind am besten reproduzierbar. Die Kombination  $4 \rightarrow 3$  ist grundsätzlich zu erkennen, aber nicht gut reproduzierbar. Hier treten zu viele Abweichungen von der häufigsten Art der Linienvereinigung auf. Eine formelmäßige Erfassung wäre nur zu knapp 50% gültig. Bei allen Verbindungen und Splitts geht nach einem Übergangsbereich der Partikelstrom von seiner ursprünglichen hexagonalen Struktur wieder in eine hexagonale Struktur über (vgl. Abb. 5.12(a) und 5.12(b)).



(a) Bindungsordnung vor dem Hindernis.



(b) Bindungsordnung nach dem Hindernis.

Abbildung 5.12: Analyse der Bindungsordnung nach der Voronoi-Methode. (a) vor dem Hindernis (Linienkombination) und (b) nach dem Hindernis (Liniensplitt). In Bild (a) lassen sich die ungestörten Bereiche hexagonaler Ordnung deutlich erkennen, da diese Bereiche durch die Partikelgeschwindigkeit lang gezogenen sind. In (b) treten aufgrund der schnellen Verbreiterung der Strömung und der damit verbundenen niedrigeren Geschwindigkeit wesentlich häufiger Übergangsbereiche auf. Die Anzahl der nächsten Nachbarn wird durch die folgenden Farben dargestellt: gelb: weniger als 5, rot: 5, blau: 6, grün: 7, orange: mehr als 7 nächste Nachbarn.

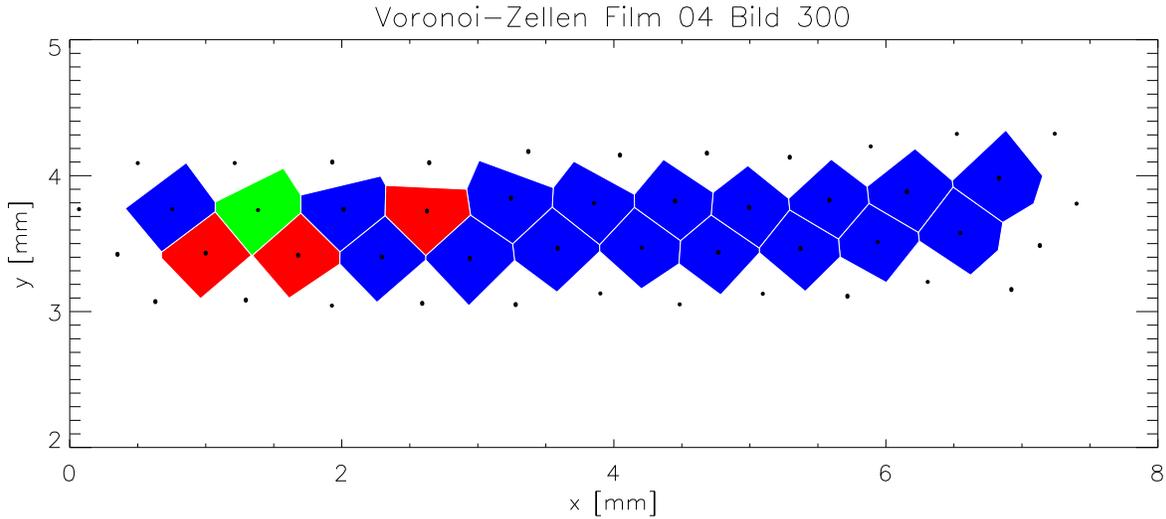


Abbildung 5.13: Analyse der Bindungsordnung in der ungestörten Strömung nach der Voronoi-Methode. Die Partikel (hier: schwarze Punkte) ordnen sich hier im ungestörten Bereich der Strömung überwiegend in hexagonaler Struktur (blau markiert) an. Die Strömungsrichtung zeigt in negative  $x$ -Richtung, der Mittelpunkt der Kreisbewegung befindet sich in positiver  $y$ -Richtung. Die Anzahl der nächsten Nachbarn wird farblich dargestellt: rot: 5, blau: 6, grün: 7 nächste Nachbarn.

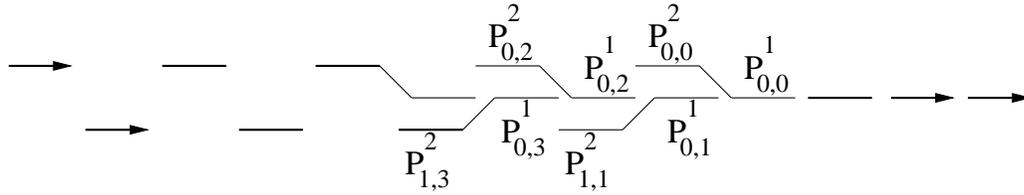
Im Folgenden sei  $i$  die Linie und  $j$  die Nummer des Partikels  $P_{i,j}^n$  das sich im System mit  $n$  Stromlinien bewegt. Die Nummerierung beginne jeweils bei Null. Zum Beispiel ist  $P_{1,3}^2$  in einem System von zwei Stromlinien das dritte Partikel. Es hat seinen Platz auf der Stromlinie Nr. 1.

Der Übergang von zwei Stromlinien auf eine Linie folgt dem Prinzip des aus dem Straßenverkehr hinlänglich bekannten Reißverschlussverfahrens. Dabei reihen sich die Partikel der beiden Ausgangslinien abwechselnd hintereinander auf der neuen Linie auf (wie in Abb. 5.14(a) dargestellt). Für den Übergang  $P^2 \rightarrow P^1$  folgt das Experiment mathematisch folgender Gesetzmäßigkeit:

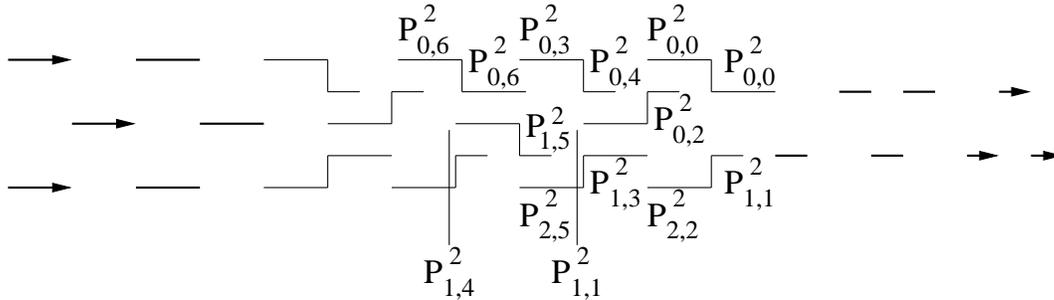
$$P_{i,j}^2 \longrightarrow P_{0,j}^1. \quad (5.13)$$

$i=j \bmod 2$   
 $j \in \mathbb{N}_0$

Beispiel: Das Partikel  $P_{0,0}^2$  (das erste Partikel vor der Verengung) findet sich nach der Verengung als Partikel  $P_{0,0}^1$  wieder. Das zweite Partikel  $P_{1,1}^2$ , das gleichzeitig das erste Partikel auf der Linie 1 ist, wird zu  $P_{0,1}^1$  usw. (vgl. auch Abb. 5.14(a)). Im Experiment ist von 100 beobachteten Partikeln keines von der beschriebenen Gesetzmäßigkeit abgewichen. Im umgekehrten Fall (Aufsplitten einer Linie in zwei Linien) folgten 97 von 100 beobachteten Partikeln der reversen Formel [Fink 2005]. Diese Art der Aufsplittung ist in anderen Experimenten [Sheridan 2010] auch beobachtet worden.



(a) Kombination von zwei zu einer Stromlinie.



(b) Kombination von drei zu zwei Stromlinien.

Abbildung 5.14: Kombination von Stromlinien, erzeugt durch Reduktion der Breite des Partikelstroms, stilisiert dargestellt: (a) Kombination von zwei Linien zu einer. (b) Kombination von drei Linien zu zweien. Erläuterung der Indizes siehe Text.

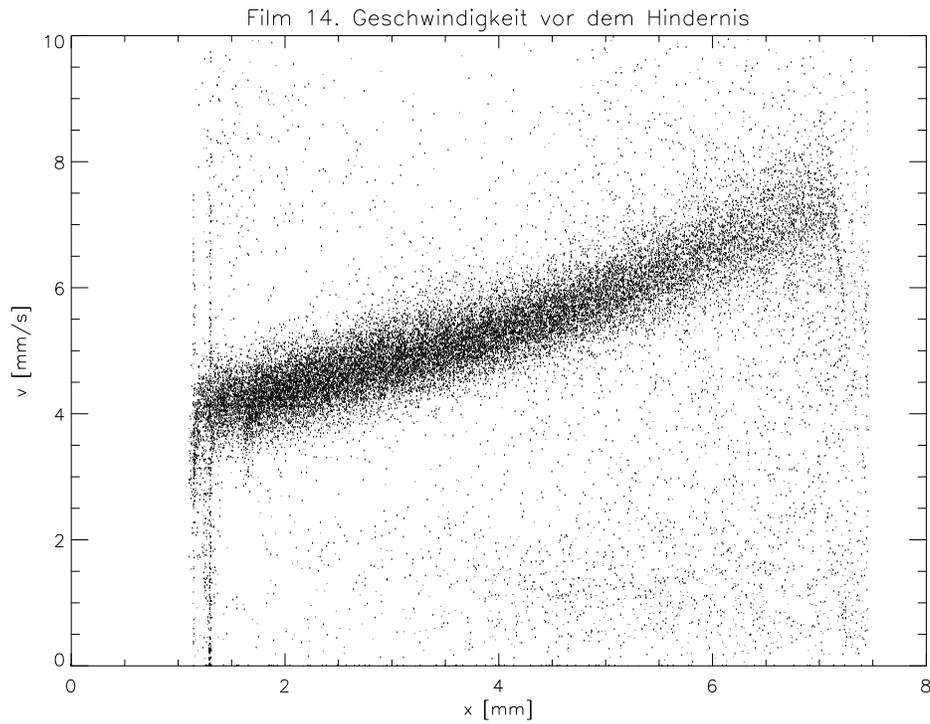
Der Übergang von drei auf zwei Stromlinien verläuft ähnlich. Dabei löst sich die mittlere Linie auf, die Partikel verteilen sich abwechselnd auf die äußeren Linien. Mathematisch folgt der Übergang folgender Formel:

$$P_{i,j}^3 \xrightarrow[\substack{i=j \bmod 3 \\ j \in \mathbb{N}_0}]{\substack{P_{l,m}^2 \\ l=m \bmod 2}} \text{ mit } m = j + \begin{cases} 0 \\ 1 \\ -1 \\ 1 \\ 1 \\ -2 \end{cases} \text{ für } j \bmod 6 = \begin{cases} 0 \\ 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \end{cases} . \quad (5.14)$$

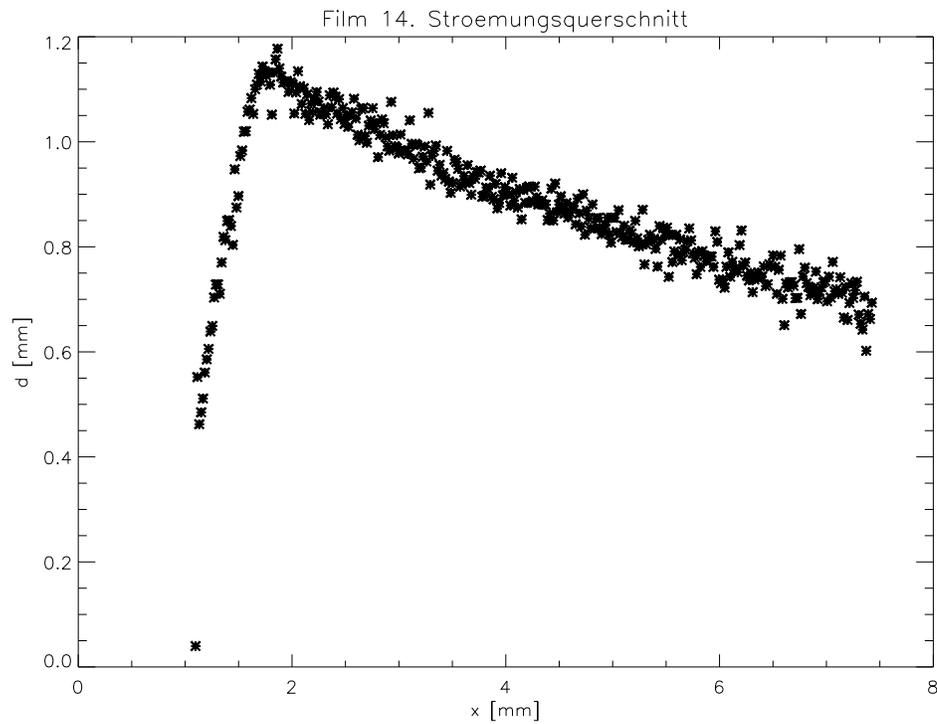
Hier folgen etwa 90% der Partikel dieser Gesetzmäßigkeit.

Interessant ist das Strömungsverhalten auch hinsichtlich des Verhältnisses von Geschwindigkeit  $v$  und Querschnitt  $d$ . Dabei zeichnet sich ein inkompressibles Fluid dadurch aus, dass das Produkt  $v \cdot d$  konstant ist. Am Beispiel der Strömung vor dem Hindernis, also bei Verengung des Strömungsquerschnitts, wird dies im Folgenden analysiert.

In Abbildung 5.15(a) ist der Verlauf der Geschwindigkeit der Partikel vor dem Hindernis dargestellt. Der Trend ist gut zu erkennen. Die Datenpunkte außerhalb des Trends sind im Wesentlichen der Ungenauigkeit des Analyseverfahrens geschuldet. Die Analysesoftware versucht so viele Teilchenbahnen wie möglich zu erkennen und berechnet dann aus der Differenz der Positionen eines Partikels und dem zeitlichen Abstand dazwischen die Ge-



(a) Geschwindigkeit vor dem Hindernis.



(b) Strömungsquerschnitt vor dem Hindernis.

Abbildung 5.15: Analyse des Kompressionsverhalten des Fluids bei Verengung vor dem Hindernis. (a) Änderung der Geschwindigkeit der Partikel vor dem Hindernis. (b) Änderung des Strömungsquerschnitts durch die Verengung.

schwindigkeit. Da nicht immer alle Teilchen korrekt zugeordnet werden, entsteht ein breites (künstliches) Fehlerspektrum abseits des Haupttrends. Anhand des Haupttrends kann man erkennen, dass die Geschwindigkeit der Partikel von 4.0 mm bei Position  $x = 1.5$  mm auf 8.0 mm bei  $x = 8.0$  mm ansteigt. In Abbildung 5.15(b) ist der Verlauf des Querschnitts der Strömung dargestellt. Dieser ist vereinfacht als Differenz der maximalen und minimalen  $y$ -Koordinaten aller Teilchenpositionen je Ort  $x$  berechnet. Die Grafik zeigt, dass der Querschnitt von 1.2 mm bei Position  $x = 1.5$  mm auf 0.6 mm bei Position  $x = 8.0$  mm fällt. Das Produkt aus Geschwindigkeit und Querschnitt berechnet sich dann (ohne Einheiten) zu  $4 \cdot 1.2 = 4.8$  bei  $x = 1.5$  mm und zu  $8 \cdot 0.6 = 4.8$  (ebenfalls ohne Einheiten) bei  $x = 8.0$  mm. Der Teilchenstrom ist also inkompressibel.

**Energiebetrachtungen** Interessant ist in diesem Zusammenhang auch die Betrachtung der Struktur der Strömung unter energetischen Gesichtspunkten. Die Partikel ordnen sich in ungestörten Bereichen in hexagonaler Struktur an (siehe Abschnitt 5.2.3, sowie Abbildung 5.13). In drei Dimensionen stellt die hexagonale Anordnung in der Variante hcp<sup>3</sup> die dichteste Kugelpackung dar. Für weitere Details sei auf [Bergmann Schäfer 6, Kittel 1996] verwiesen. Die hier betrachtete Kapillarströmung ist insofern ein zweidimensionaler Schnitt bzw. ein Ausschnitt in der Hauptschichtebene. Im Gegensatz dazu zeigt eine 3D-Momentaufnahme einer makroskopischen Menge flüssigen Bleis eine fünfzählige Symmetrie [Reichert 2002]. Dies scheint für Flüssigkeiten, die mit dem Hartkugelmodell approximiert werden können, der Grundzustand an Grenzflächen zu sein [Reichert 2002]. In komplexen Plasmen ist aus anderen Arbeiten (z. B. [Teng 2003]) bekannt, dass der Übergang zu kapillaren Systemen mit einem Verlust an Unordnung einhergeht. Dabei scheint die Tatsache, dass die Strömung – wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben – derart inkompressibel ist, ein Hinweis darauf zu sein, dass es sich bei der hexagonalen Anordnung der Partikel um den in der Kapillare energetisch günstigsten Zustand, den Grundzustand, handelt. Dies gilt zumindest insofern, dass mit dieser Anordnung eine maximale Anzahl von Partikeln pro Rauminhalt transportiert werden kann. Hierbei muss beachtet werden, dass die hier beobachtete Strömung zweidimensional ist. Insofern ist der hexagonale Grundzustand der 2D-Strömung nicht im Widerspruch zur fünfzähligen Symmetrie des Grundzustands einer 3D-Flüssigkeit, sondern nur der Spezialfall.

**Simulation** Interessant bei allen Experimenten ist der Vergleich mit der Simulation. Im Fall der kreisförmigen konstanten Strömung kann man das Experiment mit einer einfachen molekulardynamischen Simulation nachvollziehen: Dazu hat S. Zhdanov die Newton'schen Bewegungsgleichung für  $N = 251$  Teilchen gelöst [Zhdanov 2006]. Der Einschluss der Partikel und das Hindernis werden dabei durch das Potential eines dünnen Drahts simuliert, als Antrieb fungiert eine Kraft die an jedem Ort des Experiments entlang der Bewegungsrichtung wirkt und als Reibung wird Neutralgasreibung angenommen. Drei Radien sind

---

<sup>3</sup>engl. **hexagonal close-packed**, Bezeichnung in der Festkörperphysik für die Kristallanordnung mit der höchsten Kugel-Packungsdichte. Dabei hat jede Kugel 12 nächste Nachbarn, 6 in der eigenen Ebene und jeweils 3 in der darüber und darunter liegenden Ebene.

von Bedeutung:  $r_1$  ist der Radius des äußeren Rings,  $r_2$  der Radius des inneren Rings und  $r_3$  der Radius des Hindernisses. Der Mittelpunkt des Hindernisses ist in  $x$ -Richtung um  $x_0$  versetzt. Die Mittelpunkte der Kreise mit Radien  $r_1$  und  $r_2$  liegen im Ursprung des Koordinatensystems (anschaulicher in Abb. 5.16 dargestellt). Grundlage der einschließenden Potentiale bildet das Potential eines dünnen kreisförmig angeordneten Drahts mit Radius  $r$ . An einem beliebigen Ort  $\rho$  ist dann

$$f_0(\rho, r) = A_c \operatorname{signum}(\rho - r) K_1(|\rho - r|), \quad (5.15)$$

mit der Amplitude  $A_c$  und der modifizierten Besselfunktion erster Ordnung  $K_1$ .

Damit ergibt sich als einschließende Kraft beider Ringe

$$F_{c,x} = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \left[ f_0 \left( \sqrt{x^2 + y^2}, r_1 \right) + f_0 \left( \sqrt{x^2 + y^2}, r_2 \right) \right] \quad (5.16)$$

$$F_{c,y} = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \left[ f_0 \left( \sqrt{x^2 + y^2}, r_1 \right) + f_0 \left( \sqrt{x^2 + y^2}, r_2 \right) \right]. \quad (5.17)$$

Das Hindernis ist ebenfalls ein kreisförmiger Potentialwall:

$$F_{o,x} = \frac{(x - x_0) f_{\text{obs}}}{\sqrt{(x - x_0)^2 + y^2}} \left[ f_0 \left( \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2}, r_3 \right) + f_0 \left( \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2}, r_3 \right) \right] \quad (5.18)$$

$$F_{o,y} = \frac{y f_{\text{obs}}}{\sqrt{(x - x_0)^2 + y^2}} \left[ f_0 \left( \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2}, r_3 \right) + f_0 \left( \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2}, r_3 \right) \right], \quad (5.19)$$

allerdings mit einem Skalierungsfaktor  $f_{\text{obs}}$ .

Die Antriebskraft ist

$$F_{a,x} = A_a \frac{y}{r_2} \quad (5.20)$$

$$F_{a,y} = A_a \frac{-x}{r_2}, \quad (5.21)$$

die Neutralgasreibung

$$F_{r,i} = \gamma_{\text{Ep}} t_q v_i. \quad (5.22)$$

Damit ergibt sich als dimensionslose Bewegungsgleichungen

$$\ddot{x}_i = -F_{r,i} + \sum_j f_{(i,j),x}^{\text{inter}} + F_{o,x} + F_{c,x} \quad (5.23)$$

$$\ddot{y}_i = -F_{r,i} + \sum_j f_{(i,j),y}^{\text{inter}} + F_{o,y} + F_{c,y} \quad (5.24)$$

für alle  $i = 0 \dots N$  Partikel des Systems.

Als Wechselwirkung  $f_{(i,j),\alpha}^{\text{inter}}$  zwischen den beiden Partikeln  $i$  und  $j$  (Komponenten  $\alpha = x, y$ ) wird das Yukawa-Potential verwendet, bzw. die zugehörige Kraft. Alle Variablen der obigen Gleichungen sind dimensionslos, im Ortsraum mit der charakteristischen Debye-Länge  $\lambda_D$  und zeitlich mit der „Coulomb-Zeit“  $t_q = \sqrt{m_d \lambda_D^3 / (z_d^2 e^2)}$  (die Simulation erfolgte im cgs-System) normiert<sup>4</sup>.

Die folgenden Werte (umgerechnet in Einheiten-behaftete Werte) wurden in der Simulation verwendet: Radien der Glasringe:  $r_1 = 5$  cm,  $r_2 = 3$  cm, Radius des Hindernisses  $r_3 = 1.5$  cm, Versatz des Hindernisses vom Zentrum  $x_0 = 2.25$  cm. Masse der Partikel  $m_d = 2.5 \times 10^{-13}$  kg, Durchmesser der Partikel  $d = 6.8$   $\mu\text{m}$ . Die Ladung der Partikel ist mit  $z_d = 12000$  abgeschätzt, die Debye-Länge zu  $\lambda_D = 400$   $\mu\text{m}$ . Damit ergibt sich die Coulomb-Zeit zu  $t_q = 0.694$  s. Der Epstein-Koeffizient betrage  $\gamma_{\text{Ep}} = 2.9$   $\text{s}^{-1}$ . Als Amplituden wurden angenommen  $A_a = 4.028$ ,  $A_c = 7.10$  und  $f_{\text{obs}} = 5$ . Insgesamt wurden 600 Zeitschritte im Abstand von 0.1 s berechnet. Die Gleichungen wurden für  $N = 251$  Teilchen gelöst.

Die Abbildung 5.16 zeigt ein Einzelbild aus dem Simulationsfilm. Gut zu erkennen ist zum einen die überwiegend hexagonale Anordnung der Partikel in der Strömung (abgesehen von den Ausnahmen aufgrund der Verengung und aufgrund von Störstellen durch die Flüssigkeitsbewegung). Gut mit dem Experiment stimmt auch die Verengung des Partikelstroms durch das Hindernis überein, der Strom wird bereits ein großes Stück vor dem Hindernis beeinflusst. Ebenfalls deutlich sichtbar ist der Übergangsbereich nach dem Hindernis. Analog dem Experiment geht eine vier Partikel breite Strömung mit hexagonaler Anordnung in eine zwei Partikel breite Strömung mit Zick-Zack-Anordnung über. Damit zeigt die relativ einfache Simulation eine erstaunliche Übereinstimmung mit dem Experiment.

---

<sup>4</sup>Die räumliche Normierung auf die Debye-Länge ist aufgrund ihrer grundlegenden physikalischen Bedeutung klar. Die physikalische Bedeutung der zeitlichen Normierung erschließt sich aus einer einfachen Umformung: Quadrieren und Umstellen ergibt  $1 = \frac{m_d (\lambda_D / t_q)^2}{z_d^2 e^2 / \lambda_D}$ . Damit ist  $t_q$  die Zeit, die ein Partikel braucht, um sich von  $2\lambda_D$  auf  $1\lambda_D$  an ein ruhendes Partikel anzunähern. Sie ist damit auch ein Maß für die Kopplung des Systems ( $\Gamma = 1$ ).

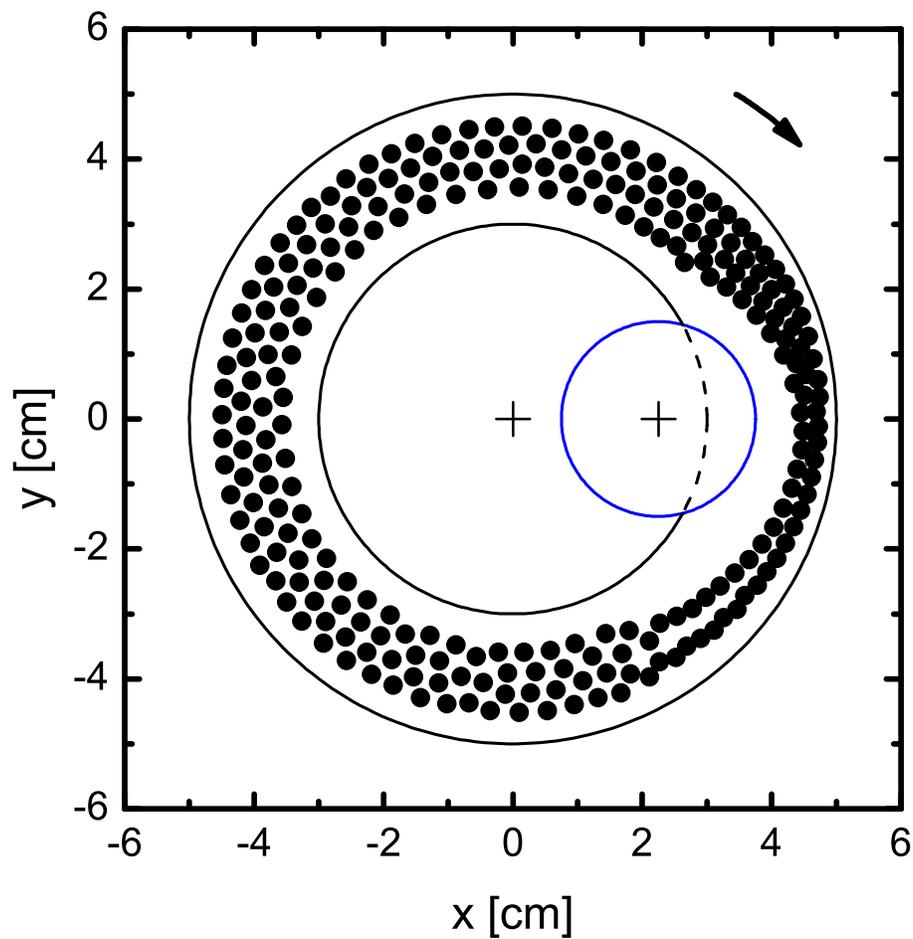


Abbildung 5.16: Ausschnitt aus der Simulation von S. Zhdanov. Zu sehen ist der ringförmige Partikelstrom. Die Strömung erfolgt im Uhrzeigersinn. Als Hindernis fungiert das Potential eines elektrisch aufgeladenen Rings, im Bild blau dargestellt. Die Partikel ordnen sich wie in der realen Strömung überwiegend hexagonal an.

## 5.3 Interpretation der Ergebnisse

In diesem zweiten Block von Experimenten geht es um ringförmige Strömungen. Damit kann eine quasi-unendliche, konstante Strömung erzeugt und analysiert werden. Hierbei steht die Frage im Vordergrund, wie sich eine Strömung mit und ohne Hindernis auf molekularer Ebene verhält.

Im Abschnitt 5.2.1 werden zunächst die beteiligten Kräfte ermittelt: Ionenreibungskraft und Neutralgasreibung werden mit theoretischen Modellen bestimmt. Mit einem einfachen Experiment wird die elektrische Kraft aus einem Yukawa-Stoß gemessen. Damit lassen sich die beteiligten Kräfte in der Strömung vergleichen. Es ist die Ionenreibungskraft stärker als die Neutralgasreibung, schwächste Kraft ist die Staub-Staub-Wechselwirkung. Anzumerken ist, dass Ionenreibung und Neutralgasreibung sehr dicht beieinanderliegen.

Um die Struktur der Strömung zu verstehen, wird in Abschnitt 5.2.2 das einschließende Potential ermittelt. Der radiale Verlauf der einschließenden Kraft wird mit Hilfe der Paar-Korrelationsfunktion ermittelt. Das Ergebnis ist, dass die Korrelationsfunktion des „Bulks“ große Ähnlichkeit mit der eines Kristall hat, zentriert um die Mittellinie der Strömung. Die radiale Kraft ist also linear, das zugehörige Potential parabolisch. Die nahezu konstante Geschwindigkeit der Partikel in azimuthaler Richtung stützt die Annahme einer konstanten Kraft entlang der Kreisbahn. Unter der Annahme, dass hier doch die Neutralgasreibung die dominierende Kraft ist, wird die radiale und azimuthale einschließende Kraft aus den Orts- und Geschwindigkeitsdaten durch Fitten und Differentiation berechnet. Dabei zeigt sich, dass die Antriebskraft in Bewegungsrichtung durch ein Polynom zweiter Ordnung beschrieben wird. Das ist insofern interessant, weil der wellenförmige Antrieb im Wesentlichen auf einer Potentialdifferenz beruht und zu einer antriebslosen Bewegung außerhalb des Anregungsraums führen sollte. Die elektrische Kraft einer Potentialdifferenz ist proportional zum reziproken Abstand. Deshalb spielt der Antrieb hier keine Rolle, die einschließende Kraft stammt vom Hindernis. Die einschließende Kraft senkrecht zur Bewegungsrichtung wird durch ein Polynom vierter Ordnung beschrieben, welches im Zentrum um die Spurmitte sehr gut linear approximiert werden kann. Auch diese Kraft resultiert hier vom Hindernis, denn die Zentripetalkraft auf das Partikel ist wesentlich kleiner.

Sind die beteiligten Kräfte bekannt, so kann man die Struktur der Strömung analysieren (vgl. Kap. 5.2.3). Zuerst (Abschnitt 5.2.3 ab S. 75) wird der Aggregatzustand der Strömung analysiert. Augenscheinlich zeigt sich eine hexagonale Struktur in den ungestörten Bereichen. Die Analyse der Bindungsordnung nach der Voronoi-Methode bestätigt diese Beobachtung. Im Unterschied zu anderen Experimenten mit rotierenden „Clustern“ handelt es sich bei dem hier rotierenden Ring um eine – gegebenenfalls unterkühlte – Flüssigkeit, die im Antriebsbereich verwirbelt wird und dann durch das Flussbett „gedrückt“ wird.

Im zweiten Abschnitt (ab S. 76) wird dann das Strömungsverhalten um ein Hindernis untersucht. Das Experiment (bereits in [Fink 2005] beschrieben) ermöglicht es zum ersten Mal, eine Strömung auf kinematischer Ebene, also jedes einzelne Teilchen der Strömung, zu beobachten. Die Analyse ergibt, dass Stromlinien ein charakteristisches Merkmal sind. Das Hindernis führt dabei zu einer Verschmelzung (vor dem Hindernis) und einer Aufspaltung (nach dem Hindernis) der Stromlinien. Als Ergebnis zeigen sich die in Grafik 5.14 auf

Seite 79 beschriebenen Übergangsregeln. Das Verhalten ist energetisch günstig und deshalb ist der Übergang von zwei auf eine Stromlinie das Vorbild für das im Straßenverkehr vorgeschriebene Reißverschlussverfahren. Ein Übergang höherer Ordnung, hier von drei nach zwei Stromlinien, ist ebenfalls analysiert. Die Überprüfung der Strömung zeigt außerdem, dass es sich um ein inkompressibles Fluid handelt.

Die energetische Betrachtung (Abschnitt 5.2.3 ab S. 81) zeigt in Zusammenhang mit anderen Experimenten [Teng 2003], dass der Übergang zur Kapillarströmung mit einem Verlust an Unordnung verbunden ist. Das erklärt, warum im vorliegenden (zweidimensionalen) Fall, eine hexagonale Struktur eingenommen wird. Sie ist, weil sie die dichteste Flächenpackung darstellt, hier der energetisch günstigste Zustand. Da sich die hexagonale Struktur in zwei Dimensionen als Projektion der fünfzähligen Symmetrie im Dreidimensionalen in die Ebene darstellen lässt, ist dieses Ergebnis kein Widerspruch zu [Reichert 2002].

Der bereits angesprochene Verlust an Unordnung beim Übergang zu kapillaren Systemen zeigt sich am Ordnungsverhalten der Partikelströmung auch im dynamischen Verhalten: Wie in Abschnitt 5.2.3 ab S. 76 dargestellt, folgen dem Ordnungsprinzip beim Übergang von zwei auf eine Stromlinie 100% aller beobachteten Teilchen. Dem Übergang von drei auf zwei Stromlinien folgen noch 90% und dem Übergang von vier auf drei Stromlinien nur noch 50% aller beobachteten Teilchen. Damit hat die Zunahme von Freiheitsgraden (repräsentiert durch die steigende Anzahl der Stromlinien) einen direkten Einfluss auf das dynamische Ordnungsverhalten der Partikel (repräsentiert durch eine Abnahme der Einhaltung der Übergangsgesetzmäßigkeiten). In der umgekehrten Richtung betrachtet führt eine Abnahme von Freiheitsgraden zu einer Zunahme von Ordnung. Dies gilt nicht nur für statische Systeme [Teng 2003], sondern, wie die vorliegenden Ergebnisse zeigen, auch für dynamische Ordnungsparameter wie die hier verwendeten Linien-Split-Regeln.

Im letzten Abschnitt des Kapitels 5.2.3 (ab S. 81) wird die experimentelle Beobachtung mit einer einfachen MD-Simulation von S. Zhdanov verglichen. Die Simulation schließt die Partikel mit dem Potential eines dünnen Drahts ein und nimmt eine an jedem Ort konstante azimuthal gerichtete Kraft als Antrieb an. Zusammen mit der Neutralgasreibung und der Yukawa-Wechselwirkung zwischen den Partikeln entsteht so ein Basissystem für die Simulation. Die gute Übereinstimmung der Simulation mit den experimentellen Ergebnissen zeigt, dass im Modell die wesentlichen Kräfte richtig getroffen werden.

# Kapitel 6

## Schlussbetrachtungen und Ausblick

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, dass Komplexe Plasmen als Modellfluid zahlreiche Phänomene zeigen, die aus anderen Fachbereichen hinlänglich bekannt sind, dort allerdings bislang nur makroskopisch zugänglich sind. Die Komplexe-Plasma-Flüssigkeit bietet im Gegensatz dazu den Zugang auf quasi-atomarer Ebene. Dies ermöglicht einen Einblick in die kinematischen Vorgänge, die in Flüssigkeiten unter bestimmten Experimentbedingungen vorherrschen oder in Erscheinung treten.

Die Untersuchung des Verhaltens einer Flüssigkeitsströmung beim Passieren einer Düse zeigt den bekannten Effekt: Das Geschwindigkeitsprofil eines Einzelteilchens unterscheidet sich deutlich von dem einer großen Partikelmenge. Die Experimente ermöglichen zum ersten Mal die Strömung atomar zu betrachten und die Bereiche Einzelteilchenbewegung und Kollektivbewegung genauer voneinander abzugrenzen. Die Hauptschwierigkeit aller Düsenexperimente ist, dass die Kameras nicht gleichzeitig alle relevanten Bereiche abdecken können. Deshalb müssen die Experimente unter der Hypothese der Reproduzierbarkeit der Strömungen mehrfach wiederholt werden, um alle Bereiche betrachten zu können. Ein verbesserter Aufbau müsste mindestens drei Kameras enthalten, um die Bereiche vor, in und nach der Düse gleichzeitig beobachten zu können. Für Experimente im Labor und unter Schwerelosigkeit auf Parabelflügen ist die Glasdüse eine gute Wahl, für Experimente auf der Raumstation ISS ist sie nicht geeignet, da sie dort nicht bei anderen Experimenten entfernt werden kann und diese so behindern würde. Hier ist die Weiterentwicklung der elektrischen Düse vom RF-Ansatz hin zur EM-Elektrode mit DC-Puls sinnvoll. Aktuelle Tests von S. Usachev auf der Parabelflugkampagne im Oktober 2012 bestätigen dies. Allerdings ermöglicht der aktuelle Aufbau noch keinen automatisierten Betrieb, so dass die gepulsten DC-Ströme manuell gestartet werden müssen, sobald sich Partikel vor der Elektrode befinden. Die am Düsenausgang gemessenen Geschwindigkeiten der großen Teilchenwolke sind in einer Größenordnung, in der das Einsetzen von Turbulenzen zu erwarten ist. Im PK-3 Aufbau ist turbulentes Verhalten von Staubpartikeln ( $d = 3.7 \mu\text{m}$  Durchmesser) bereits bei Geschwindigkeiten von  $v = 0.8 \text{ cm/s}$  aufgetreten (Druck  $p = 23 \text{ Pa}$ ) [Morfill 2004]. Dieser Parameterbereich ist auch in PK-4 möglich, so dass ein scharfkantiges Hindernis in der Strömung direkt hinter der Glasdüse einen entsprechenden Effekt haben sollte und deshalb untersuchenswert ist. Eine Alternative zu Düse und Hindernis wäre

eine Kombination aus Düseneingang und abruptem Düsenausgang in Form einer kreisrunden Scheibe mit kleinem Loch. Dann könnte man „Nanojets“ erzeugen, ähnlich denen in [Moseler 2000], nur eben auf molekularer Ebene beobachtbar.

Auch das Experiment mit den Ketten bietet noch einige potentielle Erweiterungsmöglichkeiten. Die genaue Abhängigkeit des Massenschwerpunkts der Ketten von Gasfluss und Entladungsstrom ist noch nicht geklärt. Ein Vergleichsexperiment ohne Plasma kann die Frage klären, ob die Partikel ohne das „Wake-Field“ des Plasmas stabile Ketten bilden. Allerdings legen die Ergebnisse aus [Snyder 2000] nahe, dass das eher nicht zu erwarten ist. Der Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera kann schließlich die Schwingungen durch die Gasstöße des Reglers genauer auflösen. Damit ist es möglich, die Dynamik in der Kette aufzulösen und so einen detaillierteren Einblick in das Bindungspotential zwischen den Partikeln zu erhalten. Bindende Potentiale in Komplexen Plasmen sind Stand aktueller Forschung und hochinteressant. Der Einsatz von Laserspektroskopie (z. B. Laser-induzierte Fluoreszenz LiF) bietet zusätzlich die Chance, die Ionendichte innerhalb der Düse räumlich hochaufgelöst zu bestimmen und so das elektrische Feld lokal zu messen. Damit kann dann die Ladung der Partikel aus der Messung von  $z|eE|$  (vgl. Abb. 4.18 b und c in Kap. 4.2.2) berechnet werden. Faszinierend ist auch der augenscheinlich lineare Zusammenhang in Abb. 4.18c zwischen der renormierten Ausgleichskraft und der Position des Massenschwerpunkts. Die Wellenexperimente in horizontaler Konfiguration zeigen den interessanten Effekt einer brechenden Welle. Allerdings fehlt zur genauen Analyse die nötige zeitliche Auflösung der Kamera. Eine Verbesserung der Aufnahme Frequenz von aktuell 120 fps auf mehr als 250 fps, bei mindestens gleich guter räumlicher Auflösung, würde die Detailgenauigkeit der Bilder des Brechens der Wellen soweit erhöhen, dass die Bewegung einzelner Partikel analysiert werden könnte. In vertikaler Konfiguration würde diese Verbesserung helfen, die schnellen Wellen besser analysieren zu können, da der Abstand zur Nyquist-Frequenz dann größer wäre.

Die Analysen der Ringströmung um ein Hindernis zeigt einen bekannten Effekt: Die Partikel „praktizieren“ das aus dem Straßenverkehr bekannte Reißverschlussverfahren, wenn der Kanal, in dem sie strömen, statt Platz für zwei Partikel nebeneinander nur noch Platz für eines bietet. Das Aufsplitten nach dem Hindernis erfolgt, im Gegensatz zum Straßenverkehr, ebenfalls streng rational nach dem umgekehrten Reißverschlussprinzip. Dies ist der energetisch günstigste Weg. Übergänge höherer Ordnung sind hingegen schwieriger zu erfassen. Ein wesentlich größeres Setup wie z. B. die „Streifenelektrode“ [Jiang 2009] könnte hierbei helfen. Dann sollte es möglich sein, einen breiteren Ringstrom bei größerem Ringdurchmesser zu untersuchen, um störende Effekte aufgrund der Krümmung der Strömung zu minimieren. So könnte eine strömende Flüssigkeit von einer Stromlinie bis zu 15 und mehr Stromlinien untersucht werden und der in [Teng 2003] beschriebene Verlust an Unordnung bei weniger breiten Strömen genauer verifiziert werden. Außerdem könnten mit einem zusätzlichen Laser dann Messungen der Viskosität an einzelnen Stromlinien durchgeführt werden.

Die Partikel ordnen sich in der ringförmigen Strömung hexagonal an. Dies scheint für diesen Fall der energetisch günstigste Zustand zu sein. Im Dreidimensionalen wurden hin-

gegen fünfzählige Symmetrien gefunden, so dass die Frage berechtigt ist, welche Struktur eine dreidimensionale Komplexe-Plasma-Strömung hat. Unter Schwerkraft ist dies nur mit einem aufwendigen Aufbau möglich, z. B. mit Hilfe eines Gradienten in der Temperatur entgegen der Schwerkraft, der allerdings senkrecht zur Schwerkraft über die gesamte Elektrodenfläche konstant sein muss.



# Literaturverzeichnis

- [Allen 2000] J. E. Allen, B. M. Annaratone und U. de Angelis: „On the orbital motion limited theory for a small body at floating potential in a Maxwellian plasma“ in *Journal of Plasma Physics* **64**, 4 (2000), S. 299–309.
- [Antonova 2006] T. Antonova, B. M. Annaratone, D. D. Goldbeck, V. Yaroshenko, H. M. Thomas und G. E. Morfill: „Measurement of the Interaction Force among Particles in Three-Dimensional Plasma Clusters“ in *Physical Review Letters* **96**, 115001 (2006).
- [ArpMelzer 2004] O. Arp, D. Block, A. Piel und A. Melzer: „Dust Coulomb Balls: Three-Dimensional Plasma Crystals“ in *Physical Review Letters* **93**, 16 (2004).
- [Bansbach] Firma Bansbach. „[www.bansbach.de](http://www.bansbach.de)“. Internet-Seite.
- [Barker 1976] J. A. Barker und D. Henderson: „What is „liquid“ ? Understanding the states of matter“ in *Reviews of Modern Physics* **48**, 4 (1976).
- [Barnes 1992] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O’Neill und D. K. Coultas: „Transport of dust particles in glow-discharge plasmas“ in *Physical Review Letters* **68**, 3 (1992), S. 313–316.
- [Bergmann Schäfer 1] Bergmann Schäfer: „Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 1: Mechanik, Relativität, Wärme“, Walter de Gruyter, 9. Auflage 1993.
- [Bergmann Schäfer 6] Bergmann Schäfer: „Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 6: Festkörper“, Walter de Gruyter, 9. Auflage 1992.
- [Bhushan 1995] B. Bhushan, J. N. Israelachvili und U. Landmann: „Nanotribology: friction, wear and lubrication at the atomic scale“ in *Nature* **374** (1995), S. 607–616.
- [Cabarrocas 2002] P. R. i Cabarrocas, A. M. Morral und Y. Poissant: „Growth and optoelectronic properties of polymorphous silicon thin films“ in *Thin Solid Films* **39** (2002), S. 403–404.

- [Cabarrocas 2004] P. R. i Cabarrocas, N. Chaâbane, A. V. Kharchenko und S. Tcharokov: „Polymorphous silicon thin films produced in dusty plasmas: Application to solar cells“ in *Plasma Physics and Controlled Fusion* **46**, 12B (2004), S. B235.
- [Chan 2004] C.-L. Chan, W.-Y. Woon und Lin I: „Shear Banding in Mesoscopic Dusty Plasma Liquids“ in *Physical Review Letters* **93**, 220602 (2004).
- [Chen 1965] F. F. Chen: „Electric Probes“ in Richard H. Huddlestone und Stanley L. Leonard (Hrsgb.): *Plasma Diagnostic Techniques*, Kapitel 4, S. 113–200. Academic Press, New York 1965.
- [Chen 1984] F. F. Chen: „Introduction to Plasma Physics“, Plenum Press, New York, London 1984.
- [Chen 1992] T.-J. Chen, R. N. Zitter und R. Tao: „Laser diffraction determination of the crystalline structure of an electrorheological fluid“ in *Physical Review Letters* **68**, 2555 (1992).
- [Chu 1994] J. H. Chu und Lin I: „Direct Observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled rf Dusty Plasmas“ in *Physical Review Letters* **72**, 25 (1994).
- [Couedel 2010] L. Couedel, V. Nosenko, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas und G. E. Morfill: „Direct Observation of Mode-Coupling Instability in Two-Dimensional Plasma Crystals“ in *Physical Review Letters* **104**, 19 (2010).
- [Dassanayake 2000] U. Dassanayake, S. Fraden und A. van Blaaderen: „Structure of electrorheological fluids“ in *Journal of Computational Physics* **112**, 3851 (2000).
- [de Gennes] P.-G. de Gennes: „Weiche Materie (Nobel-Vortrag)“ in *Angewandte Chemie* **104**, 7 (1992), S. 856–859.
- [Demirel 1996] A. L. Demirel und S. Granick: „Glasslike Transition of a Confined Simple Fluid“ in *Physical Review Letters* **77**, 11 (1996), S. 2261–2264.
- [Deysenroth 2011] C. Deysenroth. „Abmessungen PK-4 Kammer - Elektrodenabstand“. Mündliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, 2011.
- [Epstein 1924] P. S. Epstein: „On the resistance experienced by spheres in their motion through gases“ in *Physical Review* **23**, 6 (1924), S. 710–733.

- [Evans 1990] D. J. Evans und G. Ph. Morriss: „Statistical Mechanics of Nonequilibrium Liquids“, Academic Press, London 1990.
- [Fan 2002] X.-J. Fan, N. Phan-Thien, N. T. Yong und X. Diao: „Molecular dynamics simulation of a liquid in a complex nano channel flow“ in *Physics of Fluids* **14**, 3 (2002).
- [Feng 2007] Y. Feng, J. Goree und B. Liu: „Accurate particle positioning measurement from images“ in *Review of Scientific Instruments* **78**, 053704 (2007).
- [Fink 2005] M. A. Fink, M. Kretschmer, V. Fortov, H. Höfner, U. Konopka, G. E. Morfill, O. Petrov, S. Ratynskaia, A. Usachev und A. Zobnin: „Cooperative phenomena in laminar fluids: Observation of streamlines“ in L. Boufendi, M. Mikikian und P. K. Shukla (Hrsgb.): *New Vistas in Dusty Plasmas* (AIP Conference Proceedings, 2005), Band 799, S. 295–298.
- [Fink 2012] M. A. Fink, S. K. Zhdanov, M. H. Thoma, H. Höfner und G. E. Morfill: „Pearl-necklace-like structures of micro-particle strings observed in a dc complex plasma“ in *Physical Review E* **86**, 065401(R) (2012).
- [Fortov 1997] V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. M. Torchinsky, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. M. Lipaev und A. G. Khrapak: „Crystalline structures of strongly coupled dusty plasmas in dc glow discharge strata“ in *Physics Letters A* **229** (1997).
- [Fortov 2004] V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov und O. F. Petrov: „Dusty Plasmas“ in *Physics Uspekhi* **47**, 5 (2004).
- [Fortov 2005] V. Fortov, G. Morfill, O. Petrov, M. Thoma, A. Usachev, H. Höfner, A. Zobnin, M. Kretschmer, S. Ratynskaia, M. Fink, K. Tarantik, Yu. Gerasimov und V. Esenkov: „The project Plasmakristall-4 (PK-4) – a stage in investigations of dusty plasmas under microgravity conditions: first results and future plans“ in *Plasma Physics and Controlled Fusion* **47** (2005), S. B537–B549.
- [Gao 1997] J. Gao, W. D. Luedtke und U. Landman: „Layering Transitions and Dynamics of Confined Liquid Films“ in *Physical Review Letters* **79**, 4 (1997).
- [Gerthsen 1997] Christian Gerthsen: „Gerthsen Physik“, Springer Verlag, 19. Auflage 1997.

- [Granick 1999] S. Granick: „Soft Matter in a tight Spot“ in *Physics Today* **52**, 26 (1999).
- [Greenberg 1984] R. J. Greenberg, A. Brahic und M. S. Matthews: „Planetary Rings“, The University of Arizona 1985.
- [Günther 2011] C. M. Günther, B. Pfau, R. Mitzner, B. Siemer, S. Roling, H. Zacharias, O. Kutz, I. Rudolph, D. Schondelmaier, R. Treusch und S. Eisebitt: „Sequential femtosecond X-ray imaging“ in *Nature Photonics* **5**, 2 (2011), S. 99–102.
- [Haensel 1993] H. Hänsel und W. Neumann: „Physik: Mechanik und Wärmelehre“, Spektrum Akademischer Verlag 1993.
- [Hamaguchi 1997] S. Hamaguchi, R. T. Farouki und D. H. E. Dubin: „Triple point of Yukawa systems“ in *Physical Review E* **56**, 4671 (1997).
- [Hargis 1994] P. J. Hargis et al.: „The Gaseous Electronics Conference radio-frequency reference cell: A defined parallel-plate radio-frequency system for experimental and theoretical studies of plasma-processing discharges“ in *Review of Scientific Instruments* **65**, 1 (1994), S. 141–154.
- [Havnes 1984] O. Havnes, G. E. Morfill und C. K. Goertz: „Plasma potential and grain charges in a dust cloud embedded in a plasma“ in *Journal of Geophysical Research* **89** (1984), S. 10999–11003.
- [Havnes 2002] O. Havnes: „Dusty Plasmas in the Ionosphere and its Environment“ in R. Bharuthram, M. A. Hellberg, P. K. Shukla und F. Verheest (Hrsgb.): *Dusty Plasmas in the new Millenium* (AIP Conference Proceedings, 2002), Band 649, S. 13–21.
- [Hayashi 1994] Y. Hayashi und K. Tachibana: „Observation of Coulomb-Crystal Formation from Carbon Particles Grown in a Methane Plasma“ in *Japanese Journal of Applied Physics* **33** (1994), S. L804–L806.
- [Helbing 2001] D. Helbing: „Traffic and related self-driven many-particle systems“ in *Reviews of Modern Physics* **73** (2001).
- [Hershkowitz 1989] N. Hershkowitz: „How Langmuir Probes Work“ in Orlando Auciello und Daniel L. Flamm (Hrsgb.): *Plasma Diagnostics*, Kapitel 3, S. 113–183. Academic Press, Inc., Boston, San Diego, New York, Berkeley, London, Sydney, Tokyo, Toronto 1989.
- [Hewins 1996] R. Hewins, R. Jones und E. Scott: „Chondrules and the Protoplanetary Disk“, Cambridge University Press, Cambridge 1996.

- [Hornbeck 1951] J. A. Hornbeck und G. H. Wannier: „Cross Sections for Ion-Atom Collisions in He, Ne, and A“ in *Physical Review* **82**, 3 (1951), S. 458.
- [Hsieh 2003] S.-S. Hsieh, C.-Y. Lin, C.-F. Huang und H.-H. Tsai: „Liquid flow in a micro-channel“ in *Journal of Micromechanics and Microengineering* **14** (2004), S. 436–445.
- [Huang 2005] Y.-S. Huang, C.-L. Chan, W.-Y. Woon und Lin I: „Dynamics of Structural Rearrangement in Dusty Plasma Liquids“ in L. Boufendi, M. Mikikian und P. K. Shukla (Hrsgb.): *New Vistas in Dusty Plasmas* (AIP Conference Proceedings, 2005), Band 799, S. 12–19.
- [Hübner 1982] K. Hübner: „Einführung in die Plasmaphysik“, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1982.
- [Ikezi 1986] H. Ikezi: „Coulomb Solid of small particles in plasmas“ in *Physics of Fluids* **29**, 6 (1986).
- [IUPAC 1997] A. D. McNaught und A. Wilkinson: „IUPAC. Compendium of Chemical Terminology“, Blackwell Scientific Publications, Oxford, 2. Auflage 1997.
- [Ivanov 2007] Y. Ivanov und A. Melzer: „Particle positioning techniques for dusty plasma experiments“ in *Review of Scientific Instruments* **78**, 033506 (2007).
- [Ivlev 2000] A. V. Ivlev und G. E. Morfill: „Anisotropic dust lattice modes“ in *Physical Review E* **63**, 016409 (2000).
- [Ivlev 2005] A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, S. A. Khrapak und G. E. Morfill: „Kinetic approach for the ion drag force in a collisional plasma“ in *Physical Review E* **71**, 016405 (2005).
- [Ivlev 2007] A. V. Ivlev, V. Steinberg, R. Kompaneets, H. Höfner, I. Sidorenko und G. E. Morfill: „Non-Newtonian Viscosity of Complex-Plasma Fluids“ in *Physical Review Letters* **98**, 145003 (2007).
- [Ivlev 2008] A. V. Ivlev, G. E. Morfill, H. M. Thomas, C. Räch, G. Joyce, P. Huber, R. Kompaneets, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, T. Reiter, M. Turin und P. Vinogradov: „First observation of Electrorheological Plasmas“ in *Physical Review Letters* **100**, 095003 (2008).
- [Ivlev 2011] A. V. Ivlev, M. H. Thomas, C. Räch, G. Joyce und G. E. Morfill: „Complex Plasmas in external fields: The role of Non-Hamiltonian Interactions“ in *Physical Review Letters* **106**, 155001 (2011).

- [Jiang 2009] K. Jiang, Y.-F. Li, T. Shimizu, U. Konopka, H. M. Thomas und G. E. Morfill: „Controlled particle transport in a plasma chamber with striped electrode“ in *Physics of Plasmas* **16**, 123702 (2009).
- [Jones 2006] R. A. L. Jones: „Soft Condensed Matter“, Oxford University Press, Oxford 2006.
- [Kalman 2004] G. J. Kalman, P. Hartmann, Z. Donkó und M. Rosenberg: „Two-Dimensional Yukawa Liquids: Correlation and Dynamics“ in *Physical Review Letters* **92**, 6 (2004).
- [Khrapak 1999] S. A. Khrapak, A. P. Nefedov, O. F. Petrov und O. S. Vaulina: „Dynamical properties of random charge fluctuations in a dusty plasma with different charging mechanisms“ in *Physical Review E* **59**, 5 (1999).
- [Khrapak 2002] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill und H. M. Thomas: „Ion drag force in complex plasmas“ in *Physical Review E* **66**, 046414 (2002).
- [Khrapak 2003] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill und S. K. Zhdanov: „Scattering in the Attractive Yukawa Potential in the Limit of Strong Interaction“ in *Physical Review Letters* **90**, 22 (2003).
- [Khrapak 2004] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev und G. E. Morfill: „Momentum transfer in complex plasmas“ in *Physical Review E* **70**, 056405 (2004).
- [Khrapak 2005] S. A. Khrapak, S. V. Ratynskaia, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. V. Yaroshenko, M. H. Thoma, M. Kretschmer, H. Höfner, G. E. Morfill, O. F. Petrov und V. E. Fortov: „Particle charge in the bulk of gas discharges“ in *Physical Review E* **72**, 1 (2005).
- [Khrapak 2005a] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov und G. E. Morfill: „Hybrid approach to the ion drag force“ in *Physics of Plasmas* **12**, 042308 (2005).
- [Khrapak 2006] S. A. Khrapak, G. E. Morfill, A. V. Ivlev, H. M. Thomas, D. A. Beysens, B. Zappoli, V. E. Fortov, A. M. Lipaev und V. I. Molotkov: „Critical Point in Complex Plasmas“ in *Physical Review Letters* **96**, 015001 (2006).
- [Khrapak 2009] S. A. Khrapak und G. E. Morfill: „Basic Processes in Complex (Dusty) Plasmas: Charging, Interactions, and Ion Drag Force“ in *Contributions to Plasma Physics* **49**, 3 (2009), S. 148–168.
- [Khrapak 2009a] S. A. Khrapak und G. E. Morfill: „Predicting Freezing for some repulsive potentials“ in *Physical Review Letters* **103**, 255003 (2009).

- [Khrapak 2010] S. A. Khrapak, H. M. Thomas und G. E. Morfill: „Multiple phase transitions associated with charge cannibalism effect in complex (dusty) plasmas“ in *Europhysics Letters* **91**, 25001 (2010).
- [Khrapak 2011] S. A. Khrapak. „Theoretische Plasmawerte“. Mündliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, 2011.
- [Khrapak 2011a] S. A. Khrapak, B. A. Klumov, P. Huber, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, V. M. Naumkin, H. M. Thomas, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, O. F. Petrov, V. E. Fortov, Yu. Malentschenko und S. Volkov: „Freezing and melting of 3D complex plasma structures under microgravity conditions driven by neutral gas pressure manipulation“ in *Physical Review Letters* **106**, 205001 (2011).
- [Kittel 1996] Ch. Kittel: „Einführung in die Festkörperphysik“, Oldenburg Verlag, München, 11. Auflage 1996.
- [Knapek 2007] C. A. Knapek, D. Samsonov, S. Zhdanov, U. Konopka und G. E. Morfill: „Recrystallization of a 2D Plasma Crystal“ in *Physical Review Letters* **98**, 015004 (2007).
- [Kompaneets 2005] R. Kompaneets, A. V. Ivlev, V. Tsytovich und G. E. Morfill: „Dust-lattice waves: Role of charge variations and anisotropy of dust-dust interaction“ in *Physics of Plasmas* **12**, 062107 (2005).
- [Konopka 1997] U. Konopka, L. Ratke und H. M. Thomas: „Central Collisions of Charged Dust Particles in a Plasma“ in *Physical Review Letters* **79**, 7 (1997).
- [Konopka 2000] U. Konopka, L. Ratke und G. E. Morfill: „Measurement of the Interaction Potential of Microspheres in the Sheath of a rf Discharge“ in *Physical Review Letters* **84**, 5 (2000).
- [Konopka 2003] U. Konopka. „SPIT - Software for Particle Identification and Tracking“. IDL Quellcode Share, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, 2003.
- [Köppl 2006] M. Köppl, P. Henseler, A. Erbe, P. Nielaba und P. Leiderer: „Layer Reduction in driven 2D-Colloidal Systems through Microchannels“ in *Physical Review Letters* **97**, 208302 (2006).
- [Kubo 1957] R. Kubo: „Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems“ in *Journal of the Physical Society of Japan* **12**, 6 (1957).

- [Kuchling 2001] H. Kuchling: „Taschenbuch der Physik“, Fachbuchverlag Leipzig im Carl-Hanser-Verlag, 17. Auflage 2001.
- [Lamb 1945] H. Lamb: „Hydrodynamics“, Dover Publication Inc., New York, 6th edition Auflage 1945.
- [Lampe 2000] M. Lampe, G. Joyce, G. Ganguli und V. Gavrishchaka: „Interaction between dust grains in a dusty plasma“ in *Physics of Plasmas* **7**, 10 (2000).
- [Lampe 2005] M. Lampe, G. Joyce und G. Ganguli: „Structure and Dynamics of Dust in Streaming Plasma: Dust Molecules, Strings, and Crystals“ in *IEEE Transactions on Plasma Science* **33**, 1 (2005).
- [Landau Lifschitz VI] L. D. Landau und E. M. Lifschitz: „Lehrbuch der theoretischen Physik. Band VI: Hydrodynamik“, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 5. überarbeitete Auflage 1991.
- [Langmuir 1924a] I. Langmuir und H. Mott-Smith: „Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures, Part I“ in *General Electric Review* **17**, 8 (1924), S. 449–455.
- [Lieberman 1994] M. A. Lieberman und A. J. Lichtenberg: „Principles of Plasma Discharges and Materials Processing“, Wiley and Sons, New York 1994.
- [Lindemann 1910] F. A. Lindemann: „Über die Berechnung molekularer Eigenfrequenzen“ in *Physikalische Zeitschrift* **11**, 14 (1910).
- [Lipaev 1997] A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, V. M. Torchinskii, V. E. Fortov, A. G. Khrapak und S. A. Khrapak: „Ordered structures in a nonideal dusty glow-discharge plasma“ in *JETP Letters* **85**, 6 (1997).
- [Meijer 1991] E. J. Meijer und D. Frenkel: „Melting line of Yukawa system by computer simulation“ in *Journal of Computational Physics* **94**, 2269 (1991).
- [Melzer 1999] A. Melzer, V. A. Schweigert und A. Piel: „Transition from Attractive to Repulsive Forces between Dust Molecules in a Plasma Sheath“ in *Physical Review Letters* **83**, 16 (1999).
- [Morfill 1999] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka und M. Zuzic: „The plasma condensation: Liquid and crystalline plasmas“ in *Physics of Plasmas* **6**, 5 (1999).

- [Morfill 1999a] G. E. Morfill, A. V. Ivlev und J. R. Jokipii: „Charge Fluctuation Instability of the Dust Lattice Wave“ in *Physical Review Letters* **83**, 5 (1999).
- [Morfill 2004] G. E. Morfill, M. Rubin-Zuzic, H. Rothermel, A. V. Ivlev, B. A. Klumov, H. M. Thomas, U. Konopka und V. Steinberg: „Highly Resolved Fluid Flows: “Liquid Plasmas“ at the Kinetic Level“ in *Physical Review Letters* **92**, 17 (2004).
- [Morfill 2009] G. E. Morfill und A. V. Ivlev: „Complex Plasmas: An interdisciplinary research field“ in *Reviews of Modern Physics* **81**, 4 (2009).
- [Moseler 2000] M. Moseler und U. Landman: „Formation, Stability, and Breakup of Nanojets“ in *Science* **289** (2000).
- [Nairn 1998] C. M. C. Nairn, B. M. Annaratone und J. E. Allen: „On the theory of spherical probes and dust grains“ in *Plasma Sources in Science and Technology* **7** (1998), S. 478–490.
- [Nambu 1995] M. Nambu, S. V. Vladimirov und P. K. Shukla: „Attractive forces between charged particles in plasmas“ in *Physics Letters A* **203** (1995), S. 40–42.
- [Nefedov 2003] A. P. Nefedov et al.: „PKE-Nefedov: plasma crystal experiments on the International Space Station“ in *New Journal of Physics* **5** (2003), S. 33.1–33.10.
- [Nosenko 2004] V. Nosenko und J. Goree: „Shear Flows and Shear Viscosity in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma)“ in *Physical Review Letters* **93**, 15 (2004).
- [Nosenko 2007] V. Nosenko, S. K. Zhdanov und G. E. Morfill: „Supersonic Dislocations observed in a Plasma Crystal“ in *Physical Review Letters* **99**, 025002 (2007).
- [Nosenko 2009] V. Nosenko, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov, M. Fink und G. E. Morfill: „Rotating electric fields in complex (dusty) plasmas“ in *Physics of Plasmas* **16**, 083708 (2009).
- [Petrov 2006] O. F. Petrov, A. D. Usachev und A. V. Zobnin. „Experimental and theoretical support for the development of the PK-4 DC-chamber“. 2nd Milestone Status Report, Institute for High Energy Densities of Associated Institute for High Temperatures of Russian Academy of Science, Moscow, Russia, December 2006.

- [Puglisi 2006] A. Puglisi, P. Visco, E. Trizac und F. van Wijland: „Dynamics of a tracer granular particle as a nonequilibrium Markov process“ in *Physical Review E* **73**, 2 (2006).
- [Ratynskaia 2004a] S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin, M. H. Thoma, M. Kretschmer, A. Usachev, Y. Yaroshenko, R. A. Quinn, G. E. Morfill, O. Petrov und V. Fortov: „Experimental Determination of Dust-Particle Charge in a Discharge Plasma at Elevated Pressures“ in *Physical Review Letters* **93**, 8 (2004).
- [Reichert 2002] H. Reichert: „Orientierungsordnung in Flüssigkeiten“ in *Physik Journal 1 (2002) Nr. 7/8*, S. 83–87. WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim 2002. Festvortrag anlässlich der Verleihung des Walter-Schottky-Preis 2002 auf der Physikertagung in Leipzig.
- [Roth 2005] R. Roth und D. Gillespie: „Physics of size selectivity“ in *Physical Review Letters* **95**, 247801 (2005).
- [Rothermel 2002] H. Rothermel, T. Hagl, G. E. Morfill, M. H. Thoma und H. M. Thomas: „Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient“ in *Physical Review Letters* **89**, 17 (2002).
- [Rozhansky 1978] V. A. Rozhansky und L. D. Tsendin: „Electrostatic probe in a magnetic field“ in *Soviet Physics-Technical Physics* **23**, 8 (1978).
- [Saigo 2002] T. Saigo und S. Hamaguchi: „Shear viscosity of strongly coupled Yukawa systems“ in *Physics of Plasmas* **9**, 4 (2002).
- [Saija 2006] F. Saija, S. Prestipino und P. V. Giaquinta: „Evaluation of phenomenological one-phase criteria for the melting and freezing of softly repulsive particles“ in *Journal of Chemical Physics* **124**, 244504 (2006).
- [Schwabe 2011] M. Schwabe, K. Jiang, S. Zhdanov, T. Hagl, P. Huber, A. V. Ivlev, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, V. N. Naumkin, K. R. Sütterlin, H. M. Thomas, V. E. Fortov, G. E. Morfill, A. Skvortsov und S. Volkov: „Direct measurement of the speed of sound in a complex plasma under microgravity conditions“ in *Europhysics Letters* **96**, 55001 (2011).
- [Scientific Fun] University of Wisconsin. „<http://scifun.chem.wisc.edu/homexpts/lumpyliquids.htm>“. Internet-Seite.
- [Seshadri 1973] S. R. Seshadri: „Fundamentals of plasma physics“, American Elsevier Publishing Company 1973.

- [Shakhashiri 1989] B. Z. Shakhashiri: „Chemical Demonstrations: A Handbook for Teachers of chemistry Vol 3“, The University of Wisconsin Press 1989.
- [Sheridan 2010] T. E. Sheridan und K. D. Wells: „Dimensional phase transition in small Yukawa clusters“ in *Physical Review E* **81**, 016404 (2010).
- [Shukla 2002] P. K. Shukla und A. A. Mamun: „Introduction to Dusty Plasma Physics“, Institute of Physics Publishing 2002.
- [Snyder 2000] H. R. Snyder, R. P. Currier und M. S. Murillo: „Plasma fluidized bed imaging and possible strong coupling effects“ in *Applied Physics Letters* **76**, 18 (2000).
- [Squires 2005] T. M. Squires und S. R. Quake: „Microfluidics: Fluid Physics at the nanoliter scale“ in *Reviews of Modern Physics* **77**, 3 (2005).
- [Stevens 1993] M. J. Stevens und M. O. Robbins: „Melting of Yukawa systems: A test of phenomenological melting criteria“ in *Journal of Computational Physics* **98**, 2319 (1993).
- [Stöcker] H. Stöcker: „Taschenbuch der Physik. Formeln, Tabellen, Übersichten“, Band III, Harri Deutsch 2000.
- [Sütterlin 2003] K. R. Sütterlin. „mvTitan Grabber Daemon“. C++ Quellcode Share, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, 2003.
- [Teng 2003] Lee-Wen Teng, Pei-Shan Tu und Lin I: „Microscopic observation of confinement-induced layering and slow dynamics of Dusty-Plasma Liquids in Narrow Channels“ in *Physical Review Letters* **90**, 24 (2003).
- [Thoma 2007] M. H. Thoma, M. A. Fink, H. Höfner, M. Kretschmer, S. A. Khrapak, S. Ratynskaia, V. Yaroshenko, G. E. Morfill, A. D. Usachev, A. V. Zobnin und V. E. Fortov: „PK-4: Complex Plasmas in Space – The next Generation“ in *IEEE Transactions on Plasma Science* **35**, 2 (2007).
- [Thomas 1994] H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbach und D. Möhlmann: „Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma“ in *Physical Review Letters* **73**, 5 (1994).
- [Thomas 1996] H. M. Thomas und G. E. Morfill: „Melting dynamics of a plasma crystal“ in *Nature* **379**, 29 (1996).

- [Thomas 1996a] H. M. Thomas und G. E. Morfill: „Solid/liquid/gaseous phase transitions in plasma crystals“ in *Journal of Vacuum Science and Technology A – Vacuum, Surfaces and Films* **14**, 2 (1996).
- [Thomas 2008] H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. V. Ivlev, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, T. Hagl, H. Rothermel, S. A. Khrapak, R. K. Suetterlin, M. Rubin-Zuzic, O. F. Petrov, V. I. Tokarev und S. K. Krikalev: „Complex plasma laboratory PK-3 Plus on the International Space Station“ in *New Journal of Physics* **10**, 033036 (2008).
- [Tsyтович 1999] S. Benkadda, V. N. Tsyтович und S. V. Vladimirov: „Shielding and charging of dust particles on the plasma sheath“ in *Physical Review E* **60**, 4 (1999).
- [Tsyтович 2002 1/4] V. N. Tsyтович, G. E. Morfill und H. Thomas: „Complex Plasmas: I. Complex Plasmas as Unusual State of Matter“ in *Plasma Physics Reports* **28**, 8 (2002).
- [Usachev 2004] A. Usachev, A. Zobnin, O. Petrov, V. Fortov, M. Thoma, M. Kretschmer, S. Ratynskaia, R. Quinn, H. Höfner und G. Morfill: „The project “Plasmakristall-4“ (PK-4) – a dusty plasma experiment in a combined dc/rf(i) discharge plasma under microgravity conditions“ in *Czechoslovak Journal of Physics* **54** (2004), S. C639–C647.
- [Usachev 2008] A. D. Usachev, A. V. Zobnin, O. F. Petrov, V. E. Fortov, M. H. Thoma, H. Höfner, M. Kretschmer, M. Fink und G. E. Morfill: „Structural and Dynamical Properties of Microrod Dusty Plasma in a uniform DC discharge under Microgravity“ in J. T. Mendonça, D. P. Resendes und P. K. Shukla (Hrsgb.): *Multifacets of dusty plasmas* (AIP Conference Proceedings, 2008), Band 1041, S. 335–336.
- [Vaulina 1999] O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, A. P. Nefedov und O. F. Petrov: „Charge-fluctuation-induced heating of dust particles in a plasma“ in *Physical Review E* **60**, 5 (1999).
- [Vaulina 2001] O. S. Vaulina und S. A. Khrapak: „Simulation of the dynamics of strongly interacting macroparticles in a weakly ionized plasmas“ in *JETP Letters* **92**, 2 (2001), S. 228–234.
- [Vaulina 2002] O. Vaulina, S. Khrapak und G. Morfill: „Universal Scaling in complex (dusty) plasmas“ in *Physical Review E* **66**, 016404 (2002).
- [Woon 2003] Wei-Yen Woon, Pei-Shan Du, Li-Wen Deng und Lin I: „Microdynamics of dusty plasma liquids in narrow channel: from disorder

- to order“ in *Journal of Physics A: Mathematical and General* **36** (2003), S. 6103–6107.
- [Woon 2004] W.-Y. Woon und Lin I: „Defect Turbulence in Quasi-2D Creeping Dusty-Plasma Liquids“ in *Physical Review Letters* **92**, 6 (2004).
- [Wörner 2012] L. Wörner, C. Räch, V. Nosenko, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, J. Schablinski und D. Block: „String structures in driven 3D complex-plasma clusters“ in *Europhysics Letters* **100**, 35001 (2012).
- [Xu 2006] H. Xu, N. T. Oullette und E. Bodenschatz: „Multifractal dimension of Lagrangian turbulence“ in *Physical Review Letters* **96**, 114503 (2006).
- [Yung 2007] K.-L. Yung, J. Kong und Y. Xu: „Studies on flow behaviours of polymer melts in nanochannels by wetting actions“ in *Polymer* **48** (2007), S. 7645–7652.
- [Zhdanov 2006] S. K. Zhdanov. „Simulation of GEC ring-flow“. Mündliche Mitteilung, Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, 2006.
- [Zippelius 1980] A. Zippelius, B. I. Halperin und D. R. Nelson: „Dynamics of two-dimensional melting“ in *Physical Review B* **22**, 5 (1980).
- [Zuzic 2000] M. Zuzic, A. V. Ivlev, J. Goree, G. E. Morfill, H. M. Thomas, H. Rothmel, U. Konopka, R. Sütterlin und D. D. Goldbeck: „Three-Dimensional Strongly Coupled Plasma Crystal under Gravity Conditions“ in *Physical Review Letters* **85**, 4064 (2000).



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die Unterstützung und die Ratschläge vieler Menschen, denen ich hier Danken möchte, nicht möglich gewesen.

Zunächst ist das mein Doktorvater Prof. Gregor Morfill, in dessen Theorie Gruppe am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik ich diese Arbeit durchführen konnte. Vielen Dank für die fruchtbaren Startimpulse und die große Freiheit innerhalb meines Forschungsprojekts. Danke auch an Dr. Hubertus Thomas für den Antrieb, die persönliche Betreuung und für das fachliche Korrekturlesen der Arbeit.

Mein Dank gebührt auch Dr. Uwe Konopka für die Einführung in die Gruppe und für die Hilfe bei der Vorbereitung und beim Aufbau des GEC-Setups. Vielen Dank auch an Beatrice Annaratone, die mir für die Zeit der Messung ihren Mehrkanalverstärker für den Partikelantrieb zur Verfügung gestellt hat. Danke auch an Dr. Michael Kretschmer, der meine Aufbauten immer wieder fotografisch gut dokumentiert hat und mir bei der Rechtschreibkorrektur sehr hilfreich war.

Ein großes Dankeschön geht an die Ingenieure Bernd Steffes, Karl Tarantik, Christian Deyssenroth, Sebastian Albrecht und Christian Rau, die mir jederzeit mit technischem Rat und praktischer Hilfe zur Verfügung standen und die mir alle meine Zusatzbauten (vor allem die Laval-Düse für das PK-4 Setup) perfekt konstruiert und eingebaut haben.

Die Parabelflugkampagnen in Bordeaux/Frankreich mit dem Airbus A-300 ZeroG wären ohne die technische Unterstützung der Betreiberfirma Novespace nicht möglich gewesen. Danke an das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) für die Unterstützung unter den Förderkennzeichen 50WM0504 und 50WM0804. Danke auch an die Europäische Raumfahrt Agentur (ESA) für die Finanzierung des PK-4 Projekts in den Phasen A/B und C/D.

Das Verständnis der Daten bei der Auswertung verdanke ich den vielen Diskussionen und den hervorragenden Modellen, Berechnungen und Simulationen von Dr. Sergey Zhdanov und Dr. Sergey Khrapak, die viele Arbeitsstunden zur Erweiterung meiner Kenntnisse beigetragen haben. Vielen Dank dafür.

Mein Dank geht auch an Dr. Robert Sütterlin, Dr. Peter Huber und Dr. Mierk Schwabe für die Hilfe bei Problemen mit Computern, Software und für die Unterstützung bei der Verwendung der IDL-Software-Sammlung der Gruppe, die zum Großteil auf den Bibliotheken von Dr. Uwe Konopka aufbauen. Danke an Ralf Heidemann für die Idee der Datendarstellung in Periodogramm-Form.

Danken möchte ich auch den vielen Kollegen der Abteilung für die immer vorhandene gegenseitige Hilfe, den Spaß, die nicht-physikalischen Diskussionen und das gute Arbeitsklima, das sie ermöglicht haben. Vielen Dank auch unserer Sekretärin Angelika Langer für Rat und Unterstützung wo immer es nötig war.

Zu guter Letzt möchte ich mich besonders bei meiner Frau Andrea bedanken. Danke für die wundervolle Zeit, das Verständnis für meine Arbeit, die Geduld mit mir und vor allem für unsere beiden Töchter Antonia und Marie, die mir viel Freude bereiten.

# Lebenslauf

## Persönliche Angaben:

Name: Martin Anton Fink  
Geburtsdatum: 18.05.1975  
Geburtsort: Dillingen a. d. Donau  
Familienstand: verheiratet, zwei Kinder  
Adresse: Am Bifang 1  
85375 Neufahrn  
Beruf: Diplom-Physiker

## Schulische Ausbildung:

1982 – 1986 Josef-Anton-Laucher Grundschule in Dillingen  
1986 – 1995 Johann-Michael-Sailer Gymnasium in Dillingen  
mit Abschluss Abitur

## Berufliche Ausbildung und Laufbahn

07/1995 – 06/1997 Wehrdienst und Ausbildung zum Offizier der Reserve  
10/1997 – 08/1999 Grundstudium der Physik an der Universität Ulm  
Vordiplom, Gesamtnote 1.5  
10/1999 – 10/2001 Hauptstudium der Physik an der Ernst-Moritz-Arndt-  
Universität in Greifswald  
11/2001 – 11/2002 Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik  
Teilinstitut Greifswald  
12/2002 Abschluss des Studiums der Physik, Gesamtnote 1.7  
01/2003 – 02/2003 Praktikant am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik  
seit 03/2003 Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische  
Physik in Garching bei München