

Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Institut für Experimentelle und Angewandte Physik

DISSERTATION
ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES
DOCTOR RERUM NATURALIUM
DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL

STAUB - PLASMA WECHSELWIRKUNG
IN EINER DOPPELPLASMA-ANLAGE

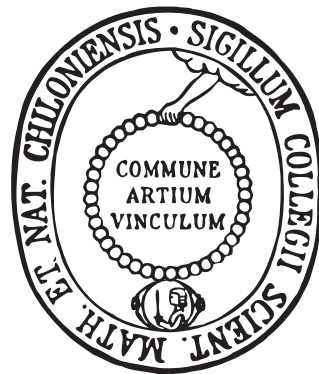
VORGELEGT VON

IMKE GOERTZ

GEB. AM 01.02.1974 IN OLDENBURG

AUS KIEL

KIEL, JUNI 2011



Diese Arbeit wurde mit L^AT_EX erstellt.

Referent: Prof. Dr. Alexander Piel

Korreferent: Prof. Dr. Holger Kersten

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juli 2011

Zum Druck genehmigt: Kiel, 13. Juli 2011

Der Dekan

Die Neugier steht immer an erster Stelle eines Problems,
das gelöst werden will.

Galileo Galilei

Abstract

In this work, the effect of charge reduction in dense dust clouds is analyzed in a double-plasma(DP)-device. The charging of an isolated dust particle is described by the orbital motion limited (OML) model. In laboratory plasmas dust particles are charged negatively and therefore reduce the free electron density in the vicinity of the dust.

The device as well as the newly developed system to generate a constant, adjustable dust flow were tested by known diagnostics. Ion-acoustic waves are known to have an increased phase velocity with reduced free electron densities and are used to show this behaviour here as well. Following this test the experiments to measure the effect of dust clouds were carried out.

Two known models to describe the potentials as a function of the dust density parameter $P \propto n_d/n_e$, one using a constant ion density (CIM) and the other using a Boltzmann distributed ion density (BIM), are extended to account for a secondary electron population in the experiment, measured by Langmuir probes. A carefully calibrated circular planar Langmuir probe and an emissive probe are used to obtain the potentials inside the dust cloud as well as outside in the dust free plasma.

On balance, the results were generally consistent with earlier measurements that the presence of the dust caused a depletion of electrons in the background plasma. However, these experiments were generally performed over a much wider range of the density parameter, P and show the influence of the dust inside dust cloud and outside.

There is a new, measurable and notable change in the plasma potential in the dust free region when the dust is introduced into the plasma that must be taken into account.

For the DP device, the extended Boltzmann distributed ions model (EBIM) does a much better job at predicting the plasma potential as a function of P for $P < 1$. For $P \gg 1$, neither the CIM nor EBIM accurately reproduce the experiment. However, the experimental measurements and conditions (argon gas, $T_e = 2\text{ eV}$, $T_e/T_i \approx 10$) suggest that some form of the CIM may be valid since the change in the ion densities in the dust-filled and dust-free regions are approximately the same, which requires to further extend the CIM.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Effekt der Ladungsträgerreduktion in dichten Staubwolken in einer Doppelplasma (DP)–Anlage untersucht. Die Aufladung eines isolierten Staubpartikels in einem stoßfreien Plasma wird durch das *orbital motion limited* (OML) Modell beschrieben. In Laborplasmen laden sich Staubpartikel negativ auf und reduzieren damit die freie Elektronendichte in der Umgebung.

Zunächst muss die gesamte Apparatur, einschließlich des neu entwickelten Systems zum Staubeintrag, mit einem stabilen Verfahren getestet werden, hier eignet sich die Diagnostik mittels ionenakustischer Wellen. Nach der erfolgreichen Überprüfung, die ionenakustische Geschwindigkeit nimmt in Anwesenheit von Staub zu, wird der eigentlichen Frage nach dem Einfluss der Staubdichte auf die Staubladung bzw. dem Verhalten der Potentiale nachgegangen.

Es werden zwei bekannte Modelle, die das Verhalten der Potentiale in Abhängigkeit vom Parameter $P \propto n_d/n_e$ beschreiben, vorgestellt. Das erste Modell geht von Boltzmann-verteilten Ionen aus, während das zweite eine konstante Ionendichte innerhalb und außerhalb der Staubwolke annimmt. Beide Modelle werden um eine zweite, kinetische Elektronenpopulation, die charakteristisch für DP-Maschinen sind, erweitert. Sowohl innerhalb als auch außerhalb der Staubwolke im staubfreien, umgebenden Plasma werden sorgfältige Messprozeduren für die Langmuir-Sonden- und Potentialmessungen vorgestellt.

Die Resultate stimmen mit den Ergebnissen vorheriger Messungen, die auch die durch Elektronenverarmung verursachten Effekte untersuchten, generell überein. Im Vergleich zu anderen bisher veröffentlichten Arbeiten, werden die hier durchgeführten Experimente in einem viel größeren Bereich des Staubdichteparameters P durchgeführt, ebenso werden durch die vergleichenden Messungen innerhalb und außerhalb der Staubwolke neue Erkenntnisse gewonnen.

Die Elektronendichten werden in beiden Bereichen, der staubfreien und staubgefüllten Region, durch die Anwesenheit von Staub beeinflusst, erwartungsgemäß im staubigen Bereich viel stärker.

Selbst im staubfreien Bereich ist eine messbare Änderung im Plasmapotential bei Staubfall zu beobachten. Die Berücksichtigung dieser Potentialänderung wird hier zum ersten Mal qualitativ und quantitativ bei der Auswertung der Ergebnisse durchgeführt.

Die in der DP-Maschine gemessenen Potentiale als Funktion von P werden durch eine Erweiterung um eine weitere kinetische Elektronenkomponente des Modells, das Boltzmann-verteilte Ionen annimmt, gut im Bereich von $P < 1$ vorhergesagt, unter Berücksichtigung der Plasmabedingungen im Labor (Argon, $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_e/T_i \approx 10$). Für $P \gg 1$ zeigt weder das konstante Ionen Modell noch ein erweitertes Modell eine Reproduzierbarkeit des Experiments. Die experimentelle Beobachtung, dass die Ionendichten innerhalb und außerhalb der Staubwolke annähernd gleich sind, legt die Vermutung nahe, dass eine zusätzliche Erweiterung des konstanten Ionen Modells seine Berechtigung finden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Die Doppelplasma-Anlage DoDo	6
2.1.1	Realisierung eines staubigen Plasmas	8
2.1.1.1	Staubpartikel	8
2.1.1.2	Staubrüttler	10
2.1.2	Aufbau für Wellenuntersuchungen	13
2.1.2.1	Anregungsmodi: TG, SG, DG	13
3	Diagnostiken	17
3.1	Staubdichtebestimmung (Extinktion)	18
3.2	Interferometrie mit IAW	20
3.2.1	Das Interferometer	20
3.3	Langmuir-Sonden	22
3.3.1	Die ebene und die zylindrische Sonde	27
3.3.2	Messprozedur	28
3.4	Die emissive Sonde	28
3.4.1	Floatingpotential- und Plasmapotential-Modus	30
3.4.2	Messprozedur	32
3.5	Plasmaoszillationsmethode	32
4	Grundlagen zu Staubauf Ladungsprozessen	37
4.1	Sondentheorie für Partikelaufladung	37
4.2	Elektronen- und Ionenströme	38
4.3	Gültigkeit des OML-Modells	41
4.4	Weitere Aufladungsmechanismen	42
4.5	Aufladungszeiten	44
4.6	Kräfte auf Staubpartikel	45
5	Ionenakustische Wellen	51
5.1	Theorie	52

5.1.1	Fluid Modell	52
5.1.2	Kinetisches Modell	54
5.1.2.1	Negative Ionenplasmen	56
5.1.2.2	Staubige Plasmen	57
5.2	Experimentelle Ergebnisse	58
5.2.1	IAW und DIAW in DoDo	62
5.3	Diskussion	65
6	Untersuchung des Staumdichteparameters in Laborplasmen	67
6.1	Plasmadichtemessungen in Anwesenheit von Staub (LP)	68
6.1.1	Experimentelle Ergebnisse	72
6.2	Potentialmessungen (emissive Sonde)	72
6.2.1	Modelle für dichte Staubwolken	73
6.2.1.1	Modell mit Boltzmann-verteilten Ionen (BIM)	73
6.2.1.2	Modell mit konstanter Ionendichte (CIM)	77
6.2.2	Erweiterte Modelle für zwei Elektronenpopulationen	78
6.2.2.1	Erweitertes Modell für zwei Elektronenpopulationen (EBIM) .	78
6.2.2.2	Erweitertes Modell für zwei Elektronenpopulationen (ECIM) .	82
6.2.3	Experimentelle Ergebnisse	84
6.2.4	Vergleich mit den Modellen	87
6.3	Diskussion	89
7	Zusammenfassung und Ausblick	93
	Literaturverzeichnis	97
A	Anhang	111
A.1	Untersuchte Staubpartikel	111
A.2	Detaillierte Programmbeschreibung zur Kennlinienauswertung	115
	Danksagung	119
	Curriculum Vitae	123

1

Einleitung

Plasmen als Materiezustand sind von großer Bedeutung, da ungefähr 99 % des Universums aus Plasma besteht, während die terrestrischen, natürlichen Plasmen, Blitze und Polarlichter, selten aber spektakulär sind.

Ein Plasma ist ein ionisiertes Gas, dessen charakteristische Eigenschaften durch den Ionisierungsgrad und die freien Ladungsträger, den Ionen und Elektronen, bestimmt wird. Staubige oder auch komplexe Plasmen bezeichnen Plasmen, die neben den Neutralgasatomen und den freien Ladungsträgern zusätzlich eingebrachte Partikel, von Nano - bis Mikrometer groß, enthalten. Komplexe Plasmen findet man im Universum sowohl im interstellaren als auch im interplanetaren Raum [Goe89, Men94, Hor96, Men00, Ver00, Shu01]. Die Saturnringe sind ein Beispiel für staubige Plasmen im Sonnensystem [Bli85, Goe89, Gra08, Can10].

Laborplasmen können gleichermaßen Bezug zu astrophysikalischen Problemstellungen haben [Kon05], als auch grundlegende Fragen zu Aufladungsprozessen und dynamischen Phänomenen der komplexen Plasmen beantworten. Modelle, entwickelt für astrophysikalische oder Laborplasmen, profitieren bedeutend von dem gegenseitigen Austausch und Erkenntnisgewinn [D'A90, Wal95, Sic00, Mer04, Ann10].

In der Plasmaphysik hat sich das Forschungsgebiet der komplexen Plasmen neben der Fusionsforschung und den Niedertemperaturplasmen fest etabliert. Die komplexen Plasmen eignen sich wegen der langsamen ablaufenden dynamischen Staubpartikelbewegungen sehr gut als Modellsysteme: Die Partikel lassen sich aufgrund ihrer Größe von einigen Mikrometern sehr gut beobachten. Es werden Aufladungsprozesse [Rat04] untersucht und mit entsprechenden, theoretischen Modellen verglichen [Wal95, Tom00, Sam03, Khr05, Bro08]. Ein zweiter Bereich sind die Plasmakristalle. Die Staubpartikel bilden in einer elektrostatischen Falle in einem kristallartigen Zustand Strukturen, ähnlich der Ionenkristalle in einer Paul- bzw. Penning-Falle. Hier ist es neben der eigentlichen Kristallstruktur im 2- bzw. 3-dimensionalen System auch möglich, Phasenübergänge direkt zu beobachten [Arp04, Arp05, Blo08]. In vielen dieser Systeme findet man auch staubfreie Bereiche, sogenannte *Voids* [Sam99, Gor99, Vau00, Tsy01, Vau04, Kre05], Wel-

len [Pie02, Tro06], Frequenzcluster [Men10, Men11] und Defektstrukturen [Mel96, I96, Nos07]. Ein zentrales Thema in der Erforschung der staubigen Plasmen ist die Oberflächenladung und ihre Variation auf den Staubpartikeln. Diese Oberflächenladung wird durch die Ströme der Elektronen und Ionen auf das Partikel bestimmt. In einer astrophysikalischen Umgebung können zusätzlich Photo- oder Sekundärelektronenemission zur Ladungsbilanz beitragen.

Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung und die Untersuchung des Ladungsverarmungseffekts eines Laborplasmas bei unterschiedlichen Staubdichten, die man in drei Regimes einteilen kann: Staub im Plasma (geringe Staubdichte), staubiges Plasma (hohe Staubdichte) und den Übergangsbereich. Im Staubdichte-Regime mit geringer Staubdichte – hier können die Partikel als isoliert im Plasma betrachtet werden – laden sich die Staubpartikel negativ auf, sie binden Elektronen an sich. Dabei bildet sich um ein Partikel eine positive Ladungsdichte, da es einerseits die positive Ionen anzieht und andererseits negative Elektronen abstößt. Diese positive Ladungsdichte schirmt die negative Partikelladung ab und reduziert die Intensität der Wechselwirkung. Diesen Effekt bezeichnet man als Debye-Abschirmung und er tritt instantan auf, sobald ein Partikel in ein Plasma eingebracht wird. Die elektrostatische Wechselwirkung der Staubpartikel untereinander mit einem deutlich größeren Abstand als der Debye-Länge ist daher vernachlässigbar. Die Bindung der freien Elektronen an die Staubpartikel und die damit einhergehende Reduktion der Elektronendichte in Anwesenheit von Staub kann durch die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von (Staub-) ionenakustischen Wellen nachgewiesen werden.

Im Regime mit hoher Staubdichte ist die Anzahl der Staubpartikel in dem Plasma so hoch, dass die Debye-Sphären der Teilchen überlappen. Dieses beeinflusst die Ladung auf der Partikeloberfläche, denn die Staubpartikel konkurrieren untereinander um die verfügbaren freien Ladungsträger [Hav87, Goe89].

In dieser Arbeit wird experimentell untersucht, ob im Laborplasma die Abnahme der Staubladung mit zunehmender Staubdichte beobachtet werden kann. Eine direkte Bestimmung der Staubladung ist im Experiment nicht möglich, so dass diese durch einen Vergleich mit dem Floatingpotential einer kleinen emissiven Sonde ermittelt wird.

Im Folgenden werden für die verschiedenen Regimes die Potentialverläufe untersucht. Die zu messenden Potentiale sind das Plasmapotential des umgebenden Plasmas, das Interpartikelpotential innerhalb der Staubwolke, dem sogenannten Cloudpotential, und das Floatingpotential. Das Floatingpotential einer kleinen emissiven Sonde unterliegt den gleichen Aufladungsmechanismen wie ein Staubpartikel. Für den Einsatz der Sonde bei Staubfall ist sicherzustellen, dass keine Kontaminationserscheinungen die Messergebnisse beeinflussen, gegebenenfalls sind Gegenmaßnahmen zu entwickeln.

Im Gegensatz zu bisherigen Untersuchungen wird hier auch außerhalb des Staubfallbereichs das Verhalten des umgebenden Plasmas beobachtet. Dafür werden neben Potentialmessungen auch Messungen der typischen Plasmaparameter mittels Langmuir-Sonden durchgeführt. Neue Erkenntnisse werden mit bisherigen Arbeiten in Relation [Bar94, Bar96a, Nak99, Tro03, Adh07]

gesetzt.

Die experimentellen Ergebnisse der Potentialmessungen werden mit Modellen verglichen werden. Es existieren zwei Modelle, die die Entwicklung des Oberflächenpotentials eines Staubpartikels und des Cloudpotentials beschreiben. Das eine Modell wurde für die Potentialentwicklungen astrophysikalischer Plasmen entwickelt [Goe84], das andere beschreibt die Situation der Laborplasmen [Mel08]. Bei zunehmender Staubbichte nimmt die Partikelladung, die proportional zur Differenz des Cloudpotentials vom Floatingpotential ist, wie zu erwarten in beiden Modellen ab. Der Unterschied liegt in der Betrachtung der Ionendichte, der dazu führt, dass sich für den Grenzfall sehr hoher Staubbichten unterschiedliche Endwerte für Floating- und Cloudpotentiale ergeben. Anhand der experimentellen Ergebnisse der Potentialmessungen werden die Modelle bewertet. Dabei wird auch eine kritische Betrachtung der Modellannahmen vorgenommen.

Für die Untersuchungen des Ladungsverarmungseffekts eignet sich ein ruhiges, großvolumiges Plasma, wie es eine Doppel-Plasma (DP)-Maschine bietet. Aufgrund der Größe besteht hier die Möglichkeit, in einer Kammer ein staubiges Plasma lokal begrenzt innerhalb eines umgebenden Plasmas zu erzeugen. Für einen großen, experimentell zugänglichen Bereich der Staubbichte ist es maßgeblich, einen Staubrüttler zu entwickeln und zu konstruieren, der zuverlässig unterschiedliche Staubbichten bei konstantem Staubfluss erzeugen kann, denn nur so sind reproduzierbare und vergleichende Messungen unter gleichen Bedingungen möglich. Die Wahl der Staubpartikel (Material, Form und Größe) beeinflusst die Partikelladung, aber auch die Schütteleigenschaften, d.h. ob überhaupt und wenn, wie gut und konstant der Staub ins Plasma eingebracht werden kann.

Diese Arbeit gibt einen umfassenden Einblick zu den Phänomenen, die eine Staubwolke in einem Plasma erzeugen kann. Die zugrundeliegenden Fragen sind sowohl technischer als auch physikalischer Natur. In Kapitel 2 wird der experimentelle Aufbau, die Konstruktion des Staubrüttlers und die Wahl der Staubpartikel beschrieben. Kapitel 3 erklärt die eingesetzten Diagnostiken, mit denen die entsprechenden Messungen vorgenommen wurden. Kapitel 4 erläutert die Grundlagen zu den Staubauffladungsprozessen in komplexen Plasmen und Kapitel 5 schließt mit dem grundsätzlichen Nachweise der Eignung des Experiments durch die Untersuchung der (Staub-) ionenakustischen Wellen an. Im Kapitel 6 werden die Messergebnisse vorgestellt, mit Modellen verglichen und in Zusammenhang mit anderen Arbeiten gesetzt. Den Abschluss bildet die Zusammenfassung der Arbeit in Kapitel 7.

2

Experimenteller Aufbau

Die Untersuchung des Ladungsverarmungseffekts, wird an der Kieler Doppelplasmaanlage DoDo (*Double Plasma Device for Double Layer Investigations*) durchgeführt. Doppelplasma (DP)-Anlagen zeichnen sich dadurch aus, dass zwei Plasmakammern, unabhängig voneinander betrieben werden können. Mit einer Potentialdifferenz zwischen diesen Kammern erzeugt man einen Ionenstrahl. Dieser Versuchsaufbau erlaubt vielfältige Experimente zu Elektronenstrahl- [Jel94, Pal03] oder Ionenstrahl-Plasma Wechselwirkungen [Tay72, Arm91, Sar96, Hon98, Mis07, Tay72], ionenakustische Wellen [Chu91, Sch91, Nak97], Solitonen [Hon97, Nak01], Schockwellen [Nak02, Bai08], Gitterschichtoszillationen [Pie96, Klo97b, Gye99] und chaotischen Phänomenen [Che87, Ohn89, Hay96].

In Kiel wurde DoDo 1995 für Experimente zu Ionen-dynamischen Prozessen aufgebaut [Klo97a]. Erste Ergebnisse wurden mit den Arbeiten zu Gitterschichtoszillationen 1996 präsentiert [Pie96, Klo97b, Roh97]. Im Jahr 2003 sind Messungen der Ionenreibungskraft an frei fallenden Partikeln vorgenommen worden [Hir03, Hir04b, Hir04a]. Der Ausbreitungsmechanismus ionenakustischer Wellen wird an DoDo seit 2005 untersucht [Goe06]. Zunächst wurden Messungen in reinen Edelgasen, dann in Ar-SF₆-Gasgemischen und abschließend in staubigen Plasmen durchgeführt [Goe07, Goe10]. Die neuesten Potentialmessungen in DoDo untersuchen das Plasmaverhalten in Anwesenheit großer Staubmengen [Goe11].

Ein Grund für die Wahl der DP-Maschine ist das ruhige, großvolumige Plasma der Targetkammer, die durch die gewählte Positionierung des Staubrüttlers nur teilweise mit Staub gefüllt ist. Damit ist es möglich, zusätzlich zum zeitlichen Verhalten, insbesondere vor und während des Staubfalls, auch die Potentiale und Dichten innerhalb und außerhalb der Staubregion zu bestimmen und zu vergleichen. Die Plasmaparameter werden durch die Entladungsbedingungen bestimmt und werden präzise mit verschiedenen Methoden gemessen. Um eine solide Basis für die neuen, direkten Potentialmessungen in Anwesenheit von Staub zu schaffen, sind vergleichbare und reproduzierbare Messungen auf einem bekannten Gebiet

unabdingbar. Aufgrund ihrer vielfältigen Betriebsmodi sind DP-Maschinen sehr gut geeignet, um Wellenphänomene zu untersuchen. Da es hierzu bereits eine Reihe von Versuchen [Hir71, Chr77, Nak78, Sch91, Her09, Wan06, Nak97, Nak99] in DP-Maschinen gibt, eignet sich diese Untersuchung auch hervorragend zum Vergleich des Einflusses von Staub auf die Ladungsträgerverarmung bei ähnlichen Plasmabedingungen.

Dieses Kapitel stellt die jeweiligen detaillierten experimentellen Aufbauten vor und diskutiert die damit verbunden Besonderheiten für die Diagnostiken und deren Auswertung.

2.1 Die Doppelplasma-Anlage DoDo

Die Kieler DP-Maschine (s. Abb. 2.1) besteht aus einem Edelstahlzylinder mit einem Innendurchmesser von 50 cm und 120 cm Länge [Klo97a]. In den zwei Kammern sind drei Filamentkathoden eingebracht. Die Glühdrähte sind Wolframdrähte, jeweils 10 cm lang und 0.2 mm im Durchmesser. Das Source- und das Targetplasma werden durch ein Edelstahlgitter mit einer Transparenz von 64% getrennt. In jeder Kammer befinden sich zusätzliche, von der Gehäusewand isolierte Stahlzylinder als Anoden. In ihnen befinden sich zehn Reihen Permanentmagnete alternierender Polarität. Dieser Aufbau sorgt für das *multi-line-cusp* Magnetfeld, das die primär erzeugten Elektronen der Glühkathoden einschließt [Leu75]. Für die Erzeugung eines Plasmas wird eine negative DC Entladungsspannung U_D zwischen der geerdeten Anode und den drei Filamenten einer Kammer angelegt. Der Basisdruck dieser

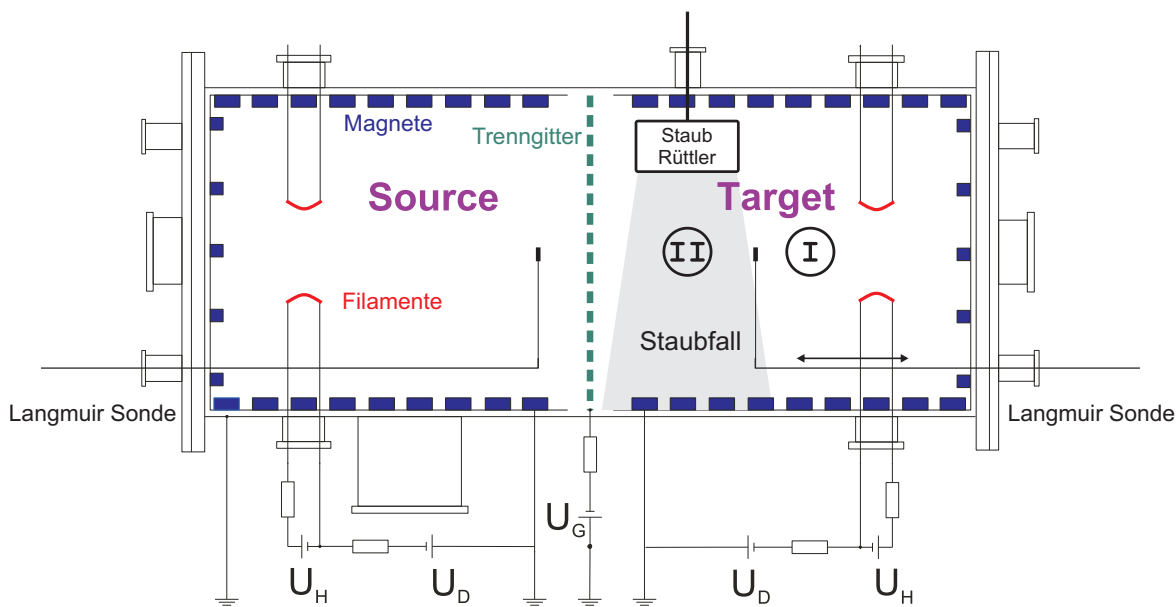


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Doppelplasma-Anlage mit dem integrierten Staubrüttler. Die Positionen I und II markieren die Positionen für die Potentialmessungen außerhalb und innerhalb der Staubwolke.

Anlage ist 1×10^{-4} Pa. Für den symmetrischen Betrieb der DP-Maschine mit einem negativ vorgespannten Trenngitter werden die Gitterspannung $U_G = -100$ V, die Entladungsspannung $U_D = -72$ V und der Entladungsstrom $I_D = 50$ mA für jede Plasmakammer fest gewählt. Der Argon-Betriebsgasdruck ist 1.6×10^{-2} Pa ¹.

Durch die emittierten und beschleunigten Elektronen der negativ vorgespannten Glühkathoden wird ein Plasma in einer DP-Maschine durch Stoßionisation erzeugt. Die Energie der Primärelektronen liegt bei einer Entladungsspannung von $U_D = -72$ V bei ca. 80 eV bis 100 eV, abhängig von der an den Filamenten angelegten Heizspannung. Dabei bleibt immer eine kleinere Population teilthermalisierter Primärelektronen übrig [Has97, Pus06], die ihre durch die Beschleunigung erhaltenen Energie nicht vollständig in Stößen verloren haben. Dieser Anteil beträgt ca. 10 % der gesamten Elektronenpopulation und hat eine um den Faktor zehn höhere Temperatur $T_{ke} \approx 20$ eV. Typische Plasmaparameter des Experiments DoDo und die abgeleitete Größen für ein Argonplasma sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Tabelle 2.1: *Typische Plasmaparameter im Experiment DoDo und abgeleitete Größen in Argon.*

Betriebsparameter - Argon-Plasma			
Basisdruck	p_{vak}	1×10^{-4}	Pa
Neutralgasdruck	p_{ar}	1.6×10^{-2}	Pa
Variationsparameter			
Trenngitterspannung	U_G	$-100 \dots + 20$	V
Entladungsstrom	I_D	$50 \dots 300$	mA
Plasmaparameter			
Elektronendichte	n_e	1×10^{15}	m^{-3}
Elektronentemperatur (thermisch)	T_e	2	eV
Elektronentemperatur (kinetisch)	T_{ke}	20	eV
Ionentemperatur	T_i	$0.025 \dots 0.2$	eV
abgeleitete Parameter			
Elektronenthermische Geschwindigkeit	$v_{th,e}$	1×10^6	m s^{-1}
Ionenthermische Geschwindigkeit	$v_{th,i}$	$350 \dots 1 \times 10^3$	m s^{-1}
Ionenschallgeschwindigkeit	C_s	2300	m s^{-1}
Elektronen-Debye-Länge	λ_{De}	330	μm
Ionen-Debye-Länge	λ_{Di}	105	μm
linearisierte Debye-Länge	λ_D	100	μm
mittlere freie Weglänge der Elektronen	$\lambda_{mfW,e}$	0.7	m
mittlere freie Weglänge der Ionen	$\lambda_{mfW,i}$	0.1	m
Ionisationsgrad	η	$0.1 \dots 1$	%

¹ Um Verwechslungen auszuschließen, wird in dieser Arbeit die amerikanische Notation verwendet, mit dem Punkt als Dezimaltrennzeichen und „ \times “ als Multiplikationszeichen.

2.1.1 Realisierung eines staubigen Plasmas

Für die Realisierung eines staubigen Plasmas gibt es verschiedene Möglichkeiten. Ein komplexes Plasma kann durch:

- Partikeleinfang in einer Potentialfalle
- Staubfluss
 - Stauberzeugung in der Plasmakammer (nm, ganze Kammer)
 - Betrieb eines Staubrüttlers (μm , partieller Staubfall in Plasmakammer)

erreicht werden.

Bei den für diese Arbeit untersuchten Phänomenen interessiert die Wirkung des Staub auf das Plasma, innerhalb und außerhalb des Gebietes, in dem sich Staub befindet. Dabei kommt der Staubdichteveriation eine besondere Bedeutung zu. Einflüsse der Staubpartikelgröße innerhalb staubiger Plasmen sind in Abbildung 2.2 zusammengefasst. Der hier wichtige Unterschied liegt in der Staubproduktion. Während der Eintrag des μm -Staub örtlich begrenzt ist, findet bei der in-situ Produktion von nm-Staub prinzipiell eine Erzeugung in der gesamten Kammer statt. Gleichzeitig lassen sich μm -große Partikel nur mit einer zusätzlichen Elektrode einfangen, die wiederum die Plasmaparameter stark verändert [Arn99, Tho97]. Durch den kontinuierlichen Staubfluss eines Staubrüttlers hingegen sind Untersuchungen ohne zusätzliche Störungen des Plasmas, wie eine Potentialfalle, optimal möglich.

2.1.1.1 Staubpartikel

Insgesamt wurden 26 verschiedene Partikelproben, einteilbar in acht Staubgruppen (Toner, Siliziumdioxid, Bariumsulfat, Siliziumcarbid, Titandioxid, Calciumcarbonat, Nickelpulver und Aluminiumoxid), untersucht. Nach einer ersten optischen positiven Beurteilung zur Homogenität der Partikel durch ein Lichtmikroskop wurde entweder ein Schüttel- oder Temperaturtest

		Staubproduktion	Staub-Physik	Betriebszeit	Temperatur	Zeitskalen
		st Staubiges Plasma	externe Erzeugung: Konstruktion eines Staubrüttlers	Gravitation dominiert	limitiertes Staub- Partikel Reservoir: ~ 45 min	unempfindlich für Temperaturgradienten
nm-Staub	interne Erzeugung: in-situ Produktion durch Plasma Prozesse	Gravitation vernachlässigbar	unbegrenzt	reagiert auf Temperaturgradienten	möglicherweise keine Vernachlässigung der Staubdynamik	

Abbildung 2.2: Vergleich der Partikelgröße und deren Einfluss auf das Experiment.

durchgeführt. Konnten die Partikel der einen Anforderung standhalten, entschied der entsprechende zweite Test, ob die Partikel für Folgeuntersuchungen ausgewählt wurden. Im Anhang A.1 stellt die Tabelle A.1 die getesteten Partikel und die Testverfahren dar. Die geforderten Eigenschaften der Partikel, die in diesem Experiment eingesetzt werden sollten, sind beträchtlich:

- Für die Untersuchungen des Staubdichteparameters $P = 4\pi\lambda_{De}^2 r_d n_d$ muss bei der Wahl der Partikelgröße die richtige Balance zwischen der Partikelgröße ($P \propto r_d$) und der daraus resultierenden Staubpartikeldichte gefunden werden. Abschätzungen für die Plasmabedingungen im Experiment DoDo zeigen, dass ein Partikeldurchmesser im Bereich von $1\ \mu\text{m} \leq \text{Partikeldurchmesser} \leq 15\ \mu\text{m}$ wünschenswert ist.
- Helle Partikel reflektieren Laserlicht besser als dunkle und ermöglichen damit eine einfachere Diagnostik.
- Die Ladung auf sphärischen Partikeln lässt sich durch den Vergleich mit einem Kugelkondensator besser abschätzen als auf unregelmäßig geformten Partikeln.
- Ebenso möchte man den Staub als einzelne Spezies behandeln, was monodisperse Partikel voraussetzt. Die Ladungen der Partikel sind dann alle vergleichbar groß.
- Innerhalb der Plasmasäule in einer DP-Maschine können Temperaturen von ca. $100\ ^\circ\text{C}$ und mehr erreicht werden. Das eingesetzte Material muss daher in diesem Bereich temperaturbeständig sein.
- Die Adhäsion der Staubpartikel untereinander aufgrund von Luftfeuchtigkeit ist unerwünscht, da diese wieder als neue Spezies betrachtet werden müssten. Die Partikel müssen daher hydrophob sein. Außerdem ist einem zusätzlichen Eintrag von Luftfeuchtigkeit für den Evakuierungsvorgang vorzubeugen.
- Bei den geplanten Experimenten ist ein hoher Staubpartikelverlust trotz Wiederverwendung zu erwarten. Für eine einzelne Befüllung des Staubreservoirs werden 100 g benötigt, sodass für größere Messkampagnen ein günstiger Anschaffungspreis vorteilhaft ist.

Bei der Partikel-Tauglichkeitsprüfung bewährte sich das Material der Firma Wacker Chemie AG [Wac], das allen Bedingungen entspricht. In Abbildung 2.3 ist das Material dargestellt. Es handelt sich dabei um Partikel mit dem Hauptbestandteil SiO_2 , die als Zwischenprodukt für Isolierschichten im μm -Bereich entwickelt wurden. Die Partikel sind monodisperse Kugeln mit einem Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$. Der Temperaturtest zeigte eine Temperaturbeständigkeit bis über $200\ ^\circ\text{C}$, sowohl in einem Ofen als auch im Plasma. Aufgrund hydrophober Oberflächeneigenschaft bildet das Material keine Agglomerate, so dass es sehr gute Rieseigenschaften aufweist. Ähnliche Materialien finden auch in der Kosmetik Anwendung, z. B. im Rasierschaum, in Puder oder in Anti-Aging Produkten.

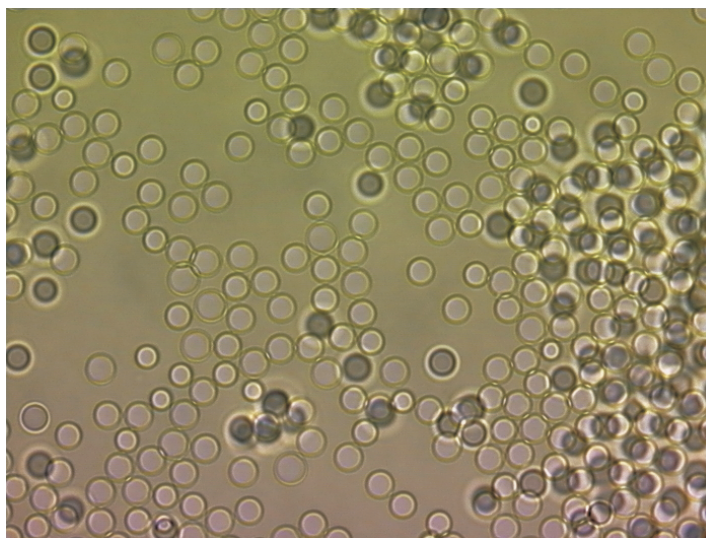


Abbildung 2.3: Diese Aufnahme wurde mit einem Immersionsmikroskop aufgenommen. Die optische Variation der Partikelgröße ist durch die Lage der Partikel erklärt. Sie schweben in einer Flüssigkeit (Öl) und befinden sich deshalb nicht alle einer Ebene.

2.1.1.2 Staubrüttler

Das Ergebnis der Testreihen zu den Staubpartikeln lässt nur eine Partikelsorte zu. Diese μm -großen Partikel eignen sich als einzige gut für den Betrieb des Staubrüttlers — ein Einfang wäre ohnehin nicht möglich. Der Staubdichteparameter $P = 4\pi\lambda_{De}^2 r_d n_d$ lässt sich mit der Entscheidung für diese eine Partikelsorte also nicht über den Partikelradius steuern. Eine Änderung der Elektronen-Debye-Länge λ_{De} kann nur über eine Änderung der Plasmaeinstellungen vorgenommen werden, die Folge sind große Änderungen in den Plasmaparametern. Um die Plasmaparameter während der Stauffallexperimente möglichst konstant zu halten, wurde der Schwerpunkt bei der Entwicklung des Staubrüttlers auf die Variation der Staubdichte gelegt. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Staubrüttler hat einen Durchmesser von 95 mm und ist 50 mm hoch. Der Staub wird durch ein Sieb mit einer Maschenweite von 20 μm ins Plasma eingebracht. Der Abstand zwischen dem Staubrüttler und dem Trenngitter beträgt 120 mm. Es ist sichergestellt, dass der Staubrüttler sich nicht innerhalb der Plasmasäule befindet und damit das Plasma stört. Die optimale Kombination des Staubs mit dem Staubreservoir erfordert einen Aufbau, der auch unter Vakuumbedingungen im Plasma funktioniert. Verschiedene Systemkonfigurationen mit unterschiedlichen Antrieben für das Rütteln wurden ausprobiert. Als Rüttelantriebe wurden z. B. Handy-Vibrationsmotoren, Bass-Vibrationserzeuger und elektrische Rasierer ausprobiert. Das zuverlässigste Ergebnis sowohl unter Atmosphärendruck als auch unter Vakuumbedingungen lieferte der Piezo-Stack, bestehend aus acht 1 mm dicken Kupferscheiben, die einen Durchmesser von 38 mm haben, und sieben 6.5 mm dicken Piezo-Scheiben der Firma PI Ceramic GmbH mit einem Durchmesser von 38 mm, Materialtyp 181 [PI 11]. Der Piezo Stack wird mittels eines 2 mm starken V2A (Nirosta) Blechs am Sieb

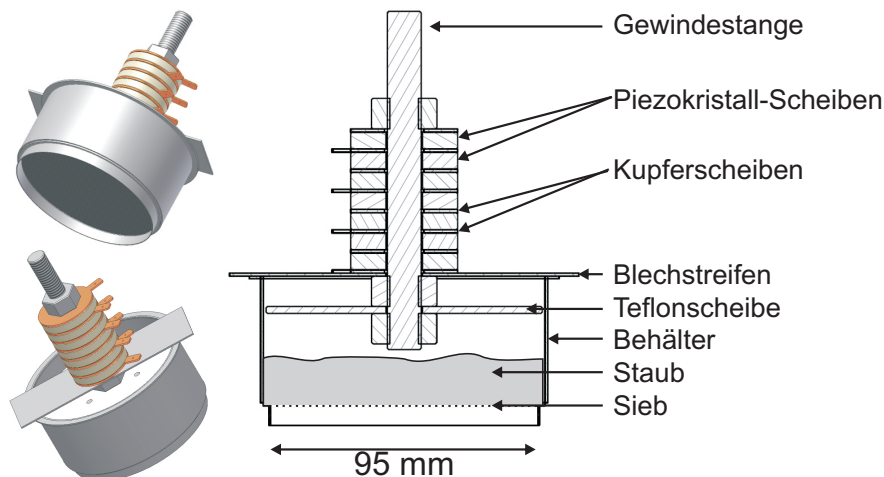


Abbildung 2.4: Dreidimensionale Darstellungen des Staubrüttlers (links) und ein Schnitt durch die Konstruktion (rechts).

festgeschraubt. Die M8 Gewindestange dient der Befestigung der gesamten Konstruktion an einem Flansch. Durch das Anziehen der M8 Muttern werden die Piezo-Scheiben in ihrem Schwingverhalten verändert. Umfangreiche Testreihen mit einem Drehmomentschlüssel ergaben einen Wert von 15 N m für optimales Schütteln. Eine Teflonscheibe deckt das Staubreservoir ab, so kann der Staub nur durch das Siebgewebe aus dem Behälter gerüttelt werden. Die drei Löcher in der Teflonscheibe sorgen für einen Druckausgleich beim Evakuieren innerhalb des Staubrüttlers und der DP-Maschine. Ansonsten wird beim Anschalten der Pumpen ein großer Teil der Staubmenge aus dem Rüttler gesaugt. Kleine Glaskügelchen mit einem Durchmesser von 2 mm sind unerlässlich für einen kontinuierlichen und gleichmäßigen Staubfall. Sie springen im Betrieb auf dem Siebgewebe und verstärken zum einen damit die vom Piezo-Stack übertragene Amplitude der gittervibration. Weiterhin können sie zusammenhaftende Staubpartikel wieder trennen. Vor jeder neuen Befüllung wird für einen optimalen Staubfall das Sieb im Ultraschallbad gereinigt, keine Staubpartikel sollen sich mehr im Siebgewebe befinden. Eine anschließende Spülung mit Isopropanol stellt sicher, dass alle Oberflächen fettfrei sind. Vor dem Einbau in die DP-Anlage wird das Sieb, genau wie der Staub ca. zwei Stunden im Ofen bei 70 °C gewärmt, damit sich keine Feuchtigkeit am Metall oder Staub niederschlagen kann. Das Sieb wird zunächst mit so vielen Glaskügelchen gefüllt, dass fast die ganze Siebfläche bedeckt ist, das entspricht ungefähr 20 g. Die eingefüllte Staubmenge beträgt danach immer 100 g. Eine größere Staubmenge ist für das Staubfallverhalten unvorteilhaft. Sie verhindert eine freie Bewegung einzelner Partikel im Staubgefäß durch die Bildung von großen, festen Staubklumpen. Dreidimensionale Darstellungen sowie ein Schnitt durch den Staubrüttler sind in [Abbildung 2.4](#) zu sehen.

Damit der Piezo-Stack den Staubrüttler zu einer ausreichend hohen Schwingungsamplitude

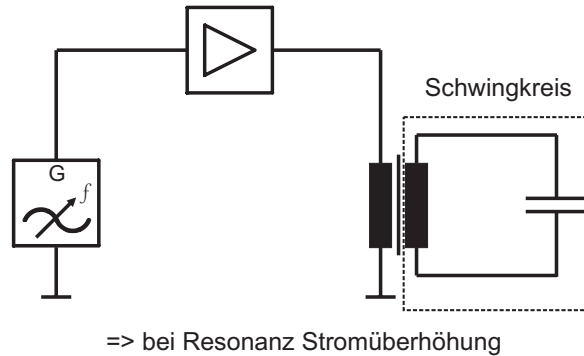


Abbildung 2.5: Schematischer Schaltplan zum Betrieb des Piezostacks am Staubrüttler, der hier dem Kondensator entspricht. Eine sinusförmige Spannung des Frequenzgenerators wird über den BOSS (Mod.Nr. BOS/S 50-8) verstärkt, der folgende Ringkerntransformator erhöht die Spannung weiter. Die Resonanz des Schwingkreises führt zur Stromüberhöhung.

anregen kann, ist eine hohe Spannungsamplitude zwingend erforderlich. Der eingesetzte Frequenzgenerator bietet eine Spannung von $20 V_{pp}$. Die Leistungsverstärkung wird durch einen *Bipolar Operational Source/Sink* (BOSS) Verstärker (Mod.Nr. BOS/S 50-8 von Electronic Measurements) erreicht. Da die Ausgangsspannung noch immer zu klein ist, wird ein Ringkerntransformator mit einem Übertragungsverhältnis von 1:7 eingesetzt. Die Sekundärspule bildet mit dem Piezo-Stack einen Schwingkreis, so dass im Resonanzfall eine noch höhere Spannung bzw. ein höherer Strom anliegt. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 2.5 gegeben.

Eine Messung der Spannung und der Stromstärke des Aufbaus in Abhängigkeit von der Frequenz ist in Abb. 2.6 dargestellt. Man erkennt, dass es sich um einen Schwingkreis höherer Ordnung handelt. Die Resonanz der Staubrüttler-Konstruktion (ohne Staub und Glaskügelchen) findet sich in einem Frequenzbereich von $f = (34-38)$ kHz. Die Resonanzfrequenz ist in diesem Fall stark von der Masse des Systems abhängig. Die Zugabe von 100 g Staub und ungefähr 20 g Glaskügelchen erhöhen die Trägheit des Systems. Dann liegt die Resonanzfrequenz zwischen $f = (17-21)$ kHz. Weiterhin ist mit zunehmender Staubfallzeit eine Anpassung der Betriebsfrequenz zu höheren Frequenzen vorzunehmen.

Die hier vorgestellte Konstruktion variiert die Staubdichte über die Erregerspannung des Piezo-Stacks. Mit einer Erregerspannung von $(50-110) V_{pp}$ in einem Frequenzbereich von $f = (17-21)$ kHz lassen sich Staubdichten von $n_d = (0.2-72) \times 10^{10} m^{-3}$ erreichen. In Abbildung 2.7 sind die erreichbaren Staubdichten in Abhängigkeit der elektrischen Scheinleistung P_{el} dargestellt. Über den getesteten Bereich der elektrischen Scheinleistung ergibt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zur Staubdichte

$$n_d \approx 1.2 \times 10^{10} m^{-3} \left(\frac{P_{el}}{VA} - 1 \right). \quad (2.1)$$

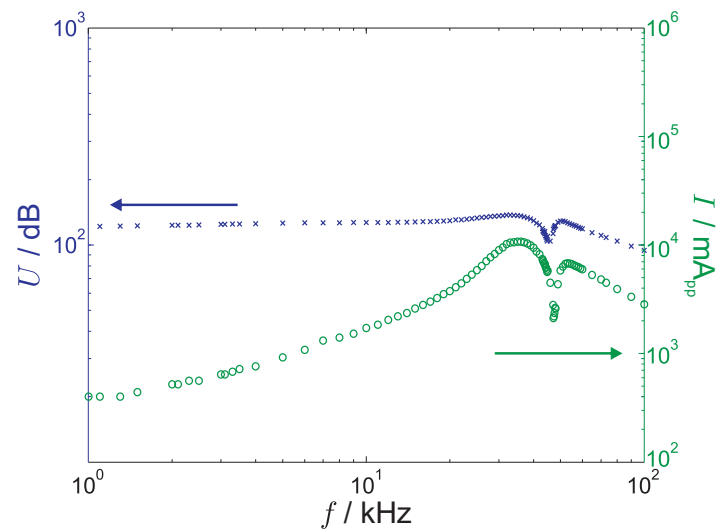


Abbildung 2.6: Resonanzverhalten des Staubrüttlers ohne Befüllung. Optimales Schüttelverhalten wird bei $f = (34\text{--}38)$ kHz erreicht. Aufgrund des komplexen Systems, bestehend aus Transformator, Piezo-Stack (elektrisch) und der Masse des Piezo-Stack (inklusive Sieb), ergibt sich auch ein kompliziertes Feder-Masse System. Dadurch ist das Minimum erklärbar. Eine klassische Resonanzkurve enthält nur 1 Maximum.

Bei einer exemplarischen Staubdichte von $n_d = 30 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ergibt sich eine Staubfalldauer von 12 min, da das Staubvolumen im Staubreservoir des Rüttlers auf 250 cm^3 begrenzt ist.

2.1.2 Aufbau für Wellenuntersuchungen

Für die Wellenuntersuchungen wird der Versuchsaufbau im Vergleich zu Abb. 2.1 etwas modifiziert. Für die Anregung der ionenakustischen Wellen wird ein Doppelgitter (DG) eingebaut, siehe Abb. 2.8. Die Position des DGs wird so gewählt, dass es mit der Kante des Staubrüttlers übereinstimmt. Es soll kein staubfreier Bereich zwischen dem Anregungsgitter und der Staubwolke während des Staubbetriebes entstehen. Mit dieser Position kann zusätzlich gewährleistet werden, dass die von den Glühkathoden emittierten Primärelektronen nicht abgeschattet werden. Die Aufgabe dieser Wellenuntersuchungen ist die Überprüfung, ob die gewählten Parameter (Staubpartikel, Staubdichten, Arbeitsgasdruck, Plasmamparameter etc.) den Anforderungen eines schon wohlbekannten Messverfahrens [Der83, Goe06] genügen.

2.1.2.1 Anregungsmodi: TG, SG, DG

Für die externe Anregung von ionenakustischen Wellen nutzt man in einer DP-Maschine ein Gitter. Es kann auf das Trenngitter (TG) zurückgegriffen werden oder man montiert ein zusätzliches Anregungsgitter in der Plasmakammer. In DP-Anlagen haben sich Doppelgitter (DG) bewährt. Das während dieser Arbeit konstruierte DG kann aber auch so betrieben

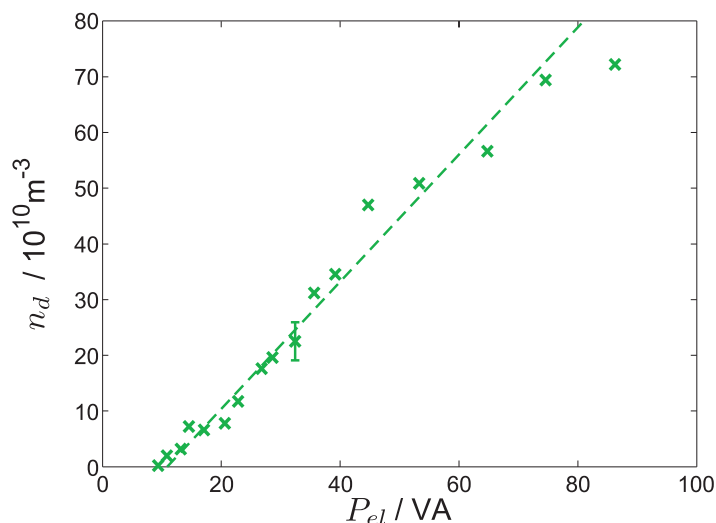


Abbildung 2.7: Staubbichte n_d in Abhängigkeit von der elektrischen Scheinleistung P_{el} . Der hier dargestellte lineare Zusammenhang ist dominierend, dennoch beeinflusst auch die im Staubreservoir enthaltene Staubmenge n_d .

werden, dass nur eines der zwei Gitter die Wellen anregt, das ist dann die sogenannte *single grid* (SG)-Anregung. Um das Plasma so wenig wie möglich zu stören, lässt man das zusätzlich eingebaute Anregungsgitter floaten.

Die unterschiedlichen Anregungsmodi haben für diese Versuchsanordnung verschiedene Vor- und Nachteile, die in Tabelle 2.2 zusammengefasst sind. Das DG hat eine Gitterfläche von 12 cm mit einer Transparenz von 64 %, entsprechend dem Gewebe des Trenngitters. Der Abstand zwischen den Gittern ist variabel, empirisch zeigt sich, dass 7 mm Abstand eine gute Distanz ist. Die Montage des DG über eine Flansch ist so gewählt, dass die Möglichkeit besteht, die Gitterkonstruktion aus der Plasmasäule herauszudrehen.

Tabelle 2.2: Vor- und Nachteile der möglichen Wellenanregungsmodi in der DP-Maschine mit dem Trenngitter (TG), dem Doppelgitter (DG) oder einem einzelnen Gitter (SG).

	TG	DG	SG
Vorteil	großflächige Wellenanregung	große Amplitude floatend	keine Überlagerungen der Wellenphänomene bei hohen Frequenzen floatend
Nachteil	zu großer Abstand vom Staubrüttler Vorspannung des Gitters	Überlagerung der Wellenphänomene bei hohen Frequenzen	kleine Amplitude

Für die Untersuchung der Wellenphänomene eignet sich das DG besser als ein SG. Beim SG-Betrieb sind die Amplituden insbesondere bei hohen Frequenzen zu klein. Durch die starke

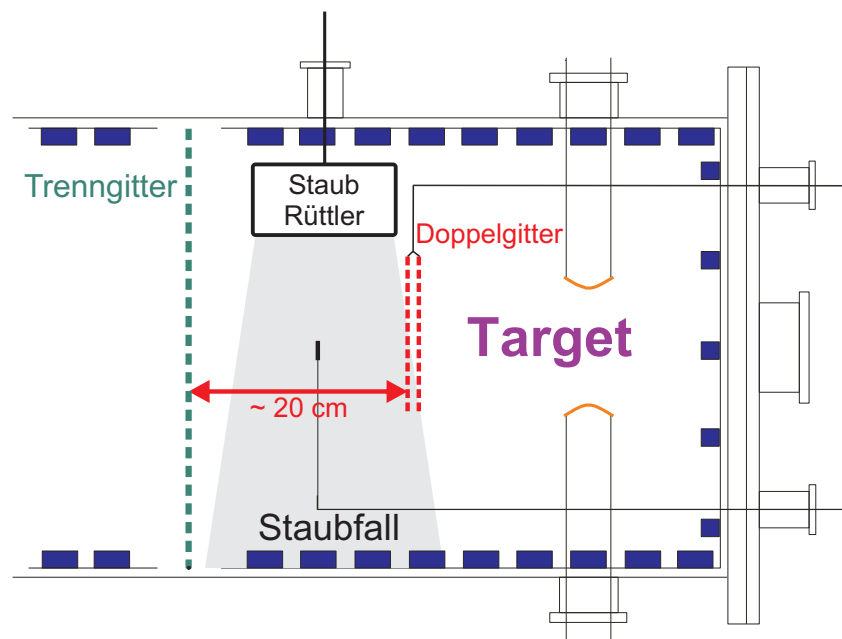


Abbildung 2.8: Targetkammer von DoDo mit eingebautem Doppelgitter für die Anregung von ionenakustischen Wellen.

Dämpfung sind die Wellenzüge zu kurz ($\sim 1/4 \lambda$), um ausgewertet zu werden. Das TG ist zu weit von der Staubsäule entfernt, so dass weitere räumliche Effekte berücksichtigt werden müssen. Damit bleibt einzig das DG für die Anregung der Wellen. Für Untersuchungen von IAW muss gewährleistet sein, dass keine Pseudowellen erzeugt werden [Goe06].

Mit der hier vorgestellten Anordnung lässt sich in einer großvolumigen Plasmakammer, die verschiedene Diagnostiken ermöglicht, ein ruhiges Plasma erzeugen, in dem ein lokal begrenzter Staubfluss erfolgen kann. Dabei lässt sich der Staubfluss über einen großen Staubsichtbereich variieren.

3

Diagnostiken

Die Auswahl der Diagnostiken, ihr Einsatz und der sorgfältige Umgang mit ihnen ist für diese Arbeit entscheidend, da erst die Kombination mehrerer Verfahren ein vollständiges Bild des komplexen Sachverhaltes zulässt. Experimentelle Untersuchungen in Anwesenheit von Staub führen bei der Verwendung von Sonden im Staubfallbereich zwangsläufig zur Kontamination, da sich Staub auf der Sonde absetzt. Diese Verschmutzungserscheinungen verfälschen die Messergebnisse. Dieser Einfluss des Staubs ist zu vermeiden bzw. rückgängig zu machen. Daher ist eine sehr aufwendige Messvorschrift notwendig, mit der die Reproduzierbarkeit der Messreihen gewährleistet ist.

Die Messung der Staubdichte ist grundlegend für die angestrebten Untersuchungen des Einflusses von Staub und der Dichtevariation auf die Plasmaparameter. Dafür wird eine Extinktionssignal-Diagnostik verwendet.

In den ersten Untersuchungen wird überprüft, ob Staub mit den hier generierten Staubdichten das Plasma und seine Charakteristika beeinflusst. Dazu wird ein System basierend auf der Hochfrequenz-Interferometrie genutzt. Mit dem Interferometer lassen sich ionenakustische Wellen phasen- und amplitudenempfindlich detektieren.

Die Bestimmung der kennzeichnenden Plasmaparameter erfolgt typischerweise mit der Sonden-diagnostik. Die Dichtebestimmung bedarf im Experiment DoDo aufgrund der Staubkontamination einer Kalibration. Hierfür wird die absolute Dichtenmessung mit der Plasmaoszillationsmethode verwendet. Die emissive Sonde ist die tragende Diagnostik für die Potentialmessungen. Wir versuchen die unterschiedlichen Potentiale bei Staubfall außerhalb und innerhalb der Staubwolke mit ihr zu untersuchen. Das Plasma- und Cloudpotential wird im glühenden und Elektronen-emittierenden Modus gemessen, während die Floatingpotentiale im glühenden aber nicht-emittierenden Modus detektiert werden. Hier wird die emissive Sonde mit einem Staubpartikel verglichen.

Die Vorstellung, Beschreibung und Auswertungsverfahren dieser Diagnostiken wird im Folgenden vorgenommen.

3.1 Staubbichtbestimmung (Extinktion)

Für die hier durchgeführten Untersuchungen in staubigen Plasmen ist es wichtig, die Staubbichte möglichst genau zu bestimmen. Aufgrund der hohen Staubbichten im Experiment wird das Extinktionsverfahren zur Staubbichtbestimmung genutzt. Das detektierte Laserlicht hängt dabei von der Anzahl und der Größe der Staubpartikel ab. Die Intensität an der Photodiode ist gegeben durch $I = I_0 \exp(-\eta\pi r_d^2 L n_d)$ [Nak99], dabei ist I_0 die Ausgangslaserintensität ohne Staub und I die verminderte Lichtintensität infolge der Extinktion durch die Staubpartikel. Der Extinktionskoeffizient ist $\eta \approx 1$, da die Wellenlänge des genutzten Laserlichts viel kleiner als die Größe der beleuchteten Partikel ist. L ist die Weglänge des Lasers im Staubvolumen und a ist der Partikelradius. Damit ergibt sich die Staubbichte

$$n_d = -\frac{1}{\eta\pi r_d^2 L} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right). \quad (3.1)$$

Die Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Skizze des Aufbaus. Die tatsächliche Weglänge L ergibt sich nicht direkt aus dem Durchmesser des Staubrüttlers. Wegen der Coulomb-Abstoßung fällt der Staub nicht zylindrisch aus dem Staubrüttler, sondern man beobachtet eine konische Verbreiterung, siehe Abb. 3.2a. Eine CCD (engl. *charge-coupled device*)-Kamera nimmt durch ein Interferenzfilter ($\lambda = (532 \pm 5)$ nm, Transmission $\geq 80\%$) das gestreute Licht eines grünen Halbleiterlasers ($\lambda = 532$ nm, $P \leq 10$ mW) auf. Die Laserstrahlen werden mittig durch die Plasmasäule, das Staubvolumen und zwei sich gegenüberliegenden Fenstern aus Plexiglas geführt. Damit ergibt sich bei der Höhe von 25 cm, hier befindet sich die Sonde, eine tatsächliche Weglänge von $L = 105$ mm anstatt des Durchmessers des Staubrüttlers von 95 mm, vgl. Abb. 3.2a.

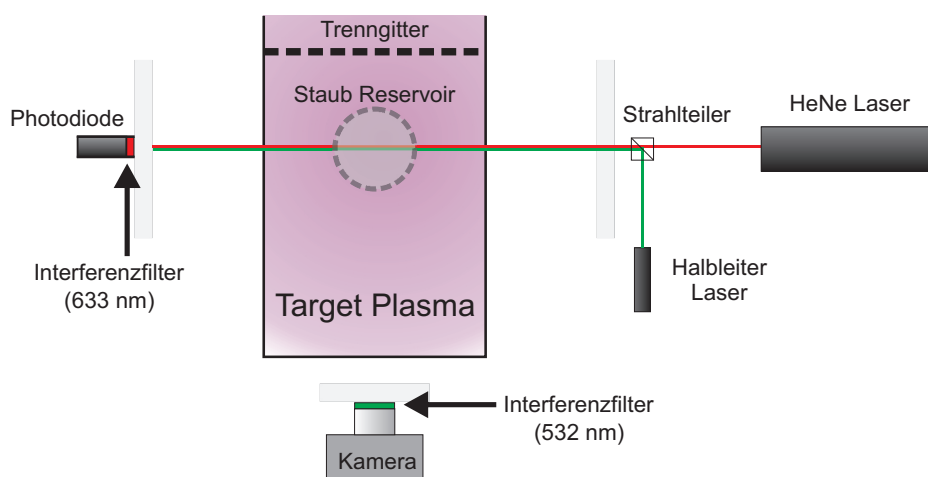


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der zwei optischen Einheiten zur Extinktionsmessung. Der grüne Halbleiterlaser misst die tatsächliche Breite des Staubvolumens. Der rote HeNe-Laser dient der Staubbichtbestimmung.

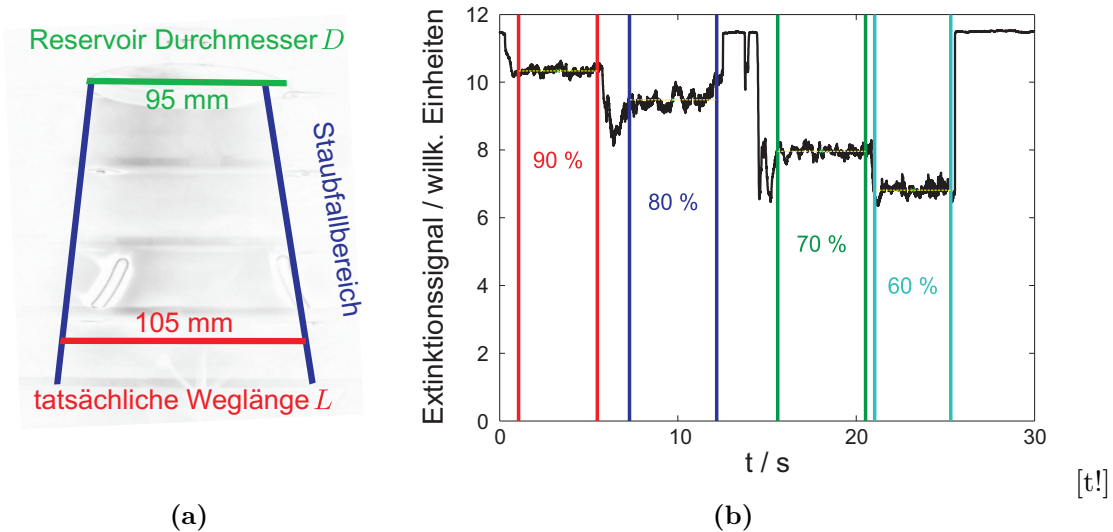


Abbildung 3.2: (a) Invertiertes Differenzbild zweier Fotos, Referenzbild ohne Staubfall, dann mit Staubfall. Man erkennt deutlich, dass der Staubfall nicht zylindrisch, sondern konisch fällt (blaue Linien markieren die Ränder des Staubfallbereichs), ebenso ist diese Art der Bestimmung der tatsächlichen Weglänge L (rote Linie) wichtig, da diese nicht dem Durchmesser des Staubreservoirs (grüne Linie) entspricht. Eine um 10 mm längere Weglänge ergibt bei diesem Aufbau eine um 9 % zu hohe Dichte. (b) Exemplarische Darstellung einer Intensitätsmessung bei unterschiedlichen Staubdichten. Ein Extinktionssignal von $I \approx 11.4$ wird erreicht, wenn kein Staub fällt.

Die zweite optische Einheit besteht aus einem HeNe Laser ($\lambda = 633 \text{ nm}$, $P = 1 \text{ mW}$), einem Interferenzfilter ($\lambda = (633 \pm 5) \text{ nm}$, Transmission $\geq 50 \%$) und einer Photodiode, die die durch den Staub reduzierte Lichtintensität detektiert. Das Signal wird mit einem Oszilloskop dargestellt und digital gespeichert.

Ein typisches Intensitätsprofil des Extinktionssignals wird in Abb. 3.2b gezeigt. Die Laserlichtintensität nimmt mit zunehmender Staubdichte ab. Man erkennt deutlich die Regelbarkeit der Staubdichte. Ohne Staubfall ist das Extinktionssignal maximal, $I_0 \approx 11.4$. In der Grafik ist zu sehen, dass bei $t < 0.1 \text{ s}$, $12.5 \text{ s} < t < 14 \text{ s}$ und $t > 25 \text{ s}$ kein Staub fällt. Entsprechend der angelegten Amplitude der Erregerspannung verringert sich das Extinktionssignal. Gleichzeitig ist eine „Einschüttelphase“ nach dem Anschalten zum Zeitpunkt $t = 0.1 \text{ s}$ und $t = 14 \text{ s}$ sowie nach der Veränderung der Erregerspannung zum Zeitpunkt $t = 6.5 \text{ s}$ und $t = 21 \text{ s}$, zu beobachten. Danach bleibt das Extinktionssignal und damit der Staubfall annähernd konstant. Diese Bereiche sind in der Abbildung durch Linien gekennzeichnet. Das hier beschriebene Verfahren der Dichtebestimmung mittels Extinktion in Kombination mit einem zusätzlichen Laser-Kamera-Aufbau lässt sich die Staubdichte zuverlässig bestimmen.

3.2 Interferometrie mit IAW

Ionenakustische Wellen sind elektrostatische Wellen und als Dichteschwankungen zu beobachten. Im Fall einer ebenen Welle bildet sich eine 1-dimensionale Verdichtung aus. Diese Dichtefluktuationen werden mit einer Langmuir-Sonde gemessen, die im Elektronensättigungsbereich betrieben wird.

Der Einfluss negativer Ionen oder eingebrachter Staubpartikel zeigt sich in der Zunahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit der IAW [D'A66, Sat94, Nak97], in Anwesenheit von Staub spricht man von der DIAW (engl. *dust ion acoustic wave*) [Ma94, Bar96a, Mer98]. Die zusätzlich eingebrachten Moleküle oder Partikel binden einen Teil der freien Elektronen und stellen damit eine Elektronensenke dar. Die Abschirmung der positiv geladenen Ionen wird geringer, daraus resultiert eine ungedämpftere Abstoßung der Ionen untereinander, die Ausbreitungsgeschwindigkeit nimmt zu.

Prinzipiell lassen sich IAW auf zwei Arten detektieren, die direkte Messung und die Interferometrie stehen zur Verfügung. Die direkte Messung basiert auf der Aufnahme des Wellensignals an der Sonde mittels Oszilloskop. Die Interferometrie bietet eine zeitgemittelte phasen- und amplitudenempfindliche Registrierung des Signals. Ein Vergleich dieser beiden Methoden findet sich in [Goe06]. Da die Datenqualität der Interferometrie der direkten Messung mit einem Oszilloskop deutlich überlegen ist, wird hier nur das Interferometer kurz vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung sowie die Anleitung zur automatisierten Datenanalyse findet sich in [Goe06].

3.2.1 Das Interferometer

Das Erregersignal des HF Generators mit einer effektiven Spannung von 1.58 V wird vom *Powersplitter* aufgeteilt. Das Referenzsignal ($U_0 \sin \omega t$) wird direkt zum *Balanced Mixer* geführt, das um 180° verschobene Messsignal wird über einen Kondensator auf einen Transformator geleitet. Das Doppelgitter kann so gegenphasig und potentialfrei angesteuert werden. Die Gitter lässt man im Plasma floaten, auch wenn in dem Aufbau prinzipiell die Möglichkeit besteht, eine andere wohldefinierte Spannung anzulegen. An den Gittern liegt jeweils eine um 180° verschobene Wechselspannung an, wodurch ein elektrisches Wechselfeld erzeugt wird, das im Plasma IAW anregt.

Als Empfänger wird optimalerweise die ebene Sonde genutzt, aufgrund ihrer großen Oberfläche liefert sie die größten Messsignale. Die Sonde wird im Elektronensättigungsbereich, bei $U_{Sonde} = +15 \text{ V}$ betrieben. Die Unterdrückung des niederfrequenten Rauschens vom Plasma gelingt mit einem Hochpass. Nach einem Breitbandverstärker wird auch dieses Signal auf den *Balanced Mixer* geführt. Zwei Eingangssignale beliebiger Frequenz ergeben zwei Signale, die Differenz und die Summe der Eingangsfrequenzen. Sind, wie in diesem Aufbau, die Frequenzen

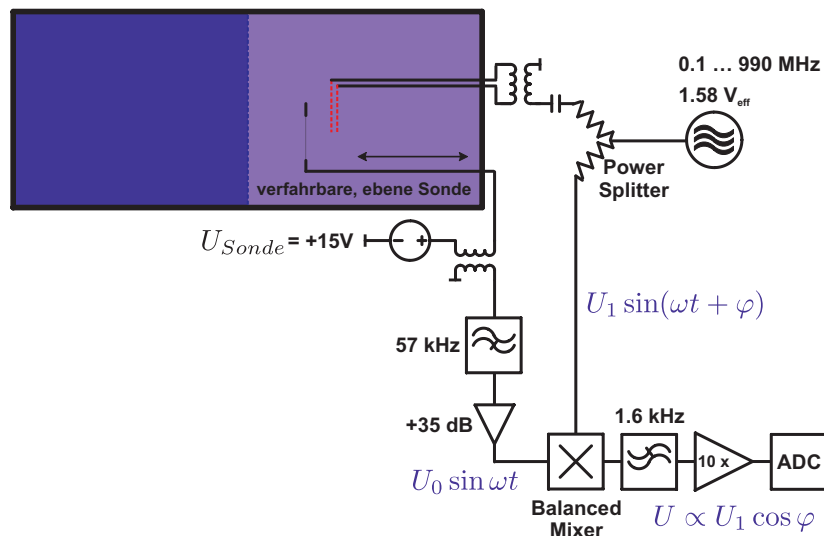


Abbildung 3.3: Der Aufbau des Interferometers erlaubt die phasen- und amplitudenempfindliche Aufnahme der IAW.

des Referenz- und des Messsignals gleich, ist die Frequenzdifferenz Null. Dennoch enthält dieses Signal die Information über die Phasendifferenz der Eingangssignale. Der sich anschließende Tiefpass filtert die doppelte Frequenz und weitere mögliche Störfrequenzen heraus. Das sich ergebende Gleichspannungssignal wird abschließend noch verstärkt. Das gleichbleibende Referenzsignal sorgt für die einfache Beziehung $U \propto U_1 \cos \varphi$, die die Amplituden- und Phaseninformationen der IAW angibt. Die zeitliche Auflösung des Interferometers entspricht einer räumlichen Auflösung von $4 \mu\text{m}$. Die Kombination aus Position der Sonde mit den Interferometermesssignalen ergibt eine gedämpfte Schwingung. Es lassen sich Amplitude, Wellenlänge, Dämpfungsverhalten und Phase bestimmen.

Ergebnisse von Interferometeraufnahmen sind z. B. in [Goe06] zu sehen. Hier wird örtlich über das Messsignal gemittelt, eine Aufnahme von 100 Datenpunkten dauert abhängig von der gewählten Auflösung ca. 2.5 min. In Edelgasplasmen ist die Datenqualität exzellent.

Die Anwesenheit von Staub jedoch erfordert ein schnelleres Verfahren. Um einen Messsatz für die Dispersionsrelation zu erhalten, sind minimal drei Aufnahmen bis verschiedenen Frequenzen notwendig. In einem Zeitintervall von mehr als 7 min kann aber nicht sichergestellt werden, dass der Staubfall unveränderlich ist.

Eine andere Messmethode nimmt kontinuierlich Daten auf, für eine Distanz von 100 mm werden nur noch 30 s benötigt. Das Messsignal ist allerdings deutlich verrauscht. Die Verringerung der Aufnahmezeit auf ein Fünftel geht also zu Lasten der Datenqualität. Der Vergleich dieser zwei Aufnahmemethoden, örtlicher zu zeitlicher Mittelung, ist in Abb. 3.4 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass beide Verfahren kongruent sind. Um die Datenkonsistenz zu gewährleisten, wird für die vergleichenden Messungen im Folgenden nur die kontinuierliche Datenaufnahme genutzt.

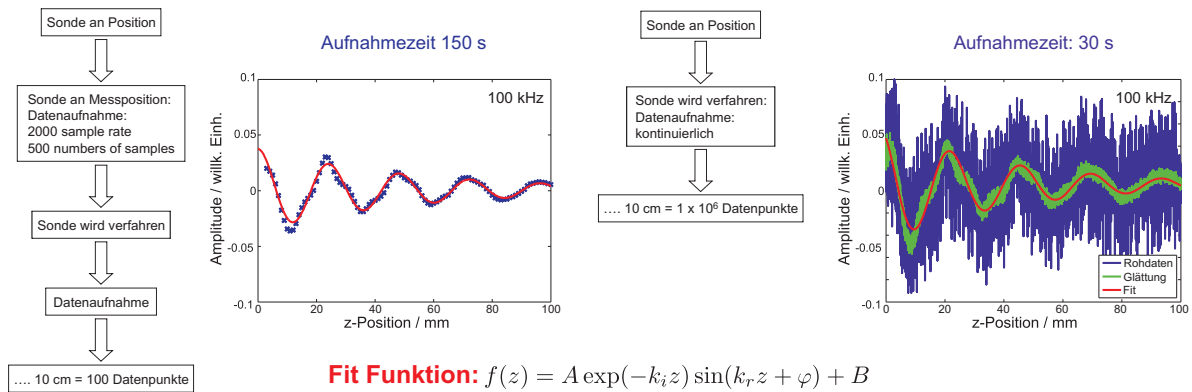


Abbildung 3.4: Örtliche und zeitliche Mittelungen der Spannungen, aufgenommen mit dem Interferometer. Die roten Kurven markieren die Fit-Funktionen, aus denen die Informationen zur Amplitude A , Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k_r$, Dämpfungsverhalten k_i und Phase φ bestimmt werden können. Beide Verfahren liefern die gleichen Informationen.

3.3 Langmuir-Sonden

Die klassische Diagnostik zur Charakterisierung eines Plasmas ist die Langmuir-Sonde. Die Plasmaparameter erhält man aus einer Strom-Spannungs-Kennlinie: An die Sonde wird eine Spannungsrampe angelegt und gleichzeitig der auf die Sonde fließende Strom gemessen. Der Einsatz der Sonde in einer Verfahrereinheit ermöglicht eine hohe axiale und radiale Auflösung im Experiment DoDo. Die Bedeutung der Langmuir-Sonde ist in diesem Experiment beachtlich, insbesondere als unabhängige Messmethode zur Überprüfung der Elektronenreduktion in Anwesenheit von Staub. Um also den Elektronenverarmungseffekt in einem staubigen Plasma zu untersuchen, ist es unumgänglich, die Abnahme der freien Elektronendichte zu detektieren. Die Elektronen- und Ionendichten werden individuell aus den Strom-Spannungs-Kennlinien der Langmuir-Sonden innerhalb und außerhalb des Staubbereichs ausgewertet. Die Konstruktion einer dreiarmigen Sonde (s. Abb. 3.5) erlaubt die Messung der Strom-Spannungs-Charakteristik mit einer ebenen oder einer zylindrischen Langmuir-Sonde, was insbesondere bei Messvorgängen in Anwesenheit von Staub von Vorteil ist, da ein Sondenwechsel unter Vakuumbedingungen vorgenommen werden kann. Die bestimmbareren Plasmaparameter sind die Elektronentemperatur, Elektronen- und Ionendichten.

Die Sondenstange, auf der die dreiarmige Sonde montiert ist, kann axial verfahren werden. Auch eine radiale Scan durch Rotation der Sondenstange ist möglich.

Die Untersuchung des Havnes-Parameters basiert auf Potentialmessungen mit der emissiven Sonde. Eine genaue Datenanalyse belegt, dass auch diese Sonde einer Kontamination vom Staub unterliegen kann. Die empirische Entwicklung einer Messvorschrift zeigt aber auch, dass bei ihrer Einhaltung reproduzier- und auswertbare Potentiale detektiert und ausgewertet werden können.

Dieses Kapitel stellt die verwendeten Sonden, die Messverfahren und die Analyse der Daten

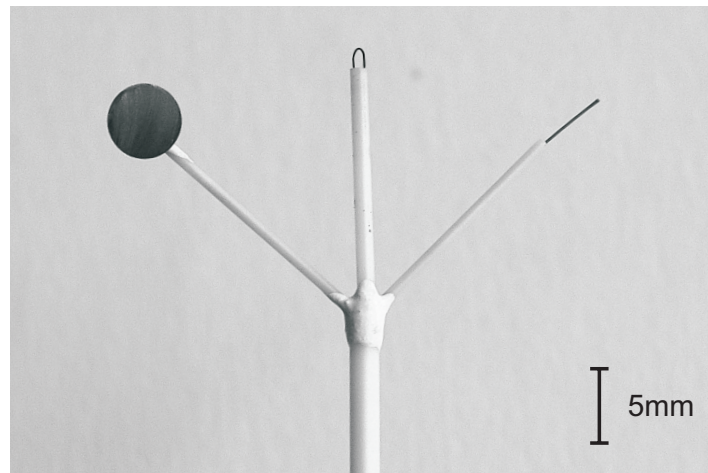


Abbildung 3.5: Foto der dreiarmigen Sonde, die im Experiment genutzt wird. Links erkennt man die ebene Sonde mit einem Durchmesser von 5 mm, in der Mitte die emissive Sonde und rechts die zylindrische Sonde, mit einer Länge von 5 mm. Mit einem Winkel von 45° zwischen den Sondenarmen ist der Abstand zwischen den Sondenmittelpunkten 15.4 mm. Wird jede Sonde einzeln genutzt, ist mit diesem Abstand, der deutlich kleiner als die Debye-Länge ist, gewährleistet, dass sich die Sonden mit ihren elektrischen Feldern nicht gegenseitig beeinflussen.

für den Einsatz in DoDo vor; für detaillierte Ausführungen sei auf [Che65, Swi70, Her89] verwiesen.

Bringt man eine zusätzliche Elektrode in ein Plasma ein, so stellt sich hier ein bestimmtes Potential ein, das Floatingpotential Φ_f . Um diese, von den Plasmapartikeln – in Laborplasmen negativ – aufgeladene Elektrode, bildet sich eine positive Raumladungsschicht. Abhängig von einer angelegten Gleichspannung, wird diese Schicht breiter oder schmaler oder ändert gar ihr Vorzeichen. Legt man nun eine Spannungsrampe an die Sonde an, kann man eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie aufnehmen, vgl. Abb. 3.6. Die Form der Kennlinie hängt von den Plasmaparametern, Floatingpotential Φ_f , Plasmapotential Φ_p , Elektronentemperatur T_e und den Elektronen, sowie Ionendichten n_e bzw. n_i ab, was Langmuir zusammen mit Mott-Smith 1924 zeigen konnte [Lan24]. Sie publizierten eine Theorie, mit der sich der Strom auf eine ebene, zylindrische und eine kugelförmige Sonde beschreiben lässt. Bei den letztgenannten Sondengeometrien sind die Orbitalbewegungen der Ladungsträger wichtig, denn sie limitieren den Sondenstrom. Diese *Orbital Motion Limit* (OML)-Theorie ist die Basis für die Sondenmessungen im Experiment DoDo. Diese Theorie gilt für ein isotropes Plasma, das sich in einem thermischen Gleichgewicht befindet, es existieren keine elektrischen Felder. Prinzipiell gibt es drei Bereiche: Ionensättigungs-, Elektronenanlauf- und Elektronensättigungsbereich.

Ionensättigungsbereich $U_s \ll \Phi_p$

Die Sonde ist deutlich negativer als das Plasmapotential Φ_p vorgespannt. Die Elektronen werden reflektiert, während sich um die Sonde eine positive Raumladungsschicht ausbildet.

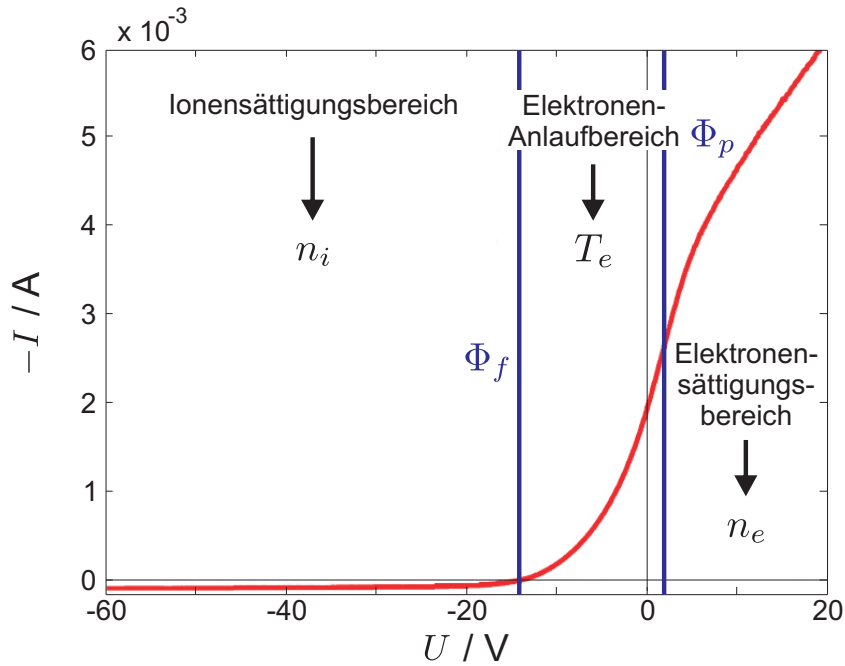


Abbildung 3.6: Darstellung einer Sondencharakteristik. Konventionsgemäß wird der Elektronenstrom positiv und der Ionenstrom negativ aufgetragen. Die drei Bereiche, Ionensättigungsbereich, Elektronenanlaufbereich und der Elektronensättigungsbereich lassen die Bestimmung der Ionendichte, Elektronentemperatur und Elektronendichte zu. Blau sind das Floating- und das Plasmapotential gekennzeichnet.

Nur Ionen und ein vernachlässigbarer Anteil von hochenergetischen Elektronen können die Sondenoberfläche erreichen. Der Ionensättigungsstrom nimmt für ebene Sonden idealerweise einen konstanten Wert an. Dieser wird nicht durch die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Ionen bestimmt, sondern durch das Bohm-Kriterium. Die Beschleunigung der Ionen aufgrund des elektrischen Feldes in der Raumladungsschicht sorgt dafür, dass die Ionen eine gerichtete Mindestgeschwindigkeit haben müssen, um in die Raumladungsschicht eindringen und dann die Sondenoberfläche erreichen zu können. $C_s = v_B = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$, dabei bezeichnet v_B die Bohmgeschwindigkeit, k_B die Boltzmann-Konstante, T_e die Elektronentemperatur und m_i die Ionenmasse. Damit ergibt sich der Ionensättigungsstrom zu

$$I_{i,sat} = 0.61 n_e e A \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (3.2)$$

Der Faktor $0.61 = e^{-1/2}$ berücksichtigt die Verdünnung der Ionen in der Vorsicht, wobei A die effektive Sondenoberfläche bezeichnet. Um die geometrische Sondenoberfläche A_s bildet sich eine Vorsicht aus, damit vergrößert sich die Ionen-sammelnde Oberfläche auf A . Da hier die Sondenabmessungen, $r_s = 2.5$ mm, sehr viel größer als die Elektronen-Debye-Länge, $\lambda_{De} \approx 400$ μ m, ist, kann die geometrische gleich der effektiven Sondenoberfläche gesetzt werden.

Elektronenanlaufbereich $U_s < \Phi_p$

Mit Erhöhung der Sondenspannung gelangen nun auch Elektronen auf die Sonde. Zunächst nur die hochenergetischen Elektronen, denn sie müssen das abstoßende Potential überwinden können. Der Nettostrom der Sonde nimmt ab, die Steigung der Kennlinie wird positiver. Schneidet die Kennlinie die Nulllinie, ist der Nettostrom auf die Sonde Null, der Ionen- und Elektronenstrom ist gleich groß. Dieser Punkt wird als Floatingpotential Φ_f bezeichnet. Eine weitere Spannungserhöhung führt dazu, dass immer mehr Elektronen die Sondenoberfläche erreichen. Aufgrund der Maxwell-Verteilung der Elektronen verläuft der Anstieg der Kennlinie exponentiell, der Beitrag der Ionen zum Gesamtstrom wird immer geringer. Für den Kennlinienverlauf ergibt sich in diesem Bereich der Elektronenstrom zu

$$I_e(U) = I_{e,sat} \exp\left(\frac{e(U - \Phi_p)}{k_B T_e}\right). \quad (3.3)$$

Elektronensättigungsbereich $U_s \geq \Phi_p$

Gelangen keine Ionen mehr auf die Sonde und ist das Sondenpotential nicht mehr negativ, so dass Elektronen unabhängig von ihrer Energie die Sonde erreichen können, spricht man an diesem Punkt vom Plasmapotential Φ_p . Dieses ist in der Sondenkennlinie als Abknickpunkt erkennbar. Ab hier werden die Ionen von der positiven Sondenspannung abgestoßen. Die Berechnung des Elektronensättigungsstroms erfolgt nach

$$I_{e,sat} = -\frac{1}{4} n_e A \underbrace{\sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}}_{v_{th,e}}. \quad (3.4)$$

Eine Mittelung der Winkelverteilung der einfallenden Elektronen und die Berücksichtigung der Hälfte der Maxwell-verteilten Elektronen, die sich auf die Sonde zu bewegen, führt zum Faktor 1/4 [Che84a] und $v_{th,e}$ ist die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen an der von den Elektronen gebildeten Raumladungsschicht. Im Idealfall einer ebenen Sonde ist der Sättigungsstrom konstant. Er wird durch den Nachfluss von Elektronen im Sondereinflussbereich limitiert. Für zylindrische und kugelförmige Geometrie der Sonde werden die Sättigungsströme nach der OML-Theorie beschrieben, da sich die effektive Einfangfläche der Sonde vergrößert. Diese Korrekturen berücksichtigen die Elektronen, die im Coulombfeld auf Orbitalbahnen um die Sonde gezwungen werden. Und es ergibt sich

$$I_{e,sat}(U) = I_{e,sat} \left(1 + \frac{e(U - \Phi_p)}{k_B T_e}\right)^\gamma. \quad (3.5)$$

Dabei hängt der Geometriexponent γ von der Form der Langmuirsonde ab:

$$\gamma = \begin{cases} 0, & \text{ebene Sonde} \\ \frac{1}{2}, & \text{zylindrische Sonde} \\ 1, & \text{Kugelsonde} \end{cases} \quad (3.6)$$

Die Aufnahme von Kennlinien, unabhängig von der Geometrie, findet rechnergesteuert statt. Ein Sourcemeter, ein Gerät, das gleichzeitig Spannungen erzeugen und Strom messen kann, ermöglicht einen einfachen Aufbau. Der Spannungsausgang steuert eine Spannung an und ist über eine GPIB (engl. *General Purpose Interface Bus*) Schnittstelle mit dem Rechner verbunden, s. Abb. 3.7. Die automatisch aufgenommene und gespeicherte Kennlinie wird zur Kontrolle auf dem Monitor dargestellt. Durch eine Verknüpfung mit einem weiteren Programm, das die Sondenposition steuert, kann ein ganzer Satz von Kennlinien aufgenommen werden. Prinzipiell muss man bei dem Einsatz der Sonde die Situation im Experiment berücksichtigen. In einem reinen Edelgasplasma ist der Einsatz der ebenen Sonde optimal. Werden aber Messungen in einem elektronegativen oder sogar einem staubigen Plasma durchgeführt, kommt es zu Verschmutzungen auf der Sondenoberfläche. Eine ebene Sonde kann nicht durch Glühen gereinigt werden. Dieses Reinigungsverfahren ist aber mit einer zylindrischen Sonde möglich. Sorgfältige Kontrollen zeigen, dass nach einem Reinigungsvorgang die Sonde als „*clean*“ betrachtet werden kann. Grundlegende Änderungen bei Datenaufnahme, abhängig davon, ob in einem reinen Edelgasplasma oder vergleichend in einem Edelgasplasma und dann in Anwesenheit von Staub Kennlinien aufgenommen werden, zeigt die Tabelle 3.1. Das entscheidende Kriterium ist hier die Zeit. Für Messungen im Staub wurde die Datenaufnahme so angepasst, dass immerhin noch zwei Kennlinien innerhalb des Zeitintervalls von $\Delta t = 1$ s aufgenommen werden können, denn innerhalb dieser Zeitspanne, ist der Einfluss durch die Staubkontamination der Sonde noch vernachlässigbar. Prinzipiell besteht die Möglichkeit, drei Spannungsbereiche mit unterschiedlicher Auflösung zu wählen. Werden Messungen in einem reinen Edelgasplasma aufgenommen, so nutzt man diese Möglichkeit, um den Elektronenanlaufbereich mit höher

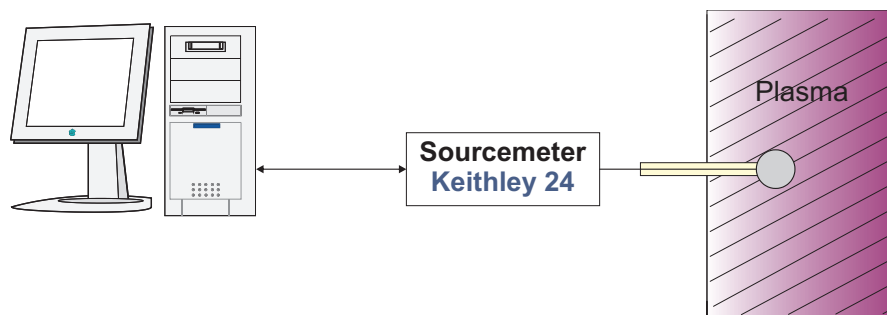


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau zur Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien mit dem Sourcemeter Keithley 24 aus [Goe06].

Auflösung zu scannen und so eine sehr genaue Bestimmung der Elektronentemperatur zu erreichen.

3.3.1 Die ebene und die zylindrische Sonde

Die ebene Sonde ist eine Tantalscheibe mit einem Durchmesser von 5 mm und 0.2 mm Stärke. Die Rückseite ist mit einem Keramikkleber gegen das Plasma isoliert. Die zylindrische Sonde ist ein 5 mm langer Wolframdraht mit einem Durchmesser von 0.2 mm.

Zum Nachweis des Ladungsverarmungseffekts, müssen die Messungen an zwei Positionen in der Target-Kammer durchgeführt werden, vgl. Abb. 2.1, Position I, außerhalb der Staubwolke, und Position II, innerhalb der Staubwolke. Es gilt entweder zu zeigen, dass ein umgebendes Plasma, in dem sich eine große Menge Staub befindet, unbeeinflusst bleibt, oder aber Änderungen über ein Monitoring genau zu erfassen.

Der Einsatz der ebenen Sonde ist in DP-Maschinen sehr beliebt, da in ihnen im Allgemeinen ein störungsarmes Plasma erzeugt wird. Die mit Hilfe der ebenen Sonde aufgenommenen Daten erlauben eine Auswertung nach der *simple fit*-Theorie [Tay76, Han95]. Dieser vereinfachte Theorie nutzt nur den Spannungsbereich $U \leq \Phi_p$ und gilt nur für unmagnetisierte Plasmen und für Sonden ohne Randeffekte. Da hier die Debye-Länge klein gegen die Sondenabmessungen bzw. -radius ist, $\lambda_{De} = 400 \mu\text{m} < r_s = 2.5 \text{ mm}$, ist diese Theorie anwendbar. Eine detaillierte Programmbeschreibung findet sich im Anhang A.2.

In reinen Edelgasplasmen ist, wie zuvor schon erwähnt, die ebene Sonde die erste Wahl [Tay76]. Während der Experimente bei Staubfall wird jedoch die Sondenoberfläche durch die Staubpartikel bedeckt, exakte Messungen der Plasmaparameter sind dann nicht mehr möglich. Diese Kontaminationserscheinung trifft ebenso auf die zylindrische Sonde zu, aber diese bietet

Tabelle 3.1: *Modifizierung der Datenaufnahme der Strom-Spannungs-Charakteristik abhängig von der Experimentbedingung, ob in einem reinen Edelgasplasma oder in Anwesenheit von Staub gemessen werden soll.*

	reines Edelgasplasma	staubiges Plasma
Anzahl der Datenpunkte	400	120
Spannungsbereich von U_s	-150 ... -20 ... +10 ... +50 V	-50 ... +10 V
Anzahl der Bereiche	3	1
Datenpunkte innerhalb von	Region 1: 150 Region 2: 180 Region 3: 70	Region 1: 120
Mittelung über jeden Datenpunkt	10	2
Aufnahmezeit für 1 Kennlinie	8 s	0.48 s

den Vorteil, dass sie durch Anlegen einer hohen positiven Spannung, also im Betrieb des Elektronensättigungsbereichs, der Sondendraht durch Glühen gereinigt werden kann.

3.3.2 Messprozedur

Zum Nachweis des Ladungsverarmungseffekts in Anwesenheit von Staub werden die Kennlinien mit der zylindrischen Sonde aufgenommen. Ein Sourcemeter erzeugt die Sondenspannung als eine Spannungsrampe und misst den Strom der Sonde. Werden vergleichende Kennlinien staubfrei-Staub aufgenommen, so werden die Einstellparameter für ein staubiges Plasma aus der Tabelle 3.1 gewählt, da die Sonde nur in einem Zeitintervall von $\Delta t \approx 1$ s als noch nicht kontaminiert betrachtet werden kann. Damit wird die Zeit für die Datenaufnahme einer Kennlinien von $t = 8$ s auf $t = 0.48$ s reduziert.

Bevor jedoch Kennlinien aufgenommen werden, wird der Draht der zylindrische Sonde 2 min im Elektronensättigungsbereich geglüht. Für die Messung wird nun ein Satz von 20 Kennlinien in einem Zeitintervall von $\Delta t = 9.6$ s aufgenommen. Innerhalb der ersten 95 s wird der Staubrüttler noch nicht betätigt, diese Kennlinien dienen der Charakterisierung des staubfreien Situation. Nach dem Anschalten des Staubrüttlers werden zwei Kennlinien innerhalb der ersten Sekunde des Staubfalls detektiert. Der Staubfall und damit die Staubdichte wird mit Hilfe der Laser-Extinktion aufgenommen, vgl. Abschnitt 3.1. Im staubfreien Fall wurden die Plasmadichten in der Target-Kammer von DoDo mit den Langmuir-Sonden und der Plasmaoszillationsmethode gemessen. In einem reinen Argonplasma ergeben sich für die Elektronen- und Ionendichten $n_e = n_i 12 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und für die thermischen Elektronen eine Temperatur von $T_e = 2.0$ eV. Die Iontemperatur wird in diesem Experiment nicht direkt bestimmt. Andere Experimente in DP-Maschinen unter ähnlichen Bedingungen [Hon84, Tay72] berichten für die Iontemperatur $T_i = 0.1$ eV oder $T_i = 0.2$ eV. Die Reibung der Ionen mit den neutralen Gasatomen, verursacht durch ein elektrisches Feld, führt zu den Abweichungen von der Raumtemperatur [Ste04].

3.4 Die emissive Sonde

Die emissive Sonde ist eine haarnadelförmige Wolframdraht-Schleife, der Draht ist 0.1 mm stark. Die mit dem Plasma in Kontakt befindliche Drahtlänge ist 3 mm. Die emissive Sonde ermöglicht direkte Potentialmessungen [Kem66]. Durch Anlegen eines Heizstroms I_H ($I_{H,max} \approx 2$ A, $U_{H,max} \approx 4$ V) wird die Drahtschleife zum Glühen gebracht, bei Weißglut werden Elektronen emittiert. Wird nun eine Spannungsrampe angelegt, addieren sich zu dem Strom durch die Elektronenemission die Ströme der Ladungsträger aus dem Plasma hinzu, siehe Abb. 3.8a. Die emittierten Elektronen werden im Ionensättigungsbereich der Kennlinie sichtbar und erhöhen diesen, abhängig vom Heizstrom. Dem Elektronenanlaufbereich ist ebenfalls noch die Elektronenemission überlagert, nur hochenergetische Plasmaelektronen können die Sonde erreichen,

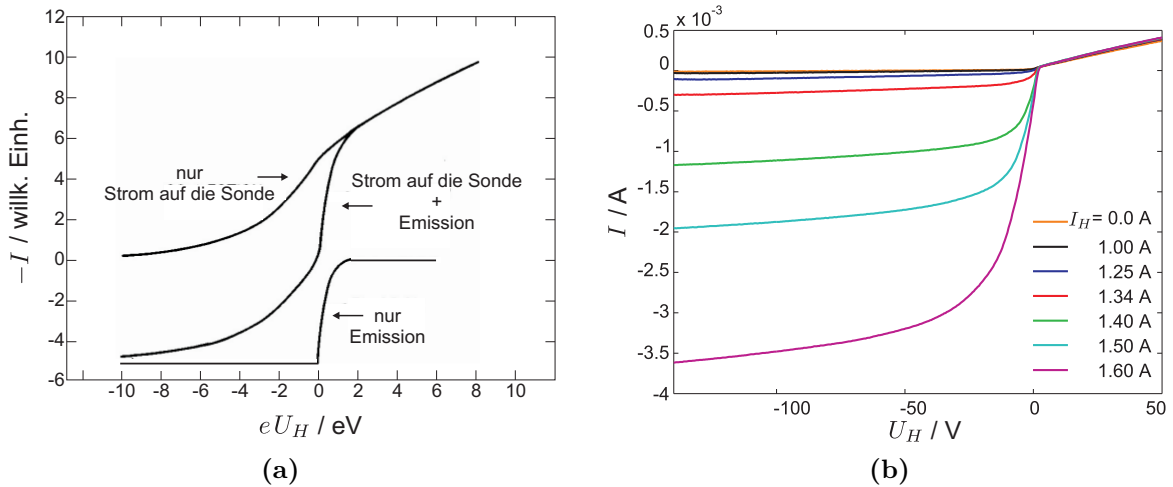


Abbildung 3.8: (a) Ideale Strom-Spannungs-Kennlinie einer emissiven Sonde. Der Gesamtstrom setzt sich aus dem „normalen“ Sondenstrom, getragen durch die Ionen und Elektronen des Plasmas und der Elektronenemission zusammen. Diese Daten ergeben sich für ein Plasma, in dem der Sondenradius r_s kleiner als die Schichtdicke ist; die Raumladung wird nicht berücksichtigt. Die Elektronen- und Drahttemperaturen betragen $T_e = 3 \text{ eV}$, $T_w = 0.3 \text{ eV}$, nach [Her89]. (b) Strom-Spannungs-Kennlinien einer emissiven Sonde mit ansteigenden Heizströmen I_H , die zu einer zunehmenden Elektronenemission führen, deutlich zu erkennen an den immer größer werdenden Ionensättigungsströmen. Weiterhin ist zu sehen, dass sich der Schnittpunkt der Kennlinien mit der Abszisse mit steigendem Heizstrom zu höheren Werten verschiebt.

während die relativ niederenergetischen Emissionselektronen von der Sonde abgestoßen und vom Plasma absorbiert werden. Liegt die Sondenspannung höher als das Plasmapotential, werden die Elektronen reflektiert und reabsorbiert und leisten deshalb keinen Beitrag zum Sondenstrom bei. Unverändert bleibt also der Elektronensättigungsbereich unabhängig von dem angelegten Heizstrom. Wie die Erhöhung des Heizstroms die Kennlinien beeinflusst, ist in Abbildung 3.8b gezeigt, diese Kennlinien wurden in DoDo aufgenommen. Das Floatingpotential einer emissiven, nicht emittierenden Sonde entspricht dem Floatingpotential eines in ein Plasma eingebrachten Körpers. Erhöht sich der Heizstrom, erhöht sich damit auch die Elektronenemission und das Floatingpotential nähert sich dem Plasmapotential immer weiter an. Für eine Kennlinie, deren Sättigungsstrombereiche für die Ionen und Elektronen fast gleich groß sind, man spricht dann von einer symmetrischen Kennlinie, stellt das Floatingpotential bereits das Plasmapotential ausreichend gut dar. Wird der Heizstrom zu hoch gewählt, können jedoch Raumladungseffekte, hervorgerufen durch die emittierten Elektronen, das Messergebnis verfälschen. Ein hoher Strom sorgt für eine hohe Elektronenemission und damit für eine verkürzte Haltbarkeit der Sonde. Ausführlich Diskussion über Aufbau und Auswertung der emissiven Sonde finden sich in [Her89, Hut02].

Die emissive Sonde wird klassisch zur direkten Messung des Plasmapotentials eingesetzt. Hierfür muss nicht eine komplette Kennlinie aufgenommen werden. Das Potential wird über

einen symmetrischen Abgriff gemessen, damit ist der Messfehler durch den Spannungsabfall über den Sondendraht minimiert, siehe Abb. 3.9. Ein Vorteil dieser Sonde, insbesondere für die Messungen in Anwesenheit von Staub, liegt in ihrer Eigenschaft des Heizens, denn dadurch können auftretende Verschmutzungen der Sondenoberfläche kontinuierlich entfernt werden.

3.4.1 Floatingpotential- und Plasmapotential-Modus

Diese Sonde bietet neben den Langmuir-Sonden eine weitere Möglichkeit den Ladungsverarmungseffekt zu untersuchen, indem Potentialänderungen mit ihr detektiert werden können. Die Abbildung 3.10a illustriert die unterschiedlichen Effekte, die einen Einfluss auf das Floatingpotential haben können.

In Laborplasmen ist das Floatingpotential Φ_f negativ in Bezug auf das Plasmapotential Φ_p aufgrund der höheren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen. In dichten Staubwolken wird der Elektronenstrom zur Sonde geringer, denn ein Teil der Elektronen wird an die Staubpartikel gebunden. Weil der Ionenstrom im Wesentlichen gleich bleibt, führt die Elektronenreduktion also zu einem Anstieg des Floatingpotentials $\Phi_f(\text{Staub})$. Da jedoch eine Abhängigkeit des Floatingpotentials von der Elektronentemperatur gegeben ist, $\Phi_f \propto T_e$, führte ein Anstieg der Elektronentemperatur zum entgegengesetzten Trend, nämlich eine Verschiebung des Floatingpotentials zu niedrigeren Werten. Der Anstieg der Elektronentemperatur innerhalb von Staubwolken wurde beobachtet und diskutiert [Lan07, Nej97, Kli07, Sam99, Akd03, Boe92]. Die Größe, die den direkten Nachweis des gewünschten Ladungsverarmungseffekt erbringt, ist das Oberflächenpotential eines Staubpartikels Φ_f^d , das nicht direkt zugänglich ist. Aber floatende Staubpartikel und kleine floatende Sonden unterliegen den gleichen physikalischen Mechanismen, so dass das Staubpartikeloberflächenpotential mit dem Floatingpotential einer kleinen Sonde verglichen werden kann.

Um während des Staubfalls die Sondenkontamination so klein wie möglich zu halten, wird

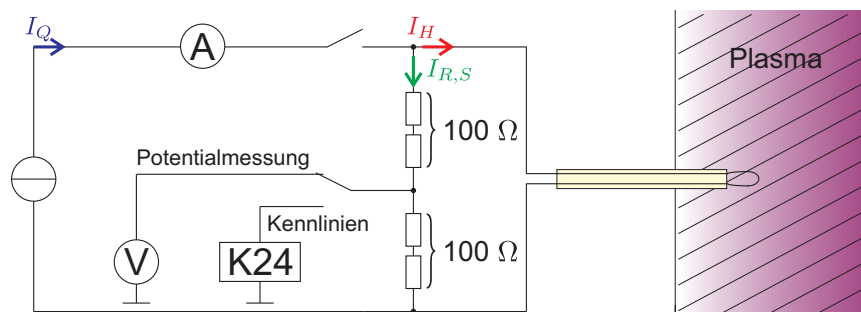


Abbildung 3.9: Aufbau zur Messung mit einer emissiven Sonde. Der Abgriff zwischen den Widerständen minimiert den Messfehler bei der Potentialbestimmung. Weiterhin kann gewählt werden, ob Potentiale oder Kennlinien gemessen werden sollen.

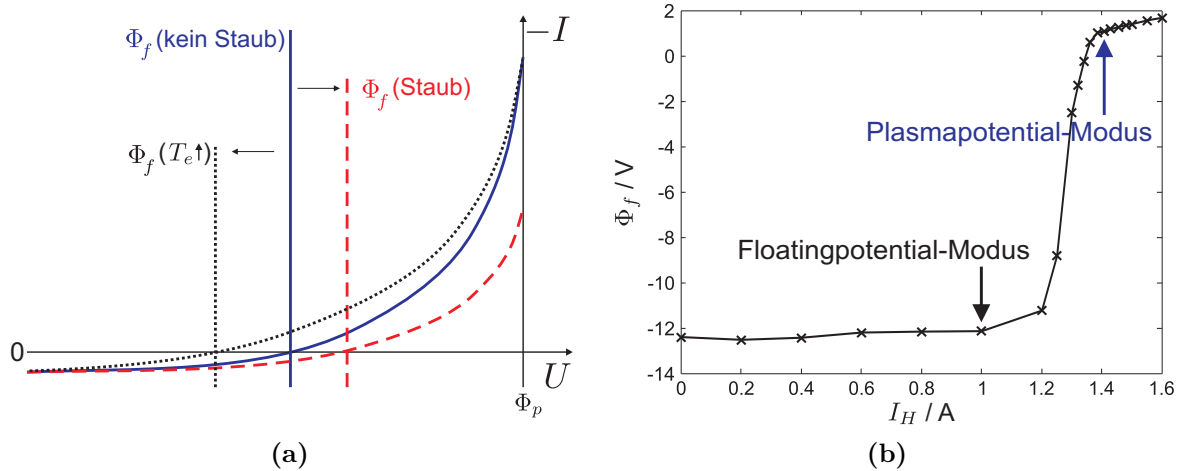


Abbildung 3.10: (a) Skizze zur Illustration, welchen Einfluss ein Anstieg der Elektronentemperatur T_e oder die Anwesenheit von Staub auf das Floatingpotential Φ_f hat. Dieser Ausschnitt einer Kennlinie zeigt den Elektronenanlaufbereich bis zum Plasmapotential Φ_p . Die durchgezogene blaue Linie (—) zeigt den Sondenstrom I in Abhängigkeit einer angelegten Spannung U im staubfreien Fall. Die Anwesenheit von Staub (---) lässt einen Anstieg des Floatingpotentials $\Phi_f(\text{Staub})$ zu höheren Werten und einen niedrigeren Schnittpunkt der Kurve am Plasmapotential Φ_p erwarten, während ein Temperaturanstieg (\cdots) das Floatingpotential $\Phi_f(T_e \uparrow)$ zu niedrigeren Werten verschiebt. (b) Gemessene Floatingpotentiale Φ_f der emittiven Sonde in Abhängigkeit vom Heizstrom I_H . Die für die Untersuchungen gewählten Mess-Modi sind der Floatingpotential- und der Plasmapotential-Modus. Für den erstgenannten Modus ist sichergestellt, dass hier das tatsächliche Floatingpotential der Sonde gemessen wird, ebenso wie der Plasmapotential-Modus gewährleistet, dass Messungen im Bereich des Plasmapotentials durchgeführt werden.

die emittive Sonde in einem geheizten, aber nicht-emittierenden Floatingpotential-Modus betrieben. Das Cloudpotential, das seine Entsprechung im staubfreien Fall im Plasmapotential findet, wird mit der selben emittiven Sonde im Plasmapotential-Modus gemessen, siehe Abb. 3.10b. Der Einsatz der emittiven Sonde zur Bestimmung des Plasmapotentials bedarf einer sorgfältigen Begründung. Erstens beobachtet man um jede Sonde innerhalb einer Staubwolke einen kleinen staubfreien Bereich, ein sogenanntes *void*, solange, wie die Sonde oder ihre Halterung negativ in Bezug zum umgebenden Plasma ist. Es konnte gezeigt werden, dass die Größe des *voids* abnimmt, wenn das Sondenpotential das Potential des umgebenden Plasmas erreicht [Kli04]. Daraus schließen wir, dass der Betrieb einer emittiven Sonde annähernd bei dem Plasmapotential nur eine kleine Störung für die Staubwolke bedeutet.

Zweitens liegt die Vermutung nahe, dass die Emission vieler zusätzlicher Elektronen die Ladung der Staubpartikel beeinflussen könnte. Die Emission der Elektronen aus dem glühenden Draht der emittiven Sonde findet bei Drahttemperaturen von $T_w \approx 200^\circ \text{K}$ statt, was bedeutet, dass sie nur eine mittlere kinetische Energie von $W_{kin} = (3/2)k_B T_w \approx 0.3 \text{eV}$ besitzen, wohingegen das Oberflächenpotential eines Staubpartikels typischerweise bei $\Phi_f \approx -12 \text{V}$ liegt. Daher können diese niederenergetischen Elektronen die Partikeloberfläche nicht erreichen; ein Einfluss

dieser Elektronen auf die Staubladungsbilanz ist also mehr als unwahrscheinlich, ebenso kann es nicht zu einer Anhäufung dieser Elektronen innerhalb der Staubwolke kommen, da es keine Potentialbarriere auf ihrem Weg zur Anode gibt. Die aus der Sonde emittierten Elektronen erreichen letztlich die Anode, damit ist der Sondenkreis geschlossen.

Diese Überlegungen erlauben direkte Potentialmessungen für einen Vergleich, siehe Kapitel 6.2.4, mit den Modellen, die in Kapitel 6.2.1 vorgestellt werden.

3.4.2 Messprozedur

Die zweite Methode, die hier zum Nachweis des Ladungsträgerverarmung, sind Potentialmessungen. Hierbei interessieren das Plasmapotential außerhalb des Staubfallbereichs $\Phi_p(\text{I})$, das Cloudpotential $\Phi_c(\text{II})$ [Adh07, Oku93] und das Floatingpotential der Sonde $\Phi_f(\text{II})$ innerhalb der Staubwolke an der Position (II) in Bezug auf das Plasmapotential $\Phi_p(\text{I})$ im umgebenden staubfreien Plasma an der Position (II).

Die Messungen der Plasma- und Floatingpotentiale werden mit der emissiven Sonde in zwei verschiedenen Betriebs-Modi durchgeführt, die Heizströme von $I_H = 1.4 \text{ A}$ und $I_H = 1.0 \text{ A}$ erlauben die Plasma- [Smi79, Mar08] und die Floatingpotentialbestimmung, s. Abb. 3.10b.

Die Verwendung der emissiven Sonde zur Messung des Floatingpotentials Φ_f hat den großen Vorteil, dass die Sonde leicht im Elektronen-emittierenden Modus, bei $I_H = 1.6 \text{ A}$, wieder gereinigt werden kann. Diese Möglichkeit wird nach jedem Messdurchgang, zu dem Staub fiel, ca. 2 min genutzt. Für sie gilt genau wie für die zylindrische Sonde, eine Zeitspanne bis zur Sondenkontamination von 1 s nach dem Anschalten des Staubrüttlers.

3.5 Plasmaoszillationsmethode

Ladungsverarmungseffekte sind in Plasmen direkt als Dichtereduktion der einzelnen Spezies, also der Ionen und Elektronen, zu beobachten. Wie in dem vorangegangenen Abschnitt 3.3 beschrieben, werden während des Staubfalls die für die Dichtebestimmung übliche Strom-Spannungs-Kennlinien mit Langmuir-Sonden aufgenommen. Es ist bekannt [Kna06, Ste03], dass auch eine sorgfältige Analyse der Kennlinien in DP-Maschinen eine Diskrepanz zwischen der Ionen- und der Elektronendichte aufweist, die mit bisherigen Sondentheorien nicht zu erklären ist. Um verlässliche Plasmadichten zu erhalten, werden die Langmuir-Sondenmessungen mit der Plasmaoszillationsmethode (POM) kalibriert.

Dieses Verfahren basiert auf dem Prinzip, dass ein von einem glühenden Draht emittierter Elektronenstrahl Oszillationen in der Nähe der Elektronenplasmafrequenz $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2} \propto \sqrt{n_e}$ anregt (s. Abb. 3.11a und Abb. 3.11b), eine sogenannte Strahl-Plasma-Instabilität. Dabei wird in diesem Aufbau die emissive Sonde der dreiarmigen Sonde als Elektronen-emittierendes Filament und die zylindrische Sonde als Antenne zum

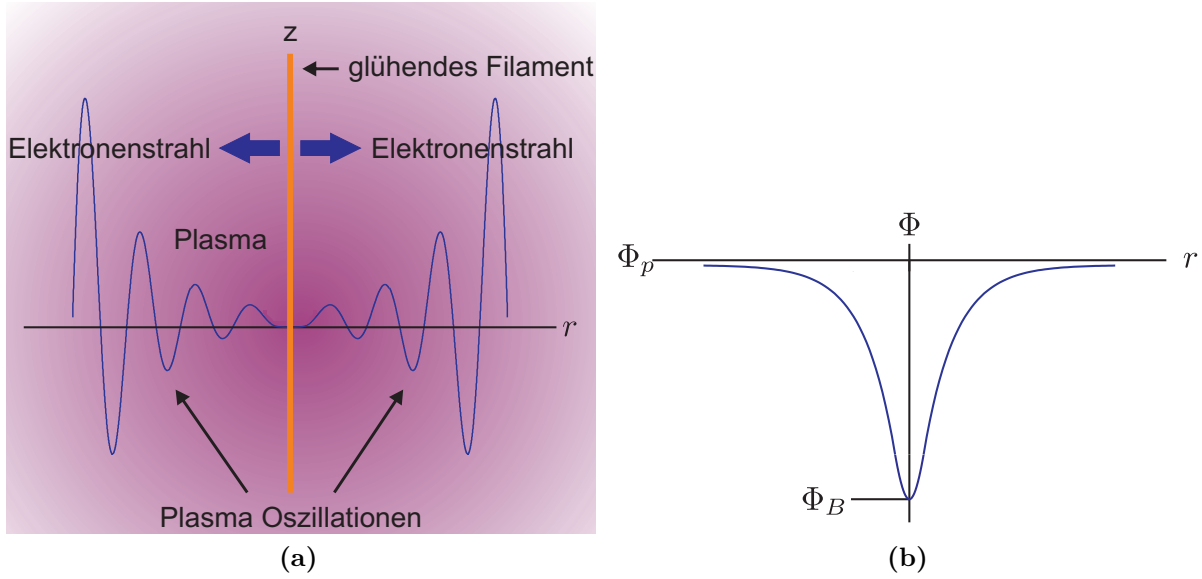


Abbildung 3.11: (a) Schema der Anregung von Plasmaoszillationen durch einen Elektronenstrahl. (b) Potentialprofil in der Nähe des glühenden, negativ vorgespannten Filaments nach [Shi93].

Detektieren der Plasmaoszillationen genutzt. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 3.12 zu sehen.

Aus der linearen Störungstheorie ergibt sich eine Dispersionsrelation für elektrostatische Elektronenwellen der Frequenz ω und der Wellenzahl k [Shi93]

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\eta\omega_{pe}^2}{(\omega - ku)^2} = 0, \quad (3.7)$$

mit der normierten Strahldichte $\eta = n_B/n_e$ und $u = (2E_B/m_e)^{(1/2)}$. Die Frequenz der im Experiment beobachteten Mode ist

$$f_{max} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}\eta \right)^{1/3} + \dots \right] \approx f_{pe}. \quad (3.8)$$

Die Messung der Plasmadichte mit $f_{max} \approx f_{pe}$ ist genau dann möglich, wenn drei Bedingungen erfüllt sind:

1. Die Energie der Strahlelektronen muss deutlich die mittlere Energie der freien Elektronen im Plasma übersteigen, $E_B/k_B T_e \gg 1$.
2. Die Elektronendichte des Strahls muss klein im Vergleich zur Plasmadichte sein, $n_B/n_e \ll 1$.
3. Stöße müssen vernachlässigbar sein, $\nu/\omega_{pe} \ll 1$.

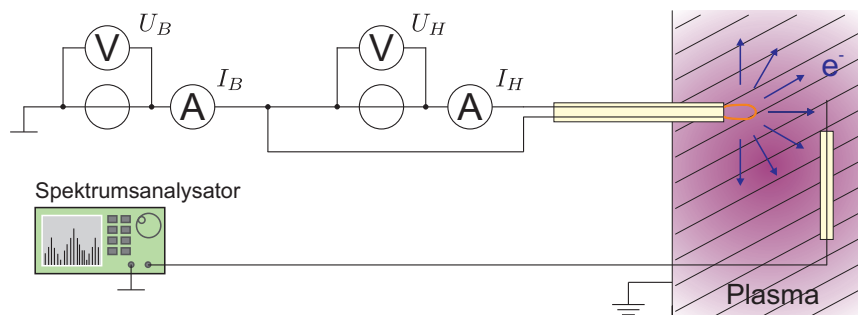


Abbildung 3.12: Bei dem Aufbau für die Plasmaoszillationsmethode ist die negative Vorspannung U_B des glühenden Filaments wichtig, ebenso wie der Strom der Elektronen, der als I_B gemessen werden kann. Die Beschaltung des Filaments ist in Abb. 3.9 dargestellt. Wegen der Übersichtlichkeit wurde der Spannungsteiler nicht dargestellt.

In DoDo sind diese Bedingungen erfüllt, da

1. das Energieverhältnis näherungsweise $E_B/k_B T_e = e(\Phi_{pl} - U_B)/k_B T_e \approx 30$ ist, mit einer Vorspannung von $U_B = -80$ V und einer Elektronentemperatur von $T_e \approx 2$ eV.
2. die normierte Strahldichte $\eta = n_B/n_e$ zu $\eta \approx 6 \times 10^{-2}$ berechnet werden kann. Die Strahldichte kann über die Stromdichte abgeleitet werden $j = I_B/A = en_B v_B$, dabei ist v_B durch die Strahlenergie $E_B = m v_B^2/2$ gegeben und I_B wurde gemessen mit $I_B = 24$ mA. Das Ergebnis hängt von der Distanz zwischen dem glühendem Filament und der zylindrischen Antenne ab, $\Delta d = 1.5$ cm. Es berechnet sich für die Strahldichte ein Wert von $n_B = 6 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ und die Plasmadichte ist typischerweise $n_e = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$.
3. der Betriebsdruck in DoDo 1.6×10^{-2} Pa ist, kann die Stoßfrequenz $\nu = 1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ bestimmt werden [Jan92]. Da die Elektronenplasmafrequenz $\omega_{pe} \approx 2 \times 10^9 \text{ rad s}^{-1}$ ist, ergibt sich der Quotient zu $\nu/\omega_{pe} \approx 5 \times 10^{-4}$ und folglich sind die Stöße zwischen den Elektronen und den Atomen vernachlässigbar.

Die mit dem Spektralanalysator bei verschiedenen Entladungsströmen der DC Entladung aufgenommenen Frequenzspektren werden mit Hilfe eines Tiefpassfilters softwaretechnisch bereinigt, exemplarisch sind sie für die Position I in Abb. 3.13a dargestellt. Die Elektronendichte kann über das Intensitätsmaximum des Leistungsspektrums abgeleitet werden als $n_e = 1.24 \times 10^{-2} f_{max}^2 [\text{m}^{-3}]$. Die Maxima wandern mit steigendem Entladungsstrom zu höheren Frequenzen, da $I_D \propto n_e$.

Die Grafik 3.13b zeigt die Elektronen- und Ionendichten, gemessen mit den Langmuir-Sonden ($n_{e,LP}$, $n_{i,LP}$), im Vergleich zu den absoluten Elektronendichten der Plasmaoszillationsmethode $n_{e,POM}$ für verschiedenen Entladungsströme I_D . Beide mit den Langmuir-Sonden gemessenen Dichten steigen fast linear mit $n_{e,POM}$, aber die Werte für $n_{i,LP}$ sind mehr als eine Größenordnung größer als $n_{e,LP}$. Die Kalibrierfaktoren zur Bestimmung der tatsächlichen Dichten der Spezies aus den Langmuir-Sonden-Messungen sind $S_e = 1.71$ und $S_i = 0.09$. Auf diese Weise

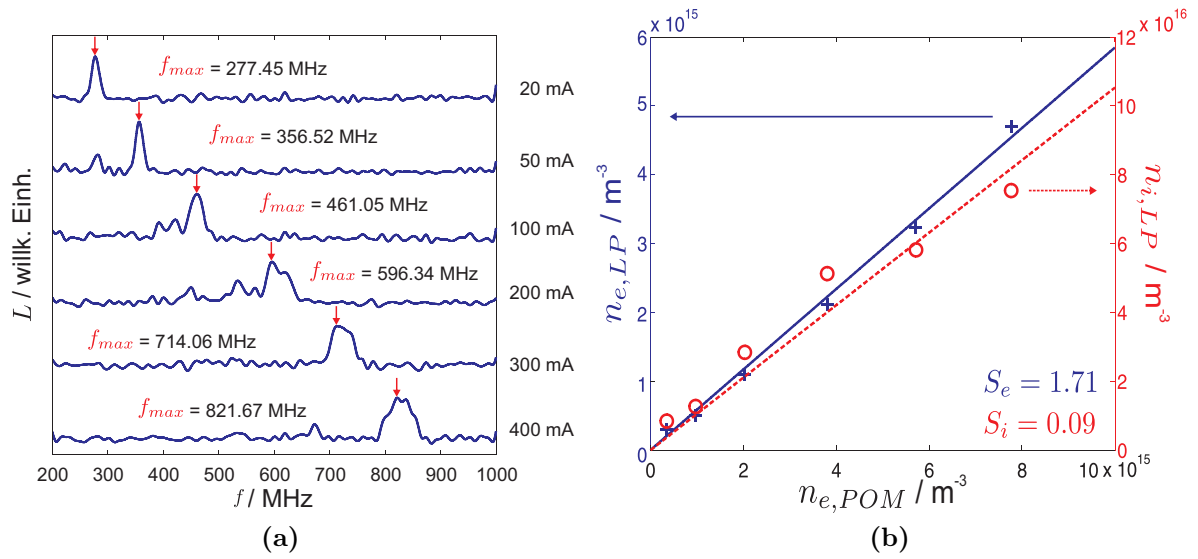


Abbildung 3.13: (a) Die Software-gefilterten Leistungsspektren wurden an der Position I aufgenommen. Die Intensitätsmaxima verschieben sich mit zunehmendem Entladungsstrom zu höheren Frequenzen. (b) Wie erwartet liegen die Dichte-Messungen der POM zwischen den Dichten der Kennlinien, die mit Langmuir-Sonden (LP) aufgenommen wurden. Mit den reproduzierbaren Kalibrierfaktoren für jede Spezies lassen sich die in Anwesenheit von Staub mit den Langmuir-Sonden gemessenen Dichten in die wahren Dichten umrechnen.

können die Messungen der Langmuir-Sonde in beiden Fällen qualitativ ausgewertet werden, im staubfreien Fall, genauso wie in Anwesenheit von Staub und es gilt $n_e = S_e \times n_{e,LP}$ und $n_i = S_i \times n_{i,LP}$.

4

Grundlagen zu Staubaufladungsprozessen

Staubige Plasmen enthalten neben Elektronen und Ionen eine dritte Spezies geladener Partikel, die Staubpartikel. Sie unterscheiden sich durch eine große Masse und eine hohe Ladung von den anderen Plasmaspezies. Während die Teilchenmasse leicht gemessen werden kann, wird die Ladung von den Plasmaparametern des Plasmas bestimmt, genauer durch die Ströme der Elektronen und Ionen auf die Oberfläche. Die zusätzlich ins Plasma eingebrachten Partikel können aufgrund ihrer negativen Ladung die Plasmadynamik beeinflussen [Blo08, Bau08, Men11, Bar96a, Mel93]. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Aspekte zum Verständnis der Aufladungsprozesse eines Staubpartikels vorgestellt.

Es wird eine quantitative Analyse dieser Aufladungsprozesse für ein ruhiges Plasma, wie im Experiment DoDo, unter Berücksichtigung der Kräfte, die auf die Partikel wirken, gegeben. Die erste detaillierte Arbeit beschäftigt sich mit der Aufladung von Partikeln in astrophysikalischen Plasmen [Whi85]. Die zugrunde liegende Theorie für die Aufladungsprozesse ist die OML-Theorie [Mot26].

4.1 Sondentheorie für Partikelaufladung

Die Ströme auf das Partikel ähneln denen auf eine nicht vorgespannte Langmuir-Sonde, vgl. hierzu Abschnitt 3.3. Grundlage der Berechnung der zu erwartenden Ladung auf den Staubpartikeln ist die Orbital-Motion-Limited (OML)-Theorie [Mot26] für sphärische Kollektoren in Plasmen. Ein ideales Staubpartikel entspricht dabei einer sphärischen Sonde unter den Annahmen stoßfreier Bewegung der einzelnen Plasmaspezies und deren isotrope Geschwindigkeitsverteilung.

Die Ladungsbestimmung eines Staubpartikels in einem Plasma wird über die Elektronen- und Ionenströme auf die Partikeloberfläche vorgenommen, daraus resultiert das Oberflächenpotential ϕ_d .

4.2 Elektronen- und Ionenströme

Ein ungeladenes, in ein Plasma eingebrachtes Staubpartikel wird negativ in Bezug auf das Plasmapotential ϕ_p auf das Oberflächenpotential ϕ_d aufgeladen. Wegen der größeren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen, im Vergleich zu den Ionen, ist nämlich der Elektronenstrom zu Beginn des Aufladungsprozesses dominant. Während sich die Ionen im freien Fall auf die Partikeloberfläche befinden, können lediglich die höherenergetischen Elektronen der Maxwell-Verteilung die Partikeloberfläche erreichen. Ein stationäres Stromgleichgewicht stellt sich ein, wenn kein Nettostrom mehr auf das Partikel fließt, d.h. $I_e(\phi_d) + I_i(\phi_d) = 0$.

Nach der OML-Theorie sind die Ströme auf das sich im Plasma befindende Partikel durch die positiven Ionen mit einem Einfallsradius $b < b_c$ (s. Abb. 4.1) begrenzt. Zur Vereinfachung wird das Plasmapotential $\phi_p = 0$ gesetzt. Unter Berücksichtigung, dass es sich um ein Niedertemperaturplasma handelt, das sich nicht im thermischen Gleichgewicht befindet, wenn also das Temperaturverhältnis $T_e/T_i \gg 1$ ist und deshalb mehr Elektronen als Ionen die Partikel erreichen, laden sich die Staubpartikel negativ auf. Die orbitale Bewegung eines Ions endet entweder auf dem Partikel oder, nach einer durch das geladene Partikel verursachten Ablenkung, im Unendlichen. Ionen mit einem Stoßparameter $b = b_c$ erreichen gerade noch das Partikel unter einem streifendem Einfallswinkel. Ein im Unendlichen startendes Ion besitzt eine Gesamtenergie E_0 , mit der charakteristischen Geschwindigkeit

$$v_{Ti} = \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}}, \quad (4.1)$$

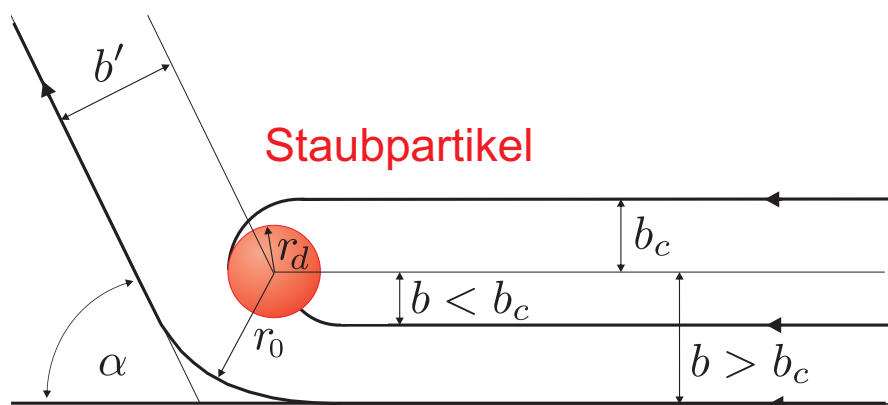


Abbildung 4.1: Partikel mit negativem Oberflächenpotential ϕ_d . Nur Ionen mit einem Stoßparameter $b < b_c$ tragen zur Partikelaufladung bei. Ionen mit einem Radius $b > b_c$ werden im elektrostatischen Feld des Staubpartikels abgelenkt, können es aber nicht erreichen. α ist der Ablenkwinkel und r_0 ist die minimale Distanz des Ions zum Partikels.

die im elektrostatischen, zentralen Feld des Partikels erhalten bleibt. Die Masse des Ions wird mit m_i bezeichnet und k_B ist die Boltzmann-Konstante. Damit ergibt sich die maximal von einem einfach geladenen Ion übertragbare Energie zu

$$E_0 = \frac{1}{2}m_i v_{Ti}^2 = e\phi_d + \frac{1}{2} \frac{L_0^2}{m_i r_d^2}, \quad (4.2)$$

mit dem Drehimpuls $L_0 = m_i v_{Ti} b_c$ und dem Partikelradius r_d . Umformung von (4.2) liefert dann

$$b_c = r_d \sqrt{1 - \frac{e\phi_d}{E_0}} = r_d \sqrt{1 - \frac{e\phi_d}{k_B T_i}}. \quad (4.3)$$

Der Stoßparameter b_c stellt den Radius des tatsächlichen Einfangquerschnitts σ_c dar und ist mit

$$\sigma_c = \pi b_c^2 = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{q_i \phi_d}{k_B T_i}\right) \quad (4.4)$$

immer größer als die Partikelquerschnittsfläche πr_d^2 , da für Ionen $q\phi_d < 0$. Der Ionenstrom I_i auf das kugelförmige Partikel wird durch den Ladungsfluss durch die effektive Einfangoberfläche $A_{eff} = 4\pi b_c^2$ und den Geometriefaktor $1/4$, bestimmt

$$I_i = \frac{1}{4} A_{eff} n_i e v_{Ti} = \pi r_d^2 n_i e \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_d}{k_B T_i}\right), \quad (4.5)$$

dabei ist $n_i = n_{i\infty}$ die Ionendichte des Plasmas.

Die Plasmaelektronen werden von dem negativ geladenen Staubpartikel abgestoßen. Nur Elektronen genügend hoher Energie können gegen das abstoßende Potential ϕ_d anlaufen und zur Ladungsbilanz beitragen. Daher ist die effektive Oberfläche für die Elektronen die Partikeloberfläche $A_d = 4\pi r_d^2$. Die Maxwell-Verteilung der Elektronendichte

$$n_e(\phi_d) = n_{e\infty} \exp\left(\frac{e\phi_d}{k_B T_e}\right) \quad (4.6)$$

in der Nähe der Partikeloberfläche sorgt für eine Dichtereduktion um den Boltzmann-Faktor. Der Elektronenstrom, den das Partikel erreicht, ergibt sich dann zu

$$I_e = -\frac{1}{4} A_d n_e e v_{th,e} = -\frac{1}{4} \pi r_d^2 n_{e\infty} e \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_d}{k_B T_e}\right). \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.2a sind die Elektronen- und Ionenströme auf ein Partikel mit einem Radius $r_d = 2.5 \mu\text{m}$ bei typischen Entladungsbedingungen $n_e = 1 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$, $T_e = 2 \text{eV}$ und $T_i = 0.2 \text{eV}$ dargestellt. Die Ströme sind bei $\Phi_f = -6.48 \text{V}$ gleich groß und in Abb. 4.2a

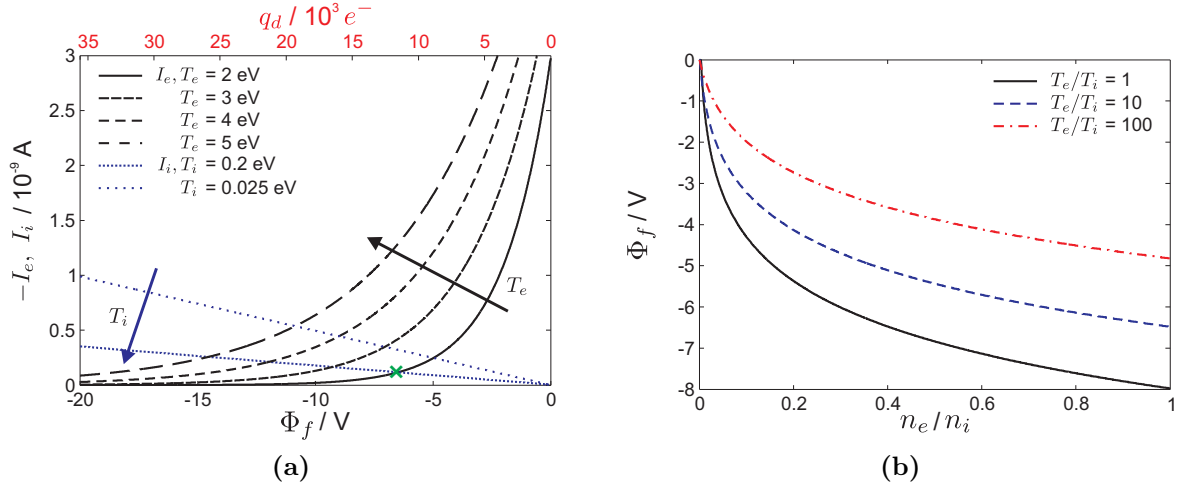


Abbildung 4.2: (a) Elektronen- und Ionenströme nach der OML-Theorie auf ein sphärisches Partikel mit dem Radius $r_d = 2.5 \mu\text{m}$ in einem Argonplasma mit $n_{e,i} = 1 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$, für verschiedene T_e und T_i . Die Schnittpunkte der Elektronen- und Ionenströme ergeben die Werte für die Floatingpotentiale Φ_f unter den beschriebenen Voraussetzungen. Das grüne Kreuz markiert das zu erwartende Floatingpotential $\Phi_f = -6.48$ eV für die Experimentbedingungen in DoDo, was einer Partikelladung von $q_d \approx 11\,500$ Elementarladungen entspricht. (b) Floatingpotential als Funktion des Verhältnisses von Elektronen- zu Ionendichte für verschiedene Temperaturverhältnisse T_e/T_i .

durch ein grünes Kreuz markiert. Der schwarze Pfeil gibt die Richtung des Anstiegs für die Elektronentemperatur an, der blaue Pfeil die des Anstiegs der Iontemperatur. Die Abhängigkeit des Floatingpotentials vom Dichteverhältnis n_e/n_i ist in 4.2b gezeigt. Das Floatingpotential hängt dabei auch vom Temperaturverhältnis T_e/T_i ab. Je kälter die Ionen im Vergleich zu den Elektronen, desto größer wird das Floatingpotential des Staubpartikels bei $n_e = n_i$, während sich ansonsten die Verläufe der Kurven ähnlich verhalten.

Mit dem Floatingpotential Φ_f , das sich nach einem kurzen Aufladeprozess auf einem isolierten Staubpartikel einstellt, lässt sich die Ladung eines Staubpartikels berechnen, dabei entspricht Φ_f dem Oberflächenpotential Φ_d . Aus den Gleichungen (4.5) und (4.7) ergibt sich für die Floatingbedingung $I_i(\Phi_f) + I_e(\Phi_f) = 0$

$$1 - \frac{T_e}{T_i} \frac{e\Phi_f}{k_B T_e} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \frac{n_{e\infty}}{n_{i\infty}} \exp\left(\frac{e\Phi_f}{k_B T_e}\right). \quad (4.8)$$

Die numerische Lösung dieser Gleichung ergibt für ein quasi-neutrales, nicht-isothermes Argonplasma mit $T_i \ll T_e$

$$\phi_f \approx (2 \dots 3) k_B T_e / e. \quad (4.9)$$

Die Partikelladung ergibt sich aus dem Kugelkondensatormodell

$$q_d = -Z_d e = C \Phi_f = 4\pi\epsilon_0 r_d \left(1 + \frac{r_d}{\lambda_D}\right) \Phi_f, \quad (4.10)$$

dabei bezeichnet Z_d die Anzahl der Elementarladungen auf dem negativ geladenen Staub und C die Kapazität eines Kugelkondensators. Der Faktor $1 + r_d/\lambda_D$ berücksichtigt die Debye-Abschirmung. Im Grenzfall $r_d \ll \lambda_D$ reduziert sich dies zum Vakuumfall. In Abbildung 4.2a sind die korrespondierenden Partikelladungen zu den jeweiligen Potentialen oben aufgetragen, unter der Annahme eines drift- und stoßfreien kalten Plasmas. Die erwartete Partikelladung für die Experimentbedingungen in DoDo mit den 5 μm großen Teilchen ist $q_d \approx 11\,500$ Elementarladungen.

4.3 Gültigkeit des OML-Modells

Da in dem OML-Modell Stöße nicht berücksichtigt werden, ist das oben beschriebene Modell der Staublutung nur anwendbar, wenn die mittlere freie Weglänge (engl. *mean free path*, im Folgenden mfp) der Plasmapartikel λ_{mfp} groß gegenüber der Debye-Länge ist. Andernfalls verlieren Plasmateilchen, die bei der Annäherung auf das Staubpartikel einen Stoß erfahren, einen Teil ihrer Bewegungsenergie und können dann die Stauboberfläche im freien Fall erreichen oder werden von dieser abgestoßen. Eine bekannte Theorie dieser Situation zur Bestimmung der Ströme ist die sogenannte *radial-motion* oder auch ABR-Theorie, eingeführt von John E. Allen, Robert L. F. Boyd und Paul Reynolds [All57].

Für die hier durchgeführten Untersuchungen wird angenommen, dass die Trajektorien der Plasmaspezies nicht durch das *multi-line-cusp* Magnetfeld beeinflusst werden, da die Plasmasäule im Inneren als magnetfeldfrei betrachtet werden kann, vgl. Abschnitt 2.1. Die OML-Theorie ist für DoDo also gültig, denn es ist $r_d = 2.5\,\mu\text{m} < \lambda_D = 100\,\mu\text{m} < \lambda_{mfp,e} = 2.57\,\text{m}$, $\lambda_{mfp,i} = 0.21\,\text{m}$. Die mittleren freien Weglängen der Elektronen und Ionen lassen sich mit der Formel

$$\lambda_{mfp,e,i} = \frac{1}{n_n \sigma_{e,i}} \quad (4.11)$$

berechnen, n_n ist die Dichte der Neutralgasatome, $\sigma_e = 10 \times 10^{-20}\,\text{m}^2$ und $\sigma_i = 125 \times 10^{-20}\,\text{m}^2$ [Hir03] sind die Stoßquerschnitte der Elektronen bzw. der Argonionen mit den Neutralgasatomen. Aus der Zustandsgleichung idealer Gase, $p = nk_B T$, ergibt sich die Neutralgasdichte

$$n_n = \frac{p}{k_B T_n} = \frac{1.6 \times 10^{-2}\,\text{Pa}}{1.38 \times 10^{-23}\,\text{JK}^{-1} \cdot 300\,\text{K}} \approx 4 \times 10^{18}\,\text{m}^{-3}. \quad (4.12)$$

Eine weitere Limitierung des OML-Modells ergibt sich durch hohe Staabdichten. Das Modell von Havnes et al. [Hav87] beschreibt, welchen Einfluss eine zunehmende Staabdichte auf das Potential zwischen den Staubteilchen, dem sogenannten Cloudpotential Φ_c , dem Oberflächen- oder Floatingpotential der Staubpartikel Φ_f und daraus resultierend auf die Staublading q_d hat. Danach ist der Parameter $P = 4\pi\lambda_{De}^2 r_d n_d$ entscheidend für die Abweichung von dem Fall isolierter Partikel. Für $P \ll 1$ ist keine Veränderung des Potentials in einer Staubwolke, noch des Floatingpotentials und damit der Staublading zu erwarten. Das ändert sich jedoch bei höheren Staabdichten und Werten von $P \approx (0.1 - 1)$, dann sind viele Elektronen an den Staub gebunden, eine lokale Reduktion der Elektronendichte ist die Folge, und Φ_f bzw. Φ_d weicht vom Floatingpotential des isolierten Partikels zu positiven Werten ab. Auch das Cloudpotential verändert sich, es wird negativer. Mit einer weiteren Zunahme des Parameters steigt das Floatingpotential weiter, ebenso nimmt das Cloudpotential weiter ab, so dass die Ladung auf einem Staubpartikel auch immer weiter abnimmt. Im Grenzfall $P \gg 1$ konvergieren das Floating- und das Cloudpotential. Dieser Effekt wird durch die in Kapitel 3.4.1 vorgestellte Untersuchungsmethode experimentell genau studiert.

4.4 Weitere Aufladungsmechanismen

Weitere Aufladungsmechanismen, die die Ladung der Staubpartikel beeinflussen können, werden hauptsächlich in astrophysikalischen Plasmen beobachtet und spielen für die hier durchgeführten Experimente kaum eine Rolle, werden hier aber der Vollständigkeit halber kurz erläutert.

Sekundärelektronenemission

Treffen hochenergetische Plasmateilchen, auf ein negativ geladenes Staubpartikel, können Sekundärelektronen aus der Stauboberfläche gelöst werden [Kol56, Hac59, Gib66, Knu73]. Dieser Elektronenverlust ist als positiver Strom auf die Partikeloberfläche zu betrachten. Eine merkliche Sekundärelektronenemission ergibt sich für Elektronen bei $E_e > 400$ eV für SiO_2 . Ionenenergien müssen sogar einige keV erreichen [Mey82]. In DoDo werden maximal $E_e \leq 100$ eV und $E_i \leq 0.2$ eV erreicht. Daher ist der Effekt vernachlässigbar.

Photoemission

Als Photoemission bezeichnet man das Herauslösen von Elektronen aus der Teilchenoberfläche durch einfallende Photonen. Ist ihre Energie größer als die Austrittsarbeit eines Elektrons $h\nu > W_A$, wird das Staubteilchen aufgrund des Elektronenverlusts positiv geladen. Photonen mit einer genügend hohen Energie liefern z.B. UV Lampen. Normalerweise ist jedoch die Intensität der UV-Strahlung innerhalb der komplexen Plasmen in den Labors zu gering, so

dass dieser Auflademechanismus in der Ladungsbilanz vernachlässigt werden kann, wohingegen in astrophysikalischen Plasmen, unter dem Einfluss der UV- und Röntgen-Strahlung der Sterne und dieser Mechanismus positiv geladene Staubpartikel erzeugen kann [Goe89, Goe91].

Thermische Emission

Thermische Emission bezeichnet das Auslösen eines Elektrons oder Ions aus einer Partikeloberfläche aufgrund seiner eigenen hohen Temperatur, auf die es z.B. durch ein äußeres Strahlungsfeld oder durch Stöße erhitzt wurde. Damit der Richardson-Effekt zur Aufladung beitragen kann, müssen Partikeltemperaturen von $T_d > (1200\text{--}2000) \text{ }^\circ\text{K}$ erreicht werden, was unter typischen Laborbedingungen nicht der Fall ist. Weiterhin liegt diese Temperatur weit über dem Schmelzpunkt der hier verwendeten Partikel.

Feldemission

Bei der Feldemission werden durch ein ausreichend starkes elektrisches Feld im Fall negativer Oberflächenladung $|E_s| > q_d/(\epsilon_0 4\pi r_d^2) \approx 10^9 \text{ V m}^{-1}$ Elektronen emittiert, das entspricht für ein Partikel mit einem Radius $r_d = 2.5 \text{ } \mu\text{m}$ mehr als 4.34×10^6 Elementarladungen und einem Oberflächenpotential $\Phi_s < 2500 \text{ V}$. Im Fall positiver Oberflächenladung muss eine Feldstärke von $|E_s| > 5 \times 10^{10} \text{ V m}^{-1}$ [Goe89] erreicht werden, damit Ionen emittiert werden. Mehr als 2.17×10^8 positiver Ladungen befinden sich auf dem Partikel, die zu einem Oberflächenpotential von $\Phi_s > 124 \text{ V}$ führt. Im Wesentlichen führt dieser Aufladungsmechanismus zu einer oberen Grenze der (negativen) Staubladung. Allerdings ergeben sich für die Staubpartikel in DoDo geringe Staubladungen in der Größenordnung von maximal einigen 10 000 eV, so dass dieser Prozess keinen Beitrag zur Aufladung leisten kann.

Stochastische Fluktuationen

In RF-Plasmen erfahren die Staubpartikel stochastische Ladungsfuktuationen wegen der diskreten elektrischen Ladung. Das zeitliche Verhalten der Ladung zeigt eine Gauß-Verteilung um die gemittelte Partikelladung [Cui94, Gor94, Mat95]. Die Ladung fluktuiert um $\Delta Z_d = 1/2\sqrt{Z_d}$. Diese geringen und hochfrequenten Fluktuationen sind für μm -große Partikel zu vernachlässigen. Wichtig werden sie allerdings bei der Betrachtung von Partikeln mit $r_d < 20 \text{ nm}$, da hier aufgrund der geringen negativen Partikelladung, ein Staubpartikel kurzzeitig auch positiv geladen sein kann. Die gleichzeitige Existenz von positiv und negativ geladenen Partikeln kann zu einer Koagulation der Staubpartikel und damit zum Partikelwachstum führen [Hol00].

4.5 Aufladungszeiten

Im Allgemeinen wird die Partikelladung als konstant angesehen, d. h. $dq_d/dt = I_e + I_i = 0$. Bringt man aber ein ungeladenes Partikel in ein Plasma ein, so ist ein zeitliches Verhalten zu beobachten. Drückt man in den Gleichungen der OML-Ströme, (4.5) und (4.7), das Potential Φ_d durch das Kugelkondensatormodell (4.10) aus, dann ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{dq_d}{dt} = & -\pi r_d^2 n_e e v_{te} \exp\left(\frac{eq_d}{4\pi\epsilon_0 r_d(1+r_d/\lambda_D)k_B T_e}\right) \\ & + \pi r_d^2 n_i e v_{ti} \left(1 - \frac{eq_d}{4\pi\epsilon_0 r_d(1+r_d/\lambda_D)k_B T_i}\right), \end{aligned} \quad (4.13)$$

Die Lösung der Differentialgleichung, betrachtet man die OML-Ströme getrennt voneinander, ist

$$q_d(t) = q_{d0} e^{-t/\tau_{e,i}} + 4\pi\epsilon_0 r_d \frac{k_B T_{e,i}}{e}. \quad (4.14)$$

Damit ergeben sich die spezifischen Aufladungszeiten $\tau_{e,i}$

$$\tau_{e,i} = 4\pi\epsilon_0 r_d \left(1 + \frac{r_d}{\lambda_D}\right) \frac{k_B T_{e,i}}{e} \frac{1}{\pi r_d^2 e n_{e,i} v_{th,e,i}}. \quad (4.15)$$

Die Formel von Winske [Win95] wurde hier an das Debye-Hückel Potential angepasst. Diese Zeitskalen kann man als Aufladungszeit $\tau = RC$ der Teilchenkapazität $C = 4\pi\epsilon_0 r_d$ durch einen Widerstand $R = U/I$ verstehen, wobei $U = k_B T_{e,i}/e$ das elektrische Potential des Partikels ist und $I_{e,i} = \pi r_d^2 e n_{e,i} v_{th,e,i}$ die charakteristischen OML-Ströme auf das Partikel sind. Aus der größeren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen folgt, dass $\tau_i \gg \tau_e$ und damit die Aufladungszeit der Ionen den Aufladungsprozess dominiert. Für das Argonplasma in DoDo mit den experimentellen Daten $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = T_e/10$, $n_e = n_i = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und $r_d = 2.5 \mu\text{m}$ ergeben sich Aufladezeiten für die Elektronen von $\tau_e = 0.2 \mu\text{s}$ und für die Ionen von $\tau_i = 16 \mu\text{s}$, d. h. nach der Aufladungszeit τ_i kann der Aufladungsprozess als abgeschlossen betrachtet werden. In Abbildung 4.3a sind die OML-Ströme auf ein Partikel und in Abb. 4.3b die Ladungen auf dem Partikel in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Der zunächst hohe Elektronenstrom sinkt rasch mit der schnell ansteigenden negativen Partikelladung, während der Ionenstrom steigt und sich asymptotisch einem Gleichgewicht nähert.

Der Aufladungsprozess kann nach $16 \mu\text{s}$ als abgeschlossen betrachtet werden. Die Partikelladung hat jetzt ein Niveau von $1/e$ der finalen Ladung im Gleichgewicht erreicht. Diese Zeitskala ist im Vergleich zu den Potentialmessungen so klein, dass die Partikel nach der Injizierung ins Plasma als instantan aufgeladen angenommen werden können.

Die Theorie zum Einfluss der Staubbichte auf die Staublading wird in Kapitel 6.2.1 diskutiert.

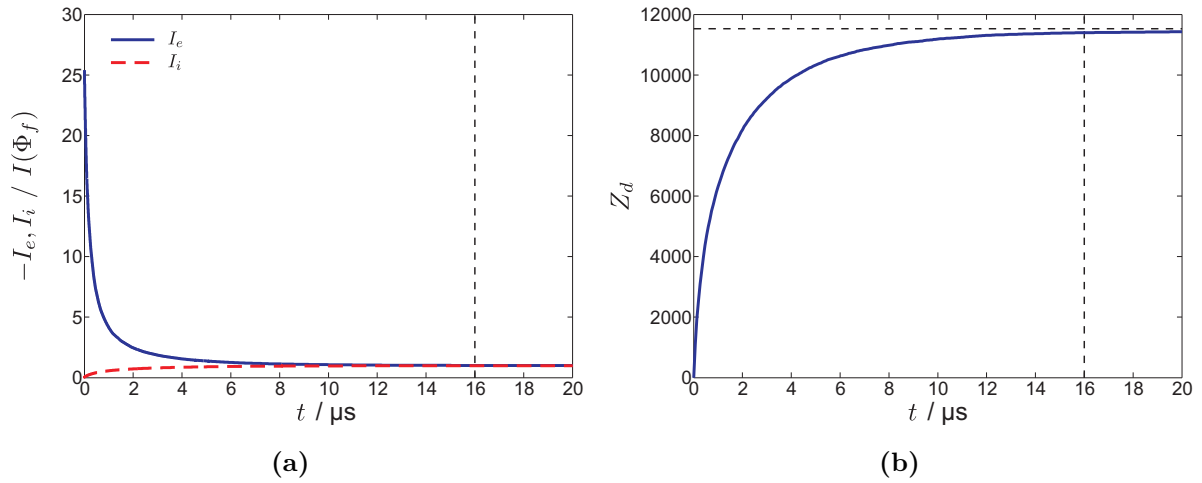


Abbildung 4.3: (a) Zeitliche Entwicklung der Elektronen- und Ionenströme auf ein Partikel mit dem Radius $r_d = 2.5 \mu\text{m}$ in einer Argon-Entladung mit $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = T_e/10$, $n_e = n_i = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$. (b) Anzahl der Elementarladungen Z_d als Funktion der Zeit. Die Aufladezeit wird vom Ionenstrom bestimmt und beträgt $t = 16 \mu\text{s}$, gekennzeichnet durch die schwarze, vertikale Linie (- -). Die schwarze, horizontale Linie (- -) entspricht der Anzahl der Elementarladungen von $Z_d = 11\,530$.

4.6 Kräfte auf Staubpartikel

Die bisherigen Kapitel beschäftigten sich mit den Aufladungsprozessen und der resultierenden Ladung der Staubpartikel. Die kurze Aufladezeit von einigen μs rechtfertigt die Annahme einer instantanen Aufladung der Partikel. Damit wirken auf die Partikel auch elektrostatische Kräfte, hervorgerufen durch ihre hohen Oberflächenladungen. Eine kurze Darstellung der wichtigsten Kräfte, Gravitation, elektrische Feldkraft, Ionenwindkraft, Thermophorese und Neutralgasreibung, soll hierzu einen Überblick geben.

Gravitation

Auf ein sphärisches Partikel der Masse m_d und der vom Material abhängigen Dichte ρ_d wirkt im Labor das Schwerfeld der Erde mit der Gravitationskraft

$$\mathbf{F}_g = m_d \mathbf{g} = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho_d \mathbf{g}, \quad (4.16)$$

dabei ist g die Fallbeschleunigung und r_d der Teilchenradius. Die Kraft ist für gleiche Partikel proportional zu r_d^3 . Wie man später sieht, ist diese Kraft für μm -Partikel bestimmend, wohingegen sie bei nm -Partikeln vernachlässigbar sein kann. Für die hier genutzten Staubpartikel mit einem Radius von $r_d = 2.5 \mu\text{m}$ und einer Dichte von $\rho_d = 1 \text{ g cm}^{-3}$ ist $F_g = 6.42 \times 10^{-13} \text{ N}$.

Elektrostatische Feldkraft

Ein externes elektrisches Feld \mathbf{E} wirkt auf die Ladung q_d eines Staubpartikels mit der Coulombkraft

$$\mathbf{F}_{el} = q_d \mathbf{E} = 4\pi\epsilon_0 r_d \Phi_f \mathbf{E}. \quad (4.17)$$

Die Anwendung des Kapazitätsmodells, eingeführt in Kapitel 4.2, zeigt, dass die elektrische Kraft F_{el} linear vom Partikelradius r_d abhängt. In quasi-neutralen Plasmen sind die elektrischen Felder klein, dennoch können sie z.B. in Randschichten von RF Plasmen ausreichend groß sein, um μm große Partikel gegen die Schwerkraft zu levitieren.

In DoDo gibt es nur ein schwaches axiales elektrisches Feld $E_{el} = 7 \text{ V m}^{-1}$. Der Betrag der resultierenden Feldkraft ist $|F_{el}| = 1.29 \times 10^{-14} \text{ N}$ und ist damit über eine Größenordnung kleiner als die Schwerkraft F_g . Damit ist die elektrische Kraft für die hier vorgenommenen Untersuchungen nicht relevant.

Neutralgasreibung

Die Neutralgasreibung tritt auf, sobald die Staubpartikel eine Relativgeschwindigkeit zum neutralen Gashintergrund besitzen. Die neutralen Atome treffen auf ein Partikel und übertragen damit einen Impuls, der die Relativgeschwindigkeit der Partikel verringert. Die Kraft F_n auf ein sich bewegendes Teilchen kann mit Hilfe der Epstein-Formel [Eps24]

$$\mathbf{F}_n = -\delta \frac{4}{3} \pi r_d^2 m_n n_n v_{th,n} \mathbf{v}_{rel} \quad (4.18)$$

angegeben werden, dabei ist πr_d^2 der geometrische Wirkungsquerschnitt eines Partikels σ_d . Der Millikan Koeffizient δ bestimmt den Impulsübertrag, da er die Art der Reflexion der Neutralgasteilchen an der Partikeloberfläche beinhaltet, er kann Werte zwischen 1 (für spiegelnde Reflexion) $< \delta < 1 + 4/9$ (für diffuse Reflexion) annehmen. Die Größen der Neutralteilchen werden durch die Dichte mit n_n , die Masse mit m_n und der thermischen Geschwindigkeit mit $v_{th,n}$ gekennzeichnet und v_{rel} beschreibt die Relativgeschwindigkeit der Staubpartikel zum Neutralgas. Die Reibungskraft des Neutralgases kann mit dem Epstein-Koeffizienten β in folgender Form gebracht werden

$$\mathbf{F}_n = -m_d \beta \mathbf{v}_d, \quad \text{mit } \beta = \delta \frac{8}{\pi} \frac{p}{r_d \rho_d v_{th,n}} \quad \text{und } p = n_n k_B T_n. \quad (4.19)$$

Damit ist die Reibungskraft proportional zum Gasdruck p und proportional zum Partikelquerschnitt r_d^2 , dieses erkennt man allerdings in (4.18) besser, da in (4.19) das Volumen des Staubpartikels in m_d eingeht. Die Gleichung (4.19) zeigt auch, dass bei gleicher Masse die Dämpfung der Bewegung der Staubpartikel für größere Partikel geringer ist.

Große Bedeutung kommt der Neutralgasreibung in Plasma bei hohen Drücken vor. Der Ar-

beitsdruck von DoDo ist mit $p = 1.6 \times 10^{-2}$ Pa gering, ebenso die Relativgeschwindigkeit $v_{rel} \approx \sqrt{2gh} = 2 \text{ m s}^{-1}$ aus dem freien Fall der Staubpartikel für $h = 0.25$ m. Wird der Millikan-Koeffizient für ein maximales Resultat zu $\delta = 1$ gewählt, ergibt sich eine Kraft aufgrund der Reibung mit den Atomen des neutralen Argongases von $F_n = 8.03 \times 10^{-15}$ N. Dies entspricht nur einem Prozent der Gewichtskraft und ist damit vernachlässigbar.

Ionenreibung

Auch die Ionenreibung ist eine Kraft, die sich durch eine Relativbewegung v_{rel} der Ionen zu den Staubpartikeln ergibt. Die Strömung der Ionen wird beispielsweise durch ambipolare Diffusion verursacht. Die positiven Ionen interagieren nicht mit dem neutralen Gashintergrund, dafür aber, sogar über große Distanzen hinweg, mit den Staubpartikeln. Die Ionen können entweder eingefangen werden und treffen damit auf die Partikeloberfläche oder wechselwirken mit dem Coulombpotential des Partikels, indem sie ihren orbitalen Weg ändern. Es wird ein Nettoimpuls auf das Staubpartikel durch die Reibungskraft eingefangener Ionen (engl. *collection force*) F_c oder durch die Ablenkkraft (engl. *orbit force*) F_o übertragen.

Innerhalb eines Zeitintervalls dt interagiert die Anzahl der Ionen $dN = n\sigma v_{rel}dt$, wobei n die Dichte der strömenden Ionen und σ den effektiven Wirkungsquerschnitt für einen Impulsübertrag durch direkte Stöße bezeichnen. Mit der Impulsänderung Δp ergibt sich dann für jede dieser Kräfte aus

$$\mathbf{F} = \frac{dN \Delta p}{dt} = \Delta p n \sigma v_{rel} . \quad (4.20)$$

Die Ionenwindkraft ist die Summe von zwei Kräften

$$\mathbf{F}_{ion} = \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_o . \quad (4.21)$$

Die Kraft durch die direkte Stöße der Ionen mit den Staubpartikeln ist

$$\mathbf{F}_c = m_i v_s n_i \mathbf{u}_i \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_s^2} \right) . \quad (4.22)$$

Der Impulsübertrag der Ionen $m_i v_s$ findet bei einer mittleren Ionengeschwindigkeit von $v_s = (u_i^2 + v_{th,i}^2)^{1/2}$ statt, der Wirkungsquerschnitt für die direkten Stöße entspricht dem schon aus Kapitel 4.2 bekannten Stoßquerschnitt σ_c , siehe auch Abb. 4.1.

Für die Betrachtung der Kraft, aufgrund der die Ionen im Coulombfeld des Staubpartikel abgelenkt werden, ist der elastische Wirkungsquerschnitt σ_{elas} für den Impulsübertrag notwendig. Er ist gegeben durch

$$\sigma_{elas} = 4\pi b_{\pi/2}^2 \frac{1}{2} \ln \left(\frac{b_{max}^2 + b_{\pi/2}^2}{b_{min}^2 + b_{\pi/2}^2} \right) , \quad (4.23)$$

dabei entsprechen b_{max} und b_{min} dem maximalen bzw. dem minimalen, also geometrischen, Stoßparameter und es gilt $b_{max} = \lambda_D$ [Bar92] und $b_{min} = b_c$. Der Stoßparameter $b_{\pi/2} = qde/(4\pi\epsilon_0 m_i v_s^2)$ steht für eine Ablenkung der Ionen von 90° , ausgehend von der Einfallstrajektorie. Damit resultiert für die Kraft F_o nach (4.20)

$$\mathbf{F}_o = m_i v_s n_i \mathbf{u}_i 2\pi b_{\pi/2}^2 \ln \left(\frac{b_{max}^2 + b_{\pi/2}^2}{b_{min}^2 + b_{\pi/2}^2} \right). \quad (4.24)$$

Weiterführende analytische Untersuchungen zeigen, dass bei extrem geladenen Partikeln auch Coulombstöße außerhalb des hier angenommenen Stoßparameters von $b_{max} = \lambda_D$ berücksichtigt werden müssen [Khr02].

Thermophorese

Die thermophoretische Kraft beruht auf Thermodiffusion. Gasatome stoßen im Mittel isotrop auf ein Partikel. Dies ist zunächst ein statistischer und ungerichteter Vorgang. Ein Temperaturgradient ΔT_n im Neutralgas beeinflusst die isotrope Geschwindigkeitsverteilung [Wal59]. Mehr Gasatome der heißeren Region treffen auf die Staubpartikel. Damit wird ein Nettoimpuls auf das Partikel übertragen und es bewegt sich in Richtung des kälteren Bereichs. Die Kraft, die in die entgegengesetzte Richtung des Temperaturgradienten wirkt, ist entsprechend einem analytischen Modell für sphärische Partikel [Tal80]

$$\mathbf{F}_{th} = -\frac{32}{15} \frac{r_d^2}{v_{th,n}} \Lambda \nabla T, \quad (4.25)$$

r_d ist der Teilchenradius, $v_{th,n} = [8k_B T_n / (\pi m_n)]^{1/2}$ die thermische Geschwindigkeit der Gasatome, T_n die Temperatur und Λ die Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases. Die Wärmeleitfähigkeit des Gases ist gegeben durch

$$\Lambda = \alpha c \eta, \quad (4.26)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität $c = 3k_B/(2m_n)$ und der Viskosität η des neutralen Gases [Rei65]. Für Gase ist $\alpha \approx 2.5$ [Han73] und $\eta = (5\sqrt{\pi}/16) \sqrt{m_n k_B T_n} / \sigma_n$. Der Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen den Neutralen ist $\sigma_n = 4.2 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ [Var52]. Mit $\Lambda = 0.017 \text{ W K}^{-1} \text{ m}^{-1}$ und der Abschätzung eines Temperaturgradienten zu $\nabla T = 10 \text{ K m}^{-1}$ ergibt sich die thermophoretische Kraft zu $F_{th} = 5.70 \times 10^{-15} \text{ N}$. Die thermophoretische Kraft ist damit als vernachlässigbar zu betrachten, erst bei einem angenommenen Wert für den Temperaturgradienten von $\nabla T = 1000 \text{ K m}^{-1}$ könnte sie in DoDo die Gravitation kompensieren. Ein gezielter Einsatz eines Temperaturgradienten durch geheizte bzw. gekühlte Elektroden in HF-Plasmen führte zur Levitation der Partikel [Rot02]. So ist die thermophoretische Kraft auch für den Einfang der *Yukawa-Balls* [Arp06] unerlässlich.

Vergleich der Kräfte

Abschließend wird in Abb. 4.4 noch ein grafischer Vergleich der Kräfte mit variierendem Partikelradius gezeigt. Deutlich ist die Dominanz der Gravitation F_g bei den eingesetzten Partikel mit $r_d = 2.5 \mu\text{m}$ zu erkennen, sie ist proportional zum Volumen des Staubpartikels, d.h. $F_g \propto r_d^3$. Die wirkenden Kräfte aufgrund von Thermophorese, Neutralgasreibung und den Einfang der strömenden Ionen zeigen eine quadratische Abhängigkeit vom Partikelradius $F_{th}, F_n, F_c \propto r_d^2$, die elektrische Feldkraft hängt linear $F_{el} \propto r_d$ und die durch die elastischen Stöße der Ionen mit Coulombfeld der negativ geladenen Staubpartikel hervorgerufene Kraft F_o ist $F_o \propto -\ln(r_d^2)$. Die unterschiedlichen Abhängigkeiten von F_c und F_o führen zu dem leicht geschwungenen Kurvenverlauf in Abb. 4.4, (cyanfarbene Linie, $\cdot - \cdot -$). Während die Gravitation zu immer kleineren Radien hin vernachlässigbar ist, dominiert sie unverkennbar bei großen Partikelradien.

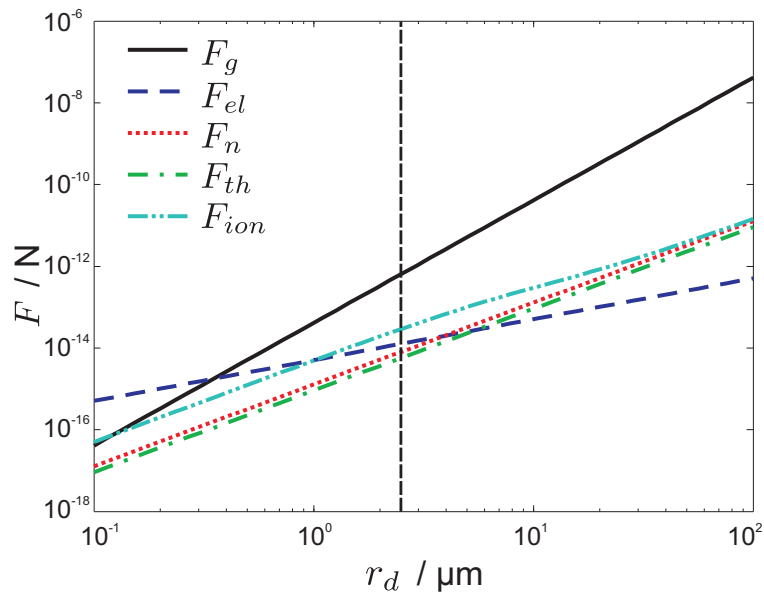


Abbildung 4.4: Kräfte, die auf ein Staubpartikel wirken, in Abhängigkeit vom Partikelradius r_d in einem Argonplasma. Die für diese Arbeit relevanten Parameter sind: Dichte der Staubpartikel $\rho_d = 1 \text{ gcm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = T_e/10$, $T_d = T_n = 0.026 \text{ eV}$, $n_e = n_i = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $Z_d = 11530$, $\Phi_d = -6.48 \text{ V}$, $p_{Ar} = 1.6 \times 10^{-2} \text{ Pa}$, $E = 7 \text{ Vm}^{-1}$, $u_i = 0.1 \times C_s$, $\delta = 1$, $v_{rel} = 3 \text{ ms}^{-1}$, $\alpha = 2.5$, $\sigma_n = 4.2 \times 10^{-19} \text{ m}^2$, $\nabla T_n = 10 \text{ Km}^{-1}$. Die hier in den Experimenten verwendeten Partikel haben einen Radius von $r_d = 2.5 \mu\text{m}$, die vertikale Linie kennzeichnet diesen Radius.

5

Ionenakustische Wellen

Die Existenz von ionenakustischen Wellen folgerten bereits 1929 Tonks und Langmuir aus einer hydrodynamischen Beschreibung des Plasmas [Ton29]. Der experimentelle Nachweis der IAW gelang Revans 1933 in einer Quecksilberdampf-Gasentladung [Rev33]. Zunächst wurden in den sechziger Jahren die linearen Eigenschaften der IAW, Ausbreitung, Dämpfung und Dispersion untersucht [Lev68, Ich01]. Die Erweiterung dieses Gebiets vollzog sich in den siebziger Jahren um die nichtlinearen Phänomene, wie Turbulenzen, stufenartige Dichte-, Temperatur- oder Geschwindigkeitsveränderungen, sogenannte *shock waves*, aber auch Solitonen, die Gegenstand aktueller Forschung sind [Nak03, Sai03].

Inzwischen ist der Mechanismus der IAW geklärt. Die früher vermutete Analogie zur akustischen Schallwelle konnte experimentell [Che84b, Coo93, Nak97] nicht bestätigt werden. Der Ausbreitungsmechanismus beruht nicht auf Druckstörungen, sondern auf der Coulomb-Abstoßung der Ionen untereinander. Es wurden Untersuchungen in dreikomponentigen Plasmen durchgeführt, in denen die Konstituenten Elektronen, positive Ionen und negative Ionen [Ich01, Nak97] bzw. Staubpartikel [Rao90, Ma94, Bar96a] sind. In einem elektronegativen Plasma werden zwei Moden beobachtet: die *slow mode* und die *fast mode*. Die *fast mode* entspricht der IAW mit nur einer Ionenspezies, während die *slow mode* eine zweite IAW, die der negativen und meist schwereren Ionen ist. Ersetzt man die negativen Ionen durch Staubpartikel, die sich stark negativ aufladen, ergibt sich für diese Spezies die sogenannte staubakustische Welle bzw. DAW (*dust acoustic wave*) [Rao90].

Die Vorstellung eines gekoppelten Doppelpendels ist für das Verständnis des Ausbreitungsmechanismus sinnvoll. Das schwere (negative) Ion oder Staubpartikel hat eine größere Masse als das leichte (positive) Ion. Bei diesem System werden zwei Normalmoden beobachtet. Die Feder kann auch die zweite Beobachtung, die Zunahme der Phasengeschwindigkeit der IAW mit abnehmender Elektronendichte erklären, wobei die Abschirmung der Coulombkräfte zwischen den Ionen durch die Elektronen der Feder entspricht. Je weniger Elektronen zur Verfügung

stehen, im Fall von Staubeintrag in das Plasma werden die freien Elektronen an die Partikel gebunden [Ma94, Bar96a, Bar96b], desto stärker wird die Kopplung der Ionen untereinander. Die Phasengeschwindigkeit der DIAW nimmt zu. Damit kann eine Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Konzentration der Staubpartikel beobachtet werden.

Mit Hilfe der Wellenausbreitung (Staub-) ionenakustischer Wellen, einer nicht-invasiven Diagnostik, soll dann nachgewiesen werden, ob eine Reduktion der freien Elektronen in Anwesenheit von Staub in dieser Versuchsanordnung zu beobachten ist. Diese Untersuchung, einschließlich einer Staubbichteviation, dient als Basis für die weiteren Untersuchungen der Ladungsverarbeitungseffekte in staubigen Plasmen.

Zunächst wird die IAW theoretisch beschrieben. Dabei wird das Plasma als Flüssigkeit behandelt, mit dem Ziel, die Bewegungsgleichungen der Spezies zu lösen und damit die Dispersionsbeziehung ionenakustischer Wellen zu gewinnen. Daran schließt sich die kinetische Beschreibung des Plasmas an. Hier ergibt sich ein Dämpfungsmechanismus, der nicht aus der Fluidtheorie resultiert. Es folgt die Darstellung der experimentellen Ergebnisse im direkten Vergleich zur Theorie mit anschließender Diskussion.

5.1 Theorie

Für die Beschreibung komplexer Plasmen eignen sich zwei Ausgangspunkte, die Fluidbeschreibung des Plasmas und die kinetische Beschreibung, die im Folgenden kurz dargestellt werden.

5.1.1 Fluid Modell

In der Fluidtheorie wird ein homogenes, isotropes System in einem einfach ionisierten Plasma betrachtet. Ziel ist es, den Teilchenwechselstrom der beiden Plasmaspezies für ein angelegtes elektrisches Wechselfeld zu berechnen und in die Dispersionsrelation $D(\omega, \mathbf{k}) = 0$ einzusetzen. Wie in der Hydrodynamik werden die (maxwellverteilten) Individualgeschwindigkeiten \mathbf{v}_j durch eine mittlere Geschwindigkeit \mathbf{u} der Spezies α ersetzt. Dabei ist vorausgesetzt, dass häufig genug Stöße auftreten, so dass das thermodynamische Gleichgewicht und damit eine mittlere Geschwindigkeit erreicht werden kann. Ausgangspunkt für die Untersuchung bildet die Newtonsche Gleichung

$$\mathbf{F}_\alpha = m_\alpha \frac{d\mathbf{u}_\alpha}{dt} = q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_{Druck,\alpha} . \quad (5.1)$$

Mit der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla (n_\alpha u_\alpha) = 0 \quad (5.2)$$

und dem Druckgleichgewicht zwischen Staudruck und kinetischem Druck ergibt sich die Impulstransportgleichung

$$m_\alpha n_\alpha \left(\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla \mathbf{u}_\alpha \right) = q_\alpha n_\alpha \mathbf{E} - \nabla p_\alpha, \quad (5.3)$$

die sich in der linearen Störungstheorie für die Ionen (5.4a) und Elektronen (5.4b) zu

$$\begin{aligned} m_i (n_{i,0} + n_{i,1}) \left\{ \frac{\partial u_{i,0}}{\partial t} + \frac{\partial u_{i,1}(z,t)}{\partial t} + [u_{i,0} + u_{i,1}(z,t)] \frac{\partial}{\partial z} [u_{i,0} + u_{i,1}(z,t)] \right\} \\ = m_i (n_{i,0} + n_{i,1}) \left[\frac{\partial u_{i,1}(z,t)}{\partial t} \right] \\ = e (n_{i,0} + n_{i,1}) E_1, \end{aligned} \quad (5.4a)$$

$$0 = -e (n_{e,0} + n_{e,1}) E_1 - k_B \frac{\partial}{\partial z} [(n_{e,0} + n_{e,1}) T_e], \quad (5.4b)$$

bzw. in Fourierdarstellung, (5.5) für die Ionen und (5.6) für die Elektronen, zu

$$\hat{u}_{i,1} = i \frac{e}{m_i \omega} \hat{E}_1, \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} 0 &= -e \hat{E}_1 - \frac{1}{\hat{n}_{e,0} + \hat{n}_{e,1}} ik ((\hat{n}_{e,0} + n_{e,1}) k_B T_e) \\ &= -\frac{e}{m_e} \hat{E}_1 - \frac{k_B T_e}{m_e} \frac{1}{\hat{n}_{e,0} + \hat{n}_{e,1}} ik \hat{n}_{e,1} \\ (5.2) \quad &= -\frac{e}{m_e} \hat{E}_1 - \frac{k_B T_e}{m_e} \frac{\hat{n}_{e,0}}{\hat{n}_{e,0} + \hat{n}_{e,1}} \frac{ik^2}{\omega} \hat{u}_{e,1} \\ &\approx -\frac{e}{m_e} \hat{E}_1 - \frac{k_B T_e}{m_e} \frac{ik^2}{\omega} \hat{u}_{e,1} \end{aligned} \quad (5.6)$$

vereinfacht. Mit Hilfe der Berechnung der Wechselstrombeiträge der Populationen ergibt sich die Dispersionsrelation zu

$$D(\omega, k) = \frac{\omega^2}{k^2} + i\omega\mu_0\sigma = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - k^2\gamma_i k_B T_i/m_i} + \frac{1}{k^2\lambda_{De}^2} = 0, \quad (5.7)$$

mit $\varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$, worin μ_0 die magnetische, ε_0 die elektrische Feldkonstante, c^2 die Lichtgeschwindigkeit, $\omega_{pi} = \sqrt{ne^2/\varepsilon_0 m_i}$ die Ionenplasmafrequenz und $\omega_{pe} = \sqrt{ne^2/\varepsilon_0 m_e}$ die Elektronenplasmafrequenz bezeichnen. Und es kann die Dispersionsrelation in expliziter Form

angegeben werden

$$\omega(k) = \frac{\omega_{pi} k C_s}{(k^2 C_s^2 + \omega_{pi}^2)^{1/2}} \quad \text{mit} \quad C_s^2 = \frac{k_B T_e}{m_i} . \quad (5.8)$$

Nutzt man die Beziehung $C_s = \omega_{pi} \lambda_{De}$, erkennt man das Verhalten der ionenakustischen Welle in Abhängigkeit von $k \lambda_{De}$

$$\omega(k) = \frac{k \omega_{pi} \lambda_{De}}{(k^2 \lambda_{De}^2 + 1)^{1/2}} . \quad (5.9)$$

Insbesondere zeigt sich für lange Wellenlängen $k \lambda_{De} \ll 1$, dass sich die ionenakustische Welle mit einer konstanten Wellenlänge, $\omega = k \lambda_{De} \omega_{pi} = k C_s$, ausbreitet.

5.1.2 Kinetisches Modell

Die kinetische Beschreibung versucht mit Hilfe statistischer Methoden, das Plasma mikroskopisch zu beschreiben. Ausgangspunkt dafür bildet die Vlasovgleichung, die die Teilchenbilanz eines 6-dimensionalen Phasenraumvolumenelementes beschreibt. Mit Hilfe der allgemeinen, totalen Änderung der Verteilungsfunktion f_α

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_\alpha + \mathbf{a} \cdot \nabla_v f_\alpha = 0 . \quad (5.10)$$

ergibt sich die Vlasovgleichung zu

$$\frac{df_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{dt} = \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_\alpha + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_v f_\alpha = 0 . \quad (5.11)$$

Eine Lösung der Vlasovgleichung (5.11) ist nur mit Hilfe von Particle in Cell (PIC) Simulationen oder analytisch in linearer Störungsrechnung möglich. In der Fourierdarstellung

$$-i\omega f_{\alpha 1} + ikv f_{\alpha 1} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} E_1 \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v} = 0 \quad (5.12)$$

skizziert sich der Lösungsweg wie folgt [Pie10]. Mit Hilfe der Poissongleichung wird die Störung E_1 eliminiert und man erhält nach Anwendung der Plasma-Approximation, $n_{\alpha 1} = n_{e1} = n_{i1}$, die kinetische Dispersionrelation der ionenakustischen Wellen in unmagnetisierten Plasmen

$$D(\omega, k) = 1 + \sum_\alpha \frac{q_\alpha^2}{m_\alpha k \epsilon_0} \int \frac{1}{\omega - kv} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v} dv = 0 . \quad (5.13)$$

Die korrekte Lösung dieses Integrals hat Landau bereit 1946 angegeben [Lan46] und festgestellt, dass Teilchen mit einer Geschwindigkeit, die der Bedingung $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \stackrel{k \parallel v}{=} k v_{ph}$ genügen,

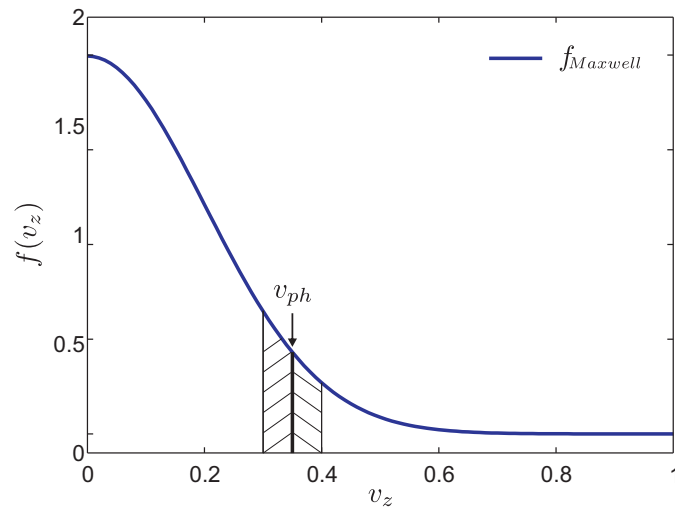


Abbildung 5.1: Darstellung der Landaudämpfung anhand einer Maxwellverteilung. Teilchen im schraffierten Bereich mit $v < v_{ph}$ werden durch die Welle beschleunigt, während Teilchen mit $v > v_{ph}$ abgebremst werden. Durch die Beschleunigung der Teilchen verliert die Welle Energie, durch die Abbremsung geben die schnelleren Teilchen Energie an die Welle ab. Monoton fallende Verteilungen wie die Maxwell-Verteilung dämpfen damit Wellen immer.

für die Landaudämpfung von Wellen, die einer Maxwellverteilung unterliegen, sorgen, siehe Abb. 5.1. Unter der Annahme einer Maxwellverteilung für die ungestörte Verteilungsfunktion $f_{\alpha 0}$,

$$f_0(v_\alpha) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi}v_{th,\alpha}} \exp\left(-\frac{v_\alpha^2}{v_{th,\alpha}^2}\right) = n_0 \left(\frac{m_\alpha}{2\pi k_B T_\alpha}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2k_B T_\alpha}\right), \quad (5.14)$$

und der Plasmadispersionsrelation [Swa89]

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-s_\alpha^2}}{s_\alpha - \zeta_\alpha} ds_\alpha, \quad \text{Im}(\zeta) > 0, \quad (5.15)$$

mit der dimensionslosen Frequenz $\zeta_\alpha = \frac{\omega}{kv_{th,\alpha}}$ und der dimensionslosen Geschwindigkeit $s_\alpha = \frac{v_\alpha}{v_{th,\alpha}}$, vereinfacht sich die Dispersionsrelation zu

$$D(\omega, k) = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k^2 v_\alpha^2} Z'(\zeta_\alpha) = 0. \quad (5.16)$$

Nimmt man weiter an, dass die Ionen kalt sind ($T_e \gg T_i$ und $v_{th,i} \rightarrow 0$), kann man diese Gleichung in Reihen entwickeln und erhält die Dispersion ω_r und die Dämpfung ω_i der

ionenakustischen Welle,

$$\omega_r^2 = \frac{k^2 C_s^2}{1 + k^2 \lambda_{De}^2} \quad (5.17)$$

$$\frac{\omega_i}{\omega_r} = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{(1 + k^2 \lambda_{De}^2)^{3/2}} \left[\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{T_e/T_i}{2(1 + k^2 \lambda_{De}^2)}\right) + \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right]. \quad (5.18)$$

Die Dispersion entspricht also der Lösung der Fluidtheorie (5.9), so dass die Aussagen, die die Fluidtheorie macht, qualitativ richtig sind.

In der Abbildung 5.2 ist die Dispersionsrelation einer ionenakustischen Welle dargestellt. Für lange Wellenlängen ($k \rightarrow 0$) findet eine schallartige Ausbreitung mit konstanter Geschwindigkeit statt. Das Verhältnis ω_i/ω_r hängt nur noch vom Temperaturverhältnis T_e/T_i ab. Für kurze Wellenlängen zeigt die Welle Dispersion. Mit Abnahme der Wellenlänge verringert sich die Phasengeschwindigkeit. Die Frequenz nähert sich der Ionenplasmafrequenz ω_{pi} asymptotisch an. Wählt man Frequenzen über der Ionenplasmafrequenz zur Anregung von Wellen, können IAW nicht mehr propagieren.

5.1.2.1 Negative Ionenplasmen

Negative Ionenplasmen, die den Übergang zu staubigen Plasmen darstellen, enthalten neben den positiven Ionen zusätzliche negative Ionen als dritte Spezies. Damit erweitert sich die

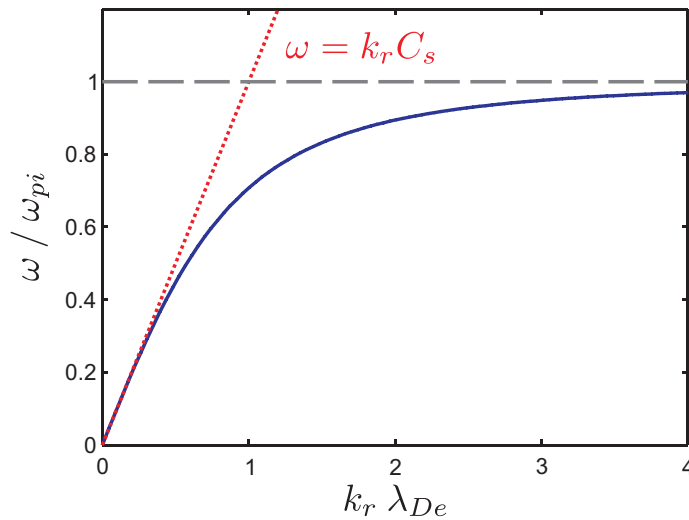


Abbildung 5.2: Dispersionsrelation einer IAW für $T_i = 0$. Frequenz und Wellenzahl sind normiert aufgetragen. Die Grenzfälle für $k\lambda_{De} \ll 1$ (\cdots) und $k\lambda_{De} \gg 1$ ($-$) sind eingezeichnet.

Dispersionsrelation (5.16)

$$1 - \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{th,i}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k v_{th,i}} \right) - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{th,e}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k v_{th,e}} \right) = 0. \quad (5.19)$$

um einen Term für die negativen Ionen [Nak97]

$$D(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_{p+}^2}{\omega^2 - k^2 \gamma_i k_B T_+ / m_+} - \frac{\omega_{p-}^2}{\omega^2 - k^2 \gamma_i k_B T_- / m_-} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} = 0, \quad (5.20)$$

mit dem Adiabatenkoeffizient $\gamma_i = 3$. Diese Gleichung 4.ten Grades hat zwei positive und reelle Lösungen, die *fast wave* und die *slow wave*, vgl. Abb. 5.3. Während die *fast wave* vom Dichteverhältnis der positiven Ionen zu den Elektronen abhängt, ist die *slow wave* fast unbeeinflusst von diesem Quotienten. Unter Berücksichtigung des Wellenpotentials ϕ und der gestörten und ungestörten Dichten der Spezies α kann man die Dispersionsrelation umstellen,

$$\frac{n_{\alpha 1}}{n_{\alpha 0}} \left(v_p^2 - \frac{\gamma_\alpha k_B T_\alpha}{m_\alpha} \right) = \frac{q_\alpha \phi}{m_\alpha}. \quad (5.21)$$

Man erkennt, während die Elektronen-Dichtestörungen in Phase mit dem Wellenpotential ϕ schwingen, gilt für die fast mode $v_{ph}^2 > k_B T_{+(-)} / m_{+(-)}$ und $q_+ > 0$ ($q_i < 0$), so dass die Dichtestörungen der positiven Ionen in Phase und die der negativen Ionen gegenphasig beobachtet werden [Won75]. Bei der slow mode ergibt sich für die negativen Ionen wieder ein gegenphasiges Schwingen. Die positiven Ionen schwingen im Gegensatz zur fast mode ebenfalls gegenphasig, $v_{ph}^2 < k_B T_+ / m_+$.

Die Schallgeschwindigkeit der IAW, bestimmt im linearen Bereich der Dispersionsrelation, ergibt sich zu

$$C_s = \omega_{pi} \lambda_{De} = \sqrt{\frac{n_i}{n_e}} \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (5.22)$$

Dabei ist offensichtlich nicht der Elektronendruck $k_B T_e n_e$ die treibende Kraft, sondern die, durch das Dichteverhältnis n_i/n_e bestimmten, abgeschirmten Coulombkräfte der Ionen [Bar96a].

5.1.2.2 Staubige Plasmen

Den Einfluss von Staub auf die IAW bzw. DIAW wurde 1992 theoretisch von Shukla und Silin untersucht [Shu92]. Der Schritt zu komplexen Plasmen erfolgt analog der Erweiterung zu

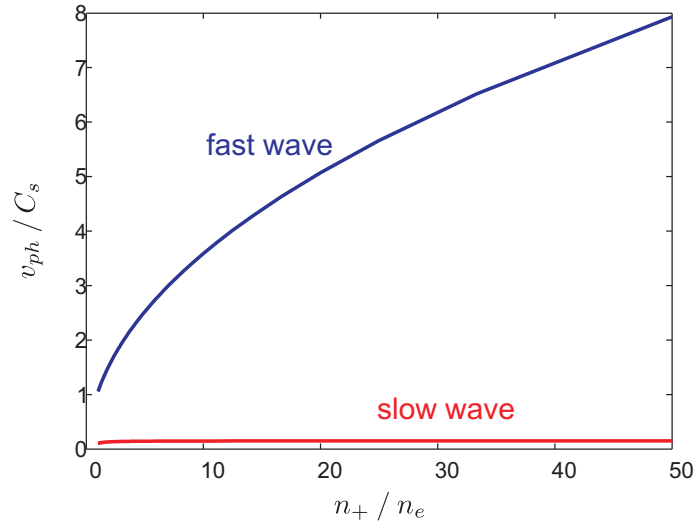


Abbildung 5.3: *Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Dichte der freien Elektronen. Während die Phasengeschwindigkeit der fast wave mit n_+/n_e zunimmt, ist die Phasengeschwindigkeit der slow wave annähernd frei von dem Einfluss dieses Verhältnisses.*

elektronegativen Plasmen (5.20) durch Ergänzen eines Terms für den Staub

$$D(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_{p+}^2}{\omega^2 - k^2 \gamma_i k_B T_+ / m_+} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega^2 - k^2 k_B T_d / m_d} + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}} = 0. \quad (5.23)$$

Da die Staubplasmafrequenz gegenüber der Ionenplasmafrequenz klein ist, $\omega_{pd} \rightarrow 0$, kann der entsprechende Term vernachlässigt werden und man erhält für die Schallgeschwindigkeit der DIAW

$$C_{DIAW} = \sqrt{\frac{n_i}{n_e}} \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} = \sqrt{(1 + P_H)} \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}, \quad (5.24)$$

mit $P_H = Z_d n_d / n_{e\infty}$ (Zusammenhang zwischen Havnes-Parameter P_H und Staubbichteparameter P wird in Gl.(6.9) gegeben). Die Schallgeschwindigkeit der DIAW hängt also maßgeblich von dem Verhältnis der Staubbichte zur freien Elektronendichte ab.

5.2 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der interferometrischen Messungen vorgestellt. Sinusförmige Wellen werden mit einem Doppeltgitter angeregt und mit einem Hochfrequenz-Interferometer phasenempfindlich detektiert. Die Interferometrie erlaubt die Bestimmung der Wellenlänge in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz. Aus den sich ergebenden Dispersionsrelationen sind die Schallgeschwindigkeiten zu ermitteln, die mit der durch (5.24) gegebenen

Schallgeschwindigkeit verglichen werden. Vor der Auswertung von den Interferometersignalen muss sichergestellt werden, dass die detektierten Signale auf IAW zurückzuführen sind. Dieses geschieht mit einem Test auf Pseudowellen [Goe06], der für die vorgestellten Messungen negativ ausfällt.

Mit der in Kapitel 2 beschriebenen Anordnung werden niederfrequente Wellen angeregt und detektiert. Die Entladungsbedingungen werden konstant gehalten und werden durch die Entladungsspannung $U_d = 72$ V und dem Entladungsstrom $I_d = 200$ mA bestimmt. Die Anregungsfrequenzen mit $f = 100$ kHz bis 1 MHz, die an das Doppelgitter angelegt werden, sind Sinuswellen mit einer effektiven Spannung von $U_{eff} = 1.58$ V. Die ebene Sonde dient als Detektionsinstrument und wird mit $U_{Sonde} = +15$ V im Elektronensättigungsvebereich positiv vorgespannt [Der83, Coo93].

Der Vergleich experimenteller Daten mit der theoretischen Dispersionsrelation (5.17) ist nur zulässig, wenn der Ansatz ebener Wellen erfüllt ist. Die Wellenausbreitung soll in z -Richtung erfolgen, d.h. $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}$, was genau dann der Fall ist, wenn die Elektronentemperatur als auch die Plasmadichte räumlich konstant sind. Für die Untersuchung des linearen Bereichs der Dispersionsrelation für $T_e \gg T_i$ genügt nach (5.22) sogar nur die Bedingung einer konstanten Elektronentemperatur, die in DoDo in axialer und radialer Richtung gegeben ist [Goe06].

Die gemessenen Dispersionsrelationen ergeben sich aus den ausgewerteten Interferometersignalen bei verschiedenen Anregungsfrequenzen. Die hier untersuchten Wellen im niederfrequenten Bereich zeigen keine Dispersion, die Frequenz nimmt linear mit dem Wellenvektor zu. Die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Ionenmasse zeigt die Abb. 5.4 früherer Untersuchungen [Goe06]. Es wurden verschiedene Edelgase eingesetzt. Die Symbole zeigen die gemessenen Daten

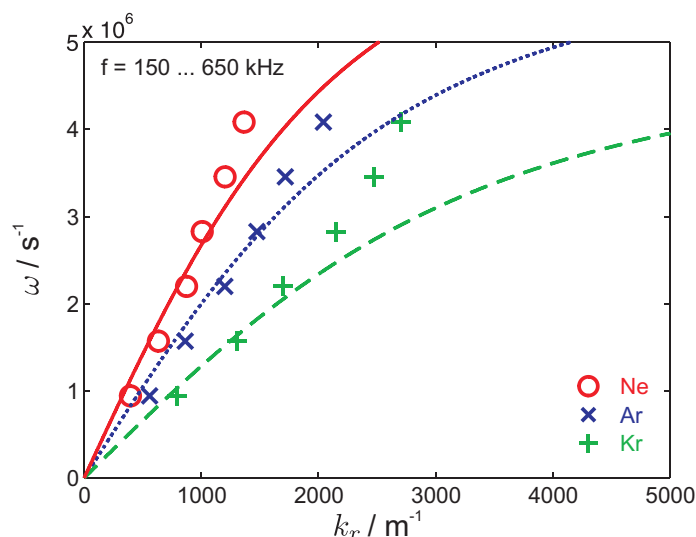


Abbildung 5.4: Gemessene Dispersionsrelationen in Edelgasplasmen für Frequenzen von $f = (150-650)$ kHz aus [Goe06]. Die Edelgase werden durch verschiedene Farben repräsentiert: Neon (\circ , —), Argon (\times , \cdots) und Krypton ($+$, $- -$). Die Linien stellen die theoretischen Dispersionsrelationen dar. Die Bestimmung der Phasengeschwindigkeit im linearen Bereich ergibt $C_{Ne} = 2.6 \times 10^3$ m/s, $C_{Ar} = 2.1 \times 10^3$ m/s und $C_{Kr} = 1.5 \times 10^3$ m/s.

und die Linien geben die theoretischen Dispersionsrelationen wieder. Die Beobachtung, dass, im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen, die Messpunkte bei hohen Anregungsfrequenzen über den theoretischen Vorhersagen liegen, wurde schon von anderen Autoren beschrieben [Dou70]. Sie geben als Erklärung Pseudowellen an, die aber für die hier durchgeführten Messungen klar ausgeschlossen werden konnten. Die experimentelle Bestimmung der Phasengeschwindigkeit im linearen Bereich ergibt $C_{Ne} = 2.6 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$, $C_{Ar} = 2.1 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$ und $C_{Kr} = 1.5 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$. Die theoretischen Werte ergeben sich mit der experimentell unabhängig bestimmten Elektronentemperatur $T_e = 1.6 \text{ eV}$ $C_{Ne} = 2.8 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$, $C_{Ar} = 2.0 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$ und $C_{Kr} = 1.4 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$. Eine Abweichung von $\pm 7\%$ der experimentellen Daten zur Vorhersage der Fluidtheorie ist eine hinreichend gute Übereinstimmung. Die erwartete Massenabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit konnte für den linearen Bereich der Dispersionsrelation gezeigt werden. Damit ist der Einsatz des Interferometers auch in Anwesenheit von Staub gerechtfertigt.

Einen ersten Eindruck für den Einfluss, den Staub auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der IAW haben kann, ist in der Abb. 5.5 gezeigt. Die Dispersionsrelation für ein quasi-neutrales Plasma mit $n_i = n_e$ ist blau dargestellt. Bei einem Eintrag von Staub in das Plasma, werden die Staubpartikel negativ aufgeladen und binden damit die freien Elektronen an sich. Es reduziert sich die Dichte der freien Elektronen, was zu einer geringeren Abschirmung der Ionen und folglich zu einer Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der IAW führt. Die rote Kurve zeigt den veränderten Verlauf der Dispersionsrelation. Die anfängliche Steigung der

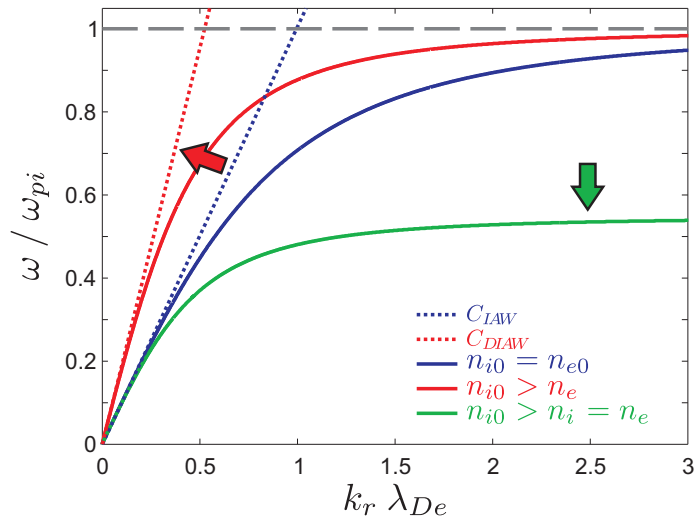


Abbildung 5.5: Dispersionsrelationen für unterschiedliche Dichteverhältnisse n_i/n_e : $n_{i0} = n_{e0}$ (—) in einem Edelgasplasma, $n_i = n_e$ (—), beide Dichten sind im Verhältnis zur ersten blauen Dispersionsrelation gleichermaßen reduziert (ins Plasma eingebrachte Staubpartikel reduzieren die Plasmadichte insgesamt) und $n_{i0} > n_e$ (—), die Ionendichte ist gleich im Verhältnis zur ersten Dispersionsrelation, n_e ist um ein Drittel reduziert (in diesem Fall reduziert eine genügend hohe Staubmenge die freie Elektronendichte).

Kurve wird entsprechend der Zunahme der Phasengeschwindigkeit steiler, bei Werten von $k_r \lambda_{De} > 1$ nähert sich Kurve dem Grenzwert ω_{pi} an, d.h. in der hier gewählten normierten Darstellungsweise dem Wert für $\omega/\omega_{pi} = 1$, da hier die Konstanz der Ionendichte angenommen wird.

Ein bereits beobachtetes Phänomen ist die Wirkung der Staubpartikel als Plasmasenke, das ist der *internal wall* Effekt [Tro03]. In diesem Fall rekombinieren Ionen und Elektronen an der Oberfläche der Staubpartikel, was zu einer Plasmadichtereduktion führt. Wenn dieser Effekt auftritt, dann verändert sich der Term $\sqrt{n_i/n_e}$ nicht. Es resultiert die grüne Kurve in Abb. 5.5, bei der die Steigung der Dispersionsrelation im Vergleich zur blauen Kurve identisch ist. Der einzige Unterschied tritt bei $k_r \lambda_{De} > 1$ auf, denn die verringerte Ionendichte beeinflusst den Endwert für große k_r insofern, als dass der Endwert für ω/ω_{pi} entsprechend niedriger ausfällt, da ω_{pi} proportional zu $\sqrt{n_i}$ ist.

Die Betrachtung des Einflusses von Staub auf die ionenakustische Welle zeigt zwei Möglichkeiten auf: Im Fall einer Reduktion der freien Elektronendichte steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit im niederfrequenten, linearen Bereich der Dispersionsrelation, während sich die parallele Dichtereduktion der Ionen und Elektronen im hochfrequenten Bereich als niedrigerer Wert für die Ionenplasmafrequenz zeigt.

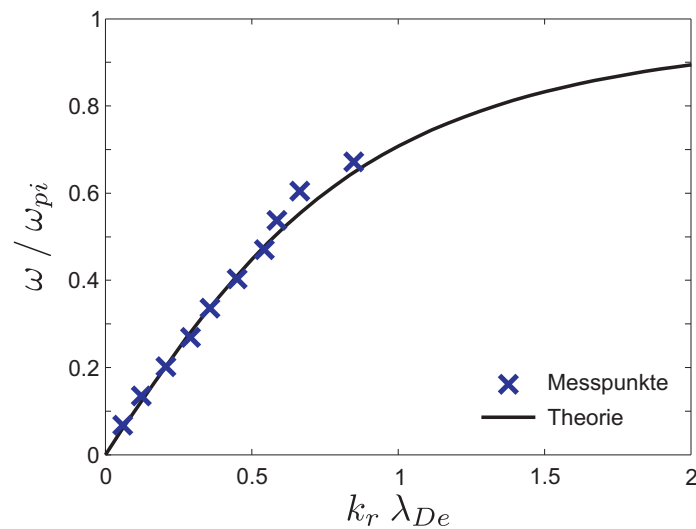


Abbildung 5.6: Messdaten der IAW in Argon im Vergleich zur Theorie für angelegte Frequenzen von $f = 100$ kHz bis 1 MHz. Bemerkenswert ist die Übereinstimmung der Messdaten mit der Theoriekurve auch für höhere Frequenzen.

5.2.1 IAW und DIAW in DoDo

Zunächst dokumentiert die Abb. 5.6 den Erfolg der während dieser Arbeit vorgenommenen Optimierungen der IAW-Anregung und -Detektion im Vergleich zur Abb. 5.4 [Goe06] durch die bessere Übereinstimmung der Messdaten im Bereich $k_r \lambda_{De} \approx 1$ mit der Theoriekurve. Es konnten IAW im Frequenzbereich von $f = 100$ kHz bis 1 MHz angeregt und detektiert werden. Staubpartikel wirken in unterschiedlicher Weise auf elektrostatische Plasmawellen. Bei der Untersuchung der IAW betrachtet man die Staubpartikel als stationär. Die Staubpartikel nehmen dann nur Einfluss auf die Gesamtladungsbilanz: Sie reduzieren die freie Elektronendichte.

Die Anwesenheit von Staub führt im Experiment zu einer niedrigeren Amplitude und einer stärkeren Dämpfung, verursacht durch Ionen-Staubpartikel-Stöße, der Welle. Ein Vergleich der Wellenlänge, aufgenommen in einem staubfreien und in einem staubigen Plasma mit $n_d = 24.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ist in Abb. 5.7 zu sehen. Die blauen Daten sind bereits gefilterte Messdaten und können prinzipiell als eine exponentiell gedämpfte Sinuswelle, $f(z) = A \exp(-k_i z) \sin(k_r z + \phi) + B$, beschrieben werden, was die rote Kurve verdeutlicht. Zusätzlich ist zu erkennen, dass sich die Dämpfung der DIAW im unteren Bild nicht kontinuierlich verhält. Die Bestimmung der Wellenlänge λ_{IAW} und λ_{DIAW} ist aber gut durchzuführen und da hier der Einfluss des Staubs auf die Wellenlänge bzw. die Ausbreitungsgeschwindigkeit untersucht wird, ist die vorgestellte Datenanalyse ausreichend.

Die Abbildung 5.8 zeigt exemplarisch einen Messsatz, der vom reinem Edelgas über ansteigende Staubdichten von $n_d = 5.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ bis $24.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ausgewertet wurde. Dabei entsprechen die Datenpunkte einer Mittelung über vier Interferometeraufnahmen. Die Detektion bzw. die Auswertung der Daten der DIAW ab einer Frequenz von $f = 500$ kHz wird problematisch, da in diesen höheren Frequenzbereichen auf der einen Seite die gemessene Amplitude zu klein wird, da die Dämpfung für kleiner Wellenlängen immer größer wird, und auf der anderen Seite das Rauschen-Signal-Verhältnis zu groß wird. Deshalb können nur Datenpunkte für Frequenzen von $f = 200, 400$ und maximal 500 kHz gezeigt werden. Die blauen Kreuze zeigen die Datenpunkte für Messungen in einem reinen Edelgasplasma. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der IAW ist mit $C_{100} = 2.3 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$ bezeichnet, da keine Veränderung der Lichtintensität während der Extinktionsmessung verzeichnet wurde. Die schwarzen offenen Kreise korrespondieren mit den Messungen bei einer Staubdichte von $n_d = 5.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Die gestrichelte schwarze Linie ist steiler im Vergleich zur blauen durchgezogenen Linie für die IAW, sie entspricht einer empfangenen Lichtintensität von 90%, die einer Staubdichte von $n_d = 10.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ entspricht. Die ermittelte Geschwindigkeit ist $C_{90} = 2.9 \text{ m s}^{-1}$. Eine Staubdichte von $n_d = 10.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ sorgt für eine Reduktion auf 80%. Aus den grünen Kreuzen ergibt sich die Punkt-Strich-Linie mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von $C_{80} = 3.1 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$. Eine weitere Erhöhung der Staubdichte auf $n_d = 17.3 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ergibt die gelben offenen Quadrate und mit der Punkt-Punkt-Strich-Linie ergibt sich für die Propagation der Welle $C_{70} = 3.2 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$. Abschließende Messungen bei einer Staubdichte von $n_d = 24.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ werden mit ro-

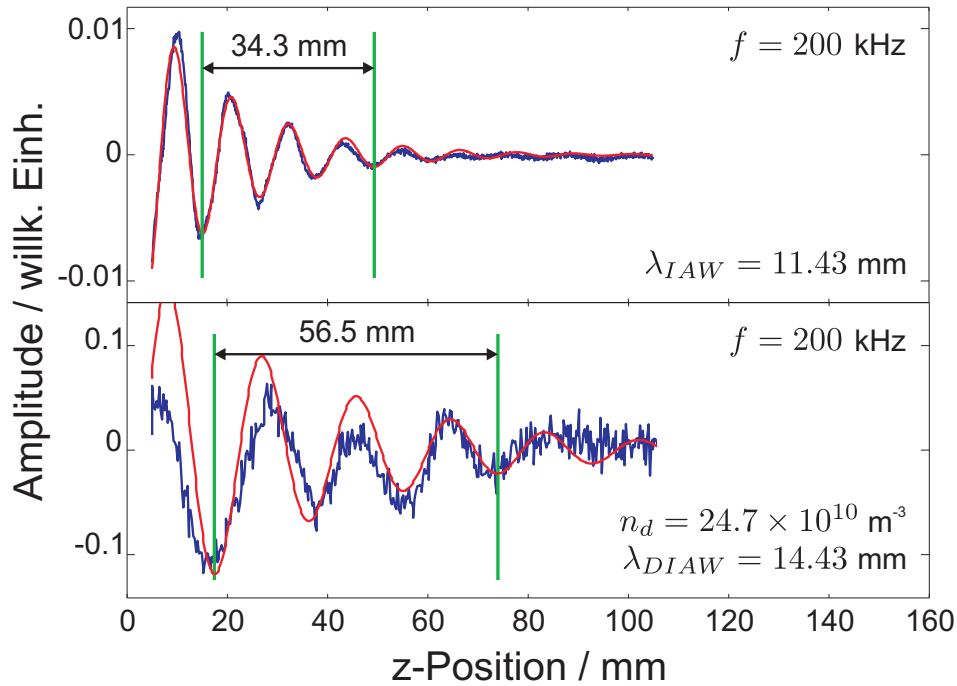


Abbildung 5.7: Vergleichende Interferometer-Wellensignale der IAW in einem reinen Edelgasplasma (oben) und in einem staubigen Plasma mit einer Staubbichte von $n_d = 24 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ (unten) bei einer Anregungsfrequenz von $f = 200 \text{ kHz}$. Die Position des Anregungsgitters ist bei $z = 0$. Zu beachten ist der Unterschied in der Amplitudenhöhe, er beträgt ca. eine Größenordnung. Die Wellenlänge in einem reinen Argonplasma beträgt $\lambda = 11.43 \text{ mm}$, in Anwesenheit einer großen Staubmenge wird sie größer, $\lambda = 14.43 \text{ mm}$; die Distanzen sind exemplarisch für drei Wellenlängen eingezeichnet.

ten Dreiecken markiert, die gepunktete Linie ergibt eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von $C_{60} = 4.0 \times 10^3 \text{ ms}^{-1}$.

Mit zunehmender Staubbichte nimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der DIAW zu. Ein Vergleich der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der DIAW bei der höchsten Staubbichte $n_d = 24.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ zeigt, dass die Phasengeschwindigkeit der DIAW in diesem Fall um den Faktor 1.74 größer ist. Zwar ist von einer Staubbichteerhöhung zur nächsten eine Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit zu verzeichnen, dennoch ist auffällig, dass die Steigungen nicht kontinuierlich ansteigen. Eine mögliche Ursache liegt in der verminderten Datenqualität durch Rauschen bei höheren Frequenzen. Indizien dafür sind, dass bei den Messdaten für $f = 200 \text{ kHz} = 1.26 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ die Datenpunkte dichter beieinanderliegen und der Fehlerbalken ungefähr drei Mal kleiner ist. Die Datenpunkte für $f = 200 \text{ kHz}$ zeigen gleichmäßigere Zunahme der Phasengeschwindigkeit, was nahe legt, dass die Wellenlängen bei höheren Frequenzen tendentiell überschätzt werden.

Die Abbildung 5.9 zeigt noch einmal vergleichend die Dispersionsrelationen der IAW im staubfreien Fall und der DIAW mit einer Staubbichte von $n_d = 24.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Für die Berechnung

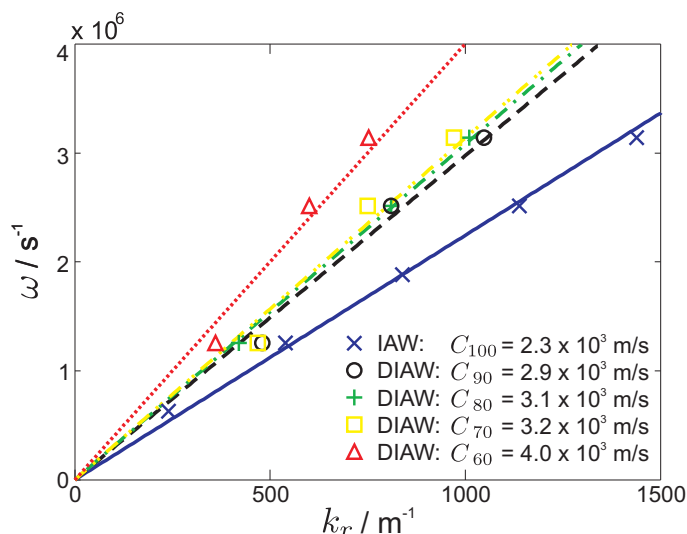


Abbildung 5.8: Gemessene Dispersionsrelationen der IAW und DIAW mit verschiedenen Staubdichten $n_d = 5.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, $10.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, $17.3 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ und $24.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Die Symbole \times repräsentieren die staubfreie Situation, die anderen Symbole \circ , $+$, \square , \triangle stehen für Messungen in Anwesenheit von Staub. Die farblich entsprechenden Linien sind die jeweiligen Regressionsgeraden durch Ursprung und ergeben die resultierenden Geschwindigkeiten, wobei der Index die Lichtintensität bezeichnet.

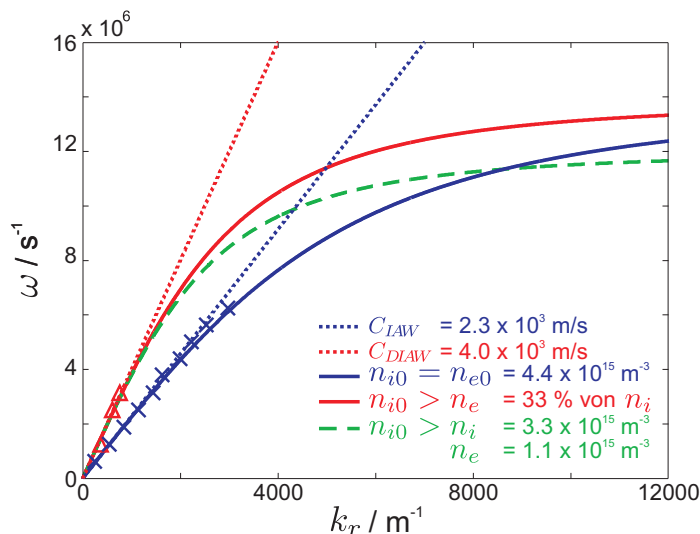


Abbildung 5.9: Die blauen Symbole zeigen die Messdaten für den staubfreien Fall, die blaue Linie (—) repräsentiert die theoretische Dispersionsrelation für $n_i = n_e = 4.4 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und $T_e = 2 \text{ eV}$, wohingegen die blaue gepunktete Linie ($\cdot\cdot\cdot$) die Phasengeschwindigkeit des linearen Bereichs widerspiegelt. Wegen der Übersichtlichkeit werden nur die Daten der höchsten Staubdichte eingezeichnet. Die roten Dreiecke (\triangle) zeigen die Messdaten zur Berechnung der Phasengeschwindigkeit an, die durchgezogene rote Kurve (—) gibt die Theoriekurve und die gestrichelte Linie ($\cdot\cdot\cdot$) ist die Gerade der Phasengeschwindigkeit des linearen niederfrequenten Bereichs der Dispersionsrelation. Die erhaltene Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt eine Reduktion der freien Elektronendichte auf 33 %. Die grün gestrichelte Linie (—) zeigt die theoretische Dispersionsrelation für das gleiche Verhältnis der Ionen- zur Elektronendichte, wobei diese Berechnung wurde eine reduzierte Ionendichte um 25 % angenommen.

der theoretischen Dispersionsrelationen (durchgezogenen Linien) wurde eine Ionendichte von $n_i = 4.4 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von $T_e = 2 \text{ eV}$, bestimmt durch eine Kennlinienauswertung von Langmuirsonden, zugrunde gelegt. Ebenso wurden die Geraden, die die lineare Beziehung im niederfrequenten Bereich wiedergeben, eingezeichnet (gepunktete Linien). Die experimentellen Daten stimmen mit der Theorie überein. Die grüne Kurve berücksichtigt dabei den *internal wall* Effekt der Staubpartikel, also einer Reduzierung beider Plasmaspezies durch Rekombination. Dieser Effekt führt zu einer Reduktion der Plasmadichte von ungefähr 30 % [Tro03, Goe11], wobei der Quotient n_i/n_e unbeeinflusst bleibt. Die Darstellung zeigt, dass auch eine Ionendichtereduktion in dieser Größenordnung die Dispersionsrelation im niederfrequenten linearen Bereich nicht beeinflusst. Im folgenden Kapitel wird mit einer anderen Diagnostik eine Ionendichtereduktion um 25 % nachgewiesen, was diese Annahme rechtfertigt.

5.3 Diskussion

Mit der Untersuchung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der IAW kann das Verhältnis der Ionen- zur Elektronendichte untersucht werden [Her09], da $C_{IAW} = \sqrt{n_i/n_e} \sqrt{k_B T_e / m_i}$, vorausgesetzt, die Elektronentemperatur bleibt konstant. Dies ist über einen weiten Bereich in einer DP-Anlage gegeben. Die hier durchgeführten Experimente in staubigen Plasmen bestätigen die Beobachtung anderer Autoren [Bar96a, Nak99], dass die Geschwindigkeitszunahme der IAW auf der Bindung von freien Elektronen an die Staubpartikel basiert. Der während dieser Arbeit entwickelte Staubrüttler erzeugt einen gleichmäßigen und kontinuierlichen Staubschauer mit einem regelbaren Staubdichtebereich von $(1 - 40) \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Dieser ist sehr groß und liegt damit ca. eine Größenordnung über den von anderen Experimenten mit Staubdichten von $n_d \approx (1.5-5) \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ [Bar94, Nak99, Adh07]). Die bisher berichteten Ausbreitungsgeschwindigkeiten der DIAW zeigen ein kontinuierlicheres Verhalten beim Anstieg der Phasengeschwindigkeit, was aber auf eine insgesamt viel geringere Staubdichte und damit auf kleinere Störungen bei der Detektion zurückzuführen ist. Experimente in einer anderen DP-Maschine zeigen bei geringen Staubdichten eine Zunahme der Phasengeschwindigkeit um das 1.2-fache, was in Übereinstimmung mit dem dort bestimmten Dichtenquotienten von $n_i/n_e = 1.8$ ist [Nak99]. Eine andere Arbeit beschäftigte sich mit den DIAW in einer Q-Maschine und berichtete von einer Zunahme der Phasengeschwindigkeit um einen Faktor von ungefähr 1.5 bei einem Dichtenquotienten von $n_i/n_e = 2.86$ [Bar96a]. Erstaunlich ist, dass trotz der in dieser Arbeit vorgestellten großen Staubdichte $n_d = 4 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ein ähnliches Dichtenverhältnis von $n_i/n_e = 3$ erreicht wird und damit nur eine kaum höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit der DIAW erreicht wird wie in den anderen Arbeiten.

Die beobachtete Zunahme der Wellenlänge und damit der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmender Staubdichte bestätigt vorausgegangene Messungen [Bar96a, Nak99]. Dabei kann

die Zunahme der Phasengeschwindigkeit der Bindung der freien Elektronen an die Staubpartikel und die daraus resultierende geringere Abschirmung der Ionen untereinander zugeordnet werden.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass ein Staubrüttler entwickelt wurde, der einen kontinuierlichen, regelbaren Staubschauer erzeugt, der in der DP-Maschine mit monodispersen Staubpartikeln erfolgreich eingesetzt wurde. Systematische und detaillierte Messungen der linearen DIAW in staubigen Plasmen zeigen einen klaren Anstieg der Phasengeschwindigkeit. Der beobachtete Effekt ist konsistent mit den theoretischen Vorhersagen und früheren Messungen [Bar96a, Nak99]. Der Impulsübertrag für die Ausbreitung der IAW erfolgt über das elektrostatische Feld der Ionen.

Der erfolgreiche Einsatz des Staubrüttlers und die ersten nachgewiesenen Einflüsse der Staubdichte bzw. ihrer Variation sind vielversprechend und lassen weitere Untersuchungen zu, die die Wirkung der Anwesenheit von Staub auf das Plasma untersuchen. Dazu gehört der Effekt der Ladungsreduktion auf den Staubpartikeln bei genügend hohen Staubdichten. Diese Thematik wird im folgenden Kapitel 6 theoretisch und anschließend experimentell untersucht.

6

Untersuchung des Staabdichteparameters in Laborplasmen

Einzelne Staubpartikel werden in einem Laborplasma negativ aufgeladen, da die thermische Geschwindigkeit der Elektronen größer ist als die der Ionen. Die Ladung eines einzelnen Partikel wird mit dem OML-Modell gut beschrieben. Das Floatingpotential des Staubpartikels ist unabhängig von dessen Größe aber proportional zur Elektronentemperatur. Die Ladung auf dem Partikel kann bestimmt werden, indem man das Teilchen als einen Kugelkondensator behandelt, dessen Kapazität proportional zu r_d ist. Hierdurch wird die Ladung proportional zur Größe des Staubpartikels und zur Elektronentemperatur. Wenn die Gesamtladung, die an die Partikel gebunden sind, vergleichbar mit der positiven Ionenladung im betrachteten Volumen ist, existiert nur noch ein kleiner Anteil von freien Elektronen. In diesem Grenzfall der hohen Staabdichte, ist die Anzahl der Staubpartikel in dem Plasma so hoch, dass sich die Debye-Sphären der Staubeilchen überlappen. Dies beeinflusst wiederum die Ladung auf der Partikeloberfläche; denn innerhalb einer Debye-Sphäre tragen alle Partikel mit ihren Ladungen zum Oberflächenpotential eines einzelnen Teilchens bei. Damit kann die Ladung auf einem einzelnen Partikel sehr klein werden.

Experimentelle Untersuchungen des Ladungsverarmungseffekts in dichten Staubwolken wurden schon mit unterschiedlichen Diagnostiken durchgeführt. Der Einfluss des Staubs auf die Elektronen- und Ionensättigungsströme der Langmuir-Sonden wurde untersucht [Xu93, Bar94, Tho00]. Die Abnahme des Elektronenstroms ist viel größer als die des Ionenstroms, was ein Indiz für die Reduktion der freien Elektronen ist. Freie Elektronen werden an die Staubpartikel gebunden, damit ergibt sich eine Reduktion der Elektronendichte. Dieser Verlust an freien Elektronen ist die Ursache für die Zunahme der Phasengeschwindigkeit einer ionenakustischen Welle [Bar96a, Nak99], vgl. Kapitel 5. In Ionenschichten führt die Ladungsreduktion der Staubpartikel in dichten Staubwolken zu verschiedenen Potentialen innerhalb und außerhalb der Staubregion [Adh07]. Diese Beobachtung wird mit einer Beschleunigung der Ionen in das

Volumen des staubigen Plasmas erklärt.

Im Folgenden wird eine umfassende Studie der Staubdichtephänomene vorgestellt. Dabei liefert die Kombination verschiedener Techniken, die Auswertung von Kennlinien, aufgenommen mit Langmuir-Sonden (LP) und Potentialmessungen, durchgeführt mit der emissiven Sonden, einen detaillierten Einblick in die Thematik. Die Einflüsse des Staubs auf die Langmuir-Sonden-Kennlinien werden im ersten Teil dieses Kapitels untersucht, im zweiten Teil werden zwei grundlegende Modelle, die den Ladungsverarmungseffekt beschreiben eingeführt und jeweils um eine zweite Maxwell'sche Elektronenpopulation erweitert. Anschließend werden die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

6.1 Plasmadichtemessungen in Anwesenheit von Staub (LP)

Da schon etliche Charakterisierungen der Entladung der Kieler DP-Maschine vorgenommen wurden [Klo97a, Hir03, Goe06], soll hier der Schwerpunkt auf den Einfluss des Staubs und der Erhöhung der Staubdichte liegen. Deshalb werden im Folgenden exemplarisch zwei Messorte für die Untersuchungen herangezogen, das sind die Position (I) außerhalb der Staubwolke und die Position (II) innerhalb der Staubwolke, die in Abb. 2.1 markiert sind.

Beispiele für aufgenommene Sonden-Kennlinien der zylindrischen und ebenen Sonden sind in Abb. 6.1 zusammengestellt. Die Kennlinien zeigen die Charakteristika einer Strom-Spannung-Kennlinie, das Knie im Elektronenanlaufbereich und das erkennbare aber nicht so stark ausgeprägte Abknicken des Elektronensättigungsbereichs. Veränderungen mit Elektronenanlaufbereich zeigen sich bei einer Zunahme bzw. Anwesenheit einer großen Staubdichte. Offensichtlich ist jedoch die Wirkung des Staubs auf die Elektronensättigungsbereiche, wobei die Position (II) deutlich stärker betroffen ist, zu erkennen am Absinken der Stromendwerte für hohe Spannungen.

Im Fall der zylindrischen Sonde nimmt der Endwert mit zunehmender Staub bis um 80 % ab (α : kein Staub, β - ε : zunehmende Staubdichte), s. Abb. 6.1b. Die korrespondierenden Endwerte der Position (I) sinken auch kontinuierlich ab, aber der Wert reduziert sich vom staubfreien Fall zur höchsten Staubdichte nur um 30 %, s. Abb. 6.1a. Die Situation für die ebene Sonde ist ähnlich. Der Endwert an der Position (II) nimmt um 60 % ab, s. Abb. 6.1d, während er an der Position (I) weniger stark, nur um 25 % sinkt, s. Abb. 6.1c. Wie erwartet ist der Einfluss des Staub im Staubfallbereich größer.

Die Analyse der mit der zylindrischen LP gemessenen Kennlinien an den zwei Positionen ist in Abb. 6.2 dargestellt. In Abbildung 6.2a ist die Elektronendichte n_e mit zunehmender Staubdichte n_d gezeigt. Der bereits bekannte Dichtegradient in der Targetkammern von Do-Do in reinen Edelgasplasmen [Klo97a, Hir03, Goe06] erklärt den kleinen Unterschied in den Elektronendichten bei $n_d = 0$, s. Abb. 6.3. Wie die Kennlinien vermuten lassen, wird die

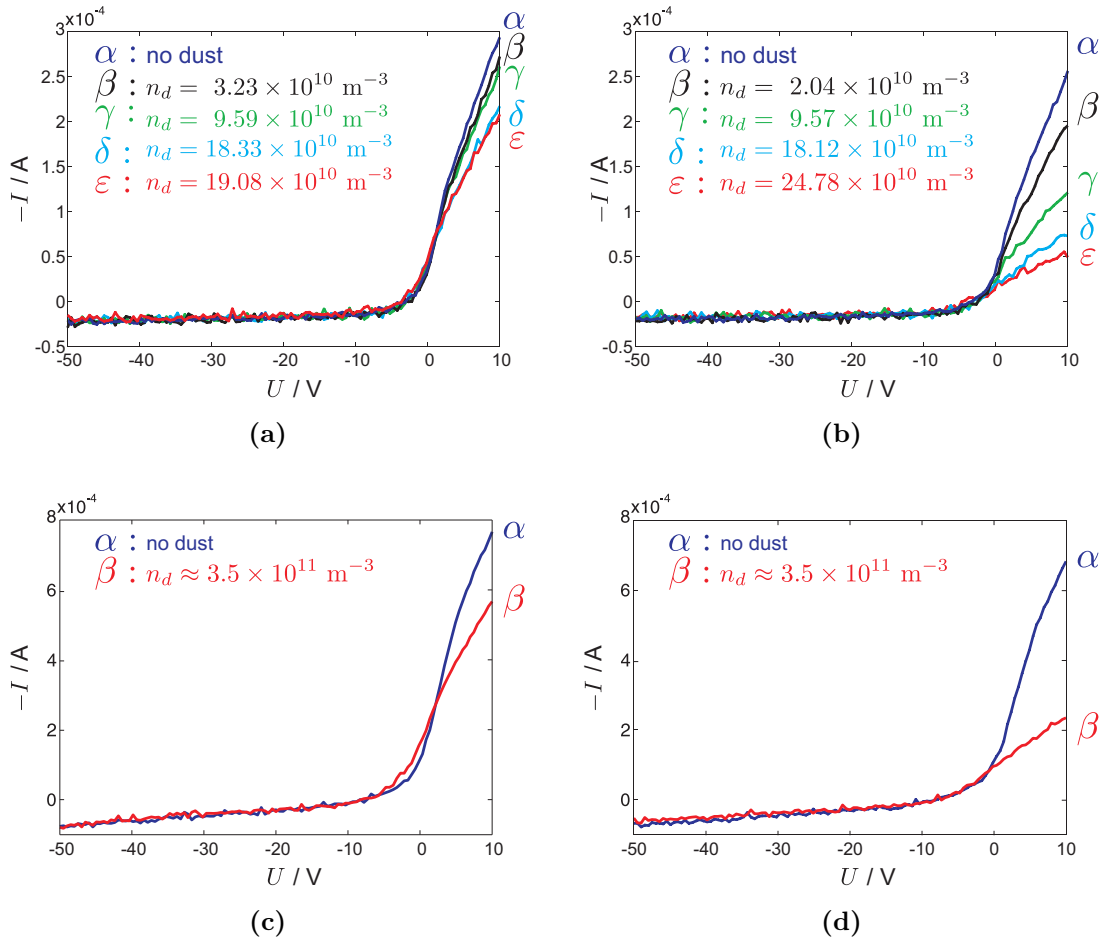


Abbildung 6.1: Strom-Spannungs-Kennlinien, aufgenommen mit einer zylindrischen Sonde (a) und (b), die die Möglichkeit einer Reinigung nach einer Kontamination mit Staub bietet, und vergleichend Kennlinien, aufgenommen mit einer ebenen Sonde, (c) und (d), bei unterschiedlichen Staubdichten. Mit der ebenen Sonde ist aufgrund der nicht vermeidbaren und unter Vakuumbedingungen irreversiblen Kontamination bei Staubfall nur ein Messsatz möglich. Zunächst wird die Messung an der Position I, im umgebenden Plasma (möglichst geringe Kontamination), und anschließend an der Position II durchgeführt. (a) zylindrische Sonde, Position I außerhalb der Staubwolke, (b) zylindrische Sonde, Position II innerhalb der Staubwolke. (c) ebene Sonde, Position I außerhalb der Staubwolke, (d) ebene Sonde, Position II, innerhalb der Staubwolke. Die Aufnahmen der ebenen Sonde zeigen sehr deutlich die Änderungen der Kennlinie: die Beträge der Ionen- und Elektronenströme sinken.

Elektronendichte im Staubfallbereich stärker beeinflusst als im staubfreien Bereich. Allerdings überrascht die Tatsache, dass die staubfreie Region überhaupt vom Staubfall betroffen ist. Die Elektronendichte startet in der staubfreien Region, also für Position (I) bei $n_e = 12 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und sinkt mit zunehmender Staubdichte n_d . Bei einer Staubdichte von $n_d \approx 2 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ist das Minimum mit $n_e \approx 9 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ erreicht, was nach einem Sättigungswert aussieht. Diese Abnahme bedeutet eine Reduktion um 25%. Der Startwert für die Position (II) ist

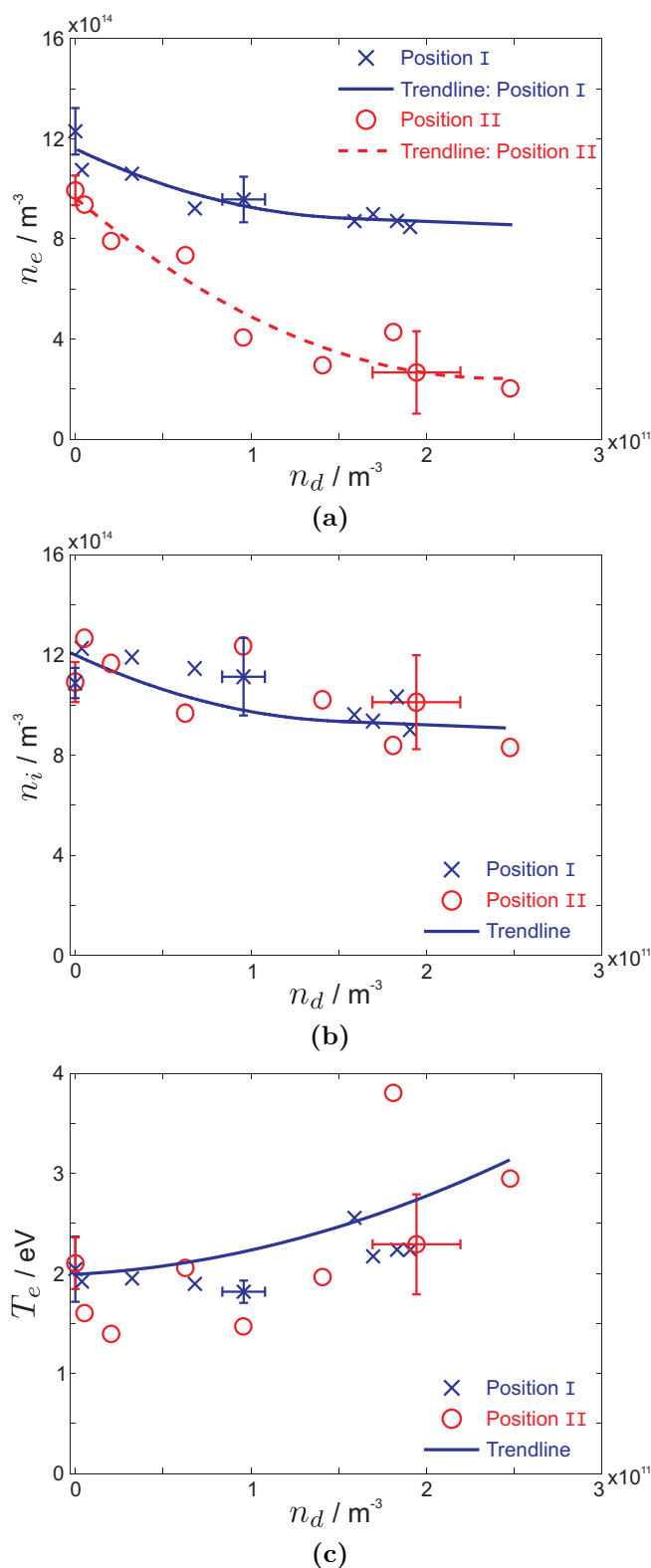


Abbildung 6.2: Ergebnisse der Kennlinienauswertung an den Positionen I und II bei variierender Staubbichte. Die blauen Kreuze markieren die Datenpunkte an Position I, der staubfreien Region, die roten Kreise repräsentieren die Datenpunkte für die Position II, innerhalb der Staubbolke. Die Balken zeigen die Fehler an. Die durchgezogenen (—) und gestrichelten (---) Linien beschreiben die Trends der Datenpunkte mit zunehmender Staubbichte. (a) Elektronendichte n_e , (b) Ionendichte n_i und (c) Elektronentemperatur T_e .

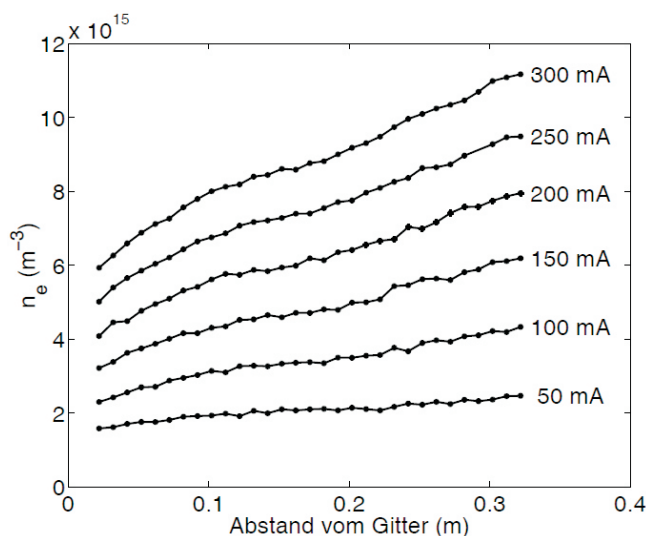


Abbildung 6.3: Axiale Profile der Elektronendichte in der Targetkammer bei verschiedenen Entladungsströmen aus [Hir03].

$n_e = 10 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Bei der Erhöhung der Staubbichte n_d sinkt auch hier die Elektronendichte n_e , die Abnahme ist aber viel stärker, der Endwert, wieder bezogen auf die Staubbichte $n_d = 2 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$, ist $n_e = 2 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$, was einer Elektronenreduktion um 75 % entspricht. Die Ionendichte n_i in Abb. 6.2b zeigt für beide Positionen nahezu das gleiche Verhalten. Die Startwerte sind fast die gleichen mit $n_i \approx 12 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Die stärkere Streuung der Datenpunkte beruht auf der Systematik der Auswertung, da die Ionenströme um ein Vielfaches kleiner als die Elektronenströme sind. Das Verhalten der Ionendichten unterscheidet sich im Gegensatz zu den Elektronendichten in Abb. 6.2a darin, dass die Abnahme der Ionendichte für beide Positionen (I) und (II) vergleichbar ist, mit einem Endwert von $n_i = 10 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ bei einer Staubbichte von $n_d = 2 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$. Die Ionendichte reduziert sich um 16.6 %.

Eine weitere, wichtige Größe, die vom Staub beeinflusst werden kann, ist die Elektronentemperatur T_e , s. Abb. 6.2c. Die Anfangswerte für beide Positionen sind $T_e = 2 \text{ eV}$. Die Trendlinie zeigt einen Anstieg der Elektronentemperatur T_e bei steigender Staubbichte n_d . Die Datenpunkte für die Staubregion streuen mehr als in der staubfreien Region. Bei einer Staubbichte von $n_d = 2 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ erreichen beide Werte eine Temperatur von $T_e = 2.2 \text{ eV}$. Der erwartete Effekt einer Elektronendichtereduktion innerhalb der Staubwolke ist offensichtlich bei dem unterschiedlichen Verhalten der Dichten der Elektronen und Ionen an der Position (II). Eine neue Beobachtung ist die Abnahme der Elektronen- und Ionendichten außerhalb der Staubwolke, im staubfreien Bereich.

6.1.1 Experimentelle Ergebnisse

Die Auswertung der Kennlinien, aufgenommen vor und während des Staubfalls, zeigt einen signifikanten Einfluss auf das umgebende, staubfreie Plasma. In diesem Gebiet werden die Elektronen- und Ionenströme, abhängig von der Staubdichte um bis zu 25 % reduziert. Frühere Experimente in einem staubigen Plasmaregime zeigten, dass innerhalb der Staubwolke die Elektronen- und Ionenströme reduziert wurden [Tro03]. Diese Reduktion waren die Resultate von Messungen mit Langmuir-Sonden und Resonanzkegeln. Die dort angegebene Erklärung für die Reduktion beider Dichten war der *internal wall* Effekt. Die zusätzlich ins Plasma eingebrachten Staubpartikel stellen für die Plasmaspezies eine vergrößerte Verlustfläche dar und sind somit als Senke für die Elektronen und Ionen zu betrachten. Die in diesen hier durchgeführten Experimenten beobachtete Plasmadichtereduktion ist auf diesen Effekt zurückzuführen.

Die hier vorgestellten Messungen innerhalb der Staubwolke, vgl. Abb. 6.2a und 6.2b, bestätigen frühere Beobachtungen [Adh07], dass die Elektronendichte n_e im Vergleich zur Ionendichte n_i bei zunehmender Staubdichte schneller abnimmt. Darüber hinaus konnte hier gezeigt werden, dass sich die Ionendichten außerhalb und innerhalb der Staubwolke gleich verhalten.

Die Resultate der Kennlinienauswertung für die Elektronentemperatur T_e , vgl. Abb. 6.2c, zeigen, dass die Elektronentemperaturen innerhalb und außerhalb der Staubwolke ungefähr gleiche Werte annehmen. In beiden Bereichen steigen die Elektronentemperaturen mit zunehmender Staubdichte. Von einem Anstieg der Elektronentemperatur innerhalb einer Staubwolke wurde schon zuvor berichtet [Adh07]. Der mögliche Einfluss einer Erhöhung der Elektronentemperatur auf das Floatingpotential kann hier für den beobachteten Effekt, einem Anstieg des Potentials bei zunehmender Staubdichte, ausgeschlossen werden. Eine Temperaturerhöhung senkt das Floatingpotential ab, führte also zu einem entgegengesetzten Trend, s. Abb. 3.10a.

6.2 Potentialmessungen (emissive Sonde)

Obwohl die Reduktion der freien Elektronendichte in dichten Staubwolken mit der Auswertung der Kennlinien der Langmuir-Sonden experimentell nachgewiesen ist, s. Abschnitt 6.1 und [Xu93, Bar94, Bar96a, Nak99, Tho00, Adh07], lassen sich die angewendeten Modelle nicht direkt auf diese Laborplasmen anwenden. Ein Modell [Hav90] bezieht sich auf astrophysikalische Plasmen und berücksichtigt insbesondere nicht das Verhalten der Ionendichten im Experiment. Zum Vergleich wird ein Modell herangezogen, dass für die Laborplasmen bessere Annahmen macht [Mel08]. Die zwei Modelle treffen grundverschieden Aussagen für das Plasmapotential innerhalb einer Staubwolke, dem Interpartikel- oder sogenannten Cloudpotential. Auch wenn das Oberflächenpotential eines Staubpartikels, das proportional zur Staubladung ist, nicht direkt messbar ist, ist ein Vergleich mit dem Floatingpotential einer kleinen emissiven Sonde

möglich, die sich innerhalb einer Staubwolke befindet. Das Floatingpotential der Sonde wird durch die gleichen Aufladungsmechanismen wie das der Staubpartikel bestimmt.

6.2.1 Modelle für dichte Staubwolken

Bringt man nicht nur ein einzelnes, isoliertes Partikel in ein Plasma ein, treten kollektive Effekte auf, die die Aufladungsmechanismen beeinflussen. Ist der Interpartikelabstand d größer als die Debye-Länge λ_D , ist die Annahme eines isolierten Partikels gerechtfertigt, man spricht dann von „Staub im Plasma“. Ist der Interpartikelabstand aber vergleichbar oder sogar kleiner als λ_D , entsprechend einer zunehmenden Staubbichte n_d , handelt es sich um ein „staubiges Plasma“. In diesem Regime beobachtet man eine Reduktion der freien Elektronen als auch der Anzahl der Ladungen, die sich auf einem Staubpartikel befinden. Zwei Modelle, die dichte Staubwolken beschreiben, sollen hier vorgestellt und diskutiert werden.

6.2.1.1 Modell mit Boltzmann-verteilten Ionen (BIM)

Das erste Modell (engl. *Boltzmann distributed Ion Model*), das den Einfluss der Staubbichte auf die Staublading und das Interpartikel-Potential beschreibt, wurde 1987 von Havnes *et al.* [Hav87] für astrophysikalische Staubwolken in einem isothermen Wasserstoffplasma eingeführt mit $T_e = T_i$. In die Quasineutralitätsbedingung dieses staubigen Plasmas, das als dritte Spezies die Staubpartikel enthält, vgl. Abb. 6.4a, geht zusätzlich die Dichte der Staubpartikel n_d und die Anzahl der gebundenen Elektronen Z_d , die sich im Mittel auf ihnen befindet, ein

$$n_i = n_e + Z_d n_d . \quad (6.1)$$

Die Elektronen und Ionen nimmt man als Boltzmann-verteilt an

$$n_i = n_{i\infty} \exp\left(-\frac{e\Phi_c}{k_B T_i}\right) \quad \text{und} \quad (6.2a)$$

$$n_e = n_{e\infty} \exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_e}\right) , \quad (6.2b)$$

dabei bezeichnen $n_{i,e\infty}$ die Dichten außerhalb der Staubwolke, siehe Abb. 6.4a und $T_{i,e}$ die Temperaturen der jeweiligen Spezies. Das Potential Φ_c ist das Interpartikelpotential (engl. *cloud potential*), also das Plasmapotential innerhalb der Staubwolke in Bezug auf das Plasmapotential Φ_p außerhalb der Staubwolke, das als nNull definiert wird. Für den angestrebten Vergleich von Experiment und Theorie, vgl. Abschnitt 6.2.4, werden die Plasmabedingungen in DoDo, ein Temperaturverhältnis von $T_e/T_i = 10$ und die Gasart Argon in das Modell übernommen. Die Floatingbedingung, dass die Elektronen- und Ionenströme auf ein Staubpartikel am

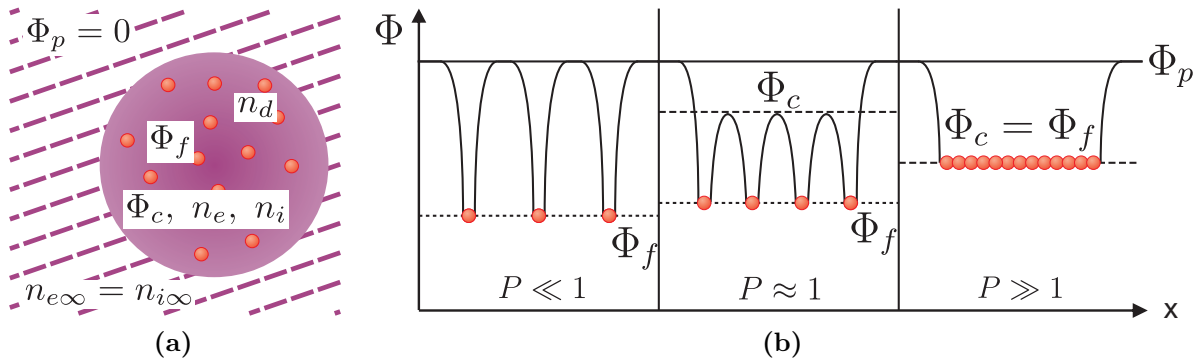


Abbildung 6.4: (a) Schematische Darstellung einer Staubwolke innerhalb eines quasineutralen Plasmas, mit den Elektronen- und Ionendichten $n_{e\infty} = n_{i\infty}$, dem Plasmapotential Φ_p . Innerhalb der Staubwolke der Dichte n_d findet sich das Interpartikel-Potential, das sogenannte cloud Potential Φ_c , sowie die die Elektronen- und Ionendichten $n_e \neq n_i$. (b) Eine 1-dimensionale Skizze nach [Goe89] eines Modells, das von der Staubbichte abhängt. Die Potential Φ_p , Φ_c und Φ_f sind für verschiedene Regime des Parameters P dargestellt.

Floatingpotential gleich groß sind, $I_i + I_e = 0$, stellt sich in diesem Modell wie folgt dar,

$$I_i + I_e = n_i e \pi r_d^2 \left(\frac{k_B T_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{e(\Phi_f - \Phi_c)}{k_B T_i} \right] - n_e e \pi r_d^2 \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{e(\Phi_f - \Phi_c)}{k_B T_e} \right] = 0. \quad (6.3a)$$

Dabei ist der Term in den eckigen Klammern beim Ionenstrom der OML Faktor aus der vergrößerten Einfangfläche für die Ionen in der OML-Theorie, vgl. Kapitel 4.2, und der exponentielle Term im Elektronenstrom der Boltzmann-Faktor. Wegen der höheren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen ist das Oberflächenpotential eines einzelnen Staubpartikel negativ. Die Aufladungsströme ergeben sich aus der unmittelbaren Umgebung eines Staubpartikels. Die Größen, die ein Plasma charakterisieren, die Dichten n_i und n_e , sowie das Interpartikelpotential Φ_c unterscheiden sich von denen des umgebenden Plasmas. Das Oberflächenpotential bezogen auf das Interpartikel bzw. Cloudpotential eines Staubpartikel ergibt sich aus der Differenz von Floatingpotential und Cloudpotential $\Phi_f - \Phi_c$. Diese Differenz bestimmt die Staubleadung eines Partikels. Unter der Annahme, dass sich das Staubpartikel wie ein Kugelkondensator verhält, ergibt sich die Staubleadung zu $q_d = -Z_d e = 4\pi \epsilon_0 r_d (\Phi_f - \Phi_c)$. Es folgt dann für die Floatingbedingung (6.3a)

$$0 = n_i \left(\frac{m_e T_i}{m_i T_e} \right)^{1/2} [1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - n_e \exp[\eta_c - \eta_f], \quad (6.4)$$

mit dem normierten Potential

$$\eta = -e\Phi / (k_B T_e). \quad (6.5)$$

Im Folgenden bezeichnen η_f das normierte Oberflächenpotential eines Staubpartikels und η_c das normierte Cloudpotential. Eine weitere Vereinfachung ergibt sich durch Einführung der normierten Parameter

$$\mu = \frac{m_i}{m_e} \quad \text{und} \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}. \quad (6.6)$$

Zusammen mit den Boltzmann-verteilten Dichten (6.2) ergibt sich die Floatingbedingung der normierten Größen

$$0 = (\mu\tau)^{-1/2}[1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - e^{-\eta_f - \tau\eta_c}. \quad (6.7)$$

die zweite Gleichung zur Bestimmung der unbekanntenen Potentials Φ_c, Φ_f bzw. η_c, η_f erhält man über die Quasineutralität (6.1) unter Berücksichtigung der Boltzmann-verteilten Dichten (6.2)

$$0 = n_{e\infty} \exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_e}\right) - \frac{4\pi\epsilon_0 r_d (\Phi_f - \Phi_c)}{e} n_d - n_{i\infty} \exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_i}\right).$$

Einsetzen der normierten Größen liefert

$$0 = e^{-\eta_c} - e^{\tau\eta_c} + P(\eta_f - \eta_c), \quad (6.8)$$

dabei ist P der dimensionslose Staubbichteparameter, in Anlehnung an [Goe84, Hav90],

$$P = 4\pi\lambda_{De}^2 r_d n_d \stackrel{(4.10)}{=} \frac{Z_d n_d}{n_{e\infty}} \frac{1}{(\eta_f - \eta_c)} = \frac{P_H}{(\eta_f - \eta_c)}, \quad \text{mit} \quad (6.9a)$$

$$P_H = 695 T_e(\text{eV}) r_d(\mu\text{m}) \frac{n_d(\text{m}^{-3})}{n_{e\infty}(\text{m}^{-3})}. \quad (6.9b)$$

Der Staubbichteparameter P gibt im Wesentlichen das Verhältnis der Ladungsdichte auf einem Staubpartikel zur Dichte der Ionen oder Elektronen außerhalb der Staubwolke an, da $n_{i\infty} = n_{e\infty}$.

Das gekoppelte System der normierten Gleichungen, erhalten aus der Quasineutralität (6.8) und der Floatingbedingung (6.7),

$$0 = e^{-\eta_c} - e^{\tau\eta_c} + P(\eta_f - \eta_c), \quad (6.10a)$$

$$0 = (\mu\tau)^{-1/2}[1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - e^{-\eta_f - \tau\eta_c} \quad (6.10b)$$

lässt sich dann numerisch lösen.

Einen ersten Eindruck soll die Abb. 6.4b vermitteln, in der eine einfache 1-dimensionale Situation für die Veränderungen der Potentiale Φ_f und Φ_c mit äquidistanten Staubpartikeln dargestellt ist.

- Für $P \ll 1$ ist der Interpartikelabstand größer als die Debye-Länge. Das Potential zwischen den Partikeln erreicht das Potential des umgebenden Plasmas Φ_p , während das Oberflächenpotential Φ_f dem eines einzelnen Partikels im Plasma entspricht.
- Wird der Interpartikelabstand kleiner als die Debye-Länge, wenn also $P \approx 1$, erreicht das Cloudpotential Φ_c nicht mehr das umgebende Plasmapotential Φ_p , gleichzeitig nimmt die gemittelte Ladung eines einzelnen Staubpartikels ab, das durch die Differenz der Potentiale $q_d \propto \Phi_f - \Phi_c$ bestimmt wird.
- Eine weitere Erhöhung der Staabdichte n_d führt zu einer Vergrößerung von P zu $P \gg 1$. Aufgrund der hohen negativen Ladung, die sich nun in dem Staubvolumen befindet, sinkt das Potential zwischen den Partikeln. Die Potentialbarriere zwischen den Partikeln nimmt immer weiter ab, bis das Oberflächenpotential der Staubpartikel gleich dem Cloudpotential ist, $\Phi_f = \Phi_c$. Damit geht eine deutliche Ladungsreduktion der freien Elektronen einher; denn sie sind zu einem großen Anteil an die Staubpartikel gebunden. Da weniger freie Elektronen vorhanden sind, verschiebt sich das Floatingpotential Φ_f der Partikel zu positiveren Werten. Da sich nun die Debye-Sphären der negativ geladenen Staubteilchen überlappen, können sich in den Staubwolkenbereich keine niederenergetischen Elektronen mehr aufhalten.

Die numerische Lösung des gekoppelten Systems von (6.10a) und (6.10b) für typische Plasmapbedingungen in DoDo ist in Abb. 6.5a zu sehen, mit $\mu = m_{Ar}/m_e = 72847$, $\tau = 10$. Im Grenzfall $P \ll 1$, sind die Partikel weit genug voneinander entfernt. Das Floatingpotential nimmt für ein einzelnes Staubpartikel in einem Argonplasma mit einem Elektronen- zu Ionen-temperaturverhältnis $\tau = T_e/T_i = 10$ den Wert $\eta_f = 3.24$ an. Das Cloudpotential ist Null, $\eta_c = 0$. Mit steigendem Staabdichteparameter P steigt das normierte Cloudpotential, während das Floatingpotential abnimmt. Die Staubladung q_d , die von der Differenz $\eta_f - \eta_c$ abhängt, wird ebenfalls geringer. Im Grenzfall $P \gg 1$ konvergieren die Potentiale, $\eta_f = \eta_c$. Das bedeutet, dass in diesem Regime keine Nettoströme mehr fließen und die Staubwolke als Ganzes im umgebenden Plasma floatet. Auf den Partikeln befindet sich nur noch eine verschwindend geringe Ladung. Im Vergleich zu einem einzelnen Partikel im Plasma ist die Ladung sehr stark reduziert. Aus der Gleichung (6.10b) ergibt sich der Endwert für $P \gg 1$ in Argon für $\tau = 10$ zu

$$\eta_f = \frac{1}{2} \frac{\ln(\mu\tau)}{1 + \tau} = 0.614. \quad (6.11)$$

Bei der Anwendung dieses Modells auf astrophysikalische Plasmen, wo es seinen Ursprung hat, ergeben sich für ein isothermes Wasserstoffplasma als Startwert $\eta_f = 2.504$ [Spi98] und als asymptotischer Endwert $\eta_f = \eta_c = 1.88$.

Die wesentliche Eigenschaft dieses Modells der Boltzmann-verteilten Ionen ist die Abnahme des normierten Floatingpotentials η_f . Dieses Verhalten ist begleitet von einer Ansammlung

von Ionen innerhalb der Staubwolke, so wie es der Boltzmann-Faktor $\exp(\tau\eta_c)$ in Gl. (6.10a) vorgibt.

6.2.1.2 Modell mit konstanter Ionendichte (CIM)

Während das in Kapitel 6.2.1.1 vorgestellte BIM ursprünglich aus der Astrophysik stammt, zielt das Modell in Ref. [Mel08] auf die Beschreibung von Laborplasmen ab. Hier ist $T_e \gg T_i$ und damit das Bild einer Boltzmann-verteilten Ionendichte nicht mehr adäquat. Die Ionendichte wird in diesem Modell als konstant angenommen (engl. *Constant Ion density Model*), d. h. die Ionendichte innerhalb der Staubwolke entspricht der Ionendichte außerhalb der Staubwolke, $n_i = n_{i\infty}$. Diese Annahme setzt voraus, dass die Ionen nicht auf das lokale elektrische Potential der Staubwolke ($\eta_c < 0$) reagieren. Somit gibt es keine Akkumulation der Ionen in der Staubwolke und das CIM beschreibt den Grenzfall vernachlässigbarer Ionenanreicherung innerhalb der Staubwolke. Das gekoppelte Gleichungssystem aus Quasineutralität und Floatingbedingung ergibt sich analog zu (6.10b) mit dem Unterschied $n_i = n_{i\infty}$ zu

$$0 = e^{-\eta_c} - 1 + P(\eta_f - \eta_c) \quad (6.12a)$$

$$0 = (\mu\tau)^{-1/2}[1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - e^{-\eta_f} \quad (6.12b)$$

Die numerische Lösung der Gleichungen (6.12) für typische Plasmabedingungen in der DP-Maschine DoDo ist Abb.6.5b gezeigt. Auch hier nimmt mit steigendem P die Ladung auf den Staubpartikeln ab (gepunktete Linie) und die Potentiale haben einen gemeinsamen Endwert

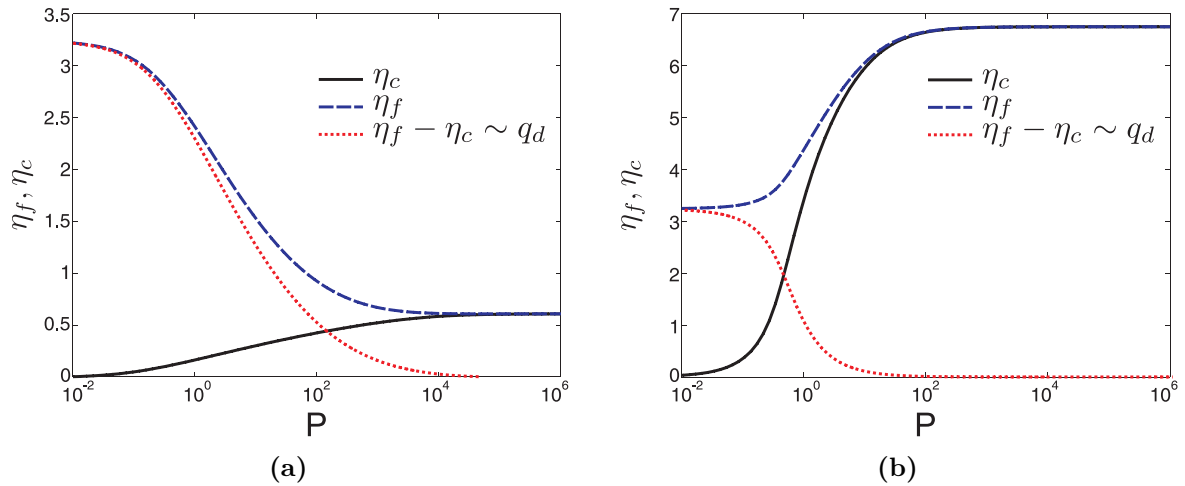


Abbildung 6.5: Numerische Lösung von (6.10b) und (6.10a) für ein Argonplasma mit $\tau = 10$. (a) Modell mit den Boltzmann-verteilten Ionen (BIM) und (b) Modell mit einer konstanten Ionendichte (CIM): Darstellung der normierten Potentiale η_c (—), η_f (---). Die Potentialdifferenz $\eta_f - \eta_c$ ist proportional zur Staubladung q_d (⋯).

für $P \gg 1$. Er berechnet sich zu

$$\eta_f = \eta_c = \frac{1}{2} \ln(\mu\tau) = 6.75. \quad (6.13)$$

Dieser Endwert liegt über dem Startwert von η_f und ist plausibel, wenn man die jeweiligen Ionenströme berücksichtigt. Im Fall $P = 10^{-2}$ handelt es sich um einzelne Teilchen, der Ionenstrom auf ein Partikel wird um den OML-Faktor vergrößert, während dieser Stromvergrößernde Faktor für eine dichtgepackte Staubwolke verschwindet, der OML-Faktor $[1 + \tau(\eta_f - \eta_c)]$ in Gleichung (6.12b) wird 1 für große P und hierdurch reduzierter Staubladung q_d . Im Extremfall einer sehr großen Staubdichte sind fast alle freien Elektronen an die Staubpartikel gebunden, und es gilt näherungsweise die Quasineutralität $q_d n_d \approx n_i e$. Damit reduziert sich die Staubladung auf $q_d = n_i e / n_d$, d. h. die Staubpartikel konkurrieren wie im BIM untereinander um die freien Elektronen.

6.2.2 Erweiterte Modelle für zwei Elektronenpopulationen

In einer DP-Maschine befinden sich zusätzlich zu der niederenergetischen Elektronenpopulation viel energiereichere Elektronen mit der Dichte n_{ke} und der Temperatur T_{ke} im Plasma [Leu75, Rus00, Hos06, Rob06a, Adh07]. Mit dieser zweiten, kinetischen Elektronenpopulation spricht man von einer Bi-Maxwellischen Elektronenverteilung, und es gilt für die Temperaturen $T_{ke} > T_e$ und für die Dichten $n_{ke} < n_e$. Diese heiße Komponente resultiert aus den Primärelektronen, die für die Ionisierung der Argonatome in das Plasma eingebracht werden. In diesem Abschnitt werden die vorangegangenen Modelle um diese zweite Elektronenpopulation erweitert, um bei dem Vergleich der Messdaten mit der Theorie die Experimentbedingungen weitgehend in den Modellen zu berücksichtigen. So ist der Einfluss der kinetischen Elektronenkomponente auch im Modell sichtbar und zu verstehen.

6.2.2.1 Erweitertes Modell für zwei Elektronenpopulationen (EBIM)

Zunächst wird eine kinetische Elektronenkomponente in das BIM integriert und ihr Einfluss untersucht. Dafür werden zusätzlich eine weitere kinetische Elektronendichte n_{ke} und ein entsprechender Elektronenstrom I_{ke} mit in das System aufgenommen, mit

$$n_{ke} = n_{ke\infty} \exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_{ke}}\right), \quad (6.14a)$$

$$I_{ke} = -n_{ke} e \pi a^2 \left(\frac{k_B T_{ke}}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{e(\Phi_f - \Phi_c)}{k_B T_{ke}}\right]. \quad (6.14b)$$

Damit ergeben sich die Quasineutralitäts- und die Floatingbedingung zu

$$n_i = n_e + n_{ke} + Z_d n_d \quad (6.15a)$$

$$I_i = -I_e - I_{ke} . \quad (6.15b)$$

Für die Floatingbedingung ergibt sich dann mit (6.3a) und (6.14b)

$$n_i e \pi a^2 \left(\frac{k_B T_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{e(\Phi_f - \Phi_c)}{k_B T_i} \right] = n_e e \pi a^2 \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{e(\Phi_f - \Phi_c)}{k_B T_e} \right] \\ + n_{ke} e \pi a^2 \left(\frac{k_B T_{ke}}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{e(\Phi_f - \Phi_c)}{k_B T_{ke}} \right]. \quad (6.16)$$

Mit den normierten Potentialen η_f und η_c folgt

$$n_i \left(\frac{m_e T_i}{m_i T_e} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{T_i}{T_e} (\eta_f - \eta_c) \right] = n_e \exp(-\eta_f + \eta_c) \\ + n_{ke} \left(\frac{T_{ke}}{T_e} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{T_e}{T_{ke}} (-\eta_f + \eta_c) \right]. \quad (6.17)$$

Nun werden die bekannten normierten Parametern $\mu = m_i/m_e$ und $\tau = T_e/T_i$ genutzt

$$(\mu\tau)^{-1/2} [1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - \frac{n_e}{n_i} \exp(-\eta_f + \eta_c) - \frac{n_{ke}}{n_i} \left(\frac{T_{ke}}{T_e} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{T_e}{T_{ke}} (-\eta_f + \eta_c) \right] = 0. \quad (6.18)$$

Setzt man nun für n_i , n_e und n_{ke} (6.2a), (6.2b) und (6.14a) ein, folgt

$$(\mu\tau)^{-1/2} [1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - \frac{n_{e\infty} \exp(-\eta_c)}{n_{i\infty} \exp(\tau\eta_c)} \exp(-\eta_f + \eta_c) \\ - \frac{n_{ke\infty} \exp(-\frac{T_e}{T_{ke}}\eta_c)}{n_{i\infty} \exp(\tau\eta_c)} \left(\frac{T_{ke}}{T_e} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{T_{ke}}{T_e} (-\eta_f + \eta_c) \right] = 0. \quad (6.19)$$

$$(\mu\tau)^{-1/2} [1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - \frac{n_{e\infty}}{n_{i\infty}} \exp(-\tau\eta_c - \eta_f) - \frac{n_{ke\infty}}{n_{i\infty}} \left(\frac{T_{ke}}{T_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\tau\eta_c - \frac{T_{ke}}{T_e} \eta_f \right). \quad (6.20)$$

Zusätzlich zu den bekannten normierten Parametern werden zwei weitere eingeführt, für das Temperaturverhältnis $\theta = T_{ke}/T_e$ und für das Dichteverhältnis $\chi = n_{ke\infty}/n_{e\infty}$. Mit

$n_{i\infty} = n_{e\infty} + n_{ke\infty}$ erhält man dann für die normierte Floatingbedingung

$$(1 + \chi) (\mu\tau)^{-1/2} [1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - e^{-\tau\eta_c - \eta_f} - \chi\theta^{1/2} e^{-\tau\eta_c - \frac{\eta_f}{\theta}} = 0. \quad (6.21)$$

Für die Quasineutralität $0 = n_e + n_{ke} + Z_d n_d - n_i$ ergibt sich entsprechend mit den Dichten n_i , n_e und n_{ke} aus den Gleichungen (6.2a), (6.2b), (6.14a) und $Z_d = -4\pi\epsilon_0 r_d (\Phi_f - \Phi_c)/e$, vgl. Gl. (4.10)

$$\begin{aligned} 0 &= n_{e\infty} \exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_e}\right) + n_{ke\infty} \exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_{ke}}\right) - \frac{4\pi\epsilon_0 r_d}{e} n_d (\Phi_f - \Phi_c) - n_{i\infty} \exp\left(-\frac{e\Phi_c}{k_B T_i}\right) \\ 0 &= n_{e\infty} \left(\exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_e}\right) + \frac{n_{ke\infty}}{n_{e\infty}} \exp\left(\frac{e\Phi_c}{k_B T_{ke}} \frac{T_e}{T_e}\right) \right) \\ &\quad - n_{i\infty} \left(\exp\left(-\frac{e\Phi_c}{k_B T_i} \frac{T_e}{T_e}\right) + \underbrace{\frac{4\pi\epsilon_0 r_d}{e} \frac{n_d}{n_{i\infty}} \frac{k_B T_e}{e}}_P \frac{e}{k_B T_e} (\Phi_f - \Phi_c) \right) \end{aligned}$$

Mit $n_{i\infty} = n_{e\infty} + n_{ke\infty}$ im staubfreien Außenraum und den schon bekannten Normierungen für die Potentiale, Massen-, Temperatur- und Dichteverhältnisse vereinfachte sich die Quasineutralitätsbedingung in der Staubwolke zu

$$0 = e^{-\eta_c} + \chi e^{-\eta_c/\theta} - (1 + \chi) (e^{\tau\eta_c} - P(\eta_f - \eta_c)) . \quad (6.22)$$

Das normierte gekoppelte System ist dann

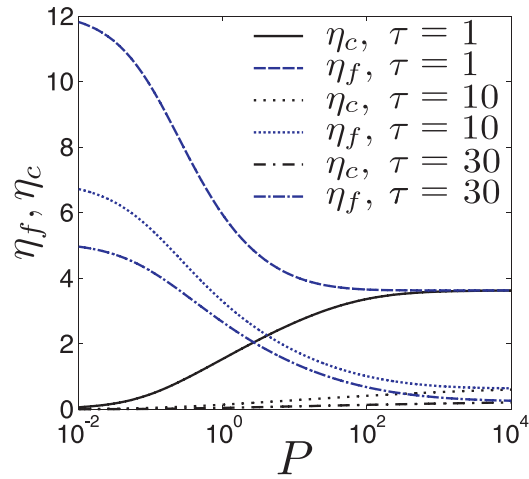
$$0 = (1 + \chi) (\mu\tau)^{-1/2} [1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - e^{-\eta_f - \tau\eta_c} - \chi\theta^{1/2} e^{-\tau\eta_c - \eta_f/\theta} \quad (6.23a)$$

$$0 = e^{-\eta_c} + \chi e^{-\eta_c/\theta} - (1 + \chi) (e^{\tau\eta_c} - P(\eta_f - \eta_c)) . \quad (6.23b)$$

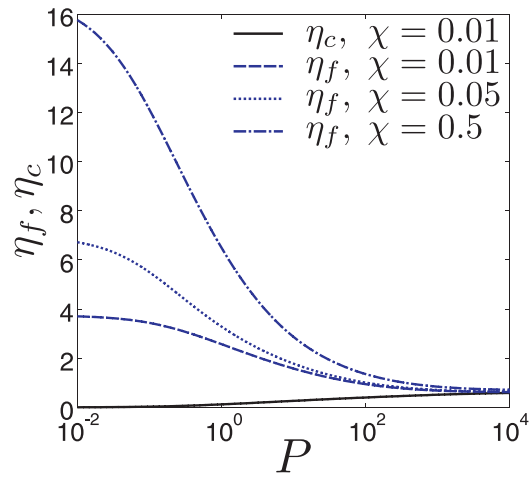
Entfällt die zweite Elektronenkomponente, gilt $\chi = n_{ke\infty}/n_{e\infty} = 0$ und $\theta = T_{ke\infty}/T_{e\infty} = 1$, ergibt sich das schon bekannte Gleichungssystem für das BIM (6.10).

Die Einflüsse der Parameter τ , χ und θ auf das Verhalten der normierten Potentiale sind in Abb. 6.6 dargestellt. In allen drei Fällen startet das Cloudpotential η_c bei 0 für kleine Werte von P . Die Abbildung 6.6a zeigt bei fest gewählten θ und χ , dass eine Erhöhung des Temperaturverhältnisses von $\tau = 1$ auf $\tau = 30$ zu einer Absenkung des Anfangswertes für das normierte Oberflächenpotential von $\eta_f = 12$ auf $\eta_f = 5$ führt. Die asymptotischen Werte von η_f und η_c sinken im Grenzfall $P \gg 1$ von $\eta_f = \eta_c = 3.65$ auf $\eta_f = \eta_c = 0.24$ ab. Nur das Temperaturverhältnis τ kann diese Endwerte beeinflussen.

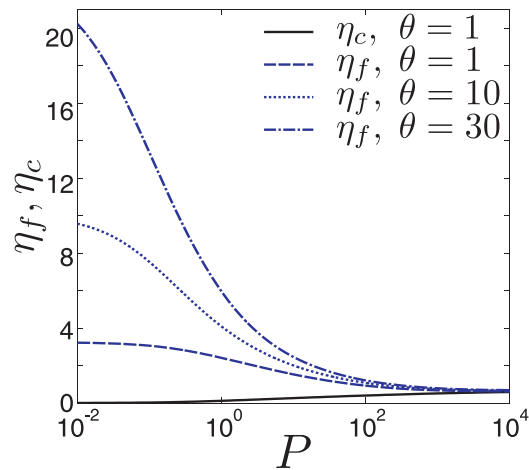
Die Erhöhung des Anteils der kinetischen Elektronenpopulation von $\chi = 0.01$ auf $\chi = 0.5$ wird in Abb. 6.6b untersucht, dabei sind $\tau = 10$ und $\theta = 10$ fest gewählt. Hauptsächlich beeinflussen die heißen Elektronen den Anfangswert von η_f , der von 3.7 auf 15.75 ansteigt. Ein solcher



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.6: Normierte Potentiale η_f und η_c in Abhängigkeit vom Parameter P . (a) $\theta = 10$, $\chi = 0.05$ sind fest, Variation von $\tau = T_e/T_i$, (b) $\tau = 10$, $\theta = 10$ sind fest, Variation von $\chi = n_{ke}/n_e$ und (c) $\chi = 0.1$, $\tau = 10$ sind fest, Variation von $\theta = T_{ke}/T_e$. Für die Übersichtlichkeit wurden in (b) und (c) nur eine η_c -Kurve dargestellt, da die Verläufe für η_c nur wenig in den Bereichen der getesteten Parametern variieren und insgesamt als gleich betrachtet werden können.

Anstieg des Floatingpotentials η_f ist wohl bekannt von den Langmuir-Sonden in Anwesenheit von energiereichen Elektronen. Der asymptotische Wert der normierten Potentiale für $P \gg 1$ bleibt von χ annähernd unbeeinflusst und erreicht ungefähr 0.65.

Ein ähnliches Verhalten findet sich für die Variation von θ in Abb. 6.6c, wobei $\chi = 0.1$ und $\tau = 10$ fest gewählt sind. Der Anfangswert für $\theta = 1$ ist $\eta_f = 3.22$ und für $\theta = 30$ $\eta_f = 20.24$. Der Verlauf der η_f -Kurve zeigt im Vergleich zur Abb. 6.6b einen steileren Abfall für $P \leq 1$. Die Potentialwerte für $P \gg 1$ sind wieder annähernd unbeeinflusst, $\eta_f = \eta_c = 0.65$.

6.2.2.2 Erweitertes Modell für zwei Elektronenpopulationen (ECIM)

Für die Erweiterung des CIM werden auch hier die kinetischen Elektronen berücksichtigt, während die Annahme der konstanten Ionendichte beibehalten wird. Die Herleitung der Quasineutralitäts- und Floatingbedingung verläuft analog zu dem EBIM, wobei $n_i = n_{i\infty}$ gesetzt werden muss. Damit ergibt sich das normierte gekoppelte Gleichungssystem ECIM zu

$$0 = (1 + \chi) (\mu\tau)^{-1/2} [1 + \tau(\eta_f - \eta_c)] - e^{-\eta_f} - \chi\theta^{1/2} e^{-\eta_f/\theta} \quad (6.24a)$$

$$0 = e^{-\eta_c} + \chi e^{-\eta_c/\theta} + (1 + \chi) [P(\eta_f - \eta_c) - 1] . \quad (6.24b)$$

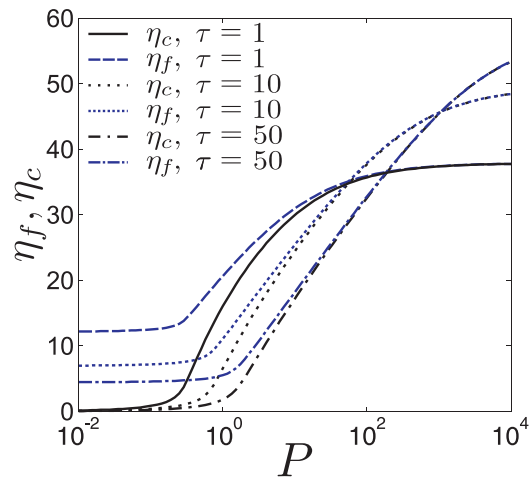
die analoge Betrachtung einer verschwindenden zweiten Elektronenpopulation ($\chi = 0$, $\theta = 1$) führt auch hier wieder zu dem CIM, vgl. 6.12.

Die Einflüsse der Parameter τ , χ und θ auf das Verhalten der normierten Potentiale sind in Abb. 6.7 dargestellt. Auch hier startet in allen drei Fällen das Cloudpotential η_c bei 0 für kleine Werte von P . Die Abbildung 6.7a zeigt bei fest gewählten θ und χ , dass eine Erhöhung des Temperaturverhältnisses von $\tau = 1$ auf $\tau = 50$ zu einer Absenkung des Anfangswertes für das normierte Oberflächenpotential von $\eta_f = 12$ auf $\eta_f = 4.5$ führt. Die asymptotischen Werte von η_f und η_c steigen im Grenzfall $P \gg 1$ von $\eta_f = \eta_c = 37.8$ auf $\eta_f = \eta_c = 53.4$ ab.

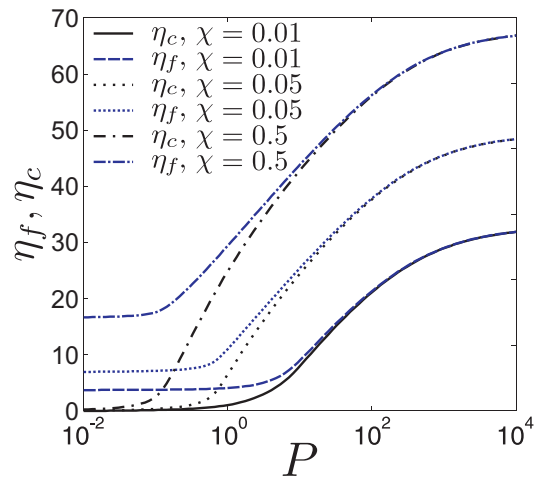
Wird der Anteil der kinetischen Elektronenpopulation von $\chi = 0.01$ auf $\chi = 0.5$ vergrößert bei festem $\tau = 10$ und $\theta = 10$, siehe Abb. 6.7b, steigt der Startwert für η_f von 3.75 auf 16.70. In diesem Modell wird der asymptotische Wert der normierten Potentiale auch von χ beeinflusst. Für $P \gg 1$ ist ein Anstieg von $\eta_f = \eta_c$ von 31.90 auf 66.84 zu beobachten.

Eine Variation von θ bei fest gewählten $\chi = 0.1$ und $\tau = 10$ zeigt in Abb. 6.7c ein ähnliches Verhalten. Der Anfangswert für $\theta = 1$ ist $\eta_f = 3.24$ und für $\theta = 30$ $\eta_f = 22.55$. Die Endwerte für $P \gg 1$ steigen enorm, von $\eta_f = \eta_c = 6.65$ für $\theta = 1$ bis auf $\eta_f = \eta_c \approx 180$ für $\theta = 30$.

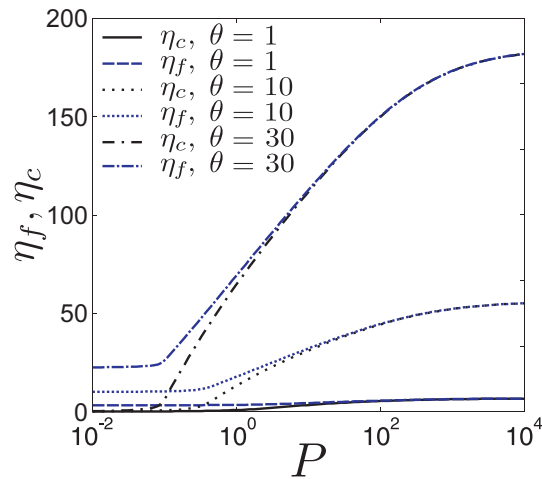
Im Vergleich zum EBIM führen im ECIM alle 3 Parameter zum Anstieg der Endwerte für die Potentiale für den Grenzfall $P \gg 1$, wobei der Endwert empfindlich auf eine Änderung von θ reagiert.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.7: Normierte Potentiale η_f und η_c in Abhängigkeit vom Parameter P . (a) $\theta = 10$, $\chi = 0.05$ sind fest, Variation von $\tau = T_e/T_i$, (b) $\tau = 10$, $\theta = 10$ sind fest, Variation von $\chi = n_{ke}/n_e$ und (c) $\chi = 0.1$, $\tau = 10$ sind fest, Variation von $\theta = T_{ke}/T_e$.

6.2.3 Experimentelle Ergebnisse

Die direkten Untersuchungen des Staubdichteparameters mit Potentialmessungen, durchgeführt mit der emissiven Sonde, bedürfen einer genauen Messvorschrift, s. Abschnitt 3.4.2, um die Reproduzierbarkeit der Messungen sicherzustellen. Eine Messung, die einen Kontaminationsverlauf der Sonde innerhalb eines Zeitintervalls von $t = 25$ s dokumentiert, ist in Abb. 6.8 dargestellt. Der obere Verlauf zeigt das Extinktionssignal. Zum Zeitpunkt $t = 10$ s wird der Staubrüttler für 5 s betrieben. Die untere Kurve zeigt das Floatingpotential der emissiven Sonde innerhalb der Staubwolke. Beim Einschalten des Staubrüttlers, $t = 5$ s, steigt das Potential sprunghaft von -7.5 V auf -5 V an, um dann zunächst abrupt und dann weniger schnell bis zum Zeitpunkt $t = 15$ s unter das Ausgangssignal auf ca. -11.5 V abzusinken. Mit dem Ende des Staubfalls, $t = 15$ s, zeigt der Verlauf der Daten zunächst einen unregelmäßigen Anstieg des Potentials bis auf -2.5 V bei $t = 25$ s. Danach setzt ein allmähliches Sinken des Potentials ein. Selbst nach 100 s ist der Startwert noch nicht wieder erreicht.

Diese Grafik zeigt deutlich, dass die Anwendung der entwickelten Messvorschrift notwendig ist, der Heizstrom I_H der Sonde ist nicht hoch genug, um eine Bedeckung der Sonde mit Staub zu vermeiden. Ebenso wird klar, dass ein Zeitintervall von mehr als 1 min nicht ausreicht, um die Sonde bei gleichen Betriebsparametern wieder auf den Ausgangswert zu bringen.

Ein Satz von Potentialmessungen bei einer fest gewählten Staubdichte innerhalb eines Zeitintervalls von $t = 25$ s zeigt Abb. 6.9. Die oberste, rote Kurve zeigt das Laser-Extinktionssignal. Die Intensitätsreduktion entspricht einer Staubdichte von $n_d = 40 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Es ist jeweils

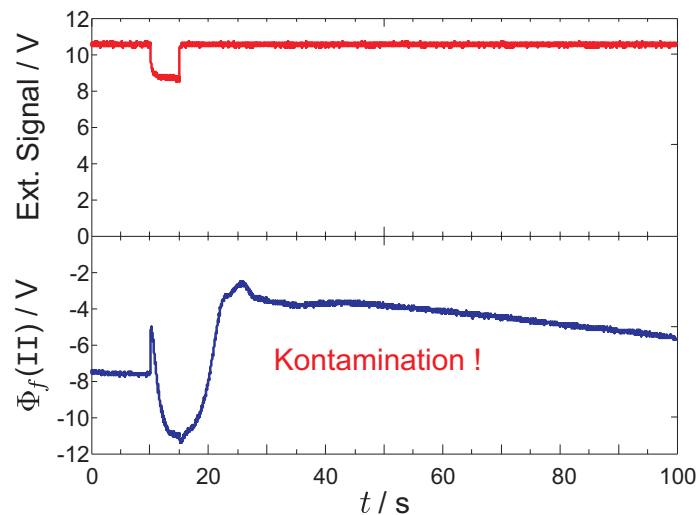


Abbildung 6.8: Die obere, rote Kurve stellt das Extinktionssignal dar. Im Zeitintervall $t = (10-15)$ s fällt Staub. Die untere, schwarze Kurve zeigt den Verlauf des Floatingpotentials der emissiven Sonde. Hier wird deutlich, dass die Sonde in einem Modus betrieben wird, der keine Reproduzierbarkeit gewährleisten kann.

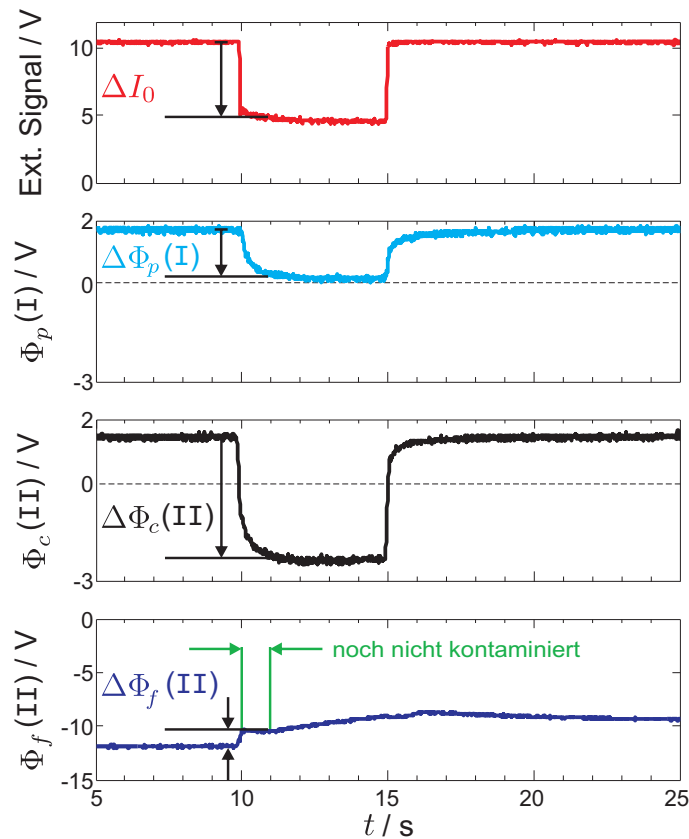


Abbildung 6.9: Rohdaten der Potentialmessungen unter der entwickelten Messvorschrift, vgl. Abschnitt 3.4.2. Zum Zeitpunkt $t = 10$ s fällt für 5 s Staub, wie das Extinktionssignal (rot) zeigt. Das Plasmapotential $\Phi_p(I)$ (cyan), das Cloudpotential $\Phi_c(II)$ (schwarz) und das Floatingpotential $\Phi_f(II)$ (blau) wurden mit der emissiven Sonde gemessen.

nur eine Aufnahme eines Potentialprofils im Verlauf einer Staubperiode möglich, d.h. die Darstellung des Extinktionssignals ist stellvertretend für drei Messungen.

Während des Staubrieselns bricht das Plasmapotential $\Phi_p(I)$ im Staubwolke-umgebenden Plasma (cyan in Abb. 6.9) von 2 V auf fast 0 V ein.

Das Cloudpotential $\Phi_c(II)$ innerhalb der Staubwolke (schwarz in Abb. 6.9) nimmt von 1.5 V auf -2.5 V ab und das Floatingpotential $\Phi_f(II)$ an der gleichen Position (blau in Abb. 6.9) steigt von ungefähr -12 V auf annähernd -10 V. Beim Anschalten des Staubrüttlers, zum Zeitpunkt $t = 10$ s, ist ein Sprung, gefolgt von einem Plateau zu beobachten. Nach 1 s, also bei $t = 11$ s, steigt das Potential während des Staubfalls weiter. Nach dem Ausschalten des Staubrüttlers zum Zeitpunkt $t = 15$ s, zeigen die Potentiale $\Phi_p(I)$ und $\Phi_c(II)$ sofort eine Änderung, sie kehren zu ihren Anfangswerten zurück. Ein anderes Verhalten ist für das Floatingpotential $\Phi_f(II)$ zu verzeichnen. Der Potentialverlauf zeigt, dass auch nach einer langen Zeitspanne der Ausgangswert kaum wieder erreicht wird, vgl. Abb. 6.8. Dieser Effekt beruht auf der Kontamination der Sondenoberfläche durch Staub. Ein konsistenter Satz von Messungen der

Laser-Extinktion und der drei Potentiale, $\Phi_p(\text{I})$, $\Phi_c(\text{II})$ und $\Phi_f(\text{II})$, ergibt sich zum Zeitpunkt $t = 11$ s. Dieser Zeitpunkt ergibt sich aus folgender Beobachtung: Die ersten drei Messgrößen der Abb. 6.9, das Extinktionssignal, das Plasmapotential $\Phi_p(\text{I})$ und das Cloudpotential $\Phi_c(\text{II})$, benötigen eine Zeit von 1 s, um ihren kennzeichnenden Wert während des Staubrieselns zu erreichen, wobei das Floatingpotential $\Phi_f(\text{II})$ maximal für einen Zeitraum von $\Delta t = 1$ s frei von Kontaminationseffekte bleibt.

Die Potentialmessungen bei verschiedenen Staubdichten sind in Abb. 6.10a gezeigt. Die Abbildung 6.10b zeigt die Potentiale unter Berücksichtigung der Änderung des die Staubwolke umgebenden Plasmapotentials. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Staub auch einen Einfluss auf das umgebende Plasma hat. Dieser Einfluss muss bei der Bestimmung der Potentiale innerhalb der Staubwolke Berücksichtigung finden. Der lineare Abhängigkeit des Plasmapotentials $\Phi_p(\text{I})$ von der Staubmenge n_d , vgl. Abb. 6.10a (cyan), ermöglicht eine Korrektur der Potentiale, indem die Änderung des Plasmapotentials von der Änderung der anderen Potentiale $\Phi_c(\text{II})$ und $\Phi_f(\text{II})$ abgezogen wird.

Dieser Vorgang wird anhand einer Beispielrechnung zur Abb. 6.9 verdeutlicht: Das Plasmapotential $\Phi_p(\text{I})$ des umgebenden Plasmas sinkt um 2 V ab,

$$\Delta\Phi_p = -2 \text{ V} . \quad (6.25)$$

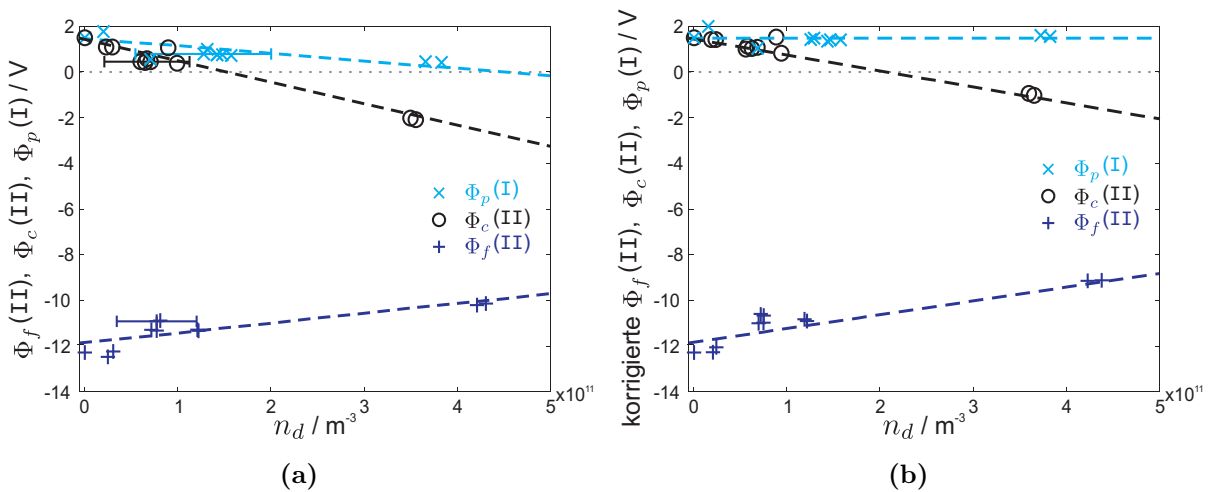


Abbildung 6.10: Gemessene Potentiale: Plasmapotential im umgebenden Plasma $\Phi_p(\text{I})$ (\times), Cloudpotential innerhalb der Staubwolke $\Phi_c(\text{II})$ (\circ) und Floatingpotential $\Phi_f(\text{II})$ ($+$). Die farbigen, gestrichelten Linien zeigen die Trends der jeweiligen Potentiale an. (a) Gemessene Potentiale als Funktion der Staubdichte n_d . Das Plasmapotential $\Phi_p(\text{I})$ und das Cloudpotential $\Phi_c(\text{II})$ nehmen mit zunehmender Staubmenge zu, während das Floatingpotential $\Phi_f(\text{II})$ steigt. (b) Um das Plasmapotential korrigierte Potentiale als Funktion der Staubdichte n_d .

Das Cloudpotential $\Phi_c(\text{II})$ innerhalb der Staubwolke sinkt um eine Potentialdifferenz von $\Delta\Phi_c = -4\text{ V}$. Das korrigierte Cloudpotential $\Phi_{c,korr}$ ergibt sich aus der Berücksichtigung der Abnahme des Plasmapotentials $\Delta\Phi_p$

$$\Delta\Phi_{c,korr} = \Delta\Phi_c - \Delta\Phi_p = -4\text{ V} - (-2\text{ V}) = -2\text{ V} . \quad (6.26)$$

Das Floatingpotential $\Phi_f(\text{II})$ innerhalb der Staubwolke steigt bei Staubfall. Für das Floatingpotential $\Phi_f(\text{II})$ gilt analog

$$\Delta\Phi_{f,korr} = \Delta\Phi_f - \Delta\Phi_p = 2\text{ V} - (-2\text{ V}) = 4\text{ V} . \quad (6.27)$$

Die effektive Änderung des Cloudpotentials $\Phi_c(\text{II})$ ist weniger groß, wohingegen die des Floatingpotentials Φ_f größer ist, als die Rohdaten der Abb. 6.9 beim ersten Anblick suggerieren. Bei der experimentellen höchsten Staubbichte von $n_d \approx 40 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ beträgt der Einfluss des Staubs auf das Plasmapotential $\Phi_p(\text{I})$ fast 2 V. Eine Vernachlässigung der Änderung des umgebenden Plasmapotentials $\Phi_p(\text{I})$ in Anwesenheit von Staub würde zu starke Trends für den erwarteten Effekt auf $\Phi_f(\text{II})$ und $\Phi_c(\text{II})$ vorhersagen, als dass $\Phi_f(\text{II})$ eben schwächer steigen als $\Phi_c(\text{II})$ sinken würde.

Diese Korrekturen sind als Zwischenschritt in Abb. 6.10b vorgenommen worden. Alle Plasmapotentiale $\Phi_p(\text{I})$ liegen nun auf der gestrichelten, horizontalen Linie und die wahren Potentiale, das Cloudpotential Φ_c und das Floatingpotential Φ_f , werden beide zu höheren Potentialwerten korrigiert.

Diese korrigierten Werte finden ihren Einsatz beim direkten Vergleich der Modelle, die in den Kapiteln 6.2.1.1 und 6.2.1.2 vorgestellt wurden.

6.2.4 Vergleich mit den Modellen

Die im vorangegangenen Abschnitt 6.2.3 beschriebenen Korrekturen der Potentiale ermöglichen nach einer Umrechnung von der Staubbichte n_d auf den Staubbichteparameter $P = 4\pi\lambda_{De}^2 r_d n_d$ und von den Potentialen Φ auf die normierten Potentiale $\eta = -(e/k_B T_e)[\Phi - \Phi_p(\text{I})]$ einen direkten Vergleich der Modelle BIM, CIM und ihren Erweiterungen um eine zweite, kinetische Elektronenpopulation, s. Abschnitte 6.2.1.1, 6.2.1.2, 6.2.2.1 und 6.2.2.2, s. Abb. 6.11. Die korrigierten Werte für das normierte Cloudpotential $\eta_c = -(e/k_B T_e)[\Phi_c(\text{II}) - \Delta\Phi_p(\text{I})]$ (schwarze, offene Kreise) und das normierte Floatingpotential $\eta_f = -(e/k_B T_e)[\Phi_f(\text{II}) - \Delta\Phi_p(\text{I})]$ (blaue Kreuze) sind in den Abb. 6.11a und 6.11b zu sehen. Die Experimente decken einen Staubbichtebereich von $n_d = (2-40 \times 10^{10}) \text{ m}^{-3}$ ab, was einem Staubbichteparameter von $P = (0-1.60)$ entspricht.

Wenn kein Staub fällt $P = 0$, entsprechend $P \leq 10^{-2}$ in Abb. 6.11, erreicht das gemessene Floatingpotential seinen höchsten Wert von $\eta_f = 8.1$ und nimmt in Anwesenheit von Staub

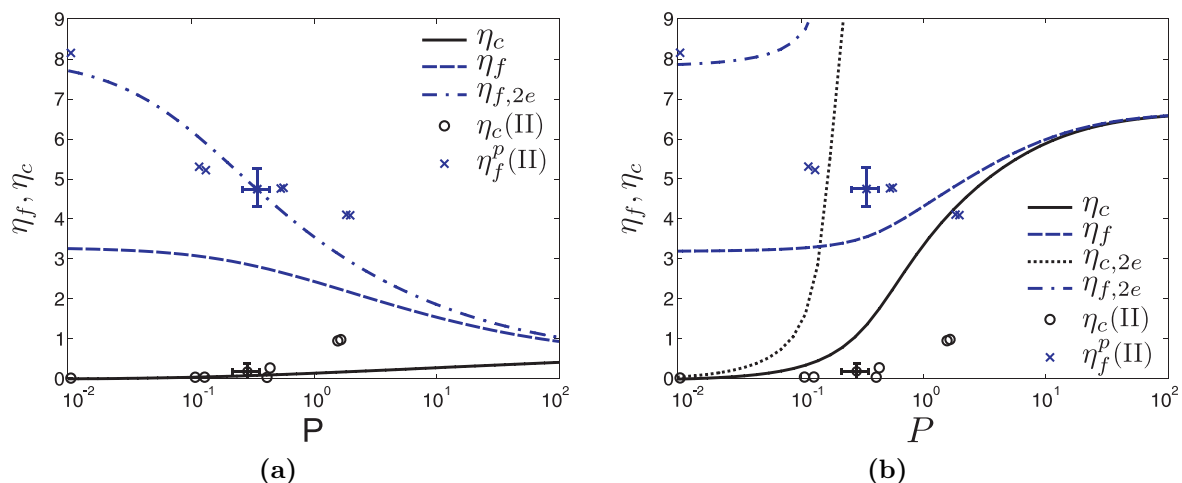


Abbildung 6.11: Gemessene und normalisierte Potentiale im Vergleich zu den Modellen für Argon als Funktion von P . Die durchgezogenen, schwarzen (—) Linien zeigen den Verlauf des normalisierten Cloudpotentials η_c und die gestrichelten, blauen Linien (---) den des Staubpartikel-Oberflächenpotentials η_f im Vergleich zu (a) BIM und (b) CIM. Die punkt-gestrichelten, blauen Linien (- · -) zeigen die Verläufe der Floatingpotentiale $\eta_{f,2e}$ der erweiterten Modelle mit einer zweiten kinetischen Elektronenpopulation ($\tau = 10$, $\theta = 10$ und $\chi = 0.07$). Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde in (a) die $\eta_{f,2e}$ -Kurve nicht dargestellt, da ihr Verlauf annähernd der gleiche ist wie der der Kurve von η_c . Die blauen Kreuze (×) markieren die gemessenen normalisierten Floatingpotentiale und die schwarzen offenen Kreise (○) die gemessenen normierten Cloudpotentiale. die Fehlerbalken zeigen die typischen Größen der Fehler für die Potentiale und die Staubdichtebestimmung. Zur besseren Erkennbarkeit wurden Datenpunkte um $\pm 2\%$ horizontal verschoben (Kreuze: zugehörig zu $P = 0.53, 0.54, 1.84, 1.9$; offene Kreise: zugehörig zu $P = 1.57, 1.60$).

erwartungsgemäß ab, von $\eta_f = 5.3$ bei $P \approx 10^{-1}$ auf $\eta_f = 4.1$ bei $P = 1.60$. Alle gemessenen Floatingpotentiale sind höher als die Werte des BIMs. Dieser Effekt kann der Gruppe kinetischer Elektronen in der Bi-Maxwell-Verteilung zugeordnet werden. Die punkt-gestrichelte Linie in der Abb. 6.11a zeigt den Verlauf des Floatingpotentials unter Berücksichtigung einer zweiten kinetischen Elektronenpopulation $\eta_{f,2e}$ des EBIMs, s. Abschnitt 6.2.2.1, für $\tau = 10$, $\theta = 10$ und $\chi = 0.07$. Die Wahl des Temperaturverhältnisses von $\tau = 10$ wurde schon in Abschnitt 3.3.2 gerechtfertigt. Die anderen beiden Größen, Temperatur- (θ) und Dichteverhältnis (χ) der kinetischen zur thermischen Elektronenpopulation, sind reproduzierbare Ergebnisse der Kennlinienauswertung, angepasst an dieses Experiment.

Die offenen Kreise zeigen die Entwicklung des gemessenen Cloudpotentials. Zunächst passen die gemessenen Messpunkte sehr gut zur theoretischen Kurve von η_c . Nur die letzten Datenpunkte bei $P = 1.2$ fallen nicht mit der theoretischen Vorhersage zusammen. Dies ist der erste Hinweis, dass der asymptotische Endwert für $P \gg 1$ höher ist, als der des EBIMs. Auch die Datenpunkte für η_f überschreiten die Vorhersage des Modells für $P > 1$. Dies ist der zweite Hinweis, dass der gemeinsame Endwert für η_f und η_c im Bereich von $\eta_f = \eta_c = (1 - 4)$ liegen wird. Die experimentellen Beobachtungen der Floatingpotentiale η_f stimmen innerhalb der

Fehlerbalken und der in diesem Experiment erreichten Staabdichten generell mit dem Verlauf der EBIM-Vorhersage überein.

Die Abbildung 6.11b zeigt den Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell für eine konstante Ionendichte und der Erweiterung, die in Abschnitt 6.2.2.2 beschrieben wird. Für dieses Modell werden die gleichen Parameter wie für das EBIM genutzt, $\tau = 10$, $\theta = 10$ und $\chi = 0.07$.

Mit der Einführung einer zweiten kinetischen Elektronenpopulation kann das ECIM das Floatingpotential η_f für $P \ll 1$ richtig beschreiben, aber es misslingt die Vorhersage der Abnahme der experimentell bestimmten Floatingpotentiale. Im ECIM steigt das Floatingpotential und der Endwert wird bei $\eta_f \approx 51$ für $P \gg 1$ erreicht. Der Anstieg des Cloudpotentials η_c ist ebenso viel stärker als man es in den experimentellen Daten sieht.

6.3 Diskussion

Die hier vorgestellten Ergebnisse der Potentialmessungen in Anwesenheit von Staub zeigen in Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Autoren [Adh07] einen deutlichen Einfluss auf die Potentiale des umgebenden Plasmas. Bei einer hohen Staabdichte ist die maximale Änderung für das normierte Plasmapotential $\eta_p = 0.77$ und damit nicht vernachlässigbar. Daher müssen, um verlässliche Werte für das Cloud- und das Floatingpotential zu erhalten, die Änderungen des Plasmapotentials außerhalb der Staubwolke bei den Änderungen der Potentiale innerhalb der Staubwolke Berücksichtigung finden. Die Messungen der Cloudpotentiale am selben Ort mit und ohne Staubfall berücksichtigen diesen Effekt nicht, im Gegensatz zu den hier vorgenommenen Messungen.

Die Reduktion der Staubladungen und der freien Elektronendichte in dichten Staubwolken wurde auch mit Hilfe von Potentialmessungen untersucht. Ein eindeutiger Indikator für dieses Phänomen ist die beobachtete Konvergenz des Cloud- und Floatingpotentials, wie sie in Abb. 6.11 zu sehen ist. Damit konnte der Ladungsverarmungsmechanismus mit zwei voneinander unabhängigen Methoden nachgewiesen werden.

Die resultierenden Werte für das Staubpartikeloberflächenpotential im Grenzfall $P \ll 1$, abgeschätzt vom Floatingpotential der emissiven Sonde, sind wesentlich höher als die erwarteten und vorhergesagten Werte eines Modells mit einer Maxwell'schen Elektronenverteilung. Diese Beobachtung kann mit der Präsenz einer kinetischen Elektronenpopulation erklärt werden. Die Existenz dieser Population wird durch die Analyse des Elektronenanlaufbereichs der Langmuir-Sonden-Kennlinien bestätigt, es ergeben sich eine Dichte von $n_{ke} = 1.05 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von $T_{ke} = 19.6 \text{ eV}$, was einem Dichteverhältnis von $\chi \approx 0.08$ und einem Temperaturverhältnis von $\theta \approx 10$ entspricht. Diese kinetische Elektronenpopulation findet im Modell für die Staubladungsvariation Berücksichtigung. Damit lassen sich die experimentellen Ergebnisse der Messungen für den Startwert des Floatingpotentials im

Grenzfall $P \ll 1$, also keine Anwesenheit von Staub, bestätigen.

Eine Änderung des Staubpartikelpotentials tritt im Bereich $P = (0.5-2)$ auf. Die gemessenen Partikelpotentiale werden bei den hier diskutierten Modellen am Besten von dem, um eine weitere kinetische Elektronenkomponente erweiterten, Modell wiedergegeben. Das klassische Modell wird um einen Faktor 2 überschritten.

Die Experimente zeigen für das Cloudpotential einen Anstieg im Bereich von $P \approx 1$, ebenso wie das EBIM, aber hier übertreffen die Messpunkte die Vorhersage um den Faktor 4. Vielmehr zeigen die experimentellen Daten an, dass der asymptotische Wert des Cloud- und Partikelpotentials für den Fall $P \gg 1$ größer ist, als die Vorhersagen beider Modelle mit den Boltzmann-verteilten Ionen, dem BIM und EBIM.

Obwohl die Tendenz der Vorhersagen des EBIM insgesamt mit den experimentellen Daten übereinstimmt, muss hier angemerkt werden, dass die Annahmen dieses Modells nicht gerechtfertigt sind. Wenn das Cloudpotential im Fall $P > 1$ auf $\eta_c \approx 1$ ansteigt, häufen sich die Boltzmann Ionen um einen großen Faktor $n_i = n_{i\infty} \exp(\tau\eta_c) \approx n_{i\infty} \exp(10) = n_{i\infty} \times 2.2 \times 10^4$ an. Eine wesentliche Ionenansammlung steht in direktem Widerspruch zu dem experimentellen Ergebnis, dass die Ionendichte annähernd innerhalb und außerhalb der Staubwolke konstant bleibt. Der Versuch, das Modell für konstante Ionendichte durch eine zusätzliche kinetische Elektronenpopulation zu erweitern, vgl. Abb. 6.11b, führt nur zu einer Bestätigung für das Partikelpotential im staubfreien Fall, $P \ll 1$, versagt aber komplett bei der Beschreibung der Potentialverläufe mit steigendem P für η_f und η_c .

Die Parameterstudie in Abbildung 6.6 zeigt, dass im Grenzfall $P \gg 1$ der Endwert für die Potentiale η_f und η_c in erster Linie vom Temperaturverhältnis $\tau = T_e/T_i$ abhängt. Der Ladungsverarmungseffekt in einer dichten Staubwolke führt beispielsweise zu einem Überlapp der Debye-Sphären der Staubpartikel und damit zu einer Situation, ähnlich denen in Raumladungsschichten. Demzufolge ist die Vermutung zulässig, dass eine Beschleunigung und Streuung der Ionen im Coulomb-Feld der Staubpartikel eine Erhöhung der Iontemperatur verursacht, was einem kleineren Wert für τ entspricht. Die exemplarische Annahme eines Temperaturverhältnisses von $\tau = 2$ ergäbe einen Endwert für die Potentiale $\eta_f = \eta_c = 2.32$ für $P \gg 1$, der innerhalb des von den experimentellen Ergebnissen indizierten Bereichs, $\eta_f = \eta_c = (1-4)$, liegt.

Abschließend ist ein kritischer Kommentar zur Anwendung der einfachen Modelle zum Aufladungsverhalten der Staubpartikel, die in den Abschnitten 6.2.1.1, 6.2.1.2, 6.2.2.1 und 6.2.2.2 vorgestellt wurden, notwendig. Die Modelle machen die Annahme der Homogenität des Plasmas. Diese Annahme ist aber nur so lange gültig, wie die Staubwolke für die einströmenden Ionen ausreichend transparent ist. So ist es offensichtlich, dass die Voraussetzung nicht mehr für den Fall $P \gg 1$ gilt, nämlich wenn sich die Anzahl der Staubpartikel im Staubvolumen immer weiter erhöht. Im Extremfall wird die Staubwolke für die Ionen opak, und die Annahme

erscheint angebracht, dass dann der Aufladungsprozess auf die resultierende Oberflächenschicht begrenzt ist. Diese Überlegungen wurden schon früher diskutiert [Goe84, Hav90, Cho94]. Eine grobe Abschätzung für den Gültigkeitsbereich der Annahme, dass eine homogene Ionen-dichte vorliegt, ermöglicht die Betrachtung der optischen Transparenz der Staubwolke. Die Berechnung der maximalen optischen Transparenz lässt sich durchführen, indem man alle Staubpartikel in einer (kugelförmigen) Staubwolke in eine Ebene projiziert. Die Anzahl der Partikel, die die Ebene vollständig abdeckt, entspricht der maximalen Staubdichte $n_{d,max}$ bzw. dem maximalen Staubdichteparameter P_{max} , der zuverlässig detektiert werden kann,

$$N_d \pi r_d^2 = \pi R^2 . \quad (6.28)$$

Dabei ist N_d die Anzahl der Staubpartikel, die nötig sind, die gesamte Ebene mit dem Staubwolkenradius R zu bedecken. Damit ergibt sich die maximal detektierbare Staubdichte mit $N_d = (4/3)\pi R^3 n_{d,max}$ zu

$$n_{d,max} = \frac{\pi R^2}{\pi r_d^2 \frac{4}{3} \pi R^3} = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{r_d^2 R} \quad (6.29)$$

und der maximal messbare Staubdichteparameter zu

$$P_{max} = 4\pi \lambda_{De}^2 r_d n_{d,max} = 3 \frac{\lambda_{De}^2}{r_d R} \approx 2 , \quad (6.30)$$

entsprechend den Experimentbedingungen dieser Arbeit. Dieser Wert mag zu grob für die Frage, ob ein Ion von der Wolkenoberfläche bis in die Mitte gelangen kann, abgeschätzt sein. Dennoch ist eine obere Grenze für den Gültigkeitsbereich der zuvor beschriebenen homogenen Modelle für den Staubdichteparameter von $P < (2-4)$ zu erwarten. Schlussfolgerungen aus dem Vergleich der hier vorgestellten experimentellen Daten mit den homogenen Modellen für einen Staubdichteparameter $P > 2$ lassen sich nicht ziehen.

Zusammenfassend ist das EBIM eine geeignete Orientierungshilfe für die Ladungsverarmungseffekt im Gültigkeitsbereich des Staubdichteparameters, $P < 2$.

7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden die Einflüsse des Staubs auf das Plasma untersucht. Dabei wurden neue, technische Messverfahren und Diagnostiken entwickelt, die die genaue Beschreibung und Bewertung bekannter sowie neuer Phänomene möglich machen.

Bei dem Einfluss des Staubs auf das Plasma ist die Staubmenge, beschrieben durch den Staubdichteparameter, von entscheidender Bedeutung. Die Variation der Staubdichte wurde durch den Aufbau und die Erprobung eines Staubrüttlersystems möglich gemacht. Das System erzeugt in der großen Plasmakammer einer DP-Maschine einen lokal begrenzten, konstanten und regelbaren Staubfluss mit einer homogenen Staubverteilung. Die Variation der Staubdichte über mehr als eine Größenordnung bei konstanten Plasmabedingungen ist auch im Vergleich mit anderen aktuellen Experimenten [Bar94, Nak99, Adh07] sehr groß. Bisherige Messmethoden zur Untersuchung der Staubdichteparameters wurden optimiert und neue Messvorschriften entwickelt. Mit diesen messtechnischen Verbesserungen war es möglich, die Sondenkontamination auszuschließen, Ionen- und Elektronendichten reproduzierbar zu messen, einen direkten Vergleich einer kleinen emissiven Sonde mit einem Staubpartikel durchzuführen und vergleichende Messungen innerhalb und außerhalb des Staubfallbereichs durchzuführen. Systematische Fehler durch Sondenkontamination mit Staub konnten verhindert werden, da die genaue Analyse der Sondenpotentiale und Sonden-Kennlinien bei und nach Staubfall zeigte, dass die Reinigung der Sonden durch Heizen möglich ist.

Für die Bestimmung absoluter Plasmadichten ist es in DP-Maschinen notwendig, die durch Kennlinien-Auswertung bestimmten Dichten mit der Plasmaoszillationsmethode zu kalibrieren. Gerade die Ionendichtebestimmung hat für die Untersuchung des Ladungsverarmungseffekts einen besonderen Stellenwert und ist eine besondere Herausforderung, da der geringe Ionensättigungsstrom unter Staubfall weiter abnimmt. Die Bestimmung der Ionendichte mit einem Energieanalysator [Adh07], der aufgrund seiner Größe (~ 10 mm) eine große Störung im Plasma darstellt, konnte so vermieden werden. Der direkte Vergleich der Sondenpotentiale einer kleinen,

emissiven Sonde mit dem Oberflächenpotential eines Staubpartikels gibt erstmals einen Zugang zu den Potentialverläufen bei Staubdichtevariation und erweitert damit die etablierte Methode der Elektronen- und Ionendichtebestimmung. Dafür wurde die emissive Sonde im glühenden, Elektronen emittierenden und im glühenden, aber nicht emittierenden Modus eingesetzt. Die vergleichenden Messungen innerhalb und außerhalb des Staubfallbereichs konnten erstmals zeigen, dass der Staub auch einen nicht zu vernachlässigen Einfluss auf das die Staubwolke umgebende Plasma hat. Dieser neue Effekt wurde dann bei der Auswertung und dem Vergleich mit vorhandenen Modelle berücksichtigt.

Die Summe dieser technischen Verbesserungen erlaubte neue Erkenntnisse und damit einen umfassenden Blick auf die komplexe Situation, die im Folgenden noch einmal zusammengefasst wird.

Die Reduzierung der freien Elektronendichte in Anwesenheit von Staub konnte mit der nicht-invasiven Diagnostik mittels ionenakustischer Wellen nachgewiesen werden. Die Phasengeschwindigkeit der ionenakustischen Welle, die vom Verhältnis der Ionen- zur Elektronendichte abhängt, nimmt bei zunehmender Staubdichte zu, da sich die freien Elektronen an die Staubpartikel binden. Damit konnten frühere Beobachtungen [Bar96a, Nak99] bestätigt und der experimentelle Aufbau positiv getestet werden.

Für die Untersuchungen auch bei höheren Staubdichten wurden Plasmadichte- und Potentialmessungen durchgeführt. Die Plasmadichtebestimmungen basieren auf der Aufnahme und Analyse von Strom-Spannungs-Kennlinien der zylindrischen Langmuir-Sonde und belegen die Messungen der ionenakustischen Wellen und liefern genaue Elektronen- und Ionendichten. Die Abnahme beider Dichten, der Elektronen und Ionen, in der Staubwolke beruht auf dem *internal wall* Effekt, beide Ladungsträger rekombinieren auf der Partikeloberfläche. Darüber hinaus werden weitere freie Elektronen an die Staubpartikeln gebunden, bis die Staubdichte einen kritischen Wert erreicht hat. Mit hoher Staubdichte geht ein Überlapp der Staub-Debye-Sphären einher. In dieser resultierenden negativen Raumladung konkurrieren die Staubpartikel um die Elektronen und für umgebende Elektronen erscheint die Staubwolke opak. Damit wird die freie Elektronendichte innerhalb der Staubwolke stärker reduziert als die Ionendichte. Die Plasmadichtemessungen können diese Ladungsträgerverarmung wie erwartet bestätigen [Goe89, Hav87].

Durch die direkten Potentialmessungen erhält man hingegen einen viel detaillierteren Einblick in die Veränderungen des Plasmas. Für diese Messungen wurden zwei Betriebsmodi der Sonde definiert, Plasma- und Floatingpotential-Modus. Eine Überprüfung mit den Modellen konnte zeigen, dass der Vergleich des Floatingpotentials der Sonde mit dem eines Staubpartikels zulässig und reproduzierbar ist. Die Messung der Potentiale mittels emissiver Sonde zeigte die Konvergenz des Cloud- und Floatingpotentials, die die Reduktion der Staubladung kennzeichnet. Die Dichtemessungen allein, die in der Literatur [Bar94, Bar96a, Nak99, Adh07] oft für einen Vergleich mit dem astrophysikalischen Modell herangezogen werden, erlauben nur das

Feststellen der Ladungsreduktion auf den Staubpartikeln, die in beiden Modellen durch die Konvergenz der Potentiale bekannt ist. Die hier vorgestellten Messungen lassen zum ersten Mal eine unabhängige Auswertung und den direkten Vergleich mit den Modellen zu. Der Ladungsverarmungseffekt auf den Staubpartikeln konnte auch hier mit den durchgeführten Potentialmessungen der emissiven Sonde bestätigt werden. Diese Messungen erlauben nicht nur wie bisher die Bestimmung der Oberflächenladung mittels Vergleich der Elektronen- und Ionendichten, sondern auch die Analyse des Verlaufs der Potentiale und damit ein besseres Verständnis der physikalischen Prozesse.

Der Vergleich der Potentialmessungen mit existierenden Modellen war aufgrund der hohen Datenqualität möglich und führte bereits zur Erweiterung der Modelle um eine kinetische Elektronenpopulation. Diese hochenergetischen Elektronen konnten in der Auswertung der Kennlinien und in den Potentialmessungen nachgewiesen werden. Das Dichteverhältnis der Elektronenpopulationen hat Einfluss auf die Potentialverläufe und führt bei Berücksichtigung der experimentellen Bedingungen dazu, dass die Modelle mit dieser Erweiterung die Messwerte bei geringen Staubdichten reproduzieren. Die Diskrepanz zwischen den gemessenen Potentialmessungen und den theoretisch vorhergesagten Potentialen bei hohen Staubdichten lässt sich einerseits durch die Begrenzung der Diagnostik zur Bestimmung der Staubdichte, als auch durch unvollständige Annahmen in den Modellen erklären.

Die Notwendigkeit, die Modelle weiter zu verbessern, zeigt sich insbesondere auch beim genaueren Blick auf die vergleichenden Messungen innerhalb und außerhalb der Staubwolke. Neben der neuen Beobachtung, dass die Potentiale sich auch außerhalb verändern und dass dieses bei einem Vergleich mit Modellen berücksichtigt werden muss, wurde hier erstmalig durch selbstkonsistente Messungen der Ladungsträgerdichten und Potentiale festgestellt, dass sich die Ionendichten innerhalb und außerhalb der Staubwolke gleich verhält. Während diese Beobachtung im Modell konstanter Ionendichte berücksichtigt ist, ergibt sich eine augenscheinlich bessere Übereinstimmung der Floating- und Cloudpotentiale mit dem Modell Boltzmannverteilter Ionen. Die vorliegenden Untersuchungen tragen somit dazu bei, die Theorien der Floating- und Cloudpotentiale bzw. der Staubladungsverarmung in Abhängigkeit des Staubdichteparameters zu erweitern. Sie zeigt auch, dass eine Rückwirkung des Staubs auf das umgebende Plasma berücksichtigt werden muss. Zudem sollte sie anregen, die Modelle, neben dem bereits vollzogenem Einbau einer kinetischen Elektronenkomponente, weiter an die Laborbedingungen anzupassen. Die Grundlage dafür kann die hohe Datenqualität der hier erstmals durchgeführten Potentialmessungen liefern.

Die grundlegende, experimentelle Beobachtung der Wirkung von Staub auf das umgebende Plasma ist von übergreifender Bedeutung. Zu dieser Staub – Plasma Wechselwirkung lagen bislang kaum Untersuchungen vor. Aufgrund der Unabhängigkeit des grundsätzlichen Charakters von den experimentellen Gegebenheiten, ist dieses Phänomen auch von allgemeiner Relevanz für Plasmen, die eine große Staubmenge enthalten, eine Situation, die nicht nur auf diese

Anordnung in einer DP-Maschine beschränkt ist. So muss diese Beobachtung der Störung durch die Anwesenheit von Staub zumindest als eine lokale Rückwirkung mit einer Übergangszone in die staubfreie Umgebung zukünftig Berücksichtigung finden. Dieser neue experimentelle Befund vermag damit vielleicht auch Anregungen für die Astrophysik zu geben. Vor diesem Hintergrund kann die vorliegende Arbeit als ein Beitrag zum allgemeinen Verständnis staubiger Plasmen betrachtet werden.

Literaturverzeichnis

- [Adh07] N. C. Adhikary, H. Bailung, A. R. Pal, J. Chutia und Y. Nakamura: Observation of sheath modification in laboratory dusty plasma. *Physics of Plasmas* (2007), Bd. 14(10): 103705
- [Akd03] M. R. Akdim und W. J. Goedheer: Modeling the effect of dust on the plasma parameters in a dusty argon discharge under microgravity. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (2003), Bd. 67(6): 066407
- [All57] J. E. Allen, R. L. F. Boyd und P. Reynolds: The Collection of Positive Ions by a Probe Immersed in a Plasma. *Proceedings of the Physical Society Section B* (1957), Bd. 70(3): 297–304
- [Ann10] B. M. Annaratone, T. Antonova, C. Arnas, Bandyopadhyay, M. Chaudhuri, C. Du, Y. Elskens, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, V. Nosenko, K. R. Sütterlin, M. Schwabe und H. M. Thomas: Collective effects in complex plasma. *Plasma Sources Science and Technology* (2010), Bd. 19(6): 065026
- [Arm91] R. Armstrong und R. Schrittwieser: Ion-beam-driven low-frequency instability at a probe in a double-plasma device. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1991), Bd. 33: 1407
- [Arn99] C. Arnas, M. Mikikian und F. Doveil: High negative charge of a dust particle in a hot cathode discharge. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (1999), Bd. 60(6): 7420
- [Arp04] O. Arp, D. Block, A. Piel und A. Melzer: Dust Coulomb Balls: Three-Dimensional Plasma Crystals. *Physical Review Letters* (2004), Bd. 93(16): 165004
- [Arp05] O. Arp, D. Block, M. Klindworth und A. Piel: Confinement of Coulomb balls. *Physics of Plasmas* (2005), Bd. 12(12): 122102
- [Arp06] O. Arp: *Coulomb balls — Structure and confinement of spherical dust crystals in a plasma*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (2006)

- [Bai08] H. Bailung, Y. Nakamura und Y. Saitou: Observation of ion-acoustic shock wave transition due to enhanced Landau damping. *Physics of Plasmas* (2008), Bd. 15(5): 052311
- [Bar92] 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. *Physical Review Letters* (1992), Bd. 68(3): 313
- [Bar94] A. Barkan, N. D'Angelo und R. L. Merlino: Charging of Dust Grains in a Plasma. *Physical Review Letters* (1994), Bd. 73(23): 3093
- [Bar96a] A. Barkan, N. D'Angelo und R. L. Merlino: Experiments on ion-acoustic waves in dusty plasmas. *Planetary and Space Science* (1996), Bd. 44(3): 239–242
- [Bar96b] D. N. Barkan, A. und M. R.L.: Potential relaxation instability and ion acoustic waves in a single-ended Q-machine dusty plasma. *Physics Letters A* (1996), Bd. 222: 329
- [Bau08] H. Baumgartner, D. Asmus, V. Golubnychiy, P. Ludwig, H. Kählert und M. Bonitz: Structural transitions of finite spherical Yukawa crystals. *New Journal of Physics* (2008), Bd. 10: 093019
- [Bli85] P. V. Bliokh und V. V. Yaroshenko: Electrostatic waves in Saturn's rings, <http://adsabs.harvard.edu/abs/1985AZh....62..569B> (1985)
- [Blo08] D. Block, S. Käding, A. Melzer, A. Piel, H. Baumgartner und M. Bonitz: Experiments on metastable states of three-dimensional trapped particle clusters. *Physics of Plasmas* (2008), Bd. 15(4): 040701
- [Boe92] J. P. Boeuf und P. Belenguer: Transition from a capacitive to a resistive regime in a silane radio frequency discharge and its possible relation to powder formation. *Journal of Applied Physics* (1992), Bd. 71(10): 4751
- [Bro08] F. X. Bronold, H. Fehske, H. Kersten und H. Deutsch: Surface States and the Charge of a Dust Particle in a Plasma. *Physical Review Letters* (2008), Bd. 101(17): 175002–4
- [Can10] R. M. Canup: Origin of Saturn's rings and inner moons by mass removal from a lost Titan-sized satellite. *Nature* (2010), Bd. 10: 1476–4687
- [Che65] F. F. Chen: Electric probes, In *Plasma Diagnostic Techniques*, Kap. 4, R. H. Huddleston und S. L. Leonard (Hrsg.), Academic Press, New York (1965), 113–200
- [Che84a] F. F. Chen: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Bd. 1, Plenum Press, New York, 2. Aufl. (1984)
- [Che84b] F. F. Chen: *Plasma Physics and Controlled Fusion Volume 1: Plasma Physics*, Plenum Press New York and London (1984)

- [Che87] P. Y. Cheung und A. Y. Wong: Chaotic behavior and period doubling in plasmas. *Physical Review Letters* (1987), Bd. 59(5): 551
- [Cho94] S. J. Choi und M. J. Kushner: Mutual shielding of closely spaced dust particles in low pressure plasmas. *Journal of Applied Physics* (1994), Bd. 75(7): 3351
- [Chr77] T. Christensen und N. Hershkowitz: Ion acoustic waves excited by boundary sheaths. *Physics Letters A* (1977), Bd. 61(3): 170–172
- [Chu91] J. Chutia, S. Sato, H. Kubo und Y. Nakamura: Low-Frequency Instability Excited by a Mesh Grid in a Double-Plasma Device. *Journal of Plasma Physics* (1991), Bd. 46(03): 463–471
- [Coo93] J. L. Cooney, D. W. Aossey, J. E. Williams, M. T. Gavin, H. Kim, Y. Hsu, A. Scheller und K. E. Lonngren: Observations on negative ion plasmas. *Plasma Sources Science and Technology* (1993), Bd. 2(73-80): 0963–0252
- [Cui94] C. Cui und J. Goree: Fluctuations of the charge on a dust grain in a plasma. *IEEE Transactions on Plasma Science* (1994), Bd. 22(2): 151–158
- [D'A66] N. D'Angelo: Propagation and Damping of Ion Waves in a Plasma with Negative Ions. *Physics of Fluids* (1966), Bd. 9(8): 1605
- [D'A90] N. D'Angelo: Low-frequency electrostatic waves in dusty plasmas. *Planetary and Space Science* (1990), Bd. 38(9): 1143–1146
- [Der83] G. Derra und A. Piel: Test wave diagnostics in the afterglow of a microwave discharge. *Physics of Plasmas* (1983), Bd. 25(4): 435
- [Dou70] H. J. Doucet und D. Gresillon: Grid Excitation of Ion Waves at Frequencies above the Ion Plasma Frequency. *Physics of Fluids* (1970), Bd. 13(3): 773
- [Eps24] P. S. Epstein: On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases. *Physical Review* (1924), Bd. 23(6): 710
- [Gib66] D. J. Gibbons: Fundamentals of Dusty Plasmas, In *Handbook of Vacuum Physics*, Bd. 2, Kap. 6, A. H. Beck (Hrsg.), Pergamon, Oxford, 2. Aufl. (1966), 133–134
- [Goe84] C. K. Goertz und W. Ip: Limitation of electrostatic charging of dust particles in a plasma. *Geophysical Research Letters* (1984), Bd. 11(4): 349
- [Goe89] C. K. Goertz: Dusty plasmas in the solar system. *Review of Geophysics* (1989), Bd. 27(2): 271–292
- [Goe91] C. K. Goertz: Plasmaphysik im Sonnensystem, In *Plasmaphysik im Sonnensystem*, Kap. 14, K. und M. Scholer (Hrsg.), BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim (1991)

- [Goe06] I. Goertz: *Experimentelle Untersuchungen von ionenakustischen Wellen in einer Doppelplasma-Anlage*, Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (2006)
- [Goe07] I. Goertz, A. Piel und F. Greiner: Ion acoustic waves in plasmas containing dust or negative ions, In *Europhysics Conference Abstracts*
- [Goe10] I. Goertz, A. Piel und F. Greiner: Studied effects of charge depletion in dusty plasmas, In *37th EPS Conference on Plasma Physics 4-page papers*, Bd. 34A , ISBN 2-914771-62-2, European Physical Society, Dublin
- [Goe11] I. Goertz, F. Greiner und A. Piel: Effects of charge depletion in dusty plasmas. *Physics of Plasmas* (2011), Bd. 18(1): 013703
- [Gor94] J. Goree: Charging of particles in a plasma. *Plasma Sources Science and Technology* (1994), Bd. 3(3): 400–406
- [Gor99] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich und S. V. Vladimirov: Theory of dust voids in plasmas. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (1999), Bd. 59(6): 7055–7067
- [Gra08] A. L. Graps, G. H. Jones, A. Juhász, M. Horányi und O. Havnes: The Charging of Planetary Rings. *Space Science Reviews* (2008), Bd. 137(1-4): 435–453
- [Gye99] T. Gyergyek: Experimental study of the nonlinear dynamics of a harmonically forced double layer. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1999), Bd. 41: 175
- [Hac59] O. Hachenberg, W. Brauer, L. Marton und C. Marton: Secondary Electron Emission from Solids, Bd. Volume 11, Academic Press (1959), 413–499
- [Han73] H. J. M. Hanley: The Viscosity and Thermal Conductivity Coefficients of Dilute Argon, Krypton, and Xenon. *Journal of Physical Chemistry Reference Data* (1973), Bd. 2(3): 619
- [Han95] K. Hansen: *Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Ausbreitung und Überlagerung HF-induzierter Dichtedepressionen*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (1995)
- [Has97] G. Hassall und J. Allen: Space charge layers in a double plasma machine. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1997), Bd. 30(3): 381–399
- [Hav87] O. Havnes, C. K. Goertz, G. E. Morfill, E. Grün und W. Ip: Dust Charges, Cloud Potential, and Instabilities in a Dust Cloud Embedded in a Plasma. *Journal of Geophysical Research* (1987), Bd. 92(A3): 2281–2287

- [Hav90] O. Havnes, T. K. Aanesen und F. Melandsø: On Dust Charges and Plasma Potentials in a Dusty Plasma with Dust Size Distribution. *Journal of Geophysical Research* (1990), Bd. 95(A5): 6581–6585
- [Hay96] N. Hayashi und Y. Kawai: Observation of bifurcation phenomena in an electron beam plasma system. *Physics of Plasmas* (1996), Bd. 3(12): 4440–4445
- [Her89] N. Hershkowitz: How langmuir probes work, In *Plasma Diagnostics: Discharge Parameters and Chemistry*, Bd. 1, Kap. 3, D. L. F. O. Auciello (Hrsg.), Academic Press, Inc., New York (1989), 113–183
- [Her09] N. Hershkowitz und Y.-C. Ghim (Kim): Probing plasmas with ion acoustic waves. *Plasma Sources Science and Technology* (2009), Bd. 18(1): 014018
- [Hir71] J. L. Hirshfield, J. H. Jacob und D. E. Baldwin: Interpretation of Spatially Decaying Ion-Acoustic Waves. *Physics of Fluids* (1971), Bd. 14(3): 615–628
- [Hir03] M. Hirt: *Messung der Ionenreibungskraft an frei fallenden Partikeln in einem Plasma*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (2003)
- [Hir04a] M. Hirt, D. Block und A. Piel: Measurement of the ion drag force on free falling microspheres in a plasma. *Physics of Plasmas* (2004), Bd. 11: 5690
- [Hir04b] M. Hirt, D. Block und A. Piel: Measurements of the ion drag force on micrometer sized particles in the double plasma device DODO. *IEEE Transactions on Plasma Science* (2004), Bd. 32(2): 582–585
- [Hol00] C. Hollenstein: The physics and chemistry of dusty plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2000), Bd. 42(10): R93–R104
- [Hon84] T. Honzawa: Wave excitation and fast ion generation in a double plasma device. *Physics of Fluids* (1984), Bd. 27(4): 1013
- [Hon97] T. Honzawa und T. Nagasawa: Effects of fast beam ions on ion-acoustic solitons and shocks excited in a double plasma device. *Physics of Plasmas* (1997), Bd. 4(11): 3954
- [Hon98] T. Honzawa: Wave excitation in a modified double plasma device. *Physics of Plasmas* (1998), Bd. 5(12): 4144
- [Hor96] M. Horányi: Charged dust dynamics in the solar system. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* (1996), Bd. 34(1): 383–418
- [Hos06] A. R. Hoskinson und N. Hershkowitz: Effect of finite length on the current-voltage characteristic of a cylindrical Langmuir probe in a multidipole plasma chamber. *Plasma Sources Science and Technology* (2006), Bd. 15(1): 85–90

- [Hut02] I. H. Hutchinson: In *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2. Aufl. (2002)
- [I96] L. I. W. Juan, C. Chiang und J. H. Chu: Microscopic Particle Motions in Strongly Coupled Dusty Plasmas. *Science* (1996), Bd. 272(5268): 1626–1628
- [Ich01] R. Ichiki, M. Shindo, S. Yoshimura, T. Watanabe und Y. Kawai: Ion acoustic waves in one- and two-negative ion species plasmas. *Physics of Plasmas* (2001), Bd. 8(10): 4275
- [Jan92] G. Janzen: Plasmatechnik: Grundlagen, Anwendungen, Diagnostik, In *Plasmatechnik: Grundlagen, Anwendungen, Diagnostik*, Hüthig (1992)
- [Jel94] N. Jelić, M. Čerček, M. Stanojević und T. Gyergyek: An investigation of the collisionless discharge in the presence of an electron beam. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1994), Bd. 27(12): 2487–2498
- [Kem66] R. F. Kemp: Plasma Potential Measurements by Electron Emissive Probes. *Review of Scientific Instruments* (1966), Bd. 37(4): 455
- [Khr02] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill und H. M. Thomas: Ion drag force in complex plasmas. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (2002), Bd. 66(4): 046414
- [Khr05] 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. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (2005), Bd. 72(1): 016406
- [Kli04] M. Klindworth, A. Piel, A. Melzer, U. Konopka, H. Rothermel, K. Tarantik und G. E. Morfill: Dust-Free Regions around Langmuir Probes in Complex Plasmas under Microgravity. *Physical Review Letters* (2004), Bd. 93(19): 195002
- [Kli07] M. Klindworth, O. Arp und A. Piel: Langmuir probe system for dusty plasmas under microgravity. *Review of Scientific Instruments* (2007), Bd. 78(3): 033502–7
- [Klo97a] H. Klostermann: *Experimentelle Untersuchung von Oszillationen der Ionenschicht im Gitterbereich einer Doppelplasmaanlage*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (1997)
- [Klo97b] H. Klostermann, A. Rohde und A. Piel: Van der Pol behavior of virtual anode oscillations in the sheath around a grid in a double plasma device. *Physics of Plasmas* (1997), Bd. 4(7): 2406

- [Kna06] S. Knappmiller, S. Robertson und Z. Sternovsky: Comparison of two microwave and two probe methods for measuring plasma density. *IEEE Transactions on Plasma Science* (2006), Bd. 34(3): 786–791
- [Knu73] W. C. Knudsen und K. K. Harris: Ion-Impact-Produced Secondary Electron Emission and Its Effect on Space Instrumentation. *Journal of Geophysical Research* (1973), Bd. 78(7): 1145–1152
- [Kol56] R. Kollath: Sekundärelektronen-Emission fester Körper bei Bestrahlung mit Elektronen, In *Handbuch der Physik*, Bd. XXI, S. Flügge (Hrsg.), Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1956), 232–303
- [Kon05] U. Konopka, F. Mokler, A. V. Ivlev, M. Kretschmer, G. E. Morfill, H. M. Thomas, H. Rothermel, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, A. P. Nefedov, Y. M. Baturin, Y. Budarin, A. I. Ivanov und M. Roth: Charge-induced gelation of microparticles. *New Journal of Physics* (2005), Bd. 7: 227–227
- [Kre05] M. Kretschmer, S. A. Khrapak, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, A. I. Ivanov und M. V. Turin: Force field inside the void in complex plasmas under microgravity conditions. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (2005), Bd. 71(5): 056401
- [Lan24] I. Langmuir und H. M. Mott-Smith: Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures Nr. 27, Part I-V. *G. E. Rev.* (1924), (27): 449, 538, 616, 762, 810
- [Lan46] L. Landau: On the vibrations of the electric plasma. *Journal of Physics (U.S.S.R.)* (1946), Bd. 10: 25
- [Lan07] V. Land und W. J. Goedheer: The plasma inside a dust free void: hotter, denser, or both? *New Journal of Physics* (2007), Bd. 9(8): 246–246
- [Leu75] K. N. Leung, T. K. Samec und A. Lamm: Optimization of permanent magnet plasma confinement. *Physics Letters A* (1975), Bd. 51(8): 490–492
- [Lev68] R. R. Levin und N. L. Oleson: Ion acoustic wave dispersion in a highly ionized argon plasma in a magnetic field. *Physics of Fluids* (1968), Bd. 11(10): 2251–2258
- [Ma94] J.-X. Ma und M. Y. Yu: Self-consistent theory of ion acoustic waves in a dusty plasma. *Physics of Plasmas* (1994), Bd. 1: 3520
- [Mar08] A. Marek, M. Jílek, I. Picková, P. Kudrna, M. Tichý, R. Schrittwieser und C. Ionita: Emissive Probe Diagnostics in Low Temperature Plasma - Effect of Space Charge and Variations of Electron Saturation Current. *Contributions to Plasma Physics* (2008), Bd. 48(5-7): 491–496

- [Mat95] T. Matsoukas und M. Russell: Particle charging in low-pressure plasmas. *Journal of Applied Physics* (1995), Bd. 77(9): 4285
- [Mel93] F. Melandsø, T. Aslaksen und O. Havnes: A new damping effect for the dust-acoustic wave. *Planetary and Space Science* (1993), Bd. 41(4): 321–325
- [Mel96] A. Melzer, A. Homann und A. Piel: Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (1996), Bd. 53(3): 2757
- [Mel08] A. Melzer und J. Goree: Fundamentals of Dusty Plasmas, In *Low Temperature Plasmas, Fundamentals, Technologies, and Techniques*, Bd. 1, Kap. 6, R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt und K.H. Schoenbach (Hrsg.), Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2. Aufl. (2008), 133–134
- [Men94] D. A. Mendis und M. Rosenberg: Cosmic Dusty Plasma. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* (1994), Bd. 32(1): 419–463
- [Men00] D. A. Mendis: Physics of dusty plasmas: An historical overview, In *Advances in Dusty Plasma Physics*, World Scientific, Singapore (2000)
- [Men10] K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel: Spatial Frequency Clustering in Nonlinear Dust-Density Waves. *Physical Review Letters* (2010), Bd. 104(23): 235002
- [Men11] K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel: Frequency clusters and defect structures in nonlinear dust-density waves under microgravity conditions. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (2011), Bd. 83(1): 016402
- [Mer98] R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson und N. D'Angelo: Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas, In *The 39th annual meeting of division of plasma physics of APS*, Bd. 5, AIP, Pittsburgh, Pennsylvania (USA), 1607–1614
- [Mer04] R. L. Merlino und J. A. Goree: Dusty Plasmas in the Laboratory, Industry, and Space. *Physics Today* (2004), Bd. 57(7): 32
- [Mey82] N. Meyer-Vernet: Flip-flop of electric potential of dust grains in space. *Astronomy and Astrophysics* (1982), Bd. 105(1): 98–106
- [Mis07] M. K. Mishra, A. Phukan, M. Chakraborty und K. S. Goswami: Growth of electron energies with ion beam injection in a double plasma device. *The European Physical Journal D* (2007), Bd. 46(2): 303–306
- [Mot26] H. M. Mott-Smith und I. Langmuir: The Theory of Collectors in Gaseous Discharges. *Physical Review* (1926), Bd. 28(4): 727

- [Nak78] Y. Nakamura und Y. Nomura: Perturbation of plasma potential caused by probe or grid in a plasma. *Physics Letters A* (1978), Bd. 65(5-6): 415–417
- [Nak97] Y. Nakamura, T. Odagiri und I. Tsukabayashi: Ion-acoustic waves in a multicomponent plasma with negative ions. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1997), Bd. 39: 105
- [Nak99] Y. Nakamura und H. Bailung: A dusty double plasma device. *Review of Scientific Instruments* (1999), Bd. 70(5): 2345–2348
- [Nak01] Y. Nakamura und A. Sarma: Observation of ion-acoustic solitary waves in a dusty plasma. *Physics of Plasmas* (2001), Bd. 8(9): 3921
- [Nak02] Y. Nakamura: Experiments on ion-acoustic shock waves in a dusty plasma. *Physics of Plasmas* (2002), Bd. 9(2): 440
- [Nak03] Y. Nakamura und S. Sato: Strong low-frequency turbulence observed in presheaths. *Physics of Plasmas* (2003), Bd. 10(3): 900
- [Nej97] Y. Nejoh: The dust charging effect on electrostatic ion waves in a dusty plasma with trapped electrons. *Physics of Plasmas* (1997), Bd. 4(8): 2813
- [Nos07] V. Nosenko, S. Zhdanov und G. Morfill: Supersonic Dislocations Observed in a Plasma Crystal. *Physical Review Letters* (2007), Bd. 99(2): 025002
- [Ohn89] N. Ohno, M. Tanaka, A. Komori und Y. Kawai: Chaotic Behavior of Current-Carrying Plasmas in External Periodic Oscillations. *Journal of the Physical Society of Japan* (1989), Bd. 58: 28–31
- [Oku93] Y. Okuno, H. Fujita, M. Shiratani und Y. Watanabe: Potential structure in silane radio-frequency discharge containing particles. *Applied Physics Letters* (1993), Bd. 63(13): 1748
- [Pal03] A. R. Pal, D. Boruah, N. C. Adhikary, H. Bailung und J. Chutia: Influence of electron beam injection on plasma parameters and sheath in a dc discharge plasma. *Journal of Applied Physics* (2003), Bd. 94(10): 6328–6333
- [PI 11] PI Ceramic GmbH, Lindenstrasse, 07589 Lederhose, Deutschland: <http://www.piceramic.com/index.php> (2011)
- [Pie96] A. Piel, H. Klostermann, A. Rohde, N. Jelic und R. W. Schrittwieser: Ion sheath oscillations in double plasma machines. *Physics Letters A* (1996), Bd. 216(6): 296–302
- [Pie02] A. Piel und A. Melzer: Dynamical processes in complex plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2002), Bd. 44(1): R1–R26
- [Pie10] A. Piel: *Plasma Physics, An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasma*, Springer Verlag, Heidelberg (2010)

- [Pus06] M. Pustyl'nik, N. Ohno und S. Takamura: Control of Energetic Electron Component in a Magnetically Confined Diffusion Ar Plasma. *Japanese Journal of Applied Physics* (2006), Bd. 45: 926–932
- [Rao90] N. N. Rao, P. K. Shukla und M. Y. Yu: Dust-acoustic waves in dusty plasmas. *Planetary and Space Science* (1990), Bd. 38: 543
- [Rat04] S. Ratynskaia, S. Khrapak, M. Thorna, M. Kretschmer, R. Quinn, G. Morfill, A. Zobnin, A. Usachev, O. Petrov und V. Fortov: Experimental determination of dust particle charge at elevated pressures, In *The 31st IEEE International Conference on Plasma Science, 2004. ICOPS 2004. IEEE Conference Record - Abstracts.*, Bd. 31, ISSN: 0730-9244, Baltimore, MD, USA
- [Rei65] F. Reif: Fundamentals of Statistical and Thermal Physics, In *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, Kap. 6, McGraw-Hill, New York (1965)
- [Rev33] R. W. Revans: The Transmission of Waves Through an Ionized Gas. *Physical Review* (1933), Bd. 44: 798
- [Rob06a] S. Robertson, S. Knappmiller und Z. Sternovsky: Energy balance and plasma potential in low-density hot-filament discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science* (2006), Bd. 34(3): 844–849
- [Rob06b] S. Robertson: Chap. 9, Data Analysis, Langmuir Probe Data Analysis, <http://plasma.colorado.edu/mathcad/> (2006)
- [Roh97] A. Rohde, A. Piel und H. Klostermann: Simulation of the nonlinear dynamics of grid sheath oscillations in double plasma devices. *Physics of Plasmas* (1997), Bd. 4(11): 3933
- [Rot02] 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. *Physical Review Letters* (2002), Bd. 89(17): 175001
- [Rus00] D. Ruscanu, V. Anita und G. Popa: Plasma parameters in a multidipole plasma system. *The European Physical Journal D* (2000), Bd. 10(3): 449
- [Sai03] Y. Saitou und Y. Nakamura: Ion-acoustic shock waves undergoing Landau damping. *Physics of Plasmas* (2003), Bd. 10(11): 4265
- [Sam99] D. Samsonov und J. Goree: Instabilities in a dusty plasma with ion drag and ionization. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (1999), Bd. 59(1): 1047

- [Sam03] A. A. Samarian und S. V. Vladimirov: Charge of a macroscopic particle in a plasma sheath. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (2003), Bd. 67(6): 066404
- [Sar96] A. Sarma, H. Bailung und J. Chutia: Observation of beam-enhanced sheath instability in a double plasma device. *Physics of Plasmas* (1996), Bd. 3(9): 3245
- [Sat94] N. Sato, T. Mieno, T. Hirata, Y. Yagi, R. Hatakeyama und S. Iizuka: Production of C60 plasma. *Physics of Plasmas* (1994), Bd. 1(10): 3480
- [Sch91] L. Schott: Double plasma and grid excitation of sinusoidal ion acoustic waves. *Physics of Fluids B: Plasma Physics* (1991), Bd. 3(1): 236
- [Shi93] T. Shirakawa und H. Sugai: Plasma Oscillation Method for Measurements of Absolute Electron Density in Plasma. *Japanese Journal of Applied Physics* (1993), Bd. 32: 5129–5135
- [Shu92] P. K. Shukla und V. P. Silin: Dust ion-acoustic wave. *Physica Scripta* (1992), Bd. 45: 508
- [Shu01] P. K. Shukla: A survey of dusty plasma physics. *Physics of Plasmas* (2001), Bd. 8(5): 1791
- [Sic00] A. A. Sickafoose, J. E. Colwell, M. Horányi und S. Robertson: Photoelectric Charging of Dust Particles in Vacuum. *Physical Review Letters* (2000), Bd. 84(26): 6034
- [Smi79] J. R. Smith, N. Hershkowitz und P. Coakley: Inflection-point method of interpreting emissive probe characteristics. *Review of Scientific Instruments* (1979), Bd. 50(2): 210
- [Spi98] L. Spitzer: Physical Properties of Grains, In *Physical Processes in the Interstellar Medium*, Kap. 9, John Wiley & Sons, New York (1998), 191–213
- [Ste03] Z. Sternovsky, S. Robertson und M. Lampe: The contribution of charge exchange ions to cylindrical Langmuir probe current. *Physics of Plasmas* (2003), Bd. 10(1): 300–309
- [Ste04] Z. Sternovsky und S. Robertson: Langmuir probe interpretation for plasmas with secondary electrons from the wall. *Physics of Plasmas* (2004), Bd. 11(7): 3610
- [Swa89] D. G. Swanson: *Plasma waves*, Academic Press (1989)
- [Swi70] J. D. Swift und M. J. R. Schwar: *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*, Iliffe Books, London (1970)
- [Tal80] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer und D. R. Willis: Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer. *Journal of Fluid Mechanics* (1980), Bd. 101(04): 737–758

- [Tay72] R. J. Taylor, K. R. MacKenzie und H. Ikezi: A Large Double Plasma Device for Plasma Beam and Wave Studies. *Review of Scientific Instruments* (1972), Bd. 43(11): 1675
- [Tay76] G. R. Taylor und K. N. Leung: Minicomputer analysis of multidipole plasma Langmuir probe characteristics. *Review of Scientific Instruments* (1976), Bd. 47(5): 614–616
- [Tho97] C. Thompson, A. Barkan, N. D'Angelo und R. L. Merlino: Dust acoustic waves in a direct current glow discharge. *Physics of Plasmas* (1997), Bd. 4(7): 2331–2335
- [Tho00] E. Thomas und M. Watson: Charging of silica particles in an argon dusty plasma. *Physics of Plasmas* (2000), Bd. 7(8): 3194
- [Tom00] E. B. Tomme, D. A. Law, B. M. Annaratone und J. E. Allen: Parabolic Plasma Sheath Potentials and their Implications for the Charge on Levitated Dust Particles. *Physical Review Letters* (2000), Bd. 85(12): 2518
- [Ton29] L. Tonks und I. Langmuir: Oscillations in ionized gases. *Physical Review* (1929), Bd. 33: 195–210
- [Tro03] T. Trottenberg, B. Brede, D. Block und A. Piel: Resonance cones in a dusty magnetized plasma. *Physics of Plasmas* (2003), Bd. 10(12): 4627–4632
- [Tro06] T. Trottenberg, D. Block und A. Piel: Dust confinement and dust-acoustic waves in weakly magnetized anodic plasmas. *Physics of Plasmas* (2006), Bd. 13(4): 042105–10
- [Tsy01] V. N. Tsytovich, S. V. Vladimirov, G. E. Morfill und J. Goree: Theory of collision-dominated dust voids in plasmas. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* (2001), Bd. 63(5): 056609
- [Var52] R. N. Varney: Drift Velocities of Ions in Krypton and Xenon. *Physical Review* (1952), Bd. 88(2): 362
- [Vau00] O. S. Vaulina, A. P. Nefedov, O. F. Petrov und V. E. Fortov: Instability of plasma-dust systems with a macroparticle charge gradient. *Soviet Physics–JETP* (2000), Bd. 91(6): 1147–1162
- [Vau04] O. S. Vaulina, A. A. Samarian, O. F. Petrov, B. James und F. Melandsø: Formation of vortex dust structures in inhomogeneous gas-discharge plasmas. *Plasma Physics Reports* (2004), Bd. 30(11): 918–936
- [Ver00] F. Verheest: In *Waves in dusty space plasmas*, Bd. Astrophysics and Space Science Library, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2000)
- [Wac] Wacker Chemie AG, Hanns-Seidel-Platz 4, 81737 München, Deutschland:
<http://www.wacker.com/cms/de/home/index.jsp>

- [Wal59] L. Waldmann: Über die Kraft eines inhomogenen Gases auf kleine suspendierte Kugeln. *Zeitschrift für Naturforschung A: Astrophysik, Physik und Physikalische Chemie* (1959), Bd. 14(7): 589–599
- [Wal95] B. Walch, M. Horányi und S. Robertson: Charging of Dust Grains in Plasma with Energetic Electrons. *Physical Review Letters* (1995), Bd. 75(5): 838
- [Wan06] X. Wang und N. Hershkowitz: Experimental studies of the two-ion species flow in the plasma presheath. *Physics of Plasmas* (2006), Bd. 13(5): 053503
- [Whi85] E. C. Whipple, T. G. Northrop und D. A. Mendis: The Electrostatics of a Dusty Plasma. *Journal of Geophysical Research* (1985), Bd. 90(A8): 7405–7413
- [Win95] D. Winske und M. Jones: Effect of finite charging time on particulates in RF discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science* (1995), Bd. 23(2): 188–195
- [Won75] A. Y. Wong, Y. Nakamura, B. H. Quon und J. M. Dawson: Surface Magnetic Confinement. *Physical Review Letters* (1975), Bd. 35(17): 1156
- [Xu93] W. Xu, N. D’Angelo und R. L. Merlino: Dusty Plasmas: The Effect of Closely Packed Grains. *Journal of Geophysical Research* (1993), Bd. 98(A5): 7843–7847

A

Anhang A

Anhang

A.1 Untersuchte Staubpartikel

Tabelle A.1: *Verschiedene getestete Staubpartikel für die Versuchsanordnung*

Staub	Firma	Bezeichnung	Größe / μm	Beschreibung	Schütteltest	Bemerkungen
Toner	HP/Pelikan	HP 2600 PEL	~ 6	kugelrund und fast monodispers Verteilung: $\pm 1 \mu\text{m}$	X	gut schüttelbar, aber nicht temperaturbeständig
	Tonerfabrik Berlin	XE 6123	~ 17	gemahlener Toner eher eckig	-	nicht temperaturbeständig
	Tonerfabrik Berlin	XE 7403	~ 11	gemahlener Toner eher eckig	-	nicht temperaturbeständig
	Tonerfabrik Berlin	QM 2403	~ 10	gemahlener Toner eher eckig	-	nicht temperaturbeständig
	Lexmark		~ 8	kugelrund kleine Größenverteilung	-	nicht temperaturbeständig
	alte Kartusche	gelber Toner	~ 14	kartoffelförmig (gemahlen) breite Größenverteilung, Partikel kleben nicht zusammen	X	schüttelbar, aber nicht temperaturbeständig
	SiO_2	Kremer Pigmente	Scotchlite S22 Microballons	< 25 gesiebt	Hohlglaskugeln	X
SICC GmbH		Bubbles Microballons	(0 – 100)	Hohlglaskugeln	-	zu große Verteilung, zu wenig kleine Partikel
PQ Potters Europe GmbH		Spheri 5000 CP00 (Glasstrahlperlen)	~ 15	mit dem Mikroskop Verteilung: $\pm 10 \mu\text{m}$	X	gute Schütteleigenschaften, aber zu groß
Amberger Kaolinwerke		Chinacell 100	(2 – 45)	feucht, Klumpenbildung	-	klumpt, hydrophil

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Staub	Firma	Bezeichnung	Größe / μm	Beschreibung	Schütteltest	Bemerkungen
SiO ₂	Amberger Kaolinwerke	Kaolin Kick 1	< (2 – 45)	klein, sehr feucht, starke Agglomeratbildung ⇒ Klumpenbildung stark hydrophil	-	klumpt, sehr hydrophil
	Degussa/ Evonik	AEROSIL OX 50		sehr große Agglomerate, flockig,	X	starke Agglomeratbildung, lässt sich nicht durch 20 μm Sieb schütteln
		Glasplättchen	~ 25	angegeben mit 15 μm eher Kugeln, aber viel Glasbruch größer als die Partikel	X	lässt sich nicht schütteln
	Bassermann	Sikron SF 500 Glasmehl	4	zerklüftete unebene Oberfläche	X	lässt sich nicht schütteln
	Bassermann	Sikron SF 800 Glasmehl	2	schön klein, Agglomerate	-	siehe Sikron SF500
	Wacker	SLM 444 235	5	monodisperse Kugeln	X	sehr gute Schütteleigenschaften, temperaturbeständig (über 200 °C im Ofen und Test im Plasma), kaum hydrophil, keine Agglomeratbildung,
BaSO ₄	Bassermann	Blanx Fixe HD - 80	50 % < 1	Agglomeratbildung	-	ausschließlich Agglomeratbildung
SiC	Kremer	Karborundum F 400	(16.3 – 18.3)		-	zu groß, schwarzes Pulver

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Staub	Firma	Bezeichnung	Größe / μm	Beschreibung	Schütteltest	Bemerkungen
TiO ₂	Kronos Titan GmbH	Kronos 2220	< 1.6	wirklich kleine Partikel, Agglomerate zerklüftete Oberfläche	X	lässt sich nicht schütteln
	Kronos Titan GmbH	Kronos 3025	< 1.6	kleine Partikel, viele größere Agglomerate als Kronos 2220	-	siehe Kronos 2220
CaCO ₃	Bassermann	Precab 100	90 % < 2	Agglomerate	-	ausschließlich Agglomeratbildung
Nickelpulver	Merck			neigt zu Kettenbildung	-	Kettenbildung, Metall
Al ₂ O ₃	Bassermann/ Almatis	Alumina CT 800 SG	(3.5 – 4.2)	rundliche Partikel (soweit mit Mikroskop zu beurteilen) Agglomeratbildung	-	Agglomeratbildung schwarzes Pulver
	Bassermann/ Almatis	Alumina CT 19 FG	(4.5 – 8)	rundliche Partikel (soweit mit Mikroskop zu beurteilen) zerklüftete Oberfläche Agglomeratbildung, nicht so stark wie CT 800 SG	-	Agglomeratbildung
	Bassermann/ Almatis	Alumina WRA FG	(3.5 – 5.2)	rundliche Partikel (soweit mit Mikroskop zu beurteilen) Agglomeratbildung	-	Agglomeratbildung
	Alcoa	CT 3000 SG	0.8	kartoffelförmig, Agglomeratbildung	X	lässt sich nicht schütteln

A.2 Detaillierte Programmbeschreibung zur Kennlinienauswertung

Die Programmierung zur Kennlinienauswertung lehnt sich an die Daten-Analysen von Hansen, Taylor und Robertson [Han95, Tay76, Ste04, Rob06b] an. Die Abbildung A.1 zeigt die Eingabemaske des Programms. Sie enthält neben den Daten zu den einzelnen Messungen (Datum, Betriebsmodus (symmetrischer/asymmetrischer Betrieb), in welcher Kammer gemessen wurde (S: Source, T: Target), Entladungsspannung und -strom, die Gitterspannung, das Potential des Doppelgitters, das Potential des Staubrüttlers (DD: engl. *dust dropper*) und das Floatingpotential der Sonde, das in einer vorangegangenen manuellen Messung bestimmt wurde, weitere Angaben, die bei der Auswertung berücksichtigt werden: das Gerät, das zur Kennlinienaufnahme genutzt wurde und die evtl. genutzten Widerstände, über die die Spannung gemessen wurde, das Betriebsgas, der Betriebsdruck, sowie die Heizströme für den Einsatz der emissiven Sonde; in dem Feld *distances* werden die gesamte kalibrierte Distanz, Start- und Endposition und die Abstände zum Trenngitter, bzw. zum Doppelgitter eingetragen; das *additional text* Feld erlaubt den Eintrag zusätzlicher Informationen; *pp destination folder* erlaubt die Auswahl eines Zielordners, in dem die Plasmaparameter und die jeweiligen Angaben gespeichert werden sollen, mit *characteristics upload* wählt man alle auszuwertenden Kennlinien aus, und drückt man *no plasma characteristics*, nur notwendig für ältere Kennlinien, als noch keine Nullstrom-Kennlinien aufgenommen wurden, wird eben keine Nullstrom-Kennlinie für die Auswertung herangezogen; mit *save* werden die eingegebenen Daten gespeichert, mit *load* können die Eingaben erneut geladen werden; *reset* löscht alle Einträge der Eingabemaske und der grüne Knopf *start characteristics* startet die Auswertung über den gesamten, zuvor ausgewählten Datensatz von Kennlinien) insbesondere Angaben über die Sondenart und zum Auswertverfahren (das Feld *electron populations* macht Angaben zur Auswertung, indem man wählen kann, ob Primärelektronen zu berücksichtigen sind (auszuwählen, wenn in einem sehr dünnen Plasma gemessen wurde), die Anzahl der Elektronenpopulationen (für DoDo wählt man typischerweise 2) und abschließend, ob der Elektronensättigungsstrom der Kennlinie (ebene Sonde) bei einem abschließenden, grafischen Vergleich zwischen Daten und Ergebnissen mit berücksichtigt werden soll). Mit diesen Parametern startet die eigentliche Kennlinienauswertung. Ein elektronischer Offset des Messaufbaus wird durch eine sogenannte Nullstrommessung aufgenommen. Dieser wird zunächst geglättet und dann von den Rohdaten abgezogen, woraufhin das Floatingpotential durch den Nulldurchgang der Kennlinie bestimmt wird. Für die weitere Auswertung werden dann Startwerte für das Plasmapotential und die Elektronentemperatur festgelegt, die in der weiteren Auswertung verbessert werden. Das Plasmapotential wird mit Hilfe des Maximums der 1.ten Ableitung und dem Nulldurchgang der 2.ten Ableitung bestimmt. Durch das Ableiten wird das Rauschen der experimentellen Daten verstärkt, so dass hier weiter geglättet werden muss, um zu vermeiden, dass mehrere Nulldurchgänge auftreten. Stimmt das Maximum der 1.ten und der Nulldurchgang der 2.ten

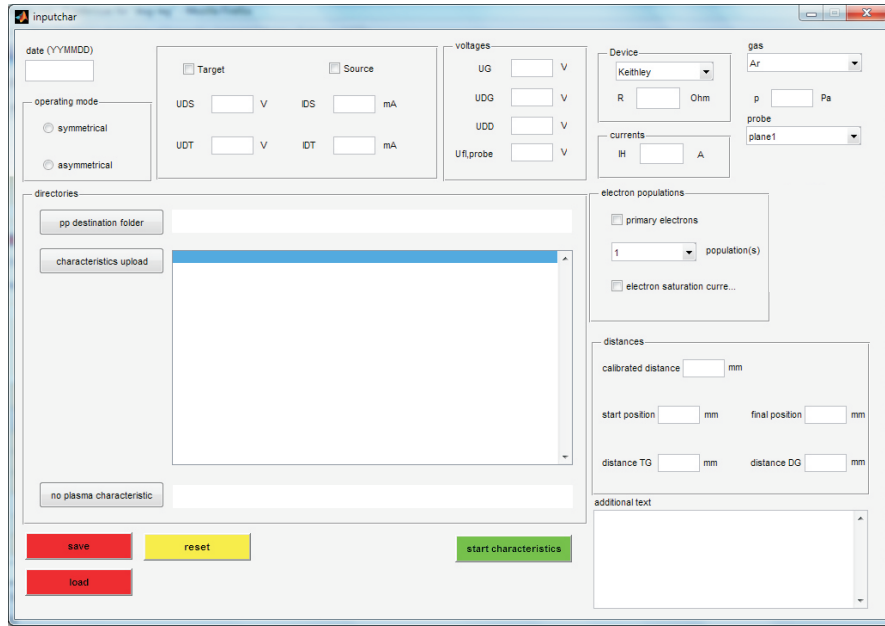


Abbildung A.1: Eingabemaske für die Auswertung von Kennlinien.

Ableitung überein, ist der Startwert des Plasmapotentials festgelegt,

$$\Phi_p = \frac{d^2 I}{dU^2} \text{ an der Stelle } (d^2 I = 0). \quad (\text{A.1})$$

Die Elektronentemperatur hier und im Folgenden in eV, ergibt sich aus der Steigung am Plasmapotential,

$$T_e = \frac{e}{k_B} \frac{11603 I(\Phi_p)}{\frac{dI}{dU}(\Phi_p)}. \quad (\text{A.2})$$

Jetzt wird die Kennlinie in U-Richtung so verschoben, dass $\Phi_p = 0$. Die Berechnung des Ionensättigungsstroms ist abhängig von der Sondenart. Für die ebene Sonde wird ein linearer Fit an die Kennlinie im Bereich

$$U = [U_{min} + 10, b], \text{ mit } U_{min} = \min(U) \text{ und } b = \begin{cases} -30 \text{ V}, & U_{min} > -60 \text{ V} \\ 0.8 U_{min}, & U_{min} \leq -60 \text{ V} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

durchgeführt. Wird wie hier oder im Folgenden von einem Fit gesprochen, ist damit ein Fit im Sinne von der minimalen Summe der Abstandquadrate gemeint.

Für die zylindrische Sonde wird zusätzlich zum linearen Term noch eine Wurzelfunktion angenommen,

$$A \sqrt{-U} + B U \quad (\text{A.4})$$

Der Fit wird im Bereich

$$U = [U_{min} + 10 \text{ V}, c], \text{ mit } c = \begin{cases} -25 \text{ V}, & U_{min} > -60 \text{ V} \\ -80 \text{ V}, & U_{min} \leq -60 \text{ V} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

durchgeführt, dabei wird der Startwert für B aus einem rein linearen Fit berechnet. Mit den Parametern A und B kann der Ionensättigungsstrom über die gesamte Kennlinie abgezogen werden. Falls eine Auswertung des Elektronensättigungsstrom möglich ist, wird dieser für ebene Sonden im Bereich

$$U = [0.2 U_{max}, U_{max}] \text{ mit } U_{max} = \max(U) \quad (\text{A.6})$$

linear gefittet. Auch monoenergetische Elektronen haben einen linearen Beitrag zur Kennlinie, insbesondere in sehr dünnen Plasmen [Tay76]. Soll eine solche Auswertung durchgeführt werden, kommt ein weiterer linearer Fit im Bereich

$$U = [U_D - 20 \text{ V}, 0.2 U_{min}], \quad (\text{A.7})$$

wobei U_D die Entladungsspannung ist und sich die -20 V aus einer großzügigen Abschätzung der Heizspannung der Filamente ergeben. Dieser Beitrag wird von der Kennlinie abgezogen, bevor der Elektronenanlaufbereich ausgewertet wird. Hier sind für den Exponentialfit neben den Startwerten für Φ_p und T_e weitere Startwerte notwendig, die über einen linearen Fit der logarithmierten Kennlinie im Bereich

$$U = [a, \Phi_p], \text{ mit } a = \begin{cases} \Phi_f, & \Phi_f < \Phi_p \\ U_{DG} - 5 \text{ V}, & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

ermittelt werden. Dabei wird bereits berücksichtigt, ob eine Auswertung für eine oder zwei Elektronenpopulationen stattfindet. Der Exponentialfit,

$$A_1 e^{U/A_2} + A_3 e^{U/A_4} + A_5 \quad (\text{A.9})$$

wird dann entsprechend für eine (mit $A_3 = A_4 = 0$) bzw. zwei Elektronenpopulationen durchgeführt, A_5 lässt einen Offset zu. Es ergeben sich die finalen Werte für die jeweiligen Elektronensättigungsströme und Elektronentemperaturen

$$I_{e,sat} = A_1, \quad (\text{A.10})$$

$$T_e = A_2, \quad (\text{A.11})$$

$$I_{ke,sat} = A_3, \quad (\text{A.12})$$

$$T_{ke} = A_4. \quad (\text{A.13})$$

Die Dichten der Elektronenpopulationen berechnen sich nach (3.4), wobei Sob die Sondenoberfläche bezeichnet

$$n_e = \frac{A_1}{e Sob} \left(\frac{2\pi m_e}{11603 k_B A_2} \right)^{1/2} \quad (\text{A.14})$$

und

$$n_{ke} = \frac{A_3}{e Sob} \left(\frac{2\pi m_e}{11603 k_B A_4} \right)^{1/2} . \quad (\text{A.15})$$

Die Ionendichte wird für die ebene Sonde nach (3.2) zu

$$n_i = -1.65 \frac{I_{i,sat}(U=0)}{e Sob} \left(\frac{m_i}{11603 k_B A_4} \right)^{1/2} \quad (\text{A.16})$$

und für die zylindrische Sonde zu

$$n_i = -1.65 \frac{I_{i,sat}(U=-50V)}{e Sob} \left(\frac{m_i}{11603 k_B A_4} \right)^{1/2} \quad (\text{A.17})$$

berechnet. Abschließend werden die Daten noch gespeichert. Damit sind die Plasmaparameter aus den Kennlinien bestimmt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich in meiner wissenschaftlichen Tätigkeit und bei der Erstellung dieser Doktorarbeit unterstützt haben.

Ganz besonderer Dank gebührt in diesem Zusammenhang Prof. Dr. Alexander Piel, der die Anfertigung der vorliegenden Arbeit überhaupt erst ermöglicht hat und mir dabei in den Jahren stets mit Rat, Tat und viel Engagement zu Seite stand. Entscheidend für die Qualität der Arbeit waren seine konstruktive Kritik und die wertvollen Hinweise in jeder Phase der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt auch allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, haben sie doch ein sehr angenehmes Arbeitsumfeld geschaffen, ohne das ein produktives wissenschaftliches Arbeiten gar nicht möglich gewesen wäre. Stellvertretend für alle anderen möchte ich Dr. Franko Greiner, Dr. Dietmar Block, Dr. Iris Pilch und Dipl.-Phys. Sascha Knist nennen.

Viele technische Vorhaben wären ohne die Hilfe von Michael Poser, Volker Rohwer und Mario Knüppel und der hauseigenen Werkstatt nicht möglich gewesen. Die Sekretärin Stephanie Thiedemann war zu jeder Zeit eine organisatorische und damit unschätzbare Hilfe. Ihnen allen noch ein Mal ein Danke für die tolle Unterstützung.

Der Deutschen Forschungsgesellschaft schulde ich meinen Dank für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Sonderforschungsbereichs Transregio 24.

Die vorliegende Arbeit habe ich nur durchführen können, weil mich viele Firmen mit noch mehr Staubpartikel-Material versorgten, insbesondere möchte ich Herrn Peter Ball von der Firma Wacker Chemie AG, München, danken, seine großzügige Spende von rieselfähigem Material - die für mein Experiment perfekten Partikel - war einzigartig.

Zutiefst möchte ich mich bei Irene Stemmler und Henning Baumgartner bedanken, sie haben Rohfassungen des Manuskripts gelesen und mit kritischen Anmerkungen versehen, was die Arbeit mit Sicherheit verbessert hat.

Meine Schwester Thurid Weigang ist und bleibt für mich eine Quelle der Kraft. Sie hat mich immer wieder ermutigt, diesen Weg zu gehen. Auch Ilse und Rüdiger Baumgartner möchte ich an dieser Stelle von ganzem Herzen danken. Ihr herzliches Entgegenkommen unterstützt mich sehr.

Henning Baumgartner hat mich beim dieser Arbeit in jeder erdenklichen Weise begleitet und unterstützt. Er ist es, der mich während der sieben Jahre unseres Zusammenlebens auf dieser Reise begleitet hat. Ich bedanke mich für seine entgegengebrachte Liebe, die fraglose Unterstützung und weil er mir hilft, so zu werden, wie ich sein möchte.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich an Eides Statt, dass die vorliegende Dissertation, abgesehen von der Beratung durch meinen wissenschaftlichen Lehrer und der Verwendung der angegebenen Hilfsmittel, nach Inhalt und Form meine eigene ist. Sie hat weder ganz noch teilweise an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen. Die Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis entstanden.

Kiel,
(Ort) _____ (Datum)

(Unterschrift)

Curriculum Vitae

Persönliche Daten

Imke Goertz
geb. 01.02.1974, Oldenburg
deutsche Staatsangehörigkeit
ledig

Studium

- 09/2006–06/2011 Promotionsstudium
am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
- 10/2003–09/2006 Studium der Physik an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
- September 2006: Physikdiplom
 - Juli 2006: Abgabe der Diplomarbeit *Experimentelle Untersuchungen von ionenakustische Wellen in einer Doppelplasmaanlage*
- 10/2000–10/2003 Studium der Ozeanografie an der CAU zu Kiel
- Oktober 2003: Ozeanografie-Vordiplom

Berufliche Ausbildung und Berufstätigkeit

- 08/1997–06/2000 Berufstätigkeit als Goldschmiedin
Goldschmiedewerkstatt Hoops GmbH, Bremen
- 09/1993–07/1997 Ausbildung zur Goldschmiedin – Fachbereich Schmuck –
Juwelier Frerker, Bremen

Schulische Ausbildung

- 08/1986–05/1993 Gymnasium Cäcilienhule, Oldenburg
- Mai 1993: Allgemeinen Hochschulreife
- 08/1984–07/1986 Orientierungsstufe Ofenerdiek, Oldenburg
- 08/1980–07/1984 Grund- und Hauptschule Ofenerdiek, Oldenburg

