

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

EINFLUSS NEGATIVER IONEN AUF DRIFTWELLEN  
IN EINEM  $\text{Ar}/\text{O}_2$ -PLASMA GERINGER DICHTE

VORGELEGT VON SASCHA KNIST

GEB. AM 19.04.1977 IN BERGISCH GLADBACH

AUS KIEL

KIEL, APRIL 2012

Referent: Prof. Dr. Alexander Piel

Korreferent/in: Prof. Dr. Holger Kersten

Tag der mündlichen Prüfung: 23.05.2012

Zum Druck genehmigt: Kiel, 11.06.2012

Der Dekan

Für Tine und Emil.





---

# Abstract

Drift waves are observed in electro-positive pure argon plasmas as well as in electro-negative argon-oxygen plasmas. In this thesis the effect of electron reduction by negative ions on the drift wave instability in low-density ( $n_e \approx 4 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) and strongly magnetized ( $B = 0.5 \text{ T}$ ) argon-oxygen plasma is presented.

The linear device Dustwheel is used to analyze the effect of negative oxygen ions on the drift wave instability by means of Langmuir probe measurements and cross-correlation analysis. The magnetic structure in Dustwheel is that of an 1 m long solenoid.

The observations show that the density profiles have a gaussian shape. The observed parable-shaped potential profiles cause the radial unsheared rotation of the plasma column. The equilibrium profiles are used to obtain the doppler-shifted drift wave frequency. This frequency is in good agreement with the wave frequency of the fluctuation spectrum. Although there is an axial density gradient, a global wave frequency is established for the entire plasma column length.

It is shown that also in radio frequency discharges with  $T_e > 2 \text{ eV}$  the electron reduction is larger than 50%, although the production of negative oxygen ions is less efficient for electron temperature above 1 eV. The analysis of electro-negative plasmas show, that the radial density profile of the negative ions is hollow. The method is based on a comparison of the characteristics measured by probes in electro-negative plasma with a reference characteristic scanned in an electro-positive counterpart, existing in similar conditions. For increasing oxygen admixture the wave frequency decreases by about 25%. In the theoretical model, this effect is essentially caused by changes of the ion gyro radius  $\rho_s$  that influences the dynamics of the drift waves. While for the pure argon case the drift wave frequency can be estimated from the equilibrium plasma parameters in the mid-plane, there is no such relationship for the argon plasma with oxygen admixture. This different finding is attributed to the inhomogeneous distribution of the negative ions in radial and axial direction.



---

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Effekt der Elektronenverarmung auf die Driftwelleninstabilität in einem Argon-Sauerstoff (Ar/O<sub>2</sub>)-Mischplasma geringer Dichte ( $n_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) bei hohem Magnetfeld ( $B = 0.5 \text{ T}$ ) untersucht. Die vom Druckgradienten der Elektronen angetriebenen Driftwellen sind sowohl in elektro-positiven Argon-Plasmen als auch in reaktiven, elektro-negativen Ar/O<sub>2</sub>-Mischplasmen zu finden.

Der Einfluss negativer Sauerstoffionen auf Driftwellen wurde im Experiment Dustwheel, dessen Magnetfeldanordnung im Wesentlichen ein 1 m lange Solenoid ist, mittels Sondendiagnostik und Kreuzkorrelationsanalyse untersucht. Radiale und azimutale Untersuchungen wurden in der Mittelebene, die physikalisch der Mitte der Plasmasäule entspricht, durchgeführt.

Alle untersuchten Plasmen zeigen ein radial normalverteiltes Dichteprofil und ein radial parabel-förmiges Potentialprofil, die zu einer radial unverscherten Rotation der Driftwelle führen. In dem elektro-positiven Plasma stimmt die aus den Gleichgewichtsprofilen ermittelte dopplerverschobene Driftwellenfrequenz mit der aus dem Fluktuationsspektrum erhaltenen Wellenfrequenz überein. Obwohl in der Plasmasäule ein axialer Dichtegradient existiert, findet sich über die gesamte Plasmasäule eine konstante Wellenfrequenz. Die Mittelebene ist also repräsentativ für die Berechnung der globalen Wellenfrequenz.

Obwohl sich optimale Bedingungen zur Bildung negativer Sauerstoffionen bei niedrigen Elektronentemperaturen weit unterhalb von 1 eV finden, lässt sich auch in Hochfrequenz-Entladungen mit  $T_e > 2 \text{ eV}$  eine Elektronendichtereduktion von über 50% herbeiführen. Die Untersuchung der elektro-negativen Plasmen zeigt ein hohles radiales Dichteprofil der negativen Ionen. Die azimutale Konzentration negativer Ionen  $\alpha$  wurde mit einer Sonden-technik bestimmt, die auf der Variation der Sättigungsströme in elektro-positiven und elektro-negativen Plasmen basiert.

Wie auch in theoretischen Modellen prognostiziert, sinkt in elektro-negativen Plasmen die Frequenz der Driftwelle bei der Zugabe von Sauerstoff um 25%. In Modellen ist der wesentliche Variationsparameter der modifizierte effektive Ionengyroradius  $\rho_{s,\text{mod}}$ , der eine Funktion von  $\alpha$  ist und die Dynamik der Driftwelle direkt beeinflusst. Während sich im Argon-Plasma die dopplerverschobene Wellenfrequenz gut aus den radialen Gleichgewichten in der Mittelebene bestimmen lässt, gilt in Gegenwart negativer Ionen solch eine Beziehung nicht mehr. Die Variation der Driftwellenfrequenz kann in dem Experiment sowohl aus der veränderten Dynamik als auch aus den veränderten Gleichgewichten her-rühren. Diese unterschiedlichen Befunde werden auf die axial inhomogene Verteilung der negativen Ionen zurückgeführt.



---

# Inhaltsverzeichnis

---

1	Einleitung und Problemstellung	1
2	Physik der Driftwelle in einem Multikomponenten-Plasma	5
2.1	Allgemeine Vorbemerkung	5
2.2	Fluidtheorie	6
2.3	Dispersionsrelation der Driftwelle in kartesischen Koordinaten	9
2.3.1	Dispersionsrelation der stabilen Driftwelle	11
2.3.2	Auswirkung der Ionenströmung	14
2.3.3	Dispersionsrelation der instabilen Driftwelle	15
2.4	Dispersionsrelation der Driftwelle in Zylinderkoordinaten	19
2.4.1	Full-Numeric-Modell	19
2.4.2	Gauß-Numeric-Modell	20
2.5	Die Rayleigh-Taylor-Instabilität	24
2.6	Methodische Bestimmung der Driftfrequenzen aus Gleichgewichtsprofilen	26
2.6.1	Ambipolare Diffusion	26
2.6.2	Annahmen über Dichte- und Potentialprofil	28
2.7	Physik negativer Ionen	30
2.7.1	Allgemeine Vorbemerkung	30
2.7.2	Erzeugungs- und Verlustprozesse negativer Ionen	31
2.7.3	Einfluss negativer Ionen auf die Driftwellen-Instabilität	37
2.8	Zusammenfassung	39
3	Experimenteller Aufbau	41
3.1	Allgemeine Vorbemerkung	41
3.2	Das Experiment Dustwheel	42
4	Diagnostik und Methoden der Datenanalyse	51
4.1	Allgemeine Vorbemerkung	51
4.2	Elektrostatische Sonden	52
4.2.1	Aufnahme von Kennlinien	52
4.2.2	Auswertung von Kennlinien elektro-positiver Plasmen	52
4.2.3	Auswertung von Kennlinien elektro-negativer Plasmen	60
4.2.4	Praktische Betrachtungen	63
4.2.5	Fluktuationmessungen	64

4.3	Die Plasma-Oszillations-Methode . . . . .	66
4.3.1	Messaufbau und Gültigkeit der Plasma-Oszillations-Methode . . . . .	66
4.3.2	Einfluss der Sauerstoff-Beimischung auf die Elektronendichte . . . . .	73
4.3.3	Kalibration der Dichte . . . . .	74
4.4	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	76
5	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	77
5.1	Allgemeine Vorbemerkung . . . . .	77
5.2	Untersuchung von Driftwellen in elektro-positiven Plasmen . . . . .	78
5.2.1	Wahl des Parameterbereichs . . . . .	78
5.2.2	Lokale Gleichgewichtsprofile und Driftfrequenzen . . . . .	79
5.2.3	Modenstruktur, Phasenverschiebung und Fluktuationsgrad . . . . .	81
5.2.4	Axiale Struktur . . . . .	86
5.2.5	Zusammenfassung . . . . .	90
5.3	Untersuchung von Driftwellen in elektro-negativen Mischplasmen . . . . .	91
5.3.1	Einfluss der Sauerstoff-Beimischung auf die Wellenfrequenz . . . . .	91
5.3.2	Verteilung negativer Ionen . . . . .	92
5.3.3	Einfluss negativer Ionen auf die azimutale Modenstruktur . . . . .	92
5.3.4	Einfluss negativer Ionen auf die lokalen Driftfrequenzen . . . . .	94
6	Vergleichende Diskussion . . . . .	99
6.1	Driftwellen in elektro-positiven Plasmen . . . . .	99
6.2	Driftwellen in elektro-negativen Plasmen . . . . .	102
7	Schlussfolgerungen . . . . .	105
	Literaturverzeichnis . . . . .	109
	Publikationsliste . . . . .	123
	Danksagung . . . . .	125
	Curriculum Vitae . . . . .	129

# KAPITEL 1

---

## Einleitung und Problemstellung

---

Zwei-Komponenten-Plasmen sind das grundlegende Modellsystem der experimentellen Plasmaphysik. Sie sind ein quasineutrales Gas aus freien Elektronen, einfach positiv geladenen Ionen einer Sorte und elektrisch neutralen Teilchen. Zwei-Komponenten-Plasmen ermöglichen es, Plasmen auf ihre wesentlichen charakteristischen Eigenschaften zu reduzieren, Gesetzmäßigkeiten zu erklären und Phänomene ungestört zu studieren. Allerdings stellen sie nur einen Spezialfall unter den natürlichen und technischen Plasmen dar. Industrielle, terrestrische, interplanetare und interstellare Plasmen bestehen oft aus wesentlich mehr Komponenten. Neben weiteren Ionensorten, die teilweise negativ geladen sind, können diese Mehrkomponenten-Plasmen makroskopische, hoch geladene Staubpartikel enthalten. Nano- bis Mikrometer kleine Staubpartikel laden sich in Niedertemperaturplasmen wegen der hohen thermischen Geschwindigkeit der Elektronen negativ auf. Diese *staubigen Plasmen* zeichnen sich im Labor insbesondere dadurch aus, dass die Dichte der freien Elektronen geringer ist als die der einfach geladenen positiven Ionen [Goe89, Sel89, Sel90, Bou91, Bou93, Men94]. Es besteht großes Interesse, den Einfluss der Partikel auf mikroskopische und makroskopische Strukturen in Plasmen wie Wellenphänomene [Shu91, Pie02, Tro06], Plasmakristalle [Arp04, Arp05] und staubfreie Bereiche (Voids) [Gor99] zu erforschen.

Elektronen-reduzierende Effekte lassen sich aber nicht nur durch Staubpartikel realisieren, sondern auch durch elektronen-affine Elemente aus der Gruppe der Chalkogene und Halogene. Die Reduktion der freien Elektronendichte beeinflusst die Dispersion und Ausbreitung von Wellen [Ooh03a, Ooh03b, Ooh05, Ich09] und auch die Entstehung von Instabilitäten [Shu91, Shu09]. Technische Anwendung finden diese Mehrkomponenten-Plasmen in der plasmagestützten chemischen Gasphasenabscheidung (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD) [Kus88, Mar00], dem Plasmaätzen [Hu80, Man89], der Plasmasterilisation [Mor00, Wel08] und der Entwicklung kleiner Röntgenlaser. Terrestrische, elektro-negative Plasmen existieren in der Ionosphäre [Mas76, Por92]), sowie im interplanetaren [Cha91] und interstellaren Raum [Her09].

Im Labor lässt sich die Entwicklung, Ausbreitung und Dispersion von Instabilitäten, die Produktion und Verteilung negativer Ionen und ihrer chemischen Reaktionen („Plasmachemie“) auf eine vielfältige Art und Weise studieren [Won75, Son91]. Viele Fragestellungen zu reaktiven, elektro-negativen Laborplasmen haben technologische Aspekte und werden gewöhnlich in unmagnetisierten Mischplasmen untersucht, da magnetisierte Plasmen für tech-

nologische Anwendungen zu teuer sind. Im Gegensatz dazu ist die Untersuchung von niederfrequenten Wellenphänomenen und Instabilitäten in magnetisierten, elektro-negativen Plasmen ein bisher wenig untersuchtes Forschungsgebiet der Plasmaphysik.

In berandeten magnetisierten Laborplasmen treten generell gradienten-getriebene Instabilitäten auf, deren Quelle freier Energie im Wesentlichen Dichte- und Potentialgradienten sind. Durch diese Gradienten wird eine ganze Reihe von Instabilitäten angetrieben. Eine bekannte Instabilität ist die Rayleigh-Taylor-Instabilität, die terrestrisch in der unteren Atmosphäre anzutreffen ist [D'A67, Mas76] und in Laborplasmen als Austauschinstabilität (interchange instability) existiert [Kru54, Bro06]. Phänomenologisch eng mit der Rayleigh-Taylor-Instabilität verwandt, ist die in der Fusionsforschung bekannte Driftwelleninstabilität [Moi63, Juk64, Las64, Che64, Che65a, Che65b, Hen68]. In magnetisierten, radial inhomogenen Plasmen treiben die Driftbewegungen der Elektronen und Ionen die Driftwelle an. Die Phasengeschwindigkeit der Driftwelle entspricht in erster Näherung der elektronen-diamagnetischen Driftgeschwindigkeit. Damit wird auch die Driftwelle im Wesentlichen durch den radialen Druckgradienten angetrieben [Ell71, Ell74, Mar86]. Sie läuft in erster Linie in azimuthaler Richtung und hat das Maximum der Dichtefluktuationen bei einem charakteristischen Radius im Bereich des steilsten Dichtegradienten. Kennzeichnend ist eine enge Kopplung der Driftbewegung der Elektronen senkrecht und parallel zum Magnetfeld, so dass die Driftwelle eine dreidimensionale Struktur besitzt. Die Driftwelle sorgt für eine erhöhte anomale Diffusion von Teilchen und Energie im Randbereich eines Fusionsplasmas [D'A61a, D'A61b, D'A63, Woo90, Wag93] und schwächt damit den Einschluss dieser energiereichen Teilchen [Hor90].

Soweit das Verständnis der Dynamik der Driftwelle in reinen Edelgasplasmen auch fortgeschritten sein mag: Es ist bisher wenig bekannt über den Einfluss von Ladungsverarmung auf Driftwellen. Theoretische Modelle [Shu91, Shu09, Sal10] prognostizieren, dass die Eigenschaften der Driftwellen-Instabilität in Gegenwart geladener Staubteilchen oder negativer Ionen aufgrund der lokalen Änderung der Quasi-Neutralitätsbedingung der Gleichgewichte modifiziert werden. Ob sich die Frequenz der Driftwelle in einem staubigen Hintergrund im Vergleich zu einem gewöhnlichen staubfreien Plasma erhöht oder verringert, hängt vom Vorzeichen des Staubbichtegradienten in Relation zum Elektronendichtegradienten ab [Shu91]. Theoretische Arbeiten beschäftigen sich auch mit der Fragestellung, in welcher Weise die Konzentration negativer Ionen Einfluss auf die Dynamik und das Verhalten der Driftwelle nimmt. In Gegenwart einer hohen Konzentration negativer Ionen  $\alpha = n_-/n_+ > 0.6$  und einer vernachlässigbaren Staubbichte wird eine Reduzierung der Wellenfrequenz vorhergesagt, da die modifizierte Skalenlänge  $\rho_{s,\text{mod}} = [(\alpha m_- + m_+)k_B T_e / (1 - \alpha)e^2 B_0^2]^{1/2}$  zunimmt [Shu09]. Ebenso wird eine Dämpfung oder Unterdrückung der Driftwelle in Gegenwart negativer Ionen prognostiziert [Sal10]. Experimentell gibt es Hinweise auf eine abnehmende Wellenfrequenz mit zunehmender Konzentration negativer Ionen in einer Q-Maschine [Ich09] mit niederenergetischen („kalten“) Elektronen und einer Beimischung von Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) als Quelle zur Erzeugung negativer Ionen.

Üblicherweise werden Driftwellen weitgehend unter dem Gesichtspunkt studiert, was in Randschichten von Fusionsplasmen geschieht. Somit werden sie meist bei Plasmadichten untersucht, die typisch für diese Untersuchungen sind, d. h. bei Dichten von mehr als  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ . Die hier vorliegende Untersuchung interessiert sich allerdings für die fundamentale Eigenschaft der Driftwelle in den Parameterbereichen, in denen neutralitäts-verändernde



---

und ladungs-verarmende Effekte die Dynamik der Driftwelle verändern können. Diese Untersuchungen werden deshalb in einem Parameterbereich durchgeführt, der für zukünftige Untersuchungen mit Staubpartikeln geeignet ist. Im Unterschied zu schweren Staubpartikeln, deren Einfluss auf die Driftwelle in erster Linie nur die Verarmung an Elektronen ist, werden negative Ionen in die Dynamik der Driftwelle einbezogen. Diese Untersuchung ist demnach kein Betreten etablierter Regime, in denen üblicherweise Studien zu Driftwellen stattfinden, sondern eine Untersuchung in einem wenig studierten Bereich der Plasmaphysik, der sich durch eine geringe Dichte und durch ein starkes Magnetfeld auszeichnet, so dass elektrostatische Phänomene gegenüber Druckphänomenen in den Vordergrund treten. Ein Ziel der Untersuchung muss es daher auch sein, zu prüfen, ob sich Driftwellen bei solch niedrigen Dichten anregen lassen.

Ein weiterer Unterschied zur Untersuchung von Fusionsplasmen besteht in der Wahl der Experimentgeometrie. Während in toroidalen Maschinen die Dichte nur eine radiale Inhomogenität aufweist, können sich in linearen Maschinen auch axiale Inhomogenitäten ausbilden. Aus dem Studium der lokalen Gleichgewichtsprofile lässt sich die dopplerverschobenen Driftwellenfrequenz bestimmen, die sich aus der bereits erwähnten elektronendiamagnetischen Drift und der  $E \times B$ -Drift zusammensetzt. Aus diesem Grund ist die Frage von besonderem Interesse, ob sich in einer axial inhomogenen Plasmasäule eine globale Wellenfrequenz etabliert.

Ein weiterer Forschungsgegenstand dieser Untersuchung fokussiert auf die Produktion und Verteilung negativer Sauerstoffionen ( $O^-$ ) in einem stark magnetisierten HF-Plasma. Da die Produktion der negativen Sauerstoffionen sehr stark temperaturabhängig ist, ist ein Ziel der Untersuchung, zu verifizieren, ob sich in Plasmen mit energiereichen („warmen“) Elektronen eine signifikante Reduktion der Elektronendichte erreichen lässt und wie die räumliche Verteilung der negativen Ionen aussieht. Die Diagnostik der negativen Ionen stellt dabei, wegen der geringen Elektronendichte, eine besondere experimentelle Herausforderung dar. Neben der grundsätzlichen Frage, ob sich negative Ionen in diesem Parameterbereich produzieren lassen, ist die Anregung und Untersuchung der Driftwelle auch in einem elektro-negativen Plasma von großem Interesse. Dabei stellt sich die Frage, ob sich, wie in axial inhomogenen elektro-positiven Plasmen demonstriert und standardmäßig angewendet, auch in elektro-negativen Plasmen aus den lokalen Gleichgewichtsprofilen die dopplerverschobene Driftwellenfrequenz bestimmen lässt.

Die vorliegende Dissertation richtet somit ihren Blick auf die Modifikation der Gleichgewichte, die Änderung der lokalen Quasineutralität und den Einfluss der negativen Ionen auf Driftwellen. Die zugrundeliegenden Fragestellungen sind sowohl technischer als auch physikalischer Natur. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird zur Einführung der Problematik der Driftwellenphysik in Kap. 2 ein lineares Modell in kartesischen und zylindrischen Koordinaten ausführlich vorgestellt. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der Physik in elektro-negativen Mischplasmen und der Vorstellung der Dispersionsrelation. In Kap. 3 wird der Magnet Dustwheel vorgestellt und dessen Eignung zur Untersuchung von Driftwellen behandelt. Kapitel 4 stellt die Diagnostiken vor, die in dieser Arbeit Verwendung fanden. In Kap. 5 werden Experimente zur Untersuchung von Driftwellen sowie Ergebnisse in Edelgasplasmen und elektro-negativen Mischplasmen vorgestellt. Besondere Sorgfalt muss auf die eindeutige Identifikation der Instabilität verwendet werden. Dabei ist es zunächst erforderlich, eine lückenlose Vorstellung von der Ausbildung stationärer Gleich-

gewichtszustände zu entwickeln. Dies umfasst eine detaillierte Analyse der Plasmagleichgewichte und der Verteilung der negativen Ionen. Die so gewonnenen Ergebnisse werden in Kap. 6 diskutiert, bewertet und mit anderen Arbeiten in Zusammenhang gesetzt. In Kap. 7 werden die Ergebnisse und die Diskussion schlussfolgernd zusammengefasst und ein Ausblick auf weiterführende Untersuchungen gegeben.

## KAPITEL 2

---

# Physik der Driftwelle in einem Multikomponenten-Plasma

---

### 2.1 Allgemeine Vorbemerkung

Plasmabedingungen, in denen die Elektronendichte geringer ist als die der positiven Ionen, lassen sich in negativen Ionenplasmen [Won75] realisieren. Obwohl sich negative Ionen in einer Vielzahl von Plasmen mit unterschiedlichsten Methoden produzieren lassen, hängt ihre Erzeugung entscheidend von den Plasmaparametern ab [Fra02b]. Elektro-negative Plasmen unterscheiden sich nicht nur durch den geringen Massenunterschied zwischen positiven und negativen Ladungsträgern und deren Verteilung von gewöhnlichen elektro-positiven Plasmen, sondern sie beeinflussen direkt die Dispersionsrelation von Wellen [Son91, Ooh03b, Ich09] und deren Anwachsraten.

Da Laborplasmen prinzipiell berandet sind, weisen sie Gradienten unter anderem in Dichte, Temperatur und Potential auf. Diese Gradienten treiben in Plasmen eine Reihe von Instabilitäten. Im wesentlichen tauchen zwei Instabilitäten im Flüssigkeitsmodell eines magnetisierten Plasmas auf. Erstere ist die aus der Hydrodynamik bekannte *Rayleigh-Taylor-Instabilität*, die vom Potentialgradienten getrieben wird. Die zweite Instabilität ist die aus der Fusionsforschung bekannte *Driftwelleninstabilität*. Driftwellen sind selbstkonsistente Dichtestörungen und Strömungen, die sich längs und quer zu einem näherungsweise homogenen, linearen Magnetfeld ausbreiten. Dabei treibt der radiale Druckgradient die Driftwelle. Sie besitzt komplexe Frequenzen, deren Imaginärteil (Anwachsrates der Driftwelle) in der Regel deutlich kleiner ist als der Realteil (Frequenz der Driftwelle). Damit die Driftwelle instabil wird, muss das Plasma eine Form der Dissipation besitzen, z. B. einen elektrischen Widerstand.

Da die Driftwelle eigentlich immer in radial inhomogenen, magnetisierten Plasmen auftritt, wird sie auch als „universelle“ Instabilität bezeichnet [Kra63, Che64, Mik67, Kra68, Ell74]. In der Kernfusion ist sie störend, da sie einerseits für den anomalen Plasmatransport verantwortlich ist und andererseits die Heizung des Plasmas durch anomale Dämpfung behindert. Dabei wird angenommen, dass die Driftwelleninstabilität die dominante Instabilität im Randbereich von Fusionsplasmen ist [End95].

Dieser Wellentyp ist in gewöhnlichen elektro-positiven Plasmen gut verstanden und es gibt erste theoretische Untersuchungen, wie eine elektronen-reduzierende Komponente die

Driftwelle beeinflusst [Shu91, Shu09]. Allerdings ist der Parameterbereich, in dem sich Neutralitäts-verändernde Effekte mittelbar auf die Driftwelle auswirken, sehr klein.

In diesem Kapitel wird zunächst die stabile und instabile Driftwelle sowohl in kartesischen als auch Zylinderkoordinaten theoretisch beschrieben. Dabei wird das Plasma mittels der Fluidtheorie als Flüssigkeit behandelt. Aus den Flüssigkeitsgleichungen lässt sich die Dispersionsrelation der Driftwelle gewinnen. Die Argumentation folgt dabei im Wesentlichen den Referenzen [Che65b, Ell79, Ell80]. Daran schließt sich die Beschreibung der Frequenzbestimmung aus lokalen Gleichgewichtsprofilen an. Zudem werden experimentell beobachtbare Kriterien vorgestellt, die eine Identifikation einer Instabilität als Driftwelle erlauben. Es folgt eine Beschreibung der produzierenden und vernichtenden Prozesse negativer Ionen. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung eines Modells, das den Neutralitäts-verändernden Einfluss auf die Driftwelleninstabilität darlegt.

## 2.2 Fluidtheorie

In der Fluid- oder Flüssigkeitstheorie wird der Transport von Materie aufgrund von Druckdifferenzen und äußeren Kräften beschrieben. Die Teilchen zeigen dabei ein kollektives Verhalten, das eine Folge der Reibung zwischen den individuellen Teilchen ist. Die Maxwell-verteilten Individualgeschwindigkeiten der Teilchen lassen sich durch eine mittlere Geschwindigkeit der Teilchen in einem kleinen Volumen ersetzen. In Plasmen wird die Kopplung der individuellen Teilchen von elektrostatischen und elektromagnetischen Kräften geleistet.

Die Beschreibung der elektrostatischen Driftwelle in einem magnetisierten Plasma basiert auf dem Flüssigkeits-Modell unter Verwendung separater Flüssigkeiten für Elektronen und Ionen. Dabei trägt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den einzelnen Spezies wesentlich zum Verhalten des Systems bei. Das im Folgendem vorgestellte vereinfachte Grundgleichungssystem besteht aus der Impuls-Transportgleichung und der Kontinuitätsgleichung.

- Impuls-Transportgleichung:

$$m_j n_j \frac{dv_j}{dt} = m_j n_j \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_j \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_j = n_j q_j (\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}) - \nabla p_j \quad (2.1)$$

Sie beschreibt die Impuls- und Energieerhaltung. Der Partikelindex  $j$  bezeichnet Elektronen (e), positive Ionen (+) und negative Ionen (-). Auf der linken Seite steht die Ableitung der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}_j$  nach der Zeit. Der Term  $\rho_m = m_j n_j$  beschreibt die Massendichte mit der Masse  $m_j$  und der Dichte  $n_j$ . Auf der rechten Seite stehen die Ladungsdichte  $\rho = n_j q_j$ , der isotrope Druck  $p_j = n_j k_B T_j$  (Boltzmann-Konstante  $k_B$ ) mit der Temperatur  $T_j$  und die Lorentzkraft  $\mathbf{F}_L = q_j (\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B})$  (elektrisches Feld  $\mathbf{E}$ ). Dabei beeinflusst das Magnetfeld  $\mathbf{B}$  die Bewegung der Ladungsträger innerhalb des Plasmas und bedingt eine Anisotropie im Plasma. Die Lorentz-Kraft  $\mathbf{F}_L$  zwingt Elektronen und Ionen auf Kreisbahnen um die Magnetfeldlinien. Die Frequenz dieser Kreisbewegung ist die Zyklotronfrequenz  $\omega_{c,j} = eB/m_j$  ( $e$  Elementarladung). Eine

Übersicht aller relevanten Plasmagrößen findet sich in Tab. 3.2 auf S. 50. Folglich schränkt das Magnetfeld die senkrechte <sup>1</sup> Bewegung der Elektronen und Ionen ein.

- Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \mathbf{v}_j) = 0 \quad (2.2)$$

Sie beschreibt die Masse- und Teilchenzahlerhaltung und ist gleichbedeutend mit der Erhaltung der Ladung und der globalen Ladungsneutralität.

Die Impuls-Transportgleichung (2.1) ist die Grundgleichung der Fluidtheorie. Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung (2.2) beschreibt sie die Strömungen und Geschwindigkeiten inkompressibler Elektronen- und Ionenflüssigkeiten.

### Flüssigkeitsbewegung senkrecht zum Magnetfeld

Die vektorielle Multiplikation der Impuls-Transportgleichung (2.1) mit einem homogenen Magnetfeld  $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$  in  $z$ -Richtung liefert die Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen senkrecht zum Magnetfeld

$$\mathbf{v}_{\perp,j} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B_0^2} - \frac{\nabla p_j \times \mathbf{B}}{n_j q_j B_0^2} + \frac{m_j}{q_j B_0^2} \dot{\mathbf{E}} =: \mathbf{v}_{E \times B} + \mathbf{v}_{\text{dia},j} + \mathbf{v}_{\text{pol},j}, \quad (2.3)$$

wobei der nichtlineare Term  $\mathbf{v}_j \nabla \mathbf{v}_j$  vernachlässigt wird. Desweiteren werden Druck und Magnetfeld als zeitlich konstant angenommen. Die Bewegung der Elektronen und Ionen setzt sich aus mehreren Driften zusammen, die im Folgenden beschrieben werden.

#### $E \times B$ -Drift

Der erste Term in Gl. (2.3) ist die  $E \times B$ -Drift mit der Geschwindigkeit

$$\mathbf{v}_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B_0^2}. \quad (2.4)$$

Die Richtung ihrer Geschwindigkeit ist senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld orientiert. Da die  $E \times B$ -Drift ladungs- und massenunabhängig ist, erzeugt sie weder elektrische Ströme noch Ladungstrennung im Plasma.

Anschaulich lässt sich die  $E \times B$ -Drift als die *Larmor-Gyration* mit dem Radius  $r_{c,j} = v_{\text{th},j}/\omega_{c,j}$  um die Magnetfeldlinien und einer Drift des Führungszentrums beschreiben. Sie ist die einzige Drift, die Ladung senkrecht zum Magnetfeld bewegen kann.

<sup>1</sup> Bewegungen parallel und senkrecht zum Magnetfeld werden im Index durch  $\parallel$  und  $\perp$  dargestellt.

### Diamagnetische Drift

Der zweite Term in Gl. (2.3) ist die *diamagnetische Drift* mit der Geschwindigkeit

$$\mathbf{v}_{\text{dia},j} = \frac{\nabla p_j \times \mathbf{B}}{q_j n_j B_0^2}. \quad (2.5)$$

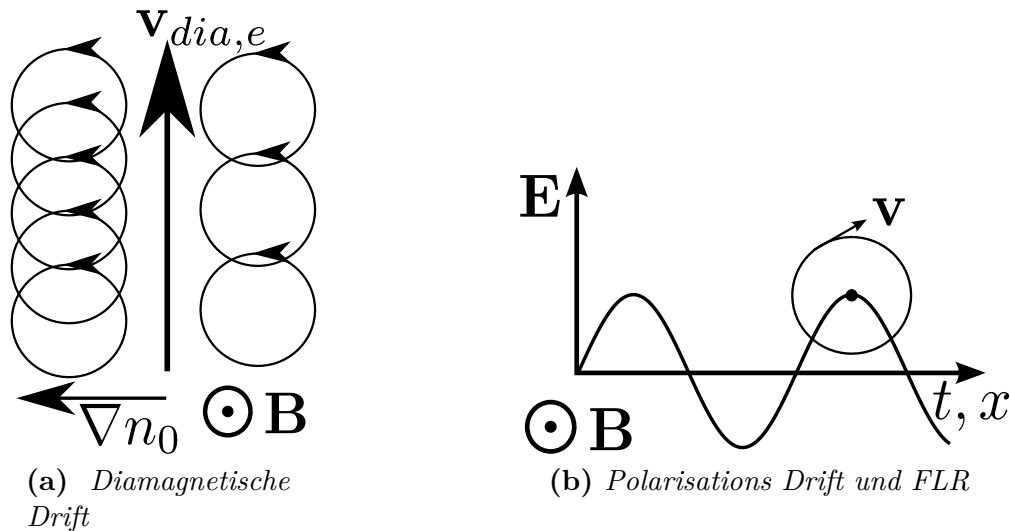
Die Richtung ihrer Geschwindigkeit ist senkrecht zum Druckgradienten und zum Magnetfeld orientiert. Diese Drift hängt vom Vorzeichen der Ladung  $q$  ab und bedingt daher eine Ladungstrennung und führt somit zu elektrischen Strömen. Zur Vereinfachung wird häufig ein isothermes Plasma angenommen, so dass  $\nabla p = k_B T_j \nabla n_j$  gilt. In Abb. 2.1a ist ihr Mechanismus veranschaulicht. Dichtegradient und Magnetfeld sind senkrecht zueinander orientiert. Dementsprechend gyrieren in dem dichteren Teil des Volumenelements mehr Ladungsträger um die Magnetfeldlinien als in dem weniger dichten Teil. Folglich ergibt sich eine aufwärts gerichtete Flüssigkeitsdrift senkrecht zu  $\nabla n$  und  $\mathbf{B}$ .

### Polarisationsdrift

Der letzte Term in Gl. (2.3) beschreibt die *Polarisationsdrift* mit der Geschwindigkeit

$$\mathbf{v}_{\text{pol},j} = \frac{m_j}{q_j B_0^2} \dot{\mathbf{E}}. \quad (2.6)$$

Sie verursacht ebenfalls eine Ladungstrennung und hängt vom Verhältnis  $m_j/q_j$  ab, womit sie für Elektronen zu vernachlässigen ist. Während die zuvor beschriebenen Driften auf



**Abbildung 2.1:** Driften in magnetisierten Plasmen – a) Das Plasma ist radial inhomogen. In dem dichteren Teil des Volumenelements kreisen mehr Elektronen um die Magnetfeldlinie als in dem weniger dichten. Die Folge ist eine Drift der Elektronen senkrecht zu  $\nabla n_0$  und  $\mathbf{B}$ . b) Die Polarisationsdrift und der Larmorradius-Effekt beruhen beide auf einer Variation des elektrischen Feldes. Für ein Elektron oder Ion ist es dabei nebensächlich, ob die Variation des elektrischen Feldes zeitabhängig (Polarisationsdrift) oder raumabhängig (FLR) ist. Die Konsequenz ist in beiden Fällen eine Drift.

inhomogenen Feldern ( $\nabla\Phi$ ,  $\nabla n$ ) basieren, können auch zeitliche Änderungen der Felder Driftbewegungen auslösen. Die Polarisationsdrift kann als eine Korrektur der  $E \times B$ -Drift bezeichnet werden, falls das elektrische Feld eine Zeitabhängigkeit aufweist. In Abb. 2.1b ist ihr Mechanismus skizziert. Das elektrische Feld ist senkrecht zum Magnetfeld orientiert. In Gegenwart eines zeitabhängigen elektrischen Feldes  $E$  ändert sich mit der Geschwindigkeit des Ions der Larmor-Radius  $r_{c,j}$ . Somit zeigt die Polarisationsdrift zur sich ändernden Komponente von  $\mathbf{E}$ . Das Führungszentrum driftet in  $x$ -Richtung. In erster Linie werden die Strömung und Driften der Elektronen und Ionen senkrecht zum Magnetfeld durch elektrische Felder und Druckgradienten verursacht.

### Larmorradius Effekt

Eng mit der Polarisationsdrift verwandt ist der *Larmorradius Effekt* (finite Larmorradius effect, FLR). Während die Polarisationsdrift auf der zeitlichen Variation des elektrischen Feldes beruht, bedingt die räumliche Variation des elektrischen Feldes  $E$  den FLR. Eine anschauliche Erklärung ergibt sich wieder aus Abb. 2.1b. In diesem Fall ist das elektrische Feld eine Funktion des Ortes  $x$  und ist wiederum senkrecht zu  $B$  orientiert. Das mittlere elektrische Feld, das das Teilchen während einer Kreisbahn „sieht“, ist kleiner als das Feld am Ort des Führungszentrums. Am offensichtlichsten ist das, wenn das Führungszentrum an einem Feldmaximum liegt. Auf seiner Bahn spürt das Teilchen dann bis auf zwei Punkte immer ein kleineres Feld. Diese Korrektur ist hauptsächlich für Ionen wichtig. In Richtung parallel zum elektrischen Feld tritt keine Modifikation auf. Wie in einem konstanten Feld gibt es nur die Drift senkrecht zum Magnetfeld.

## 2.3 Dispersionsrelation der Driftwelle in kartesischen Koordinaten

Um ein Verständnis von den physikalischen Vorgängen der Driftwelle entwickeln zu können, wird in diesem Kapitel die üblicherweise zylindrische Geometrie der Laborplasmen durch ein kartesisches Koordinatensystem (*local slab*-Modell, LSM) ersetzt, d. h.

$$r \longrightarrow x, \quad \varphi r \longrightarrow y, \quad z \longrightarrow z. \quad (2.7)$$

### Annahmen

Die folgenden Annahmen und Vereinfachungen nach Ref.[Che65b, Ell80] gelten für die stabile Driftwelle und mit einigen Änderungen auch für die instabile Driftwelle:

- Die Driftwellenfrequenz ist gering:  $\omega_{dw} \ll \omega_{c,+} \ll \omega_{c,e}$ . Die Driftwelle propagiert nicht, wenn die Ionendynamik parallel zum Magnetfeld die Störung ausgleichen kann. Zusätzlich wird die Trägheit der Elektronen vernachlässigt und quasineutrale Fluktuationen, d. h.  $\tilde{n}_e = \tilde{n}_+$ , angenommen.
- Das homogene Magnetfeld in  $z$ -Richtung ist von ausreichender Stärke, so dass sowohl Ionen als auch Elektronen magnetisiert sind: Der Hallparameter  $H_j = \omega_{c,j}/\nu_{jn}$  beschreibt die Stoßfrequenz  $\nu_{j,n}$  zwischen den Ladungsträgern und Neutralgasteilchen

im Verhältnis zur Gyrationfrequenz. Für  $H_j > 1$  werden die Teilchen als magnetisiert bezeichnet. In diesem Fall können die Elektronen und Ionen eine vollständige Gyrationbewegungen zwischen einem Stoß ausführen. Die Bewegungen senkrecht zum Magnetfeld werden dann nicht mehr durch die mittlere freie Weglänge sondern durch den Larmor-Radius beschränkt.

- Die Gleichgewichts-Plasmadichte variiert senkrecht zum Magnetfeld. Gleichwohl wird eine Homogenität der Plasmasäule über die gesamte Länge vorausgesetzt.
- Das Plasma trägt einen Strom mit der Dichte  $j = env_{\parallel}$  entlang des Magnetfeldes, der von der Drift der Elektronen mit einer Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  in  $z$ -Richtung beschrieben wird.
- Die Phasengeschwindigkeit der Welle parallel zu  $\mathbf{B}$  erfüllt die Bedingung  $\omega/k_{\parallel} \gg C_s$  mit der Ionenschallgeschwindigkeit  $C_s = (k_B T_e / m_+)^{1/2}$ . Somit kann die Ionenbewegung parallel zu  $\mathbf{B}$  vernachlässigt werden.
- Die Ionen sind kalt:  $T_+ = 0$ .
- Der Elektronendruck ist im Vergleich zum magnetischen Druck gering, d. h.  $\beta = p_e / p_{\text{mag}} = 2\mu_0 n k_B T_e / B^2 \ll 1$  ( $\mu_0$  ist die magnetische Feldkonstante). Die Fluktuationen sind dementsprechend elektrostatisch:  $\mathbf{E} = -\nabla\Phi_p$ .

Weiter werden nur kleine lineare Störungen der Dichte und des Potentials angenommen:

$$n = \bar{n} + \tilde{n} \tag{2.8}$$

$$\Phi = \bar{\Phi} + \tilde{\Phi} \tag{2.9}$$

Die Störungen sind von einem Gleichgewichtszustand <sup>1</sup> überlagert, die klein sind verglichen mit dem Gleichgewicht. Die Störung selbst wird durch eine ebene, harmonische und monochromatische Welle

$$\tilde{n}, \tilde{\Phi} \propto \exp \left[ i \left( k_y y + k_{\parallel} z - \omega t \right) \right] \tag{2.10}$$

beschrieben. Die Ausbreitungsrichtung der Welle wird durch den Wellenvektor  $k_{y,\parallel} = 2\pi/\lambda_{y,\parallel}$  mit der Wellenlänge  $\lambda_{y,\parallel}$  charakterisiert. Störungen in  $z$ -Richtung werden dabei als klein angenommen, so dass  $k_y \gg k_{\parallel}$  gilt.

Da von einem Gleichgewichtszustand ausgegangen wird, werden die Impuls-Transportgleichung und die Kontinuitätsgleichung nur in ihrer linearisierten Form benötigt. Bei Vernachlässigung quadratischer Terme und der Anwendung der Fourier-Transformation ( $\nabla \rightarrow ik, \partial/\partial t \rightarrow -i\omega$ ) ergibt sich für die linearisierte Impuls-Transportgleichung

$$-i\omega \tilde{\rho}_m \tilde{\mathbf{v}} = \bar{\rho} \left( \tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{v}} \times \mathbf{B} \right) + \tilde{\rho} \bar{\mathbf{E}} - ik \tilde{p}, \tag{2.11}$$

---

<sup>1</sup> Gleichgewichte werden in dieser Arbeit mit dem Index 0 oder  $\bar{\phantom{x}}$  bezeichnet, Störungen mit dem Index 1 oder  $\tilde{\phantom{x}}$ .



und für die linearisierte Kontinuitätsgleichung

$$-i\omega\tilde{\rho}_m + (\tilde{\mathbf{v}}\nabla)\bar{\rho}_m + i\bar{\rho}_m(\mathbf{k}\tilde{\mathbf{v}}) = 0. \quad (2.12)$$

Mit der Annahme einer kleinen Störung lassen sich Gl. (2.11) und Gl. (2.12) für Elektronen und Ionen in eine Dispersionsrelation  $D = \omega(k)$  überführen, die angibt, bei welcher Kombination von  $\omega$  und  $k$  eine Propagation einer Welle überhaupt möglich ist.

### 2.3.1 Dispersionsrelation der stabilen Driftwelle

Die zentrale Rolle bei der Beschreibung des Entstehungsmechanismus einer Driftwelle spielt die *Boltzmann-Relation*. Zunächst sollen Stöße vernachlässigt werden. In Abb. 2.2a zeigt der Dichtegradient in negative  $x$ -Richtung, während das homogene Magnetfeld  $B_0$  in  $z$ -Richtung verläuft. Dichtegradient und Magnetfeld sind dementsprechend senkrecht zueinander orientiert. Die Störung (2.10) breitet sich entlang des Magnetfeldes aus. Die Elektronen bewegen sich parallel zu diesem und gleichen die Störung gemäß der parallelen Impuls-Transportgleichung (2.1)

$$m_e \left( \frac{\partial v_{e,\parallel}}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) v_{e,\parallel} \right) = e \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{1}{n_e} \frac{\partial p_e}{\partial z} \quad (2.13)$$

aus. Die Trägheit der Elektronen wird dabei vernachlässigt, so dass die linke Seite von Gl. (2.13) Null wird. In der Driftwellentheorie werden solche Elektronen häufig als adiabatisch bezeichnet. Für isotherme Elektronen  $\partial p_e / \partial z = k_B \bar{T}_e \partial \tilde{n}_e / \partial z$  gilt dann:

$$e \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial z} - \frac{k_B \bar{T}_e}{\bar{n}_e} \frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial z} = 0. \quad (2.14)$$

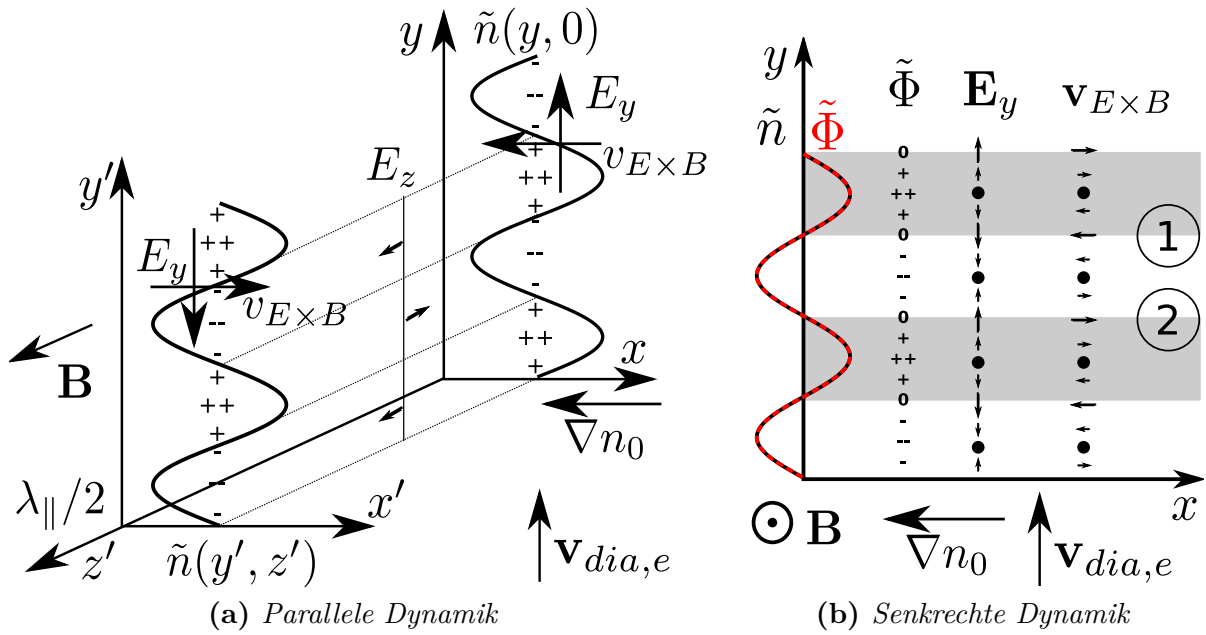
Integriert ergibt Gl. (2.14) die *Boltzmann-Relation*

$$\frac{\tilde{n}_e}{\bar{n}_e} = \exp \left( \frac{e\tilde{\Phi}}{k_B \bar{T}_e} \right). \quad (2.15)$$

Sie verbindet Dichte- und Potentialstörungen. An Orten positiver Dichtestörung entsteht eine positive Potentialstörung, da die Elektronen instantan dem Druckgradienten folgen und die trägeren positiven Ionen zurücklassen (siehe Abb. 2.2a). Dabei baut sich ein ambipolares elektrisches Gegenfeld auf, welches die Ionen hinterherzieht (für Details siehe Kap. 2.6.1). Die exponentielle Gewichtung der Boltzmann-Relation resultiert aus der Maxwell-Verteilung der thermischen Elektronengeschwindigkeit. Durch Darstellung der exp-Funktion aus Gl.(2.15) als Taylorreihe ergibt sich folgender linearer Zusammenhang

$$\frac{\tilde{n}_e}{\bar{n}_e} = \frac{e\tilde{\Phi}}{k_B \bar{T}_e}, \quad (2.16)$$

so dass Dichte- und Potentialfluktuationen direkt linear miteinander koppeln. Aus der linearisierten Boltzmann-Relation (2.16) folgt, dass die Phasendifferenz zwischen Dichte- und Potentialstörung Null ist.



**Abbildung 2.2:** Die stabile Driftwelle und ihre bildliche Beschreibung – a) In dem kartesischen Koordinatensystem ist das Magnetfeld in  $z$ -Richtung orientiert. Der Dichtegradient  $\nabla n_0$  zeigt in negative  $x$ -Richtung und steht senkrecht auf  $\mathbf{B}$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen der konstanten Dichte (Isodensiten) an den Positionen  $z = 0$  und  $z = \lambda_{\parallel}/2$ . Die Potentialstörung (+ und – Zeichen) folgt aus der linearisierten Boltzmann-Relation (2.16). Das ambipolare Feld bewegt die Elektronen instantan zwischen Wellenberg und Wellental. Die axiale Phasenverschiebung zwischen  $z = 0$  und  $z = \lambda_{\parallel}/2$  beträgt  $\pi$ ; b) In der  $x - y$ -Ebene sind positive und negative Dichtestörungen grau und weiß unterlegt. Aufgrund von Gl. (2.16) schwingen Dichte- und Potentialstörung (rote Kurve) phasengleich. Die Pfeile symbolisieren Richtung und Betrag des elektrischen Feldes  $E_y$  und der  $E \times B$ -Geschwindigkeit. Diese stehen senkrecht aufeinander und rufen die  $E \times B$ -Drift hervor. An Position ① ist  $v_{E \times B}$  minimal, während die Dichtestörung Null ist. Ebenso verhält es sich an Position ②, bei der  $v_{E \times B}$  maximal ist. Diese Phasendifferenz zwischen Dichtestörung und  $E \times B$ -Geschwindigkeit von  $\pi/2$  verschiebt die Dichtestörung in positive  $y$ -Richtung. Dies entspricht der Orientierung der elektronen-diamagnetischen Geschwindigkeit.

### Ausbreitungsrichtung der Driftwelle

In Abb. 2.2b ist der Mechanismus der Propagation der Driftwelle illustriert. Die Elektronen laden den Bereich niedriger Dichte negativ auf, während es im Bereich höherer Dichte einen Ionenüberschuss gibt, der diesen Bereich positiv auflädt. Die durch die Potentialstörung  $\tilde{\Phi}$  verursachte Ladungstrennung führt zu einem lokalen elektrischen Feld  $\tilde{\mathbf{E}} = -\nabla\tilde{\Phi}$ , welches senkrecht zum Magnetfeld gerichtet ist. Dies führt zu einer durch die Lorentzkraft bedingte  $E \times B$ -Drift der Ionen und Elektronen in  $x$ -Richtung und damit parallel zum Dichtegradienten  $\nabla n$ . An Orten ungestörter Dichte ist die  $E \times B$ -Geschwindigkeit maximal (mit alternierenden Vorzeichen). Zeigt nun  $v_{E \times B}$  in Richtung des Dichtegradienten (Position ①), so wird Plasma geringer Dichte in Regionen höherer Dichte transportiert und bildet eine positive Dichtestörung. Ist  $v_{E \times B}$  gegenläufig zum Dichtegradienten orientiert (Position ②), wird Plasma höherer Dichte in Regionen niedriger Dichte transportiert

und produziert eine negative Dichtestörung. Dies bewirkt eine Oszillation des Plasmas in  $x$ -Richtung und eine Ausbreitung in positive  $y$ -Richtung. Die anfängliche Dichtestörung breitet sich daher in Richtung der elektronen-diamagnetischen Driftgeschwindigkeit aus. Die treibende „Kraft“ der Driftwelle ist der Dichtegradient.

Allerdings ist diese Beschreibung der Driftwelle nur zulässig, solange die anfängliche Dichtestörung eine endliche parallele Wellenlänge besitzt. Die adiabatischen Elektronen verlassen den Bereich der positiven Dichtestörung und bewegen sich instantan entlang des Magnetfeldes in  $z$ -Richtung zwischen Wellenberg und Wellental (Abb. 2.2a). Sie erzeugen dadurch auch eine axiale Ladungstrennung. Solange diese sogenannte *Elektronen-Antwort* (electron response) schnell erfolgt, ist die Driftwelle stabil und die Kreuzphase  $\delta(\tilde{n}_e, \tilde{\Phi})$  zwischen Dichte- und Potentialstörung Null.

### Ausbreitungsgeschwindigkeit der Driftwelle

Nachdem gezeigt wurde, dass die Propagationsrichtung der Driftwelle der diamagnetischen Drift entspricht, stellt sich die Frage, wie groß die Phasengeschwindigkeit der anfänglichen Dichtestörung ist. Die linearisierte Kontinuitätsgleichung (2.2) für Ionen ergibt unter Vernachlässigung ihrer Polarisationsdrift und parallelen Bewegung [Wei00]:

$$\frac{\partial \tilde{n}_+}{\partial t} + v_{E \times B, x} \frac{\partial \tilde{n}_+}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

Zusätzlich wird die Ionenflüssigkeit als inkompressibel vorausgesetzt, d. h.  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ . Durch Darstellung der  $E \times B$ -Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung als

$$v_{E \times B, x} = -\frac{1}{B_0} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial y} \quad (2.18)$$

mit  $v_{E \times B, x} = |\mathbf{v}_{E \times B}|$  ergibt sich für Gl. (2.17)

$$\frac{1}{\tilde{n}_+} \frac{\partial \tilde{n}_+}{\partial t} - \frac{L_{\perp}^{-1}}{B_0} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial y} = 0. \quad (2.19)$$

Als neue Größe wird die inverse Gradientenlänge  $L_{\perp}^{-1} = (1/\tilde{n})(d\tilde{n}/dx)$  eingeführt.

Die Quasineutralität ( $n_e = n_+$ ) ergibt zusammen mit der Boltzmann-Relation (2.16) die Dynamik der Potentialstörung entlang der  $y$ -Richtung

$$\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} - \frac{k_B \bar{T}_e}{L_{\perp} e B_0} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial y} = 0. \quad (2.20)$$

Durch Einsetzen des Störungsansatzes (2.10) in Gl. (2.20) ergibt sich die lineare Dispersionsrelation

$$\frac{\omega_{dw}}{k_y} = -\frac{k_B \bar{T}_e}{L_{\perp} e B_0} = -v_{\text{dia}, e}. \quad (2.21)$$

Die azimutale Phasengeschwindigkeit der Driftwelle gleicht der elektronen-diamagnetischen Geschwindigkeit (2.5). Die stabile Elektronen-Driftwelle propagiert nicht nur azimutal in Richtung der diamagnetischen Geschwindigkeit, sondern besitzt auch deren Geschwindigkeit.

### 2.3.2 Auswirkung der Ionenträgheit

In diesem Kapitel wird das Verständnis der Driftwelle erweitert und die Auswirkungen der Ionendynamik auf die Störung diskutiert. Gleichung 2.17 beschreibt eine stark vereinfachte Version der Kontinuitätsgleichung (2.1), da der Einfluss der Ionendynamik bisher nicht berücksichtigt wurde. Die vereinfachte Kontinuitätsgleichung (2.17) wird um die Polarisationsdrift senkrecht zum Magnetfeld und der Ionenträgheit parallel zum Magnetfeld erweitert und lautet

$$\frac{\partial \tilde{n}_+}{\partial t} + v_{E \times B, x} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial x} + \tilde{n} \frac{\partial v_{\text{pol},+}}{\partial y} + \tilde{n} \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial z} = 0. \quad (2.22)$$

Für die Polarisationsdrift der Ionen  $v_{\text{pol},+} = m_+ \dot{E} / qB_0^2$  gilt unter Verwendung des Störungsansatzes (2.10) und der Fourier-Transformation sowie der Ionengyrationsfrequenz  $\omega_{c,+} = eB_0/m_+$

$$v_{\text{pol},+} = \frac{m_+}{qB_0^2} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = (-i\omega_{\text{dw}})(-ik_y \tilde{\Phi}) \frac{m_+}{qB_0^2} = -\frac{\omega_{\text{dw}} k_y e \tilde{\Phi}}{m_+ \omega_{c,+}^2}. \quad (2.23)$$

Die parallele Bewegungsgleichung der stoßfreien Ionen ist [Wei00]

$$\frac{\partial v_{\parallel,+}}{\partial t} = -\frac{e}{m_+} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial z} \quad (2.24)$$

und ergibt

$$v_{\parallel,+} = \frac{k_{\parallel} e \tilde{\Phi}}{\omega_{\text{dw}} m_+}. \quad (2.25)$$

Die Kontinuitätsgleichung der Ionen (2.22) ist mit der  $E \times B$ -Geschwindigkeit (2.18), der diamagnetischen Geschwindigkeit (2.21) und der Polarisationsgeschwindigkeit (2.23)

$$\frac{\tilde{n}_+}{\tilde{n}_+} \cdot \omega_{\text{dw}} = \frac{e \tilde{\Phi}}{k_B T_e} \cdot \underbrace{(k_y v_{\text{dia},e})}_{v_{\text{dia},e}} - k_y \cdot \underbrace{\left( \frac{\omega_{\text{dw}} k_y e \tilde{\Phi}}{m_+ \omega_{c,+}^2} \right)}_{v_{\text{pol},+}} + k_{\parallel} \cdot \underbrace{\frac{k_{\parallel} e \tilde{\Phi}}{\omega_{\text{dw}} k_B T_e} \cdot \overbrace{\left( \frac{k_B T_e}{m_+} \right)}^{C_s^2}}_{v_{\parallel,+}} \quad (2.26)$$

Unter Vernachlässigung von  $v_{\text{pol},+}$  und  $v_{\parallel,+}$  in Gl. (2.26) folgt aus dieser mit  $\omega_{\text{dw}} = \omega_{\text{dia},e}$  die bekannte Boltzmann-Relation (2.16). Offenkundig beeinflussen die Ionen durch die Polarisationsdrift die senkrechte und durch ihre Trägheit die parallele Dynamik der Driftwelle.

Durch Einsetzen der linearisierten Boltzmann-Relation (2.16) in Gl. (2.26) erhält man die Dispersionsrelation der Driftwelle

$$\omega_{\text{dw}}^2 \left( 1 + k_y^2 \rho_s^2 \right) - \omega_{\text{dw}} \omega_{\text{dia},e} - k_{\parallel}^2 C_s^2 = 0. \quad (2.27)$$

Der neu eingeführte Parameter  $\rho_s$  ist der effektive Ionengyroradius

$$\rho_s = \frac{C_s}{\omega_{c,+}} = \left( \frac{m_+ k_B T_e}{e^2 B_0^2} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

und beschreibt den um  $(T_e/T_+)^{1/2}$  erhöhten Ionenlarmorradius. An Gl. (2.27) erkennt man, dass die Dynamik der Ionen den Druckgradienten entlang der Feldlinie mit der Ionenschallgeschwindigkeit ausgleicht, d. h. die Driftwelle breitet sich axial mit  $C_s$  aus. Abbildung 2.3a illustriert die Dispersionsrelation der Driftwelle. Für kleine  $k_{\parallel}$  ist die Frequenz konstant (siehe Kurve II in Abb. 2.3a). Mit steigendem  $k_{\parallel}$  nähert sich der Dispersionszweig der Driftwelle asymptotisch dem der ionenakustischen Welle an (Kurve I). Die Kurve III ist die Dispersionsrelation der Ionen-Driftwelle.

Für kleine  $k_{\parallel}$  lässt sich die Ionenträgheit vernachlässigen und die Dispersionsrelation (2.27) vereinfacht sich zu

$$\omega_{\text{dw,e}} = 2\pi f_{\text{dw,e}} = \frac{k_y v_{\text{dia,e}}}{1 + k_y^2 \rho_s^2} = \frac{\omega_{\text{dia,e}}}{1 + k_y^2 \rho_s^2} = \frac{C_s k_y \rho_s}{L_{\perp} (1 + k_y^2 \rho_s^2)}. \quad (2.29)$$

Das ist die durch die Ionendynamik reduzierte Driftwellenfrequenz. Der dimensionslose Term  $k_y \rho_s$  ist invers proportional zu  $B_0$  und resultiert aus der Ionenpolarisationsdrift, die sich über den Larmorradius-Effekt (FLR, Finiten-Lamor-Radius) bemerkbar macht. Mit zunehmendem  $\rho_s$  respektive abnehmendem  $k_y$  sinkt die Driftwellenfrequenz.

In Abb. 2.3b ist die Dispersionsrelation (2.29) der Driftwelle dargestellt. Für  $k_y \rho_s < 1$  steigt die Frequenz linear mit  $k_y$  an und erreicht bei  $k_y \rho_s = 1$  ihr Maximum; mit zunehmendem  $k_y$  sinkt die Frequenz wieder.

### 2.3.3 Dispersionsrelation der instabilen Driftwelle

Solange sich die Elektronen frei entlang  $B_0$  bewegen können, gleichen sie die axiale Ladungstrennungen instantan aus und die Driftwelle bleibt stabil. Dies ist die Folgerung aus der linearisierten Boltzmann-Relation (2.16).

#### Das $i\delta$ -Modell

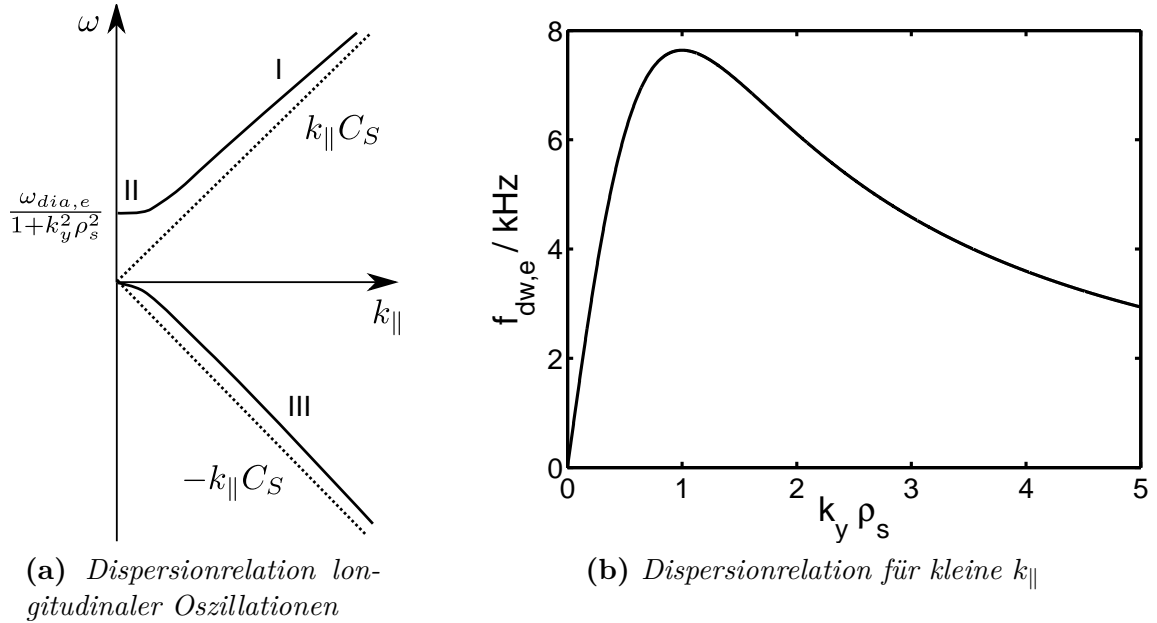
Allerdings kann die Bewegung der Elektronen parallel zum Magnetfeld eingeschränkt werden durch Elektronen-Neutralgas-Stöße in schwach ionisierten Plasmen, Coulomb-Stöße in vollionisierten Plasmen und Landau-Dämpfung in stoßfreien Plasmen. Diese Mechanismen können die Elektronen-Antwort verzögern, so dass die Boltzmann-Relation modifiziert werden muss. Dies wird durch das  $i\delta$ -Modell [Wei00]

$$\frac{\tilde{n}}{\bar{n}} = \frac{e\tilde{\Phi}}{k_B T_e} (1 - i\delta) \quad (2.30)$$

beschrieben. Dichte- und Potentialstörung schwingen nicht mehr phasengleich. Ersetzt man Gl. (2.16) durch Gl. (2.30) in der Herleitung von Gl. (2.21), so gilt

$$\omega_{\text{dw}} = \frac{k_y v_{\text{dia,e}}}{1 - i\delta} \approx k_y v_{\text{dia,e}} (1 + i\delta) \quad (2.31)$$

für  $\delta \ll 1$ . Da die Störungen (2.10) zeitabhängig sind ( $\exp(-i\omega t)$ ), folgt die Potentialstörung für  $\delta > 0$  der Dichtestörung nach. Die Driftwelle wird instabil.



**Abbildung 2.3:** a) Für kleine  $k_{\parallel}$  ist  $\omega$  konstant (Kurve II). Mit zunehmendem  $k_{\parallel}$  nähert sich die Driftwellenfrequenz asymptotisch der ionenakustischen Wellenfrequenz (Kurve I). Kurve III beschreibt den negativen Ast der Dispersionsrelation (2.27) (aus Ref.[Wei00]); b) Dispersionsrelation (2.29) der Driftwelle für kleine  $k_{\parallel}$  in einer Argon-Entladung. Die maximale Driftwellenfrequenz wird mit 8 kHz bei  $k_y \rho_s = 1$  erreicht. Parameter:  $L_{\perp} = 2.5$  cm,  $\rho_s = 2.0$  mm,  $T_e = 2.5$  eV,  $B = 0.5$  T.

### Destabilisierung durch Elektronen-Ionen-Stöße

Als Beispiel für die Entstehung einer instabilen Driftwelle wird die stoßbehaftete Driftwelle vorgestellt. Diese wird durch Elektronen-Ionen-Stöße mit der Stoßfrequenz  $\nu_{e,+}$  destabilisiert. Es wird angenommen, dass

$$\omega_{dw} \ll \nu_{e,+} \ll \omega_{c,+} \quad (2.32)$$

ist.

Die Kontinuitätsgleichung der Elektronen parallel zum Feld ist

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + v_{E \times B, x} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial x} + \tilde{n} \frac{\partial v_{\parallel, e}}{\partial z} = 0. \quad (2.33)$$

Eine Abschätzung der parallelen Geschwindigkeit der Elektronen unter Vernachlässigung der Elektronenträgheit ergibt

$$v_{\parallel, e} \approx \frac{ik_{\parallel} k_B \bar{T}_e}{m_e \nu_{e,+}} \left( \frac{e\tilde{\Phi}}{k_B \bar{T}_e} - \frac{\tilde{n}}{\bar{n}} \right) \quad (2.34)$$

Setzt man nun  $v_{\parallel, e}$  und den Störungsansatz (2.10) unter Anwendung der Fourier-Transformation in Gl. (2.33) ein, folgt [Wei00]

$$\frac{\tilde{n}}{\bar{n}} \approx \frac{e\tilde{\Phi}}{k_B T_e} \left( \frac{\omega_{dia, e} + ik_{\parallel}^2 D_{\parallel}}{\omega_{dw} + ik_{\parallel}^2 D_{\parallel}} \right). \quad (2.35)$$

Die axiale Stoßfrequenz  $\nu_{\parallel} = k_{\parallel}^2 D_{\parallel}$  resultiert aus dem Diffusionskoeffizient  $D_{\parallel} = k_B T_e / m_e \nu_{e,+}$ . Der Ausdruck in der Klammer von Gl. (2.35) vereinfacht sich mit  $\nu_{\parallel} \gg \omega_{dw}$ , da gilt:

$$\frac{\omega_{dia,e} + ik_{\parallel}^2 D_{\parallel}}{\omega_{dw} + ik_{\parallel}^2 D_{\parallel}} \cdot \frac{\omega_{dw} - ik_{\parallel}^2 D_{\parallel}}{\omega_{dw} - ik_{\parallel}^2 D_{\parallel}} = \underbrace{\frac{\nu_{\parallel}^2}{\nu_{\parallel}^2 + \omega_{dw}^2}}_{\rightarrow 1} + \underbrace{\frac{\omega_{dw} \omega_{dia,e}}{\nu_{\parallel}^2 + \omega_{dw}^2}}_{\rightarrow 0} + i \underbrace{\left( \frac{\nu_{\parallel} \omega_{dw}}{\nu_{\parallel}^2 + \omega_{dw}^2} - \frac{\nu_{\parallel} \omega_{dia,e}}{\nu_{\parallel}^2 + \omega_{dw}^2} \right)}_{\rightarrow \nu_{\parallel}^{-1} (\omega_{dw} - \omega_{dia,e})}$$

und führt zu

$$\frac{\tilde{n}}{\bar{n}} = \frac{e\tilde{\Phi}}{k_B T_e} \left[ 1 - i \underbrace{\nu_{\parallel}^{-1} (\omega_{dia,e} - \omega_{dw})}_{\delta} \right]. \quad (2.36)$$

Die Identifikation von  $\delta$  in Gl. (2.30) mit dem entsprechenden Ausdruck in Gl. (2.36) ergibt mit Gl. (2.31) die Schwellenbedingung zur Bildung einer Instabilität:  $\omega_{dw} < \omega_{dia,e}$ . Der Imaginärteil ist

$$\text{Im } \omega_I = \nu_{\parallel}^{-1} \omega_{dia,e} (\omega_{dia,e} - \omega_{dw}). \quad (2.37)$$

Allerdings beschreibt Gl. (2.37) die Instabilität nicht ausreichend, da nach Gl. (2.31)  $\text{Re } \omega_R = \omega_{dia,e}$  ist. Es bedarf zusätzlicher Effekte, eine Instabilität zu entwickeln.

Im Gegensatz zur parallelen Dynamik der Elektronen ist die der Ionen stark herabgesetzt ( $k_{\parallel} = 0$ ). Stellt man nun Gl. (2.26) dem Realteil von Gl. (2.36) gegenüber und vergleicht, folgt mit  $k_y^2 \rho_s^2 = k_y v_{pol,+} / \omega_{dw}$

$$\frac{\omega_{dia,e}}{\omega_{dw}} - k_y^2 \rho_s^2 = 1 - i \nu_{\parallel}^{-1} (\omega_{dia,e} - \omega_{dw}). \quad (2.38)$$

Weitere algebraische Umformungen führen zur Dispersionsrelation der instabilen Driftwelle

$$\omega_{dw} (1 + k_y^2 \rho_s^2) - i \omega_{dw} \nu_{\parallel}^{-1} (\omega_{dia,e} - \omega_{dw}) - \omega_{dia,e} = 0, \quad (2.39)$$

die mit  $\omega_{dw} = \omega_R + i\gamma$  ( $\gamma \ll \omega_R$ ) und der für das Experiment Dustwheel unkritischen Einschränkung  $\omega_{dw}, \omega_{dia,e} \ll \nu_{\parallel}$  die Frequenz

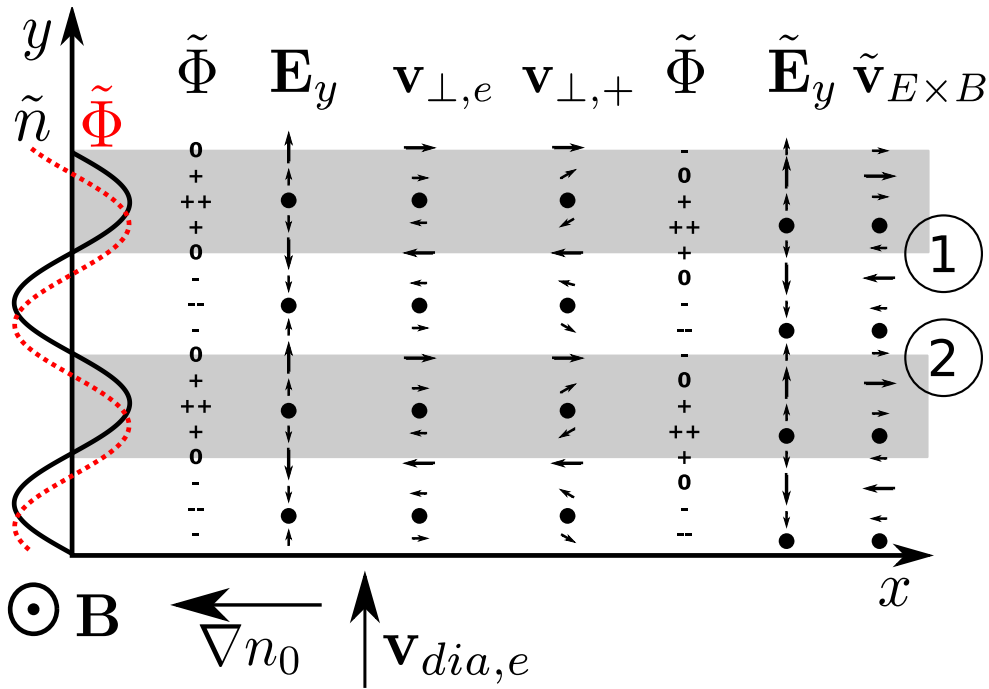
$$\omega_{dw} \approx \frac{\omega_{dia,e}}{1 + k_y^2 \rho_s^2} \quad (2.40)$$

ergibt. Diese gleicht der Frequenz der stabilen Driftwelle (2.29) und hängt nur von  $\omega_{dia,e}$  und  $k_y^2 \rho_s^2$  ab.

Die Anwachsrate der Driftwelleninstabilität ist [Wei00]

$$\gamma \approx \nu_{\parallel}^{-1} \omega_{dia,e}^2 k_y^2 \rho_s^2. \quad (2.41)$$

Da die Elektronen-Ionen-Stöße invers proportional zur axialen Stoßfrequenz ( $\nu_{e,+} \propto \nu_{\parallel}^{-1}$ ) sind, können mit zunehmendem  $\nu_{e,+}$  die Elektronen die Ladungstrennung entlang der Magnetfeldlinien nicht mehr instantan ausgleichen; die Anwachsrate  $\gamma$  steigt. Zwischen Dichte-



**Abbildung 2.4:** Die instabile Driftwelle und ihre bildliche Beschreibung – Der Einfluss der Ionenträgheit  $k_y^2 \rho_s^2$  ändert die Driftrichtung der Ionen senkrecht zum Magnetfeld. Die Driftrichtung der Ionen ist nicht parallel zum Dichtegradienten orientiert. Dies verursacht eine Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialstörung (siehe  $\tilde{\Phi}$  und  $\tilde{E}_y$  auf der rechten Seite). An den Positionen ① und ② ist die  $E \times B$ -Geschwindigkeit nicht maximal und minimal wie in Abb. 2.2b. Die Welle wird instabil.

und Potentialstörung baut sich eine Phasenverschiebung auf, in der die Potentialstörung der Dichtestörung zeitlich nachfolgt.

Ein weiterer destabilisierender Effekt, eng verbunden mit den Elektronen-Ionen-Stößen, ist die Größe von  $\lambda_{\parallel}$ . Die parallele Wellenlänge ist invers proportional zur Quadratwurzel der axialen Stoßfrequenz, d. h.  $\lambda_{\parallel} = 2\pi/k_{\parallel} \propto \nu_{\parallel}^{-1/2}$ . Dies folgt aus Gl. (2.41), in der die Anwachsrate  $\gamma$  invers proportional zur axialen Stoßfrequenz  $\nu_{\parallel} = k_{\parallel}^2 D_{\parallel}$  ist und diese wiederum invers proportional zum Quadrat der Wellenlänge. Bei kleinen parallelen Wellenlängen kann eine Ladungstrennung durch die Elektronenbewegung entlang der Magnetfeldlinien ausgeglichen werden. Für große parallele Wellenlängen gelingt es den Elektronen allerdings nur unvollständig, sich während einer halben Schwingungsperiode über  $\lambda_{\parallel}/2$  zu bewegen. Auch dieser Effekt ruft eine Phasenverschiebung hervor (siehe Abb. 2.2a).

Weiter verursacht die Ionenträgheit  $k_y^2 \rho_s^2$  eine abweichende Teilchendrift für Elektronen und Ionen in der  $x$ - $y$ -Ebene wie dies in Abb. 2.4 skizziert ist. Die Driftrichtung der Ionen ist nicht wie die der Elektronen parallel zum Dichtegradienten orientiert. Dies führt zu einer Ladungstrennung parallel zum Magnetfeld (siehe Kap. 2.3.2). Das Maximum der  $E \times B$ -Drift fällt zeitlich nicht mehr mit  $\tilde{n} = 0$  zusammen.



## 2.4 Dispersionsrelation der Driftwelle in Zylinderkoordinaten

Bei der Untersuchung der stromgetriebenen Driftwelle [Ell74, Yam78, Ell80] zeigte sich, dass das einfache *local slab*-Modell (LSM) aus Ref. [Che65b] nicht mehr zur Beschreibung der beobachteten Phänomene ausreichte. Auf der Basis des Modells in Ref. [Che67] wurde in Ref. [Ell79] ein Modell in Zylinderkoordinaten entwickelt. Das Zylindermodell berücksichtigt

- beliebige radiale Gleichgewichte  $\bar{n}(r), \bar{\Phi}(r)$ ,
- Elektronen-Neutralgas-Stöße  $\nu_{e,n}$ ,
- Ionen-Neutralgas-Stöße  $\nu_{+,n}$ ,
- begrenzte parallele Wellenlänge  $\lambda_{\parallel}$ ,
- konstante axiale Elektronendrift  $v_{\parallel}$ ,

und stimmt mit experimentellen Beobachtungen gut überein [Ell79, Ell80, Mar80, Kau90].

Im Unterschied zu dem Störungsansatz (2.10) des LS-Modells können Störungen in Experimenten mit zylindrischer Geometrie neben einer radialen auch eine azimutale Abhängigkeit besitzen. Die radiale Abhängigkeit in einer zylindrischen Plasmasäule wird durch die radiale Amplitudenfunktion  $\Psi(r)$  beschrieben. Die Anschlussbedingung für  $\Psi(r)$  in azimutaler ( $\varphi$ -Richtung in Zylinderkoordinaten) wird durch die Einführung einer Modenzahl  $m$  berücksichtigt, die ein Maß für die Anzahl von Wellenzyklen auf einem Kreis mit dem Umfang  $\lambda_{\perp} = 2\pi r_m/m$  beschreibt. Die Radialkoordinate  $r_m$  ist definiert als der Abstand zwischen Koordinatenursprung und dem Maximum der Störung.

Folglich besitzen kleine lineare Störungen folgende funktionelle Abhängigkeit:

$$\tilde{n}, \tilde{\Phi} \propto \Psi(r) \exp \left[ i \left( k_{\parallel} z + m\varphi - \omega t \right) \right]. \quad (2.42)$$

### 2.4.1 Full-Numeric-Model

Die Linearisierung der Impuls-Transport- und Kontinuitätsgleichung (Gl. (2.1) und Gl. (2.2)) für die Elektronen- und Ionenflüssigkeit lassen sich mit den Annahmen aus Kap. 2.3 zu einer differentiellen Dispersionsrelation zusammensetzen [Ell79, Ell80]

$$\frac{d^2\Psi(r)}{dr^2} + \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{n(r)} \frac{dn(r)}{dr} \right) \frac{d\Psi(r)}{dr} + \left( Q(r) - \frac{m^2}{r^2} \right) \Psi(r) = 0, \quad (2.43)$$

die auch als *full numeric model* (FNM) bezeichnet wird. Es handelt sich um eine homogene Differentialgleichung zweiter Ordnung. Hierbei ist

$$Q(r) = \frac{1}{(\omega_{dw} + i\nu_{+n}) \rho_s^2} \left( \omega^*(r) - \frac{\omega_{dw} (\omega^*(r) + i\nu_{\parallel})}{\omega_{dw} - \omega_1 + i\nu_{\parallel}} \right) \quad (2.44)$$

eine komplexe Funktion von  $r$  mit

$$\omega^*(r) = \frac{m}{r} v_{\text{dia},e}, \quad \omega_1 = k_{\parallel} v_{\parallel} = k_{\parallel} \frac{e}{m_e \nu_{e,n}} \frac{d\Phi_{\parallel}}{dz}, \quad \nu_{\parallel} = \frac{k_{\parallel}^2 k_B T_e}{m_e \nu_{e,n}}. \quad (2.45)$$

$\omega^*$  ist die modenabhängige diamagnetische Driftfrequenz,  $\omega_1$  die Frequenz der axialen Wellenausbreitung und  $\nu_{\parallel}$  der axiale Diffusionsterm. Die Werte des Parameters  $Q(r)$  sind die Eigenwerte, die zugehörigen Lösungen  $\Psi(r)$  seine Eigenfunktionen mit  $\Psi(r) = e\tilde{\Phi}(r)/(k_B T_e)$ .

Für beliebige Dichteprofile lässt sich Gl. (2.43) als sogenanntes Randwertproblem lösen, bei dem die gesuchte Lösung in den Endpunkten des Intervalls den vorgegebenen Bedingungen der unabhängigen Variablen genügen muss. Als Randbedingung zur Lösung der Differentialgleichung werden  $\Psi(r = \epsilon) = \Psi(r = a) = 0$  gewählt, wobei  $a$  der Position des Plasmarands entspricht und  $\epsilon$  eine kleine Zahl nahe Null ist, um die Singularität von  $1/r$  und  $1/r^2$  in Gl. (2.43) zu vermeiden. Die numerische Integration des Eigenwertproblems (2.43) mit einem impliziten Runge-Kutta-Verfahren liefert die radiale Eigenfunktion  $\Psi(r) = \Psi_R(r) + i\Psi_I(r)$ , die dann zusammen mit den komplexen Eigenwerten  $\omega_{\text{dw}} = \omega_R + i\omega_I$  aus  $Q(r)$  den Randbedingungen entsprechen müssen.

In Abb. 2.5a ist für ein beliebiges Dichteprofil exemplarisch die Eigenfunktion  $\Psi(\gamma) = 5\gamma \exp(-\gamma^2/0.3) + i2\gamma \exp(-\gamma^2/0.1)$ <sup>1</sup> über den normierten Radius  $\gamma = r/a$  aufgetragen. Abbildung 2.5b stellt mit Gl. (2.42) die daraus resultierende azimutale Struktur in der  $r - \varphi$ -Ebene für eine  $m = 2$  Mode dar. Die Dichtefluktuation ist farbcodiert (maximale positive Amplitude gelb, maximale negative Amplitude blau) dargestellt. Die azimutale Modenstruktur verformt sich, wenn  $\Psi(r)$  komplex ist. Diese Verformung wird als Scherung bezeichnet.

## 2.4.2 Gauß-Numeric-Model

Allerdings lässt sich Gl. (2.43) für den Fall eines gauß-förmigen oder normalverteilten Dichteprofiles

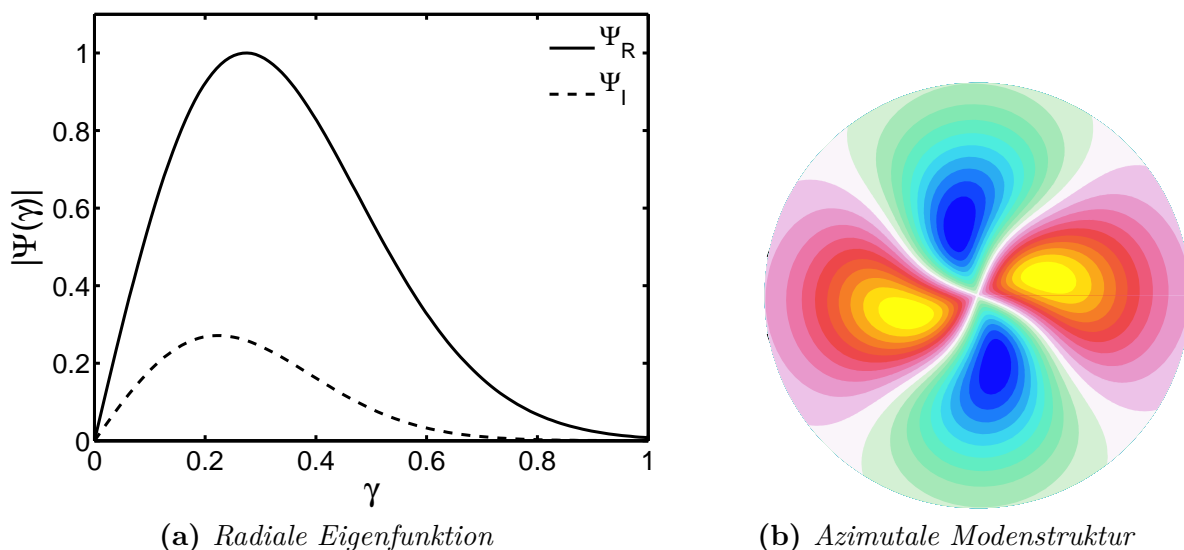
$$n(r) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.46)$$

wie es im Experiment Dustwheel vorliegt (siehe Kap. 5.2.2 auf S. 79), erheblich vereinfachen [Ell79]. Mit der auf den Radius normierten Längenskala in  $r$ -Richtung  $\gamma = r/a$  ( $a$  ist der Plasmarand) erhält man

$$\frac{d^2\Psi}{d\gamma^2} + \left(\frac{1}{\gamma} - a^2 \frac{\gamma}{\sigma^2}\right) \frac{d\Psi}{d\gamma} + \left(Qa^2 - \frac{m^2}{\gamma^2}\right) \Psi = 0 \quad \text{mit} \quad \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} = -\frac{r}{\sigma^2}. \quad (2.47)$$

Dies wird in Ref. [Ell79] als *Gauß numeric model* (GNM) bezeichnet. Die radiusunabhängige diamagnetische Elektronendriftfrequenz vereinfacht sich zu  $\omega^* = (m/\sigma^2)(k_B T_e/eB)$ , so dass auch  $Q$  unabhängig von  $r$  ist (siehe Gl. (2.44)). Die Standardabweichung  $\sigma$  ist ein Maß

<sup>1</sup> Um Verwechslungen auszuschließen, wird in dieser Arbeit der Punkt „.“ als Dezimaltrennzeichen verwendet



**Abbildung 2.5:** a) Beispielhafte normierte radiale Eigenfunktion  $|\Psi(\gamma)|$  für  $\Psi(\gamma) = 5\gamma \exp(-\gamma^2/0.3) + i2\gamma \exp(-\gamma^2/0.1)$ . b) Die resultierende Modenstruktur der Dichtefluktuation in der  $r - \varphi$ -Ebene ist farbcodiert dargestellt (positive Amplitude gelb, negative Amplitude blau). Deutlich sichtbar ist eine radiale Verformung der Struktur.

für die Breite der Normalverteilung und entspricht dem Ort der maximalen Fluktuation;  $\sigma$  entspricht der Radialkoordinate  $r_m$ , die den Ort der maximalen Störung definiert. Da  $Q$  zudem eine reelle Zahl ist, wird auch  $\Psi$  reell und die Integration vereinfacht sich gegenüber dem FNM erheblich.

Der Parameter  $S = Qa^2$  in Gl. (2.47) hängt dabei von der azimutalen Modenzahl  $m$ , dem Maximum des Plasmaradius  $a$  und dem damit verbundenen geometrischen Parameter

$$g = \frac{a^2}{\sigma^2} \quad (2.48)$$

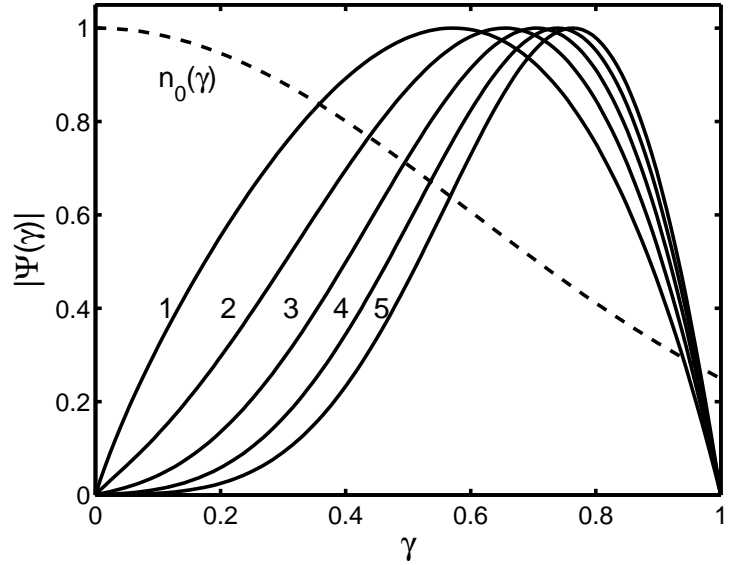
ab. Die Frequenzen und die Anwachsraten sind demnach wesentlich durch die Profilform  $g$  der Normalverteilung bestimmt, die ein Maß für das Absinken der Dichte zum Plasmarand beschreibt.

Aus der numerischen Lösung der Differentialgleichung (2.47) erhält man die in Abb. 2.6 gezeigten radialen Eigenmoden  $\Psi(\gamma)$ . Die Maxima der Amplitudenfunktion lokalisieren sich für unterschiedliche Modenzahlen in der  $\nabla n$ -Region. Mit zunehmender Modenzahl verschieben sich die Fluktuationsmaxima weiter nach außen zum Plasmarand  $a$ , während die radiale Ausdehnung der Maxima abnimmt. Der Geometriefaktor der Normalverteilung ist  $g = 1.65$  für  $a = 4$  cm, d. h. die Dichte nimmt zum Rand hin um 80 % ab. Dies ist eine im Experiment Dustwheel experimentell bestätigte Größe (siehe Kap. 5.2.2). Die Eigenwerte  $S$  reichen von 10.7 ... 62.1 für  $m = 1 \dots 5$ .

Mit dem numerisch bestimmten  $Q$  ergibt sich die Dispersionsrelation der instabilen Driftwelle in Zylindergeometrie [Ell79] mit  $b = Q\rho_s^2$  zu:

$$b\omega_{\text{dw}}^2 + \omega_{\text{dw}} \left[ i\nu_{\parallel} (1 + b) + i\nu_{+,n} b - \omega_1 b \right] - \nu_{\parallel} (i\omega^* + b\nu_{+,n}) + \omega_1 (\omega^* - ib\nu_{+,n}) = 0. \quad (2.49)$$

**Abbildung 2.6:** Normierte radiale Amplitudenfunktion  $|\Psi(\gamma)|$  für unterschiedliche Modenzahlen – Mit wachsender Modenzahl  $m = 1 \dots 5$  verschiebt sich der Ort der maximalen Amplitude weiter zum Plasmarand. Die radiale Breite der Amplitudenfunktion nimmt mit steigender Modenzahl ab. Dies gilt für ein normalverteiltes Dichteprofil  $n_0(\gamma)$  (gestrichelte Linie). Nach Ref.[Ell79].



Die für das Experiment Dustwheel unkritische Einschränkung  $\omega_{\text{dia,e}}, \omega_{\text{dw}}, \omega_1 \ll \nu_{\parallel}$  ergibt für den Realteil

$$\omega_{\text{R}} \equiv \text{Re} \omega_{\text{dw}} = \frac{\omega^*}{1+b} = \frac{m}{\sigma^2} \frac{k_{\text{B}} T_{\text{e}}}{e B_0 (1+b)}. \quad (2.50)$$

Die Frequenz der Driftmoden hängt dementsprechend nur von  $\omega^*$  und  $b$  ab. Folglich unterscheidet sich Gleichung (2.50) von Gl. (2.40) des LSM nur durch den Eigenwert  $Q$ , der dem Wellenvektor  $k_y^2$  entspricht und  $\omega^*(r) = (m/r)v_{\text{dia,e}}$ .

Im Unterschied zu Gl. (2.39) ist die Dispersionsrelation (2.49) um Ionen-Neutralgas-Stöße und eine axiale Elektronendrift erweitert, so dass für die Anwachsrate gilt:

$$\omega_{\text{I}} \equiv \text{Im}(\omega_{\text{dw}}) = \underbrace{\frac{\omega_{\text{dia,e}}}{\nu_{\parallel}(1+b)} \left( \frac{\omega_{\text{dia,e}}}{(1+b)^2} + \omega_1 \right)}_{\text{destabilisierend}} - \underbrace{\frac{b}{1+b} \nu_{+,n}}_{\text{stabilisierend}}. \quad (2.51)$$

Eine negative Anwachsrate  $\omega_{\text{I}} < 0$  dämpft die Driftwelle, während eine positive Anwachsrate  $\omega_{\text{I}} > 0$  die lineare Instabilität der Driftwelle exponentiell anwachsen lässt.

In Gl. (2.51) stellen die Ionen-Neutralgas-Stöße  $\nu_{+,n}$  den einzigen stabilisierenden Einfluss auf die Driftwelle dar, da sie die Anwachsrate reduziert. Destabilisierend sind Elektronen-Neutralgas-Stöße ( $\nu_{\text{e,n}} \propto \nu_{\parallel}^{-1}$ ), längere parallele Wellenlängen ( $\lambda_{\parallel} \propto \nu_{\parallel}^{-1/2}$ ) sowie eine axiale Elektronendrift  $v_{\parallel}$  [Hen68]. In Ref.[Mar86] konnte zudem gezeigt werden, dass ein axialer Strom die  $E \times B$ -Rotation der Plasmasäule modifiziert und sich destabilisierend auf die Driftwelle auswirkt. Im Experiment Dustwheel (siehe Kap. 3.2 und Kap. 5.2.1) wird eben diese axiale Elektronendrift zur gezielten Anregung und Destabilisierung der Driftwelle genutzt.

Der Übergang der stabilen Driftwelle in die Instabilität kann als Konkurrenz der stabilisierenden und destabilisierenden Prozesse angesehen werden. Die Driftwelle wird instabil, sobald die destabilisierenden Effekte der Elektronen-Neutralgas-Stöße, des axialen Stroms und die Rotation der Plasmasäule die stabilisierende Wirkung der Ionen-Neutralgas-Stöße übertreffen.

## Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialstörung

In Kap. 2.3.3 wurde das  $i\delta$ -Modell vorgestellt, das eine Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialstörung bewirkt. Im Zylindermodell ist die Phasenverschiebung unter Berücksichtigung einer axialen Elektronendrift und Stoßfrequenz folgendermaßen gegeben [Ell79]:

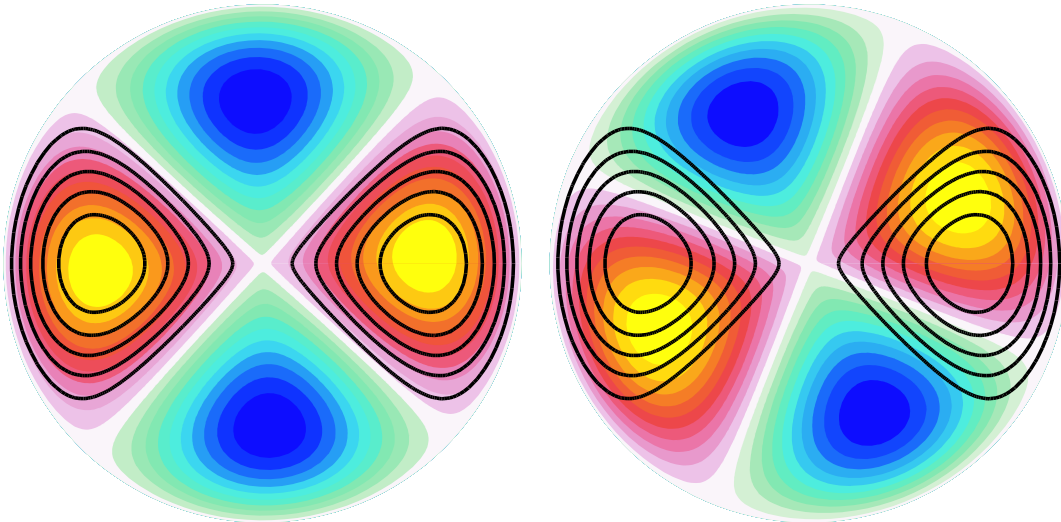
$$\frac{\tilde{n}(r)}{\bar{n}(r)} = \Psi(r) \frac{\omega^* + i\nu_{\parallel}}{\omega_{\text{dw}} - \omega_1 + i\nu_{\parallel}} = \frac{e\tilde{\Phi}}{k_{\text{B}}T_e} \cdot \frac{\omega^* + i\nu_{\parallel}}{\omega_{\text{dw}} - \omega_1 + i\nu_{\parallel}}. \quad (2.52)$$

Mit dem Störungsansatz (2.42) gilt für die Potentialstörung zum Zeitpunkt  $t$  an der axialen Position  $z$

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}(r, \varphi, z, t) &= \Psi(r) \exp \left[ i \left( k_{\parallel} z + m\varphi - \omega t \right) \right] \\ &= [\Psi_{\text{R}}(r) + i\Psi_{\text{I}}(r)] [\cos(m\varphi) + i \sin(m\varphi)] \cdot \exp \left[ i \left( k_{\parallel} z - \omega t \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Setzt man nun  $\tilde{\Phi}(r, \varphi, z, t)$  in Gl. (2.52) ein, ergibt sich die Phasenverschiebung  $\delta(\tilde{n}, \tilde{\Phi})$ .

In Abb. 2.7 sind die azimuthalen Dichte- und Potentialstörungen für eine  $m = 2$  Mode dargestellt. Die positive Potentialstörung ist mit den Konturlinien kenntlich gemacht. Beispielfhaft wurde  $v_{\parallel} = 0.1 \cdot v_{\text{th},e}$  gewählt. Während in Abb. 2.7a die Phasenverschiebung mit  $2.8^\circ$  bei  $\lambda_{\parallel} = 1.2 \text{ m}$  gering ist, nimmt sie in Abb. 2.7b auf  $21^\circ$  bei  $\lambda_{\parallel} = 12 \text{ m}$  zu. Die Potentialstörung folgt der Dichtestörung zeitlich nach. Dies ist die Folge der verzögerten axialen Elektronen-Antwort.



(a) Azimutale Struktur bei  $\lambda_{\parallel} = 1.2 \text{ m}$       (b) Azimutale Struktur bei  $\lambda_{\parallel} = 12 \text{ m}$

**Abbildung 2.7:** a) Darstellung der azimuthalen Dichte- und Potentialstörung für  $\lambda = 1.2 \text{ m}$  und deren Phasenverschiebung von  $2.8^\circ$ . Die Konturlinien ergeben die positive Potentialstörung, während die Dichtestörung farbcodiert ist (gelb positive Störung, blau negative Störung). b) Die Phasendifferenz nimmt mit  $\lambda_{\parallel} = 12 \text{ m}$  auf  $21^\circ$  zu. Die Potentialstörung ist gegenüber der Dichtestörung zeitlich verzögert. Parameter:  $g = 1.65$ ,  $v_{\parallel} = 0.1 \cdot v_{\text{th},e}$ ,  $\nu_{e,n} = 3 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ .

## 2.5 Die Rayleigh-Taylor-Instabilität

In diesem Abschnitt soll eine weitere makroskopische niederfrequente Instabilität diskutiert werden, die in der  $\nabla p$ -Region eines magnetisierten Plasmas auftreten kann und phänomenologisch leicht mit der Driftwelle verwechselt wird. Dies ist die aus der Hydrodynamik bekannte *Rayleigh-Taylor-Instabilität* (RTI).

Unter der Annahme, dass sich eine schwere Flüssigkeit (z. B. Wasser) im Gravitationsfeld  $\mathbf{F}_g = -m\mathbf{g}\mathbf{e}_x$  mit der Schwerebeschleunigung  $g$  über eine leichte Flüssigkeit (z. B. Öl) schichtet, zerstört jede kleine Störung das instabile Gleichgewicht. Die Flüssigkeiten schichten sich um. Analog zu dieser Instabilität wird in der Plasmaphysik die Stabilität eines im Gravitationsfeld durch ein externes Magnetfeld schwebend gehaltenes Plasma betrachtet [Kru54, Lon56]. Unter der Wirkung der Gravitationskraft führen die Ionen eine  $g \times B$ -Drift mit der Geschwindigkeit

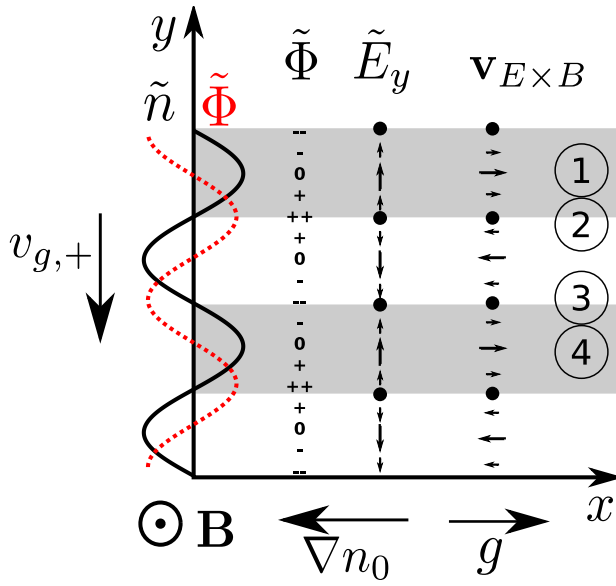
$$\mathbf{v}_{g,+} = \frac{m_+\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{eB_0^2} \quad (2.54)$$

aus. Da die Elektronen um den Faktor  $m_e/m_+$  leichter sind als die Ionen, wird ihre Driftgeschwindigkeit  $v_{g,e}$  vernachlässigt.

In Abb. 2.8 ist der Mechanismus der RTI skizziert. Der Dichtegradient ist in negative  $x$ -Richtung orientiert, während die Schwerebeschleunigung in positive  $x$ -Richtung weist. Die Drift der Ionen ist in negative  $x$ -Richtung gerichtet und hat den Betrag  $v_{g,+} = m_+g/eB$ . Es wird eine wellenförmige Störung der Plasma-Vakuum-Grenzschicht angenommen, die auf der Ordinatenachse liegt. Die  $g \times B$ -Drift verschiebt positive Ionen in negative  $y$ -Richtung; folglich sammeln sich an Position ② der Störung die Ionen und laden den Bereich positiv auf, während sich an Position ③ eine negative Ladungsdichte aufbaut. Durch diese Ladungstrennung entsteht ein schwaches lokales elektrisches Feld  $\tilde{E}_y$ , das von Wellenberg zu Wellental das Vorzeichen wechselt. Die daraus resultierende lokale  $\tilde{E}_y \times B$ -Drift zeigt an Position ④ nach rechts, da sich die Grenzschicht nach rechts verschoben hat und an Position ① nach links, da sich die Grenzschicht nach links verschoben hat. Die  $E \times B$ -Drift verstärkt also die anfängliche Störung. Die Instabilität breitet sich mit einer Phasenverschiebung von  $\delta(\tilde{n}, \tilde{\Phi}) = 45^\circ$  in negative  $y$ -Richtung aus.

Ausgehend vom Treiber der Instabilität sind weitere Bezeichnungen für die RTI gebräuchlich. Wird die Gravitationskraft durch die Zentrifugalkraft einer rotierenden Plasmasäule ersetzt, bezeichnet man die RTI auch als *centrifugal instability*. In diesem Fall treibt das elektrische Feld die RTI an. In einer toroidalen Magnetfeldgeometrie können auch die  $\nabla B$ - und Krümmungsdift die Rolle der Gravitationsdrift übernehmen. Dann wird die RTI auch Austauschinstabilität (*interchange instability*) genannt.

In Tab. 2.1 sind die Kriterien zur Charakterisierung der Driftwelle und der RTI aufgezählt [Jas72]. Obwohl die Driftwelle eine dreidimensionale Struktur besitzt, ist sie effektiv zweidimensional ( $k_\perp \gg k_\parallel$ ) und propagiert wie die RTI in der azimuthalen Ebene (siehe Abb. 2.9). Obendrein lokalisieren sich die Fluktuationsmaxima bei beiden Instabilitäten in der  $\nabla n$ -Region und sind in derselben Größenordnung von einigen kHz. Allerdings unterscheiden sie sich in ihrer Kreuzphase  $\delta(\tilde{n}, \tilde{\Phi})$ , die bei der RTI größer ist als bei der Driftwelle [Jas72]. Des Weiteren ist der Potential-Fluktuationsgrad  $\tilde{\Phi}/\bar{\Phi}$  der RTI wesentlich größer als der Dichte-Fluktuationsgrad  $\tilde{n}/\bar{n}$ .



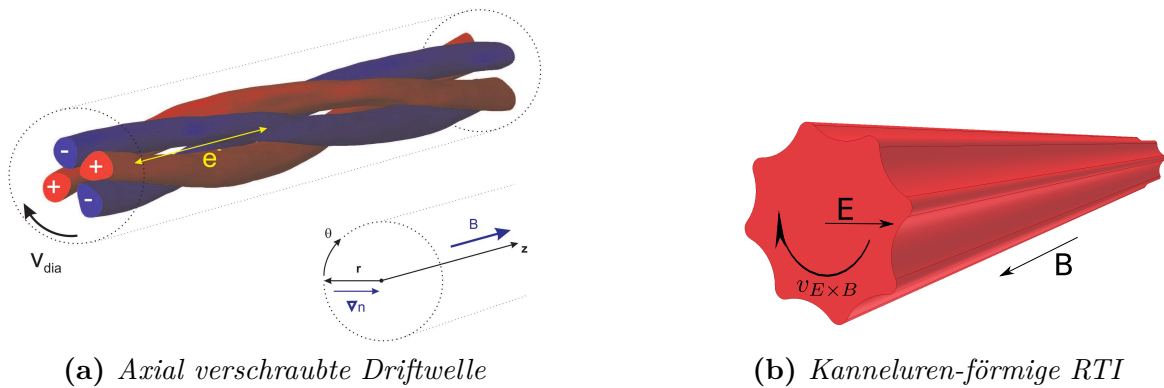
**Abbildung 2.8:** Die Rayleigh-Taylor-Instabilität und ihre bildliche Beschreibung – Vergleichbar mit der Driftwellen-Instabilität existiert ein Dichtegradient, der entgegengesetzt zur Gravitation  $g$  orientiert ist. Die Gravitationsdrift verursacht eine Drift der Ionen in negative  $y$ -Richtung und verursacht eine Ansammlung positiver Ladung an ① und eine negative Ladungsdichte an ②. Dazwischen entsteht ein elektrisches Feld, das senkrecht auf dem Magnetfeld steht und eine  $E \times B$ -Drift erzeugt. Diese zeigt nach links, wo sich auch schon die Grenzschicht nach links verschoben hat und nach rechts, wo sich die Grenzschicht nach rechts verschoben hat. Dieser Mechanismus verstärkt die anfängliche Störung.

Offensichtlich kennzeichnet eine enge Verwandtschaft die Dynamik der Driftwelle und der RTI. Dementsprechend ist es von wesentlicher Bedeutung, experimentell die Instabilitäten zu identifizieren und voneinander zu unterscheiden. In ihrer Gesamtheit stellen die Eigenschaften in Tab. 2.1 hinreichende Kriterien dar, um die Existenz einer Driftwelle zu verifizieren.

Eigenschaft	Rayleigh-Taylor-Instabilität	Driftwelle
$k_{\parallel}$	$\approx 0$	$\approx L_p^{-1}$
Ort der maximalen Störung	$\max \left  \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r} \right $	$\max(\omega_{\text{dia,e}})$
Modenzahl	1 oder 2	keine Beschränkung
Frequenz	$\omega_{E \times B}$	$\frac{\omega_{\text{dia,e}}}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2}$
$\left  \frac{e\tilde{\Phi}}{k_B T_e} \right  / \left  \frac{\tilde{n}}{\bar{n}} \right $	$\geq 1$	$\leq 1$
$\delta(\tilde{n}, \tilde{\Phi})$	$45^\circ - 90^\circ$	$< 45^\circ$

**Tabelle 2.1:** Vergleich zwischen den Eigenschaften der Rayleigh-Taylor- und Driftwelleninstabilität – Einige experimentell beobachtbare Eigenschaften [Hen68, Jas72] erlauben die Identifikation einer beobachteten Instabilität als Driftwelleninstabilität.

Die Länge der Plasmasäule ist  $L_p^{-1}$ .



**Abbildung 2.9:** a) Eine Driftwelle mit der azimuthalen Modenzahl  $m = 2$  windet sich ähnlich einer zylindrischen Spirale axial mit konstanter Steigung um die Mitte der Plasmasäule (aus Ref.[Blo08]); b) Die RTI zeichnet sich durch eine kanneluren-förmige Störung des Plasmas aus. Die Plasmasäule ist mit konkaven Furchen parallel zum Magnetfeld ausgekehlt. Die Rotation der Plasmasäule führt zu einer nach außen gerichteten Zentrifugalkraft. Dementsprechend treibt der radiale Potentialgradient die RTI an.

## 2.6 Methodische Bestimmung der Driftfrequenzen aus Gleichgewichtsprofilen

In radial inhomogenen Plasmasäulen entsteht durch den Transport von Plasmateilchen zur Wand des Entladungsgefäßes ein elektrisches Feld, das in Gegenwart eines axialen Magnetfeldes die Plasmasäule rotieren lässt.

Ursache für das elektrische Feld ist die ambipolare Diffusion, die im folgenden Abschnitt vorgestellt wird. Aus der Sicht eines Experimentators verursacht folglich die  $E \times B$ -Rotation der Plasmasäule eine Dopplerverschiebung der Driftwellenfrequenz. Für die Bestimmung der experimentell beobachtbaren Frequenz sind dementsprechend zwei Größen von zentraler Bedeutung: die  $E \times B$ -Rotation der Plasmasäule und die um die Ionenträgheit verringerte elektronen-diamagnetische Driftfrequenz. Dieses Kapitel erläutert, wie sich die Frequenzen mit einer einfachen Annahme aus den Dichte- und Potentialprofilen ableiten lassen.

### 2.6.1 Ambipolare Diffusion

In unmagnetisierten Plasmen geringer Dichte bestimmen neben elektrischen Feldkräften auch Dichtegradienten die mittlere Bewegung der Elektronen und Ionen zur Wand (*Tonks-Langmuir*-Modell [Ton29]). Dieser Vorgang wird Diffusion genannt. In einer Säule mit der maximalen Plasmadichte im Zentrum der Entladung diffundieren die schnellen Elektronen den Dichtegradienten hinab und lassen die langsameren Ionen hinter sich zurück. Im Bereich der höchsten Plasmadichte entsteht eine geringe positive Ladung, während sich im Randbereich des Plasmas eine geringe negative Ladung bildet. Dadurch entsteht ein nach außen gerichtetes ambipolares Feld, das die Diffusion der Elektronen ausgleicht (siehe Abb. 2.10a). Die Flüsse der Elektronen und Ionen stellen sich so ein, dass die beiden Teil-



chensorten das Plasma mit derselben Häufigkeit verlassen und das Plasma neutral bleibt. Die Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen und Ionen wird in erster Linie von den langsameren Ionen bestimmt. Das ambipolare Feld ist somit die Antwort auf das anfängliche Ungleichgewicht zwischen Elektronen- und Ionenfluss. Die schnellen Elektronen werden durch das Feld gebremst, während die Ionen beschleunigt werden. Es verhindert somit eine Separation der Ladungsträger.

Sobald das Dichteprofil normalverteilt (siehe Gl. (2.46)) ist, entsteht ein lineares ambipolares Feld [Pie10],

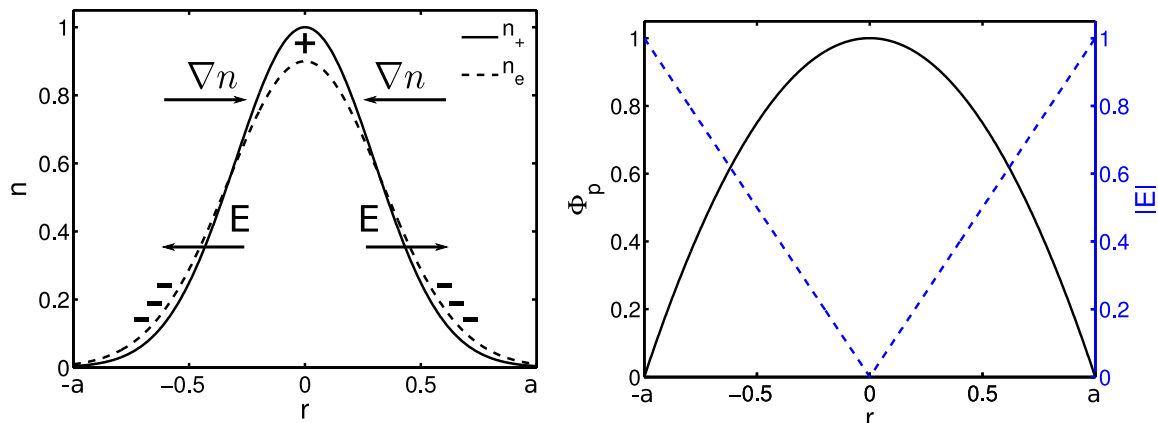
$$E_A \approx -\frac{k_B T_e}{e L_\perp} = \frac{r}{\sigma^2} \frac{k_B T_e}{e} \quad \text{mit} \quad L_\perp^{-1} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r} = -\frac{r}{\sigma^2}, \quad (2.55)$$

das proportional zu  $r$  ist (siehe Abb. 2.10b). Mit  $E(r) = -\partial\Phi_p(r)/\partial r$  gilt

$$\Phi_p = \Phi_0 - \frac{k_B T_e}{2\sigma^2 e} r^2 \quad \text{mit} \quad \Phi_0 = \Phi_p(r=0). \quad (2.56)$$

Es ergibt sich ein funktionaler Zusammenhang zwischen einem normalverteilten Dichteprofil und einem quadratischen Potentialprofil.

Obwohl die Verhältnisse in magnetisierten Plasmen komplizierter sind, da der Transport der Ladungsträger senkrecht zum Magnetfeld reduziert ist, etabliert sich im Experiment Dustwheel ein normalverteiltes Dichteprofil und ein parabelförmiges Potentialprofil (siehe Kap. 5.2.2).



(a) Entstehung der ambipolaren Diffusion

(b) Potential und ambipolares Feld

**Abbildung 2.10:** a) Die schnellen Elektronen „rutschen“ den Dichtegradienten hinab und lassen die schweren Ionen zurück. Im Bereich maximaler Dichte ergibt sich ein leichter Ionenüberschuss, der diesen Bereich positiv auflädt. Das daraus resultierende elektrische Feld, das radial nach außen gerichtet ist, hält die schnellen Elektronen zurück, während es die Ionen beschleunigt. b) Das normalverteilte Dichteprofil ruft ein parabelförmiges Potentialprofil und ein lineares ambipolares Feld hervor. Das Plasma ist durch die Wände des Entladungsgefäßes bei  $r = \pm a$  begrenzt.

### 2.6.2 Annahmen über Dichte- und Potentialprofil

In einem zylindrischen magnetisierten Plasma resultiert aus dem normalverteilten Dichteprofil mit der Boltzmann-Relation

$$n(r) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) = n_0 \exp\left[\frac{e(\Phi_p(r) - \Phi_0)}{k_B T_e}\right] \quad (2.57)$$

eine quadratische Potentialabhängigkeit

$$\Phi_p(r) = \Phi_0 + \frac{k_B T_e}{e} \ln\left(\frac{n(r)}{n_0}\right) = \Phi_0 - \frac{k_B T_e}{2\sigma^2 e} r^2 \quad (2.58)$$

mit der Standardabweichung  $\sigma$ . Das daraus resultierende Feld entspricht dem ambipolaren Feld (2.55) (siehe Abb. 2.10b). Das quadratische Potentialprofil ist über die Boltzmann-Relation und die Parameter  $\sigma$  und  $T_e$  mit dem normalverteilten Dichteprofil selbstkonsistent verknüpft.

Überraschenderweise ergibt diese Kopplung, dass die Driftgeschwindigkeiten

$$\mathbf{v}_{E \times B}(\sigma) = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B_0^2} = -\frac{E(r)}{B_0} \mathbf{e}_\varphi = -\frac{k_B T_e}{e B_0} \frac{r}{\sigma^2} \mathbf{e}_\varphi \quad \text{mit} \quad \mathbf{E} = \frac{k_B T_e}{e} \frac{r}{\sigma^2} \mathbf{e}_r \quad (2.59)$$

und

$$\mathbf{v}_{\text{dia,e}}(\sigma) = -\frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{enB^2} \quad (2.60a)$$

$$= -\frac{k_B T_e}{e B_0} \frac{\partial n / \partial r}{n} \mathbf{e}_\varphi \quad (2.60b)$$

$$= -\frac{k_B T_e}{e B_0} \frac{\partial}{\partial r} (\ln n) \mathbf{e}_\varphi \quad (2.60c)$$

$$= -\frac{k_B T_e}{e B_0} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{-r^2}{2\sigma^2} \right) \mathbf{e}_\varphi \quad (2.60d)$$

$$= \frac{k_B T_e}{e B_0} \frac{r}{\sigma^2} \mathbf{e}_\varphi \quad (2.60e)$$

$$= -\mathbf{v}_{E \times B} \quad (2.60f)$$

von identischer Größe aber mit gegenläufiger Rotationsrichtung (siehe Abb. 2.11) sind [Che74]. Die dopplerverschobene Driftgeschwindigkeit ist Null. Das wird allerdings im Experiment Dustwheel nicht beobachtet. Im Unterschied zu Gl. (2.58) wird in dieser Arbeit keine Boltzmann-Kopplung zwischen Dichte- und Potentialprofil angenommen. Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeiten aus den Gleichgewichtsprofilen werden unabhängig voneinander durchgeführt.

#### Plasmadichte

Die diamagnetische Driftgeschwindigkeit ist nach Gl. (2.60e) proportional zum Radius  $r$ . Die dazugehörige Driftfrequenz ist mit  $\omega = v/r$

$$\omega_{\text{dia,e}}(\sigma) = 2\pi f_{\text{dia,e}}(\sigma) = m \frac{v_{\text{dia,e}}(\sigma)}{r} = m \frac{k_B T_e}{e B_0} \frac{1}{\sigma^2}. \quad (2.61)$$

Die Modenzahl  $m$  geht explizit ein, da während eines Umlaufs mit der diamagnetischen Driftgeschwindigkeit gerade  $m$  Maxima und Minima an einem Beobachtungspunkt vorbeilaufen. Für die durch die Ionenträgheit reduzierte Driftwellenfrequenz (2.40) folgt

$$\omega_{\text{dw}}(\sigma) = 2\pi f_{\text{dw}}(\sigma) = \frac{\omega_{\text{dia,e}}(\sigma)}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2} = m \frac{k_B T_e / e B_0}{\sigma^2 + m^2 \rho_s^2} \quad (2.62)$$

mit  $k_{\perp} = (k_x^2 + k_y^2)^{-1} = k_y = 2\pi/\lambda_{\perp} = m/\sigma$  für  $k_x = 0$  und  $\lambda_{\perp} = 2\pi\sigma/m$ . Somit ist  $k_{\perp}$  eine Funktion von  $\sigma$ . Die Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{dw}}(\sigma)$  ist proportional zu  $r$ . Die Plasmasäule rotiert wie ein starrer Körper um die  $z$ -Achse.

Der Parameter  $\sigma$  wird aus einer Anpassung einer Normalverteilung an das aus Kennlinien erhaltene Dichteprofil bestimmt. Die Bestimmung basiert auf der Methode der kleinsten Quadrate. Gemeinsam mit der ebenfalls aus Kennlinien (siehe Kap. 4.2.2 auf S. 52) erhaltenen Elektronentemperatur lässt sich aus der Profilform die Wellenfrequenz berechnen.

### Plasmapotential

Analog der Bestimmung des Dichteprofiles wird eine Parabel  $\Phi_p = \Phi_0 - ar^2$  mit den unabhängigen Parametern  $\Phi_0$  und  $a$  (Krümmungsradius der Parabel) an das experimentelle Potentialprofil angepasst. Die sich ergebende  $E \times B$ -Geschwindigkeit ist

$$\mathbf{v}_{E \times B}(a) = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B_0^2} = -\frac{E(r)}{B_0} \mathbf{e}_{\varphi} = -\frac{2ar}{B_0} \mathbf{e}_{\varphi} \quad \text{mit} \quad \mathbf{E} = -\frac{\partial \Phi_p}{\partial r} \mathbf{e}_r = 2ar \quad (2.63)$$

und somit proportional zu  $r$ . Die quadratische Abhängigkeit vom Radius lässt die Plasmasäule mit der  $E \times B$ -Frequenz

$$\omega_{E \times B}(a) = 2\pi f_{E \times B}(a) = m \frac{v_{E \times B}(a)}{r} = m \frac{2a}{B_0} \quad (2.64)$$

wie ein starren Körper um die  $z$ -Achse rotieren.

### Dopplerverschiebung

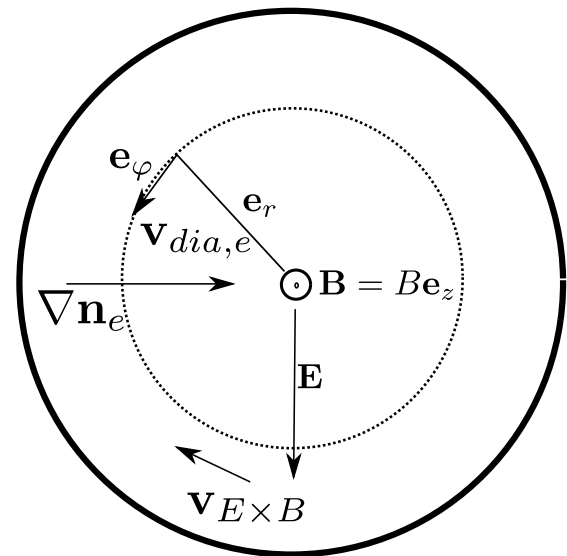
Wenn  $T_e$  und  $B$  konstant gehalten werden, beschreiben die beiden Parametern  $a$  und  $\sigma$  hinreichend die Frequenz der Driftwelle. Die Superposition der  $E \times B$ -Drift und der diamagnetischen Drift ergibt die doppler-korrigierte Driftfrequenz

$$\omega_{\text{dw,gw}}(\sigma, a) = 2\pi f_{\text{dw,gw}}(\sigma, a) = \omega_{E \times B}(a) - \omega_{\text{dw}}(\sigma) = m \cdot \left( \frac{2a}{B_0} - \frac{k_B T_e}{e B_0 (\sigma^2 + m^2 \rho_s^2)} \right). \quad (2.65)$$

Die Profile der Dichte und des Potentials bestimmen die Rotationsgeschwindigkeit der gesamten Plasmasäule. Die Plasmasäule rotiert radial unverschert wie ein starrer Körper.

In Abb. 2.11 sind die Richtungen der Driften, wie man sie in vielen Experimenten findet, skizziert. Da das elektrische Feld auswärtsgerichtet ist, rotieren die Elektronen und Ionen mit der  $E \times B$ -Drift im Uhrzeigersinn. Demgegenüber führt die diamagnetische Drift der Elektronen zu einer Rotation gegen den Uhrzeigersinn. Die experimentell beobachtete Wellenfrequenz ist durch die  $E \times B$ -Rotation der Säule dopplerverschoben.

**Abbildung 2.11:** Das elektrische Feld ist in der Mitte der Plasmasäule minimal und nimmt radial zum Plasmarand zu. Der Dichtegradient  $\nabla n_e$  nimmt zur Mitte hin zu. Das Magnetfeld zeigt aus der Papierebene. Die Elektronen und Ionen bewegen sich auf einer Kreisbahn relativ zum Nullpunkt des Koordinatensystems mit  $\mathbf{v}_{E \times B}$  im Uhrzeigersinn. Die Elektronen rotieren aber mit  $\mathbf{v}_{dia,e}$  gegen den Uhrzeigersinn um den Koordinatenursprung. Die dopplerverschobene Driftwellenfrequenz ist damit  $\omega_{dw,gw} = \omega_{E \times B} - \omega_{dia,e}$ .



## 2.7 Physik negativer Ionen

### 2.7.1 Allgemeine Vorbemerkung

Bisher beschränkte sich die theoretische Beschreibung der Driftwellen-Instabilität auf ein Zwei-Komponenten-Plasma, bestehend aus Elektronen und positiv geladenen Ionen. In diesem Kapitel soll die Beschreibung auf ein Drei-Komponenten-Plasma erweitert werden, deren Konstituenten Elektronen, positive Ionen und negative Ionen sind. Diese Plasmen bezeichnet man als elektro-negative Plasmen mit der Elektronegativität  $\beta = n_-/n_e$ . Eine geringe Massendifferenz zwischen positiven und negativen Ladungsträgern kennzeichnet elektro-negative Plasmen. Wie in Zwei-Komponenten-Plasmen gilt die Quasineutralität  $Z_+ n_+ = n_e + Z_- n_-$  auch in elektro-negativen Drei-Komponenten-Plasmen mit dem Ladungszustand  $Z_{\pm}$  für positive und negative Ionen.

Aus den meisten Elementen des Periodensystems lassen sich negative Ionen erzeugen. In Tab. 2.2 sind die Elektronen-Affinität  $E_{ea}$  der Elemente der Hauptgruppen I, II sowie V...VIII angegeben. Die Elektronen-Affinität  $E_{ea}$  ist die Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand eines neutralen Atoms oder Moleküls und dem Grundzustand des dazugehörigen einfach negativ geladenen Atoms oder Moleküls. Die Elektronenaffinität bezeichnet somit die Neigung von Atomen oder Molekülen Elektronen aufzunehmen und sich dadurch zu ionisieren. Sie wird durch die bei der Aufnahme freiwerdende Energie (negative  $E_{ea}$ ) oder benötigte Energie (positive  $E_{ea}$ ) gemessen und in eV angegeben [Mas76, Lie05]. Je negativer  $E_{ea}$  für ein Element ist, desto leichter lassen sich daraus negative Ionen erzeugen. Dabei zeigen die Elemente der Sauerstoff-Stickstoffgruppe (VI) und die Halogene (VII) eine hohe negative Elektronen-Affinität, mit der sich besonders effektiv negative Ionen erzeugen lassen.

Die Wahl des Arbeitsgases für die Untersuchung in dieser Arbeit fiel auf Sauerstoff. Es besitzt eine hohe Elektronen-Affinität und ist im Gegensatz zu Fluor und Chlor, die ebenfalls ein hohes  $E_{ea}$  innehaben, ungiftig. Ferner neigt Sauerstoff nicht wie Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) zu Verunreinigungen und Beschichtungen des Rezipienten [Sea90, Sma92].

Gruppe	I	II	V	VI	VII	VIII
Periode						
1	H -0.75					He 0.22
2	Li -0.62	Be 0.20	N 0.07	O -1.46	F -3.40	Ne 0.30
3	Na -0.54	Mg 0.20	P -0.75	S -2.07	Cl -3.62	Ar 0.36
4	K -0.50	Ca 0.10	As -0.81	Se -2.02	Br -3.36	Kr 0.40
5	Rb -0.49	Sr 0.05	Sb -1.07	Te -1.97	I -3.06	Xe 0.43
6	Cs -0.47	Ba 0.15	Bi -0.94	Po -1.90	At -2.80	Rn 0.43

**Tabelle 2.2:** Elektronen-Affinität  $E_{ea}$  [Mas76] in eV einiger Elemente des Periodensystems – Elektronen-Affinität  $E_{ea}$  für die Alkali- (I), Erdalkali- (II) und Stickstoffgruppe (V) sowie der Chalkogene (VI), Halogene (VII) und Edelgase (VIII).

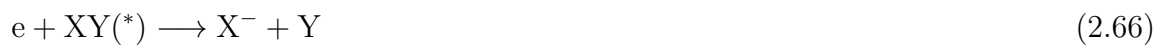
### 2.7.2 Erzeugungs- und Verlustprozesse negativer Ionen

Die Bewegung von Ladungsträgern in schwach ionisierten Plasmen werden wesentlich durch Zwei-Körper-Zusammenstöße mit Gasatomen und Molekülen bestimmt. Dabei wird in erster Linie zwischen elastischen und inelastischen Stößen unterschieden. Elastische Stöße bestimmen die Diffusionsbewegung der Ladungsträger in Plasmen, während inelastische Stöße Ladungsträger wie Elektronen, positive oder negative Ionen erzeugen. Superelastische Stöße produzieren zusätzlich metastabile Atome oder Moleküle.

#### Produktionsprozesse negativer Ionen

Negative Ionen werden hauptsächlich bei den folgenden Prozessen [Mas76, Lie05] erzeugt. Dabei beschreiben X und Y unterschiedliche Spezies.

*Dissoziativer Elektronen-Einfang* (dissociative electron attachment)



Dieser Prozess erzeugt sowohl negative Ionen als auch Neutrale. Das Stoßelektron wird eingefangen, wobei angenommen wird [You10], dass der Elektroneneinfang üblicherweise durch Stoßanregung von einem Grundzustand XY in einen angeregten Zustand XY\* geschieht. Die Energiedifferenz zwischen  $E_{ea}$  und dem angeregten Zustand  $E^*$  dient der Dissoziation des Moleküls. Diese Reaktion spielt eine wichtige Rolle in Entladungen bei Atomen mit hoher negativer Elektronenaffinität.

*Elektronen-Einfang* (electron attachment)



Ein Atom X bindet ein Elektron an sich, während die freigesetzte Energie  $E_{ea}$  auf ein Photon oder einen dritten Körper (Atom oder Molekül) übertragen wird.

*Ladungsaustausch* (charge transfer)



Das Elektron wird vom negativen Ion  $X^-$  an das Atom  $Y$  transferiert.

**Reduktionsprozesse negativer Ionen**

Die Ionisation oder auch Vernichtung negativer Ionen tritt bei den folgenden Prozessen auf [Mas76, Lie05]:

*Assoziativer Elektronen-Verlust* (assoziative electron detachment)



Der Zusammenstoß eines negativen Ions mit einem neutralen Atom bildet ein Molekül; die Energiedifferenz zwischen der Dissoziations-Energie und  $E_{ea}$  wird auf das freie Elektron übertragen.

*Elektronen-Verlust* (electron detachment)



Stößt ein Elektron mit einem negativen Molekül zusammen, so wird es neutralisiert, indem sich das leicht gebundene Elektron vom Molekül löst.

*Rekombination positiver und negativer Ionen* (positive ion-negative ion recombination)



Der Zusammenstoß eines negativen Ions mit einem positiven Ion führt zu einer Rekombination.

In Plasmen geringer Dichte ( $< 15$  Pa) dominieren die hier vorgestellten Zwei-Körper-Zusammenstöße die Produktion und Vernichtung von Ladungsträgern und Neutralen. Bei höheren Neutralgasdrücken gewinnen zusätzlich Drei-Körper-Stöße an Bedeutung, die in der vorliegenden Untersuchung nicht von Bedeutung sind, da der Neutralgasdruck im Experiment Dustwheel bei unter 1 Pa liegt.

**Argon-Sauerstoff-Mischplasmen**

Gegenstand der Untersuchungen im Experiment Dustwheel sind Argon-Sauerstoff-Mischplasmen ( $Ar/O_2$ ). Im Unterschied zu Plasmen, die aus einer Gassorte bestehen, bilden sich in Mischplasmen weitere Konstituenten, die die Physik der Entladung komplex gestalten.

In einem  $Ar/O_2$ -Plasma existieren in erster Linie

- drei Arten positiver Ionen:  $O_2^+$ ,  $O^+$ ,  $Ar^+$
- fünf Neutrale:  $O_2$ ,  $O$ ,  $O^*$ ,  $Ar$ ,  $Ar^*$

- und drei Arten negativer Ionen:  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$

sowie Elektronen [Lee94, Lee95].

Während positive Ionen durch Elektronenstöße mit Neutralgasteilchen produziert werden, entstehen negative Ionen hauptsächlich durch den dissoziativen Elektronen-Einfang (2.66) im Grundzustand des Sauerstoffmoleküls  $O_2$  ( $X^3\Sigma_g$ ) [Rap65, Fer88, You10]. Der Hauptverlust negativer Ionen bei geringen Dichten liegt in der Ion-Ion-Rekombination (2.71) des  $O^-$  und  $O_2^-$  mit  $O^+$ ,  $O_2^+$  und  $Ar^+$  [Fer88, Lic00, Dod10]. Dabei zeigt sich, dass die Häufigkeit der positiven und negativen Sauerstoff-Ionen und -Moleküle nicht gleichverteilt ist.

Das häufigste negative Ion in einem Ar/ $O_2$ -Plasma ist  $O^-$  [Sto95]. Die negativen Sauerstoffmoleküle  $O_2^-$  und  $O_3^-$  tragen zusammen weniger als 20% zur gesamten negativen Ionendichte bei. Das häufigste positive Sauerstoffion ist  $O_2^+$ , während  $O^+$  weniger als 10% zur Gesamtdichte der positiven Sauerstoffionen beiträgt [Sto95, Ven95].

Komplexe Prozesse zwischen der Produktion und Vernichtung negativer Ionen beschreiben die Chemie eines Mischplasmas. Abhängig von den Plasmaparametern und den experimentellen Einstellungen ergibt sich eine Balance zwischen Erzeugung und Vernichtung negativer Ionen, auf die in den folgenden Abschnitten näher eingegangen wird.

### Ratengleichung

Bislang beschränkten sich die Aussagen über die Bildung negativer Ionen auf die chemischen Reaktionsprozesse. In einer Gasentladung ist man jedoch an der Anzahl dieser Prozesse pro Sekunde interessiert, d. h. wieviele Ionen und Moleküle, gleichgültig ob positiv oder negativ, werden in der Entladung pro Zeiteinheit erzeugt und wieder vernichtet.

Die Stoßwahrscheinlichkeit eines Elektrons oder Ions mit einem Atom oder Molekül wird durch eine geometrische Größe, den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , beschrieben. Der Mittelwert des Produkts aus Wirkungsquerschnitt und der Geschwindigkeitsverteilung des Stoßpartners definiert den Ratenkoeffizient  $k$  für die jeweilige Reaktion.

Seien X und Y verschiedene chemische Elemente, die eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung mit der gleichen Temperatur  $T$  besitzen. Für den Ratenkoeffizient gilt

$$k_{XY}(T) = \langle \sigma_{XY} v \rangle = 4\pi \int_0^\infty \sigma_{XY}(v) v f_M(v) v^2 dv. \quad (2.72)$$

mit der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung

$$f_M(v) = \left( \frac{m_r}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m_r v^2}{2k_B T} \right) \quad (2.73)$$

und der reduzierten Masse  $m_r = m_X m_Y (m_X + m_Y)^{-1}$ . Der Ratenkoeffizient (2.72) hängt dabei nicht von der Dichte der Reaktionspartner ab, sondern nur von der temperaturabhängigen Geschwindigkeitsverteilung.

Die Anzahl der Prozesse für die Reaktion



bei der die Teilchen X und Y miteinander reagieren, ist pro Volumen und Zeit also

$$\frac{dn_X}{dt} = \frac{dn_Y}{dt} = -n_X n_Y \langle \sigma_{XY} v \rangle = -k_{XY} n_X n_Y. \quad (2.75)$$

In Tab. 2.3 auf S. 35 sind die Ratenkoeffizienten und Ratengleichungen [Fra01] für einige Reaktionen in einem reinen Sauerstoffplasma dargestellt. Der Ratenkoeffizient  $k_{\text{att}}$  des dissoziativen Elektronen-Einfangs zur Bildung negativer Ionen hängt wesentlich von der Elektronentemperatur ab, während der Ratenkoeffizient  $k_{\text{rek}}$  der Rekombination, der zum Verlust negativer Ionen führt, temperaturunabhängig ist.

### Bedingungen zur Bildung negativer Ionen

Optimale Bedingungen zur Bildung negativer Ionen finden sich demnach in Plasmen mit geringer Elektronentemperatur. Erste experimentelle Untersuchungen wurden mit Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) in einer Q-Maschine<sup>1</sup> gemacht [Sat94]. In Q-Maschinen wird durch Kontaktionisation eines Cäsium-Dampfstrahls mit einer heißen Tantalplatte ein ruhiges Plasma mit geringen Elektronentemperaturen von  $T_e \approx 0.2 \text{ V}$  erzeugt. Ein überlagertes axiales Magnetfeld schließt die Plasmasäule ein. Die geringe Elektronentemperatur bietet dementsprechend hervorragende Bedingungen, negative Ionen zu erzeugen.

Eine weitere Methode, effektiv negative Ionen zu erzeugen, sind gepulste Entladungen. In diesen Entladungen ist die Leistungszufuhr zum Plasma für wenige  $\mu\text{s}$  unterbrochen (Plasma-off Phase). Infolgedessen sinkt die Elektronentemperatur nahezu instantan auf kleine Werte und es stellen sich wiederum hervorragende Bedingungen ein, negative Ionen zu produzieren. Im sogenannten Afterglow der Plasma-off Phase lassen sich damit stark elektro-negative Ion-Ion-Plasmen erzeugen mit  $\beta \geq 0.99$ . In diesen Plasmen sind nahezu alle Elektronen an den negativen Ionen gebunden. Die negativen Ionen ersetzen die Elektronen als negative Ladungsträger [Ooh03a, Ooh07, Eco07].

Im stationären Zustand lassen sich in einem Plasma ebenfalls negative Ionen erzeugen. Allerdings ist die negative Ionendichte dabei gewöhnlich geringer als die Elektronendichte [Dod10]. Ausschlaggebend für eine ergiebige Produktion negativer Ionen in Hochfrequenz(HF)-Entladungen ist eine geringe HF-Leistung, die gemeinhin mit einer geringen Elektronentemperatur verbunden ist [Hav91, Kon91]. Diese Forderungen schränken letztendlich den Parameterbereich im Experiment Dustwheel ein. Die Untersuchung, wie sich eine Reduktion der freien Elektronendichte auf die Driftwelle auswirkt, muss folglich bei möglichst geringen Elektronentemperaturen erfolgen.

### Verteilung negativer Ionen in Abwesenheit eines Magnetfeldes

Negative Ionen reduzieren nicht nur die freie Elektronendichte, sondern wirken sich mittelbar auf den Plasmatransport aus und ändern die radiale Verteilung der Ladungsträger im Plasma [Fra02b, Fra03]. In elektro-negativen Plasmen bilden sich im Unterschied zu elektro-positiven Plasmen zwei auffällige Bereiche [Fer88, Dan90, Fra93, Kag93, Kol98]:

---

<sup>1</sup> Q steht für quiescent und bedeutet „ruhig“



Prozess	Reaktion	Ratenkoeffizient	Ratengleichung
1. Ionisation	$e + O_2 \rightarrow O_2^+ + e$	$k_{iz} = 8.00 \times 10^{-10} T_e \exp(-12.6/T_e)$	$k_{iz} n_e n_n$
2. Rekombination	$O^- + O_2^+ \rightarrow 3O$ oder $O_3$	$k_{rek} = 2.00 \times 10^{-7}$	$k_{rek} n_- n_+$
3. Dissoziativer Elektronen-Einfang	$e + O_2 \rightarrow O^- + O$	$k_{att} = 0.88 \times 10^{-10} \exp(-4.4/T_e)$	$k_{att} n_e n_n$
4. Assoziativer Elektronen-Verlust	$O_2^* + O^- \rightarrow O_3 + e$	$k_{det} = 0.33 \times 10^{-10}$	$k_{det} n^* n_-$
5. Stoßbehafteter Elektronen-Verlust	$e + O^- \rightarrow O + e + e$	$k_{col} = 2.00 \times 10^{-7} \exp(-5.5/T_e)$	$k_{col} n_e n_-$
6. Anregung Metastabiler	$e + O_2 \rightarrow O_2^* + e$	$k_1 = 1.70 \times 10^{-9} \exp(-1.0/T_e)$	$k_1 n_e n_n$
7. Superelastische Stöße	$e + O_2^* \rightarrow O_2 + e$	$k_2 = 5.60 \times 10^{-9} \exp(-2.2/T_e)$	$k_2 n_e n^*$

**Tabelle 2.3:** Reaktionsprozesse und Ratengleichungen des Sauerstoffs [Lee94, Lee95, Fra01]

- Im Plasmazentrum sammeln sich positive und negative Ionen. Die negative Ionen-dichte übersteigt die Elektronendichte um ein Vielfaches ( $\beta \gg 1$ ). Es entsteht ein elektro-negativer Kern (siehe Abb. 2.12).
- Im Randbereich des Plasmas sammeln sich vermehrt Elektronen und positive Ionen und bilden einen elektro-positiven Bereich um den elektro-negativen Kern.

Dass sich die Ladungsträger des Plasmas in einen elektro-positiven und elektro-negativen Bereich schichten, widerspricht scheinbar dem zweiten Satz der Thermodynamik, der eine Durchmischung der Ladungsträger erwarten lässt. Diese Separation begründet sich aus dem großen Temperaturunterschied zwischen Elektronen und negativen Ionen. Bei geringem Neutralgasdruck gilt sowohl für die Elektronen als auch für die negativen Ionen die Boltzmann-Relation. Da die Temperatur der negativen Ionen sehr viel geringer als die der Elektronen ist ( $T_- \ll T_e$ ), bremst das elektrostatische Feld die Elektronen, beschleunigt gleichzeitig die positiven Ionen und reduziert dadurch wirksam den Fluss negativer Ionen zur Wand auf Null [Fra02b]. Das selbst-konsistente elektrische Feld drückt die negativen Ionen ins Plasmazentrum. Demnach werden negative Ionen im Volumen erzeugt aber auch dort wieder zerstört.

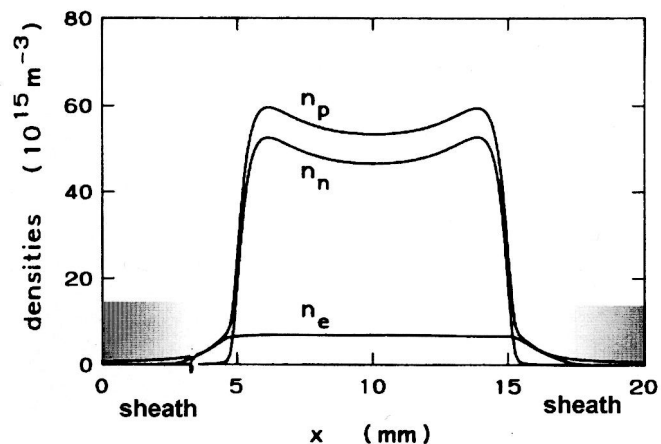
#### Verteilung negativer Ionen in Anwesenheit eines Magnetfeldes

Während sich negative Ionen in unmagnetisierten Plasmen im Zentrum der Entladung ansammeln, konnte in einer experimentellen Untersuchung [Kaw97] mit Tetrafluormethan ( $\text{CF}_4$ ) in einem moderaten axialen Magnetfeld ( $B = 0.2 \text{ T}$ ) gezeigt werden, dass negative Ionen in der Peripherie der Entladung akkumulierten. Auch in Plasmen mit sehr massereichen negativen Riesenkügelchen, sogenannten Fullerenen ( $\text{C}_{60}$ ), konnte eine stark auswärts gerichtete Diffusion beobachtet werden [Ooh03b]. Ihre Verteilung bildete in Anwesenheit eines Magnetfeldes eine hohle Profilform.

In Ref. [Kaw97] wird vermutet, dass hoch angeregte metastabile Sauerstoffmoleküle einen größeren Wirkungsquerschnitt für den dissoziativen Elektronen-Einfang besitzen als Sauerstoffmoleküle im Grundzustand [Fra01, You10]. Angeregte langlebige Moleküle werden dann effektiv vor allem im Zentrum der Plasmasäule gebildet aufgrund der hohen Dichten

**Abbildung 2.12:**

*Verteilung der Spezies in einem elektro-negativen  $\text{CF}_4$ -Plasma – Simulierte Dichten der positiven Ionen  $n_p$ , negativen Ionen  $n_n$  und der Elektronen  $n_e$  in einer HF-Entladung bei  $p = 70 \text{ Pa}$  (aus Ref.[Kag10]).*



(siehe 6. in Tab. 2.3). Da die metastabilen Sauerstoffmoleküle elektrisch neutral sind, übt das Magnetfeld keine Kraft auf sie aus und sie können sich isotrop in der Plasmasäule verteilen. Da der dissoziative Elektronen-Einfang üblicherweise von einem angeregten Zustand des Sauerstoffmoleküls geschieht und die Elektronentemperatur am Plasmarand niedriger ist als im Zentrum, bilden sich im Randbereich effektiv negative Sauerstoffionen. Gleichzeitig ist die Ion-Ion-Rekombination (siehe 2. in Tab. 2.3) aufgrund vermehrter Stöße mit energiereichen Elektronen, deren Bewegung senkrecht zum Magnetfeld stark eingeschränkt ist, in der Plasmamitte größer als in der Peripherie. Demzufolge werden in der Mitte vermehrt negative Ionen zerstört. Um die heiße Plasmasäule bilden sich negative Ionen. Das elektro-negative Plasma separiert sich in einen quasineutralen Kern und einem elektro-negativen Randbereich. Diese, im Unterschied zu unmagnetisierten Plasmen, gegenläufige Separation wurde in Simulationen [Fra99] bestätigt.

### 2.7.3 Einfluss negativer Ionen auf die Driftwellen-Instabilität

Nachdem in den vorigen Kapiteln die optimalen Bedingungen zur Produktion negativer Ionen und deren Verteilung erörtert wurden, stellt sich folglich die Frage, welchen Einfluss negative Ionen auf die Driftwelle ausüben. Erste Untersuchungen [Ich09] in einer Q-Maschine mit  $\text{SF}_6$  deuteten eine geringfügige Reduktion der Driftwellenfrequenz an. Es zeigte sich, dass die Modenstruktur invariant gegenüber der Konzentration negativer Ionen ist und Driftwellen mit zunehmender Konzentration sogar unterdrückt werden können. Die Stoßrichtung der Untersuchung richtete sich allerdings auf die Stabilitätsbedingungen der Driftwelle infolge einer parallelen Geschwindigkeitsverschönerung und nicht auf einer gezielten systematischen Analyse der Dynamik der Driftwelle.

Eine erste theoretische Untersuchung des Einflusses negativer Ionen auf Driftwellen wurde in Ref.[Shu09] vorgestellt. In diesem einfachen Modell (im Folgenden als Modell nach SHUKLA bezeichnet) wurde die Modifikation der Eigenschaften der Driftwelle anhand der Plasmakomponenten selbst beschrieben, die aus negativ geladenen Staubpartikeln, Elektronen, positiven Ionen und eben negativen Ionen bestehen. Obwohl das Modell auf einem Vier-Komponenten Plasma aufbaut, macht es auch einige Vorhersagen für ein elektro-negatives Plasma, in dem die Ladungsdichte der negativen Ionen sehr viel höher ist als die der negativ geladenen Staubpartikel. Im Gleichgewicht gilt

$$n_e(x) + Z_d n_d = Z_+ n_+(x) - Z_- n_-(x), \quad (2.76)$$

wobei  $Z_d$  die Anzahl der Elektronen auf einem Staubpartikel ist.

Zur Beschreibung der Instabilität dient die in Kap. 2.2 vorgestellte Fluidtheorie. Die Kontinuitätsgleichung (2.2) der Elektronen und der beiden Ionensorten wird mit der senkrechten Komponente der Elektronen- und Ionengeschwindigkeit der Impuls-Transportgleichung (2.1) zusammengeführt. Gemeinsam mit der parallelen Komponente der Impuls-Transportgleichung der Elektronen und der Bedingung der Quasineutralität (2.76) lässt sich die modifizierte Ionen-Transport-Gleichung herleiten. Mit der Annahme einer linearen Störung lassen sich die Kontinuitätsgleichung und Impuls-Transportgleichung mit Hilfe der Fourier-Transformation in folgende Dispersionsrelation [Shu09] für Elektro-

nen, Ionen und Staub überführen

$$\begin{aligned} \omega_{\text{dw}} \left( 1 + k_{\perp}^2 \rho_{\text{s},\pm}^2 \right) - \underbrace{i\nu_{\parallel}^{-1} k_{\perp}^2 \omega_{\text{dw}}^2 \left( \rho_{\text{s}}^2 \frac{Z_+ n_+}{n_e} - \rho_{\text{s},-} \frac{Z_+ n_-}{n_e} \right)}_{\text{Term der positiven und negativen Ionen}} \\ - \underbrace{i\nu_{\parallel}^{-1} k_y D_B \omega_{\text{dw}} \frac{d(Z_d n_d)}{dx}}_{\text{Staubterm}} - \omega_{\text{dia,e}} = 0. \end{aligned} \quad (2.77)$$

$D_B = k_B T_e / eB$  ist die anomale oder Bohm-Diffusion, die im Unterschied zur klassischen Diffusion proportional zu  $B^{-1}$  ist. Führt man zusätzlich den Parameter  $\alpha = n_- / n_+$  ein, der die Konzentration negativer Ionen zur Gesamtdichte definiert, ist der effektive Gyroradius der positiven und negativen Ionen

$$\rho_{\text{s,mod}} = \left( \frac{(\alpha m_- + m_+) k_B T_e}{(1 - \alpha) e^2 B_0^2} \right)^{1/2}. \quad (2.78)$$

Unter der Annahme, dass  $n_d = n_- = 0$  und  $Z_+ = 1$  ist, reduziert sich die Dispersionsrelation des Vier-Komponenten-Plasmas (2.77) zur Dispersionsrelation (2.39) des Zwei-Komponenten-Plasmas.

Aus der Dispersionsrelation (2.77) lässt sich die Frequenz der Welle herleiten [Shu09]

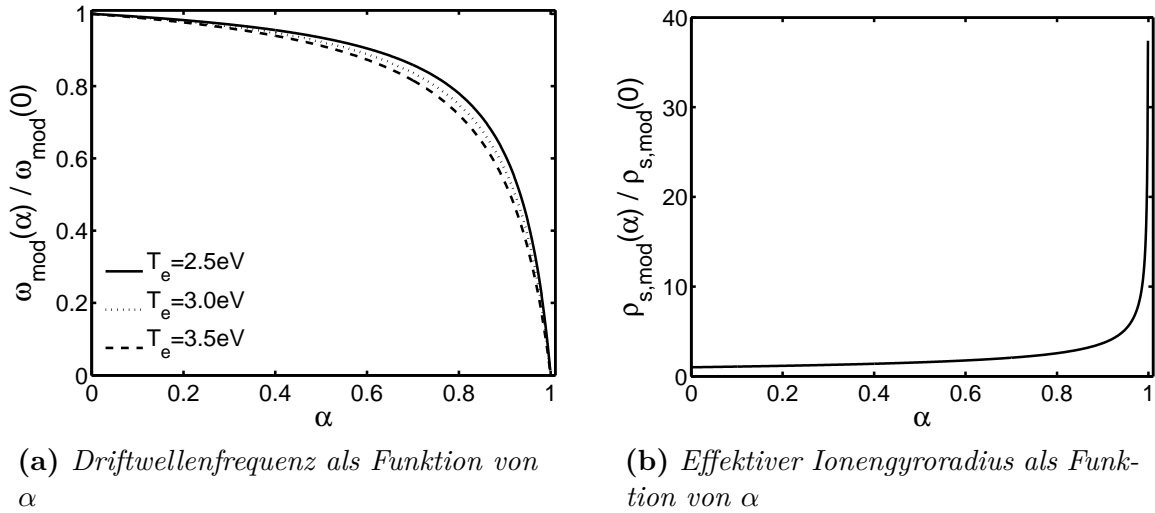
$$\omega_{\text{mod}} = \frac{D_B k_y (dN/dx)}{n_e (1 + k_{\perp}^2 \rho_{\text{s,mod}}^2)} \quad (2.79)$$

mit  $N(x) = n_e(x) + Z_d n_d(x)$ . In der hier vorliegenden Ar/O<sub>2</sub>-Entladung ist  $|Z| = 1$  (Ar<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sup>-</sup>); gleichzeitig wird die Staubdichte vernachlässigt, d. h.  $n_d \rightarrow 0$ . In diesem Fall vereinfacht sich Gl. (2.79) zu

$$\omega_{\text{mod}} = \frac{D_B k_y}{L_{\perp} (1 + k_{\perp}^2 \rho_{\text{s,mod}}^2)}. \quad (2.80)$$

Die negativen Ionen modifizieren nur über den effektiven Ionengyroradius (2.78) die Frequenz der Welle, da dieser mit steigender Konzentration der negativen Ionen zunimmt.

Die normierte Frequenz  $\omega_{\text{mod}}$  als Funktion von  $\alpha$  ist in Abb. 2.13a für unterschiedliche  $T_e$  aufgetragen. Die Frequenz nimmt bis  $\alpha = 0.6$  nahezu linear um weniger als 10 % ab. Steigt die Konzentration negativer Ionen weiter an, folgt die Frequenzabnahme dem Potenzgesetz. Eine signifikante Reduktion der Wellenfrequenz wird erst bei  $\alpha > 0.6$  erwartet. Mit weiter zunehmender Konzentration negativer Ionen reduziert sich die Elektronendichte bis auf nahezu Null. Folglich verschwindet der Dichtegradient und somit der Treiber der Driftwelle. Die Frequenz sinkt auf Null. Der Grund für die Frequenzabnahme (siehe 2.13b) ist die Zunahme des effektiven Gyroradius. Dieser nimmt für  $\alpha > 0.95$  aufgrund des Faktors  $[1/(1 - \alpha)]^{1/2}$  in Gl. (2.78) stark zu. Der skalare Parameter  $\alpha$  greift aber nur entscheidend über die Skalierung des effektiven Ionengyroradius in die Dynamik der Driftwelle ein.



**Abbildung 2.13:** a) Die normierte Frequenz sinkt mit der Zunahme von  $\alpha$  und zeigt überdies eine geringe Temperaturabhängigkeit. b) Dass die Frequenz der Welle sinkt, hängt entscheidend vom zunehmendem Gyroradius ab. Parameter:  $B = 0.5\text{ T}$ ,  $L = 3\text{ cm}$

## 2.8 Zusammenfassung

In berandeten Plasmen treten generell gradientengetriebene Instabilitäten auf, deren Quelle freier Energie im wesentlichen Dichte- und Potentialgradienten sind. In magnetisierten, radial inhomogenen Plasmen treiben die Driftbewegungen der Elektronen und Ionen die Driftwelleninstabilität. Die Phasengeschwindigkeit der Elektronen entspricht in erster Näherung der elektronen-diamagnetischen Driftgeschwindigkeit. Damit wird die Driftwelle im wesentlichen durch den Term  $\nabla n \times \mathbf{B}$  beschrieben. Sie läuft in azimuthaler Richtung und hat das Maximum der Dichtefluktuation bei einem charakteristischen Radius  $r_m$  im Bereich des steilsten Dichtegradienten. Kennzeichnend ist eine enge Kopplung der Driftbewegung senkrecht und parallel zum Magnetfeld. Solange die Elektronenbeweglichkeit parallel zum Magnetfeld ausreichend groß ist, wird die Boltzmann-Relation erfüllt und die Welle ist stabil. Wird die axiale Elektronenbeweglichkeit eingeschränkt, z. B. durch Stöße, fluktuieren Dichte- und Potentialprofil nicht phasengleich und die Welle wird instabil. Eine Eigenschaft der Driftwelle ist dementsprechend ein endlicher, parallel zum Magnetfeld orientierter Wellenvektor. Dies unterscheidet die Driftwelle eindeutig von der Rayleigh-Taylor-Instabilität.

Die raum-zeitliche Dynamik der Driftwelle ist durch die lokalen Gleichgewichtsprofile bestimmt. Aus der Gültigkeit der Boltzmann-Relation lässt sich selbstkonsistent folgern, dass ein normalverteiltes Dichteprofil ein parabelförmiges Potentialprofil bedingt. Experimentell lässt sich die Frequenz der Driftwelle dementsprechend aus den Gleichgewichten bestimmen. Die Rotation der Plasmasäule ist radial unverschert, wenn  $n_e$  normalverteilt und  $\Phi_p$  parabelförmig sind. Dabei wird die Homogenität der Plasmasäule über die gesamte Länge vorausgesetzt.

In elektro-negativen Plasmen hängt die Bestimmung der Wellenfrequenz zusätzlich von der Konzentration der negativen Ionen ab. In einem einfachen Modell bedingt die Zunah-

me des effektiven Ionengyroradius die Reduktion der Wellenfrequenz. Negative Ionen üben nur über die  $\rho_s$ -Skalierung Einfluss auf die Dynamik der Driftwelle aus. Das Modell berücksichtigt dabei nicht eine eventuelle Modifikation der Gleichgewichtsprofile durch negative Ionen.

Eine Reduktion der Elektronendichte lässt sich effektiv in elektro-negativen Plasmen realisieren. Im Unterschied zu unmagnetisierten Plasmen bildet sich in magnetisierten Plasmen eine hohle Verteilung der negativen Ionen. Dabei hängt die Produktion negativer Ionen mittels dissoziativen Elektronen-Einfang maßgeblich von einer geringen Elektronentemperatur ab, die vor allem gepulste Entladungen und Q-Maschinen bieten. Dagegen ist in stationären HF-Entladungen die Elektronentemperatur um ein Vielfaches höher. Aus diesem Grund scheint es von besonderem Interesse, ob der Existenzbereich von Mischplasmen hinsichtlich der Bildung negativer Ionen auf Plasmen mit energiereichen Elektronen erweitert werden kann.

# KAPITEL 3

---

## Experimenteller Aufbau

---

### 3.1 Allgemeine Vorbemerkung

Die wahrscheinlich am häufigsten verwendete Grundkonfiguration, um magnetisierte Plasmen in zylindrischer Geometrie zu studieren, bilden lineare Experimentanordnungen. Einige typische Beispiele sind KIWI [Kli97], MIRABELLE [Pie87], LAPD (Large Plasma Device) [Gek91], ALEXIS (Auburn Linear Experiment for Instability Studies) [Wal04], SLPM (Santander Linear Plasma Machine) [Cas05], CSDX (Controlled Shear Decorrelation Experiment) [Hol07] und VINETA [Fra02a]. In linearen Maschinen lassen sich außerdem hervorragend die fundamentalen Eigenschaften von Wellenphänomenen, speziell der Driftwelle [Nau08], untersuchen.

In Kiel wurde 2006 der Magnet Dustwheel [Kni11] entwickelt und aufgebaut. Die Untersuchungen konzentrierten sich auf die grundlegende Eigenschaft der Driftwelle in solchen Parameterbereichen, in denen elektronen-reduzierende Effekte durch Staub die Dynamik der Driftwelle beeinflussen. Die dominanten Kräfte, die auf mikrometer-große Staubpartikel wirken, sind in erster Linie die elektrische Feldkraft und die Gravitationskraft. Aus diesem Grund wurde der Magnet Dustwheel drehbar konzipiert, so dass der Winkel zwischen magnetischer Induktion und Gravitationskraft beliebig gewählt werden kann.

Die Reduktion der freien Elektronendichte lässt sich in elektro-negativen und staubigen Plasmen realisieren, wobei sich staubige Plasmen mit verschiedenen Möglichkeiten erzeugen lassen. Unter anderem kann der Partikeleinfang über eine Potentialfalle erreicht werden. Allerdings lassen sich mikrometerkleine Staubpartikel nicht in einer Plasmasäule einfangen, da einerseits der radial nach außen gerichtete Ionenwind die Staubpartikel aus der Plasmasäule bläst und für staubfreie Bereiche, sogenannte Voids, im Entladungszentrum sorgt [Gor99]. Andererseits schleudert die  $E \times B$ -Rotation der Plasmasäule Staubpartikel aus dem Zentrum. Ferner lässt sich durch den Betrieb eines Staubrüttlers [Goe11], der einen partiellen Staubfall in die Plasmakammer erlaubt, eine Reduktion der Elektronendichte herbeiführen. Um eine globale und effektive Elektronendichtereduktion zu erlangen, muss die Kontaktzeit des Staubes mit dem Plasma ausgedehnt werden, d. h. der Staub sollte axial durch eine kleinvolumige Plasmasäule rieseln.

Das spezielle Design des Magneten Dustwheel erlaubt diese Versuchsanordnung, da er drehbar angeordnet ist. Dies unterscheidet Dustwheel von allen linearen Experimentieran-

ordnungen. Allerdings stellen die Möglichkeit der Variation des Winkels zwischen Gravitationskraft und magnetischer Induktion und einer kleinvolumigen Plasmakammer, in der Driftwellen angeregt werden können, erhebliche technische Anforderungen an die Bauweise der Magneten und des Experiments dar. Dieses muss möglichst kompakt sein.

Wie in Kap. 2.4 beschrieben, ist die Driftwellenlänge größer als der effektive Ionengyroradius  $\rho_s$ , der wiederum kleiner als die Abfalllänge des Hintergrundgradienten in der Dichte  $L_{\perp}^{-1}$  sein muss, d. h.  $\rho_s/L_{\perp} \ll 1$ . Da der effektive Ionengyroradius invers proportional zum Magnetfeld ist, skaliert die Driftwelle folglich mit dem Magnetfeld. Ein ausreichend hohes Magnetfeld erlaubt dementsprechend die radiale Ausdehnung der Plasmasäule zu verringern und damit die Plasmakammer kompakt herzustellen. Ebenso erweist sich ein hohes Magnetfeld als vorteilhaft, da neben den Elektronen auch die Ionen magnetisiert sind und damit die Dynamik aller Ladungsträger berücksichtigt wird. Mit konventionellen wassergekühlten Spulen gelang es, ein ausreichend hohes Magnetfeld von 0.5 T zu erzeugen.

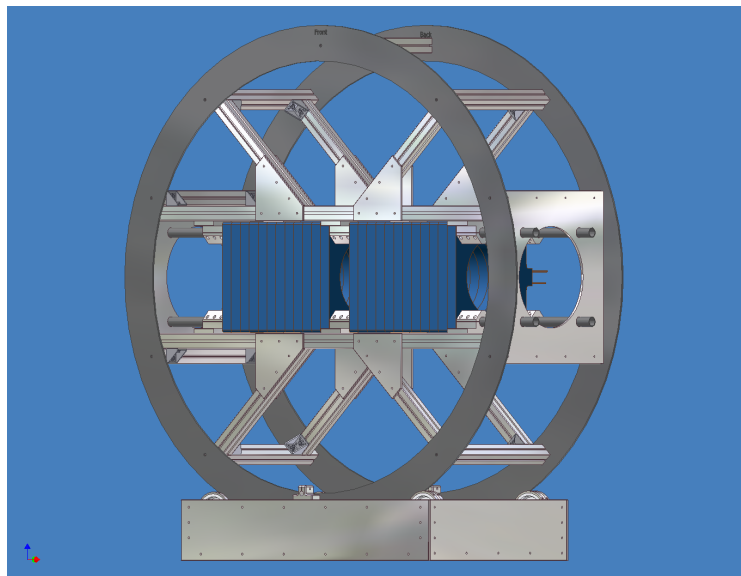
Dustwheel eignet sich aufgrund seiner vielseitigen Betriebsmodi und modularen Konzeption grundlegend, um den Einfluss von Ladungsverarmung auf Wellenphänomene zu untersuchen. Dieses Kapitel stellt den experimentellen Aufbau dar und diskutiert die damit verbundenen Besonderheiten für die Plasmaquelle und Diagnostiken.

## 3.2 Das Experiment Dustwheel

### Aufbau der Apparatur

Das Tragwerk des Experiments Dustwheel besteht aus zwei Ringen mit einem Außendurchmesser von 2.0 m (Innendurchmesser 1.7 m), die durch zehn 0.65 m lange Aluminium-Profile miteinander verbunden sind. Die gesamte Konstruktion ist drehbar auf einem Rollenbock gelagert (Abb. 3.1). In der Mitte der Ringe sind auf Stangen 24 wassergekühlte Spulen montiert. Die Zahl der Spulen ist durch das im Experiment notwendige hohe Magnetfeld festgelegt und erfordert eine kompakte und dichte Installation. Die Spulen besitzen jeweils

**Abbildung 3.1:**  
*Dreidimensionale(3D)-CAD-Zeichnung des Magneten Dustwheel – Die zwei Ringe sind durch zehn Profile miteinander verbunden. In der Mitte der Ringe befinden sich 24 Spulen. Die Ringe befinden sich drehbar auf einem Rollenbock.*



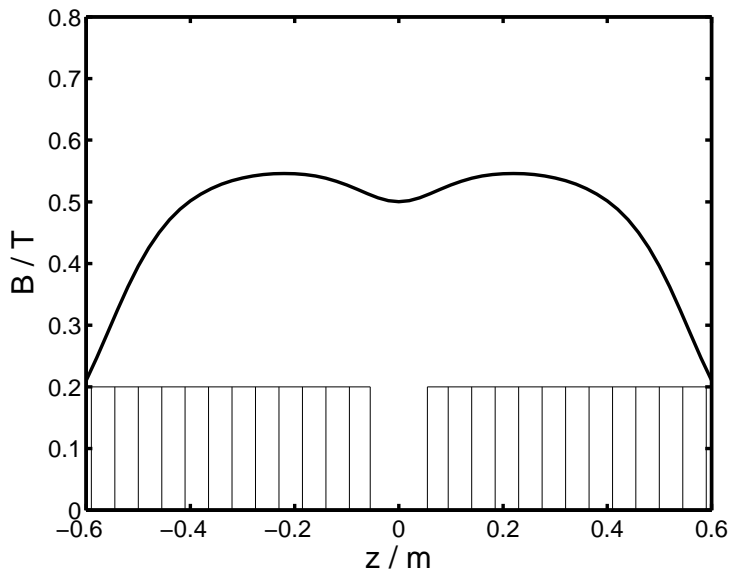


eine Breite von 4.5 cm und eine innere Bohrung von 30 cm Durchmesser. Um einen diagnostischen Zugang zur Plasmakammer zu realisieren, werden die Spulen in zwei Pakete mit jeweils 12 Spulen aufgeteilt. Der zentrale Zwischenraum zwischen den Spulenpaketen beträgt 11 cm. Die azimutale Fläche senkrecht zum Magnetfeld zwischen den beiden Spulenpaketen beschreibt die Mittelebene des Experimentes bei  $z = 0$ .

Durch die in Reihe geschalteten Kupfer-Spulen floss ein Strom von bis zu 500 A bei 700 V Spannung, so dass die Leistungsaufnahme 350 kW betrug. Wegen der ohmschen Verluste wurden die Spulen aus Hohlprofilen gefertigt, die eine Wasserkühlung zuließen. Dadurch gelang es, die immense Abwärme der Spulen mit 8 m<sup>3</sup> Wasser pro Stunde abzuführen. Die maximale magnetische Induktion im Dauerbetrieb erreichte 0.5 T. Für wenige Minuten konnte eine magnetische Induktion von 0.7 T erzeugt werden.

Die magnetische Feldstärke auf der Achse der Spulen (siehe Abb. 3.2) konnte auf einfache Weise mit Hilfe des Biot-Savartschen Gesetzes berechnet werden. Die Gesamtwindungszahl jeder Spule betrug 57, der Widerstand pro Spule war  $R = 50.57 \text{ m}\Omega$ . In der Mitte der einzelnen Spulenpakete war das Magnetfeld auf der Spulenachse  $B_{\text{max}}$  maximal. In der Mitte der jeweils letzten Spulen sank das Feld auf etwas weniger als den halben Maximalwert  $B_{\text{max}}^1$ . In der Mittelebene zwischen den Spulenpaketen nahm das Magnetfeld um 10% ab. Zur Kontrolle wurde die berechnete magnetische Induktion mit Messungen einer Hall-Sonde verglichen und eine sehr gute Übereinstimmung gefunden.

Während die freie Bewegung der Ladungsträger parallel zum Magnetfeld nur wenig beeinflusst ist und die Schrittweite zwischen zwei Stößen wie in unmagnetisierten Plasmen durch die mittlere freie Weglänge  $\lambda_j$  beschrieben wird, ändert sich ihre Bewegung senkrecht zu  $\mathbf{B}$  wesentlich. In Gegenwart eines Magnetfeldes kreisen Elektronen und Ionen mit der Larmor-Frequenz  $\omega_{c,j}$  und dem Larmor-Radius  $r_{c,j}$  um die Magnetfeldlinien. Ist die Stoß-



**Abbildung 3.2:** *Magnetische Induktion auf der Achse der Spulen – Die beiden Spulenpakete mit jeweils 12 Spulen sind angedeutet. Das Magnetfeld in der Mittelebene ist nicht homogen, sondern es nimmt um 10% ab. In der Mitte der jeweils letzten Spulen bei  $z = \pm 0.565 \text{ m}$  nimmt das Magnetfeld auf etwa den halben Maximalwert ab.*

<sup>1</sup> Dieses Ergebnis stimmt in erwarteter Weise mit dem analytisch berechneten Magnetfeld einer unendlich langen Zylinderspule überein, die für endliche Spulen um den Faktor  $L_{\text{Sp}} / (L_{\text{Sp}}^2 + R_{\text{Sp}}^2)^{1/2}$  korrigiert werden muss;  $L_{\text{Sp}}$  beschreibt die Länge der Spule und  $R_{\text{Sp}}$  den Radius der Spule

frequenz der Ladungsträger mit Neutralgasteilchen  $\nu_{j,n}$  wesentlich niedriger als die Larmor-Frequenz, so werden die meisten Larmor-Radien vollendet. Die Schrittweite ist jetzt nicht mehr die mittlere freie Weglänge, sondern sie ist in der Größenordnung des Larmor-Radius. Der Transport senkrecht zum Magnetfeld ist also um viele Größenordnungen kleiner als parallel dazu. Es gilt:

$$D_{\perp} \approx \frac{D_{\parallel} \nu_{j,n}}{\omega_{c,j}} = \frac{D_{\parallel}}{H_j} \quad (3.1)$$

mit dem Hall-Parameter  $H_j = \omega_{c,j}/\nu_{j,n}$  (siehe Kap. 2.3).

Alle vorliegenden Untersuchungen wurden in horizontaler Position des Magneten Dustwheel durchgeführt (siehe Abb. 3.3a).

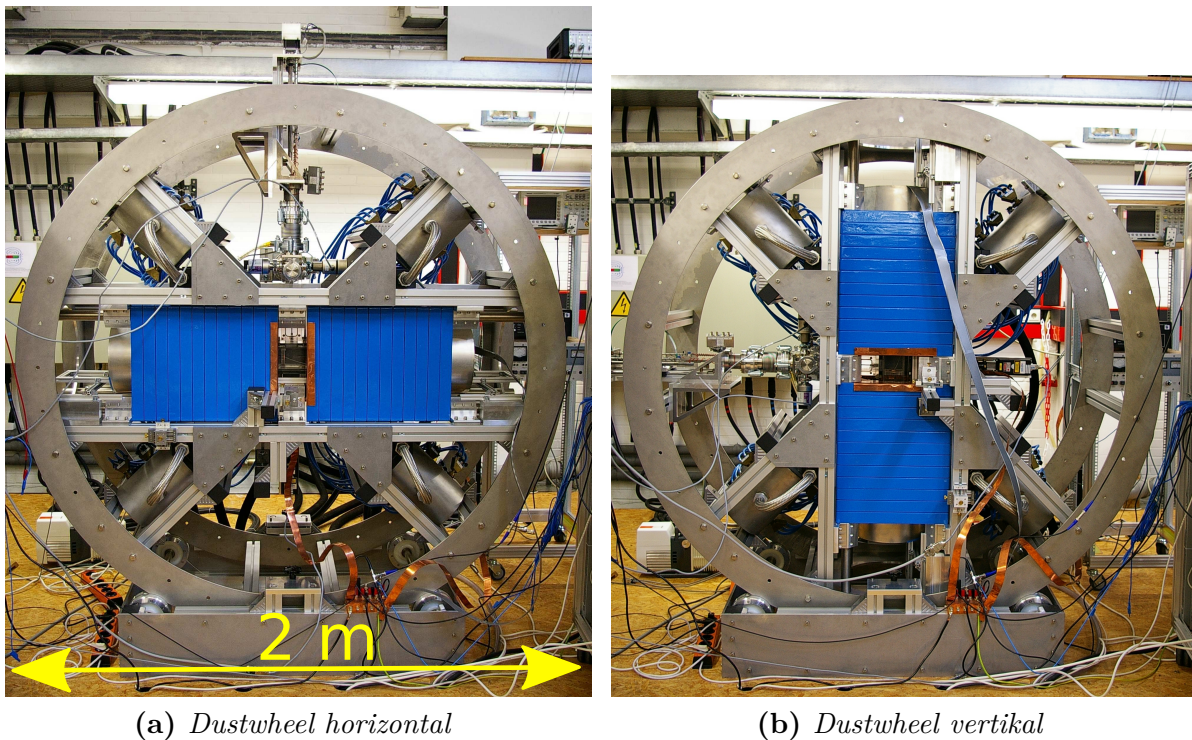
#### Das Entladungsgefäß

Ein Rohr bildete das Entladungsgefäß, das aus unmagnetischem Edelstahl mit einer Wandstärke von 2 mm bestand. Die Länge  $L_E$  des Gefäßes betrug 1.0 m mit einem Durchmesser  $d_E$  von 0.15 m. An der Oberseite des Gefäßes befand sich eine Klammerflanschverbindung ISO-K 100 zum Anschluss eines zweidimensionalen (2D) Positionierungssystems (2D-P) und des Pumpsystems. Seitlich und unterhalb des Gefäßes waren jeweils drei Kleinflansche ISO-KF 40 angebracht, die die Montage elektrischer Durchführungen und Elektroden zuließen. Das Gefäß war elektrisch geerdet und ruhte auf Profilschienen, die in das Dustwheel eingebracht werden konnten.

Das Entladungsgefäß war endseitig mit einem Glasfenster, das die visuelle Beobachtung des Plasmas erlaubte, und mit einem unmagnetischen Edelstahl-Flansch abgeschlossen (siehe Abb. 3.4). Der Edelstahlflansch verfügte über eine mittig eingelassene Hochstromdurchführung, sowie zwei SMB- und eine BNC-Vakuum-Durchführungen. Dadurch gelang es, Signale abgeschirmt in das Gefäß hinein- bzw. hinauszuführen. Weiterhin waren zwei Kleinflansche ISO-KF 25 peripher in den Edelstahlflansch eingelassen. Ein Kleinflansch stellte den Gaszufluss in das Entladungsgefäß an der HF-getriebenen Elektrode zur Verfügung. Der andere ermöglichte die Montage einer Sondendurchführung, die 0.5 m axial in das Entladungsgefäß geschoben werden konnte und manuell bedient wurde. Dadurch gelang es, axiale Fluktuations- und Plasmaparameterprofile aufzunehmen.

Dicht hinter dem Glasfenster wurde eine transparente Elektrode montiert (siehe Abb. 3.4). Dabei handelte es sich um eine mit Indiumzinnoxid (indium tin oxide, ITO) beschichtete 1.1 mm dünne Glasscheibe mit einem Durchmesser von 69 mm und einem Flächenwiderstand von  $10 \Omega/\square$ . An diese Elektrode konnte eine variable positive Biasspannung  $V_{\text{Bias}}$  von 0...140 V angelegt werden, so dass die Elektronen im Plasma parallel zum Magnetfeld zur Elektrode hinströmten und einen Strom von  $I_{\text{Bias}} = 1...5$  mA erzeugten. Der axiale Strom wurde zur gezielten Anregung und Destabilisierung der Driftwelle genutzt [Mar86]. Die Gesamtlänge  $L_P$  der zylindrischen Plasmasäule belief sich auf 0.67 m.

In der Mittelsektion (Abb. 3.4) des Gefäßes zwischen ITO-Elektrode und HF-getriebener Elektrode wurde auf dem ISO-K 100 Flansch ein zweidimensionales rechnergesteuertes Positionierungssystem (2D-P) montiert. Die Funktionsweise basierte auf der Verkipfung zweier paralleler Achsen [Lec99]. Die 2D-P war mit einer Halterung versehen, an der sich



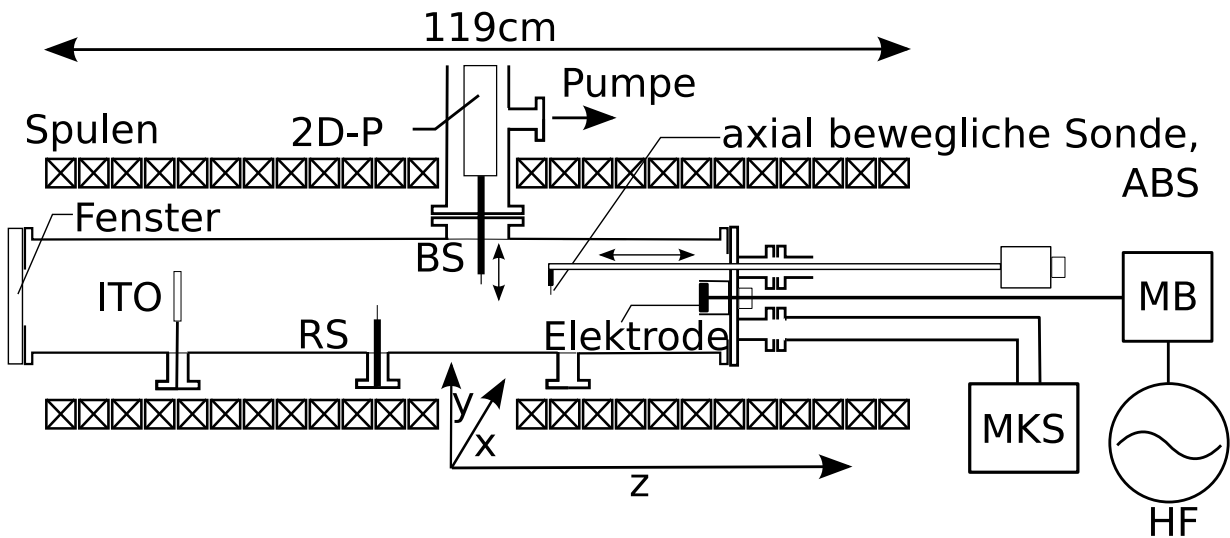
**Abbildung 3.3:** *Der Magnet Dustwheel – Eine Besonderheit des Experiments Dustwheel ist die Möglichkeit, den Winkel zwischen Gravitationskraft und magnetische Feldstärke beliebig zu variieren. Daher ist der Messaufbau auf einem Rollenbock gelagert, der die gesamte Apparatur drehbar macht; a) In horizontaler Einstellung beträgt der Winkel  $\pi/2$ . Die Gravitationskraft steht senkrecht auf der magnetischen Feldstärke; b) In der vertikalen Einstellung sind Gravitationskraft und magnetische Feldstärke parallel.*

eine elektrostatische bewegliche Sonde (BS) montieren ließ. Dadurch gelang es, in der Mittelebene eine azimutale Fläche von  $72 \text{ mm} \times 72 \text{ mm}$  senkrecht zum Magnetfeld abzutasten und Plasmaparameter sowie Zeitreihen aufzunehmen. Die Mittelebene selber kennzeichnete annähernd die axiale Mitte der Plasmasäule. Der Abstand zwischen der HF-getriebenen Elektrode und BS betrug  $0.32 \text{ m}$ . Zusätzlich befand sich eine dritte fest installierte Referenzsonde (RS) axial  $0.1 \text{ m}$  von der BS entfernt. Gemeinsam mit der BS ließen sich zeitgleich Fluktuationszeitreihen aufnehmen. Eine Beschreibung der Diagnostik und der Auswertemethoden wird in Kap. 2 und Kap. 5 vorgenommen.

Allerdings beschränkt sich der Zugang zum Entladungsgefäß durch die kompakte Installation der Spulen auf drei Positionen. Neben den Stirnseiten des Gefäßes ist noch die Mittelsektion für Diagnostiken zugänglich.

### Die Plasmaquelle

Nach einer Reihe von Voruntersuchungen mit unterschiedlichen Entladungskonzepten wurde eine kapazitiv gekoppelte Hochfrequenz (HF)-Plasmaentladung gewählt, die den Zugang zu dem Dichtebereich gewährt, der kennzeichnend für die Untersuchung staubiger Plasmen ( $n_e \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e \approx 2.5 \text{ eV}$ ) ist. Ein weiterer Vorteil einer HF-Entladung ist ihre gerin-



**Abbildung 3.4:** Schema des Experiments Dustwheel mit Spulen, Entladungsgefäß und Diagnostik – ITO (Indium tin oxide) beschreibt die transparente Gegenelektrode; RS ist eine Referenzsonde; BS ist die bewegliche Sonde, die an dem Positionierungssystem (2D-P) angebracht ist; ABS bezeichnet die axial bewegliche Sonde. Der Gaszufluss wird durch die Gasflussregler (MKS) dosiert und befindet sich neben der HF-getriebenen Elektrode. Evakuiert wird der Rezipient über den ISO-K 100 Flansch oberhalb der Kammer.

ge thermische Wärmeentwicklung im Vergleich zu thermionischen Entladungen. Letztere zeichnen sich durch eine starke Wärmestrahlung aus, die in zukünftigen Untersuchungen den Staub entweder zerstören oder durch thermophoretische Kräfte auf diesen einwirken.

Als Plasmaquelle diente eine massive unmagnetische Edelstahl-Elektrode ( $\varnothing$  42 mm), die mit der Hochstromdurchführung des Edelstahlflansches verbunden war. Diese leitete das Signal des Hochfrequenzgenerators (HF, 13.56 MHz) über ein  $\Pi$ -Anpassnetzwerk (Match-Box, MB) an die Elektrode (Abb. 3.5b), das die Ausgangsimpedanz des Hochfrequenzgenerators ( $50 \Omega$ ) und die Lastimpedanz der Entladung anpasste.

Die Elektrode war in einem geerdeten Edelstahlrohr eingelassen ( $\varnothing$ (innen) = 46 mm), das die Elektrode abschirmte. Elektrode und Rohr waren auf der Zylinderfläche plan angeordnet. Diese Anordnung wird als Faraday-Abschirm-Elektrode (Faraday Shield electrode) bezeichnet (Abb. 3.5a). Es erwies sich als vorteilhaft, die Rückseite der Elektrode gegen den Edelstahl-Flansch mit einem Macor-Zylinder (temperaturbeständige Glaskeramik) abzuschirmen, um ein rückseitiges Zünden der Entladung zu verhindern.

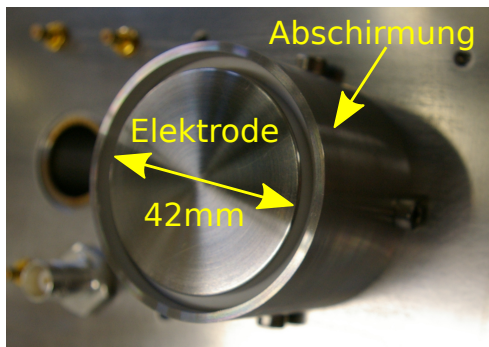
Sobald an der Elektrode eine HF-Spannung angeschlossen wurde, entstand zwischen Elektrode und der Faraday-Abschirmung ein hohes elektrisches Feld mit  $V_{ss} \approx 1$  kV. Das elektrische Feld bildete mit dem externen magnetischen Feld einen rechten Winkel, so dass die Elektronen aufgrund der Lorentz-Kraft von ihrer radialen Bahn spiralförmig abgelenkt wurden. Dadurch gelang es, die Homogenität der Entladung zu optimieren und die Plasmadichte zu steigern. Obwohl die Funktionsweise der Entladung nicht weiter untersucht wurde, stellte sie eine Verbindung zwischen einer Magnetron-Entladung und einer kapazitiv gekoppelten HF-Entladung dar. Das Prinzip der Plasmaerzeugung ähnelt dem eines HF-Magnetrons (Magnetically enhanced reactive ion etcher, MERIE [Lie05]). Die

HF-getriebene Elektrode und ihre Abschirmung erzeugten ein zylindrisches Plasma, das sich entlang des Magnetfeldes ausbreitete.

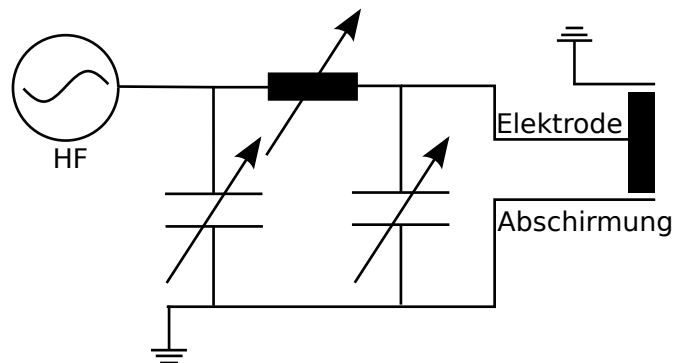
### Druckmessung und Druckregelung

Das Entladungsgefäß wurde von einer Drehschieberpumpe, das das Vorvakuum erzeugte, und einer Turbomolekularpumpe evakuiert. Die Pumpen waren mittels eines Wellschlauchs mit einem Rohr, das auf dem ISO-K 100 Flansch montiert war, verbunden. Die Pumpleistung ließ sich mit einem Butterfly-Ventil regeln, das sich zwischen Pumpstand und Entladungsgefäß befand.

Die Druckmessung und -regelung am Experiment Dustwheel erfolgte über ein kombiniertes System aus Drucksensoren und Auslese- und Regelelektronik. Ein Drucksensor (Kombination eines Wärmeleitungs- und eines Ionisationsvakuummeters, Penning/Pirani-Manometer) wurde mit einem kapazitiven Drucksensor (Baratron-Manometer), der den Druck gasartunabhängig bestimmte, kalibriert und lieferte einer Gasfluss-Regeleinheit [Bis09] den Istwert des Druckes. Die Regeleinheit war mit zwei Gasflussreglern (MKS) verbunden, die als Betriebsgase Argon und Sauerstoff vormischten und in das Entladungsgefäß einspeisten. Der Regelkreis verfügte über zwei Betriebsmodi. In einem konnte der Gasfluss konstant gehalten werden, während der andere Betriebsmodus den Gasdruck konstant hielt. Ein PID-Regelkreis (proportional–integral–derivative controller) stellte im Falle einer Druckabweichung die Gasflussregler nach. Der Gaszufluss  $V$  betrug bei den Untersuchungen  $0.5 \dots 3 \text{ sccm}$ , was einem Druck von  $p = 0.1 \dots 1 \text{ Pa}$  entsprach. Bei der Angabe von Drücken wird in dieser Arbeit stets die gasartunabhängige Baratron-Skala verwendet.



(a) HF-getriebene Elektrode



(b) Schaltbild eines  $\Pi$ -Anpassnetzwerks

**Abbildung 3.5:** Die Plasmaquelle – a) Sie besteht aus einer kreisförmigen Edelstahl-Elektrode mit einem Durchmesser von 42 mm; b) Ein  $\Pi$ -Anpassnetzwerk ist mit der Elektrode verbunden. Es besteht aus einer verstellbaren Induktivität und zwei verstellbaren Luft-Kondensatoren. Die Elektrode ist mittig in ein geerdetes Rohr eingelassen. Rohr und Elektrode sind bündig angeordnet. Der Abstand zwischen Elektrode und Rohr beträgt 2 mm.

### Betriebseinstellungen und Plasmaparameter

Typische Betriebseinstellungen und Plasmaparameter einer Argon-Entladung sind in Tab. 3.1 gegeben. Die niedrige Iontemperatur ( $T_+ \ll T_e$ ) war auf häufige Ladungsaustauschstöße der Ionen mit den Neutralgasteilchen zurückzuführen, wodurch sich das zu untersuchende Plasma nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befand.

Tabelle 3.2 gibt einen Überblick der fundamentalen Plasmaparameter bei typischen experimentellen Bedingungen. Es werden charakteristische Längen, Frequenzen, dimensionslose Parameter und Geschwindigkeiten angegeben.

Bekanntlich beschreiben elektrische Ladungen in homogenen statischen Magnetfeldern Kreisbahnen um die Feldlinien. Legt ein Teilchen viele Larmor-Umläufe zurück, bevor es durch einen Stoß aus seiner Umlaufbahn geworfen wird, gilt es als magnetisiert. Dieser Zustand wird durch den Hall-Parameter  $H_j$  beschrieben. Das Magnetfeld ist der physikalisch bestimmende Faktor in Ebenen senkrecht zu den Feldlinien. Ein Plasma im Magnetfeld ist folglich ein anisotropes Medium.

Der Parameter  $\beta$  beschreibt das Verhältnis der thermischen Energiedichte zur magnetischen Energiedichte. Die Grenzfälle  $\beta = 1$  und  $\beta = 0$  beschreiben einerseits ein magnetfeldfreies Plasma und andererseits ein nicht vorhandenes Plasma. Sehr niedrige  $\beta$ -Werte sind für hochverdünnte Plasmen wie in Dustwheel charakteristisch.

Bekanntlich gibt es zwei Sorten von Stößen geladener Teilchen in einem Plasma: Stöße mit geladenen Teilchen und Stöße mit neutralen Atomen und Molekülen. Plasmen, deren Ionisationsgrad so niedrig sind, dass die Stöße mit neutralen Teilchen dominieren, werden als schwach ionisierte Plasmen bezeichnet. Ionosphärische Plasmen, Prozeßplasmen und Gasentladungen bei niedrigem Druck sind Beispiele dafür.

Neutralgasdruck (Argon/Sauerstoff)	$p = 0.1 \dots 1 \text{ Pa}$
Gasfluss (Argon/Sauerstoff)	$V = 0.5 \dots 3 \text{ sccm}$
Länge der Plasmasäule	$L_p = 0.67 \text{ m}$
Magnetfeld	$B = 0.5 \text{ T}$
HF-Leistung	$P = 100 \text{ W}$
HF-Spannung	$V_{ss} \approx 1 \text{ kV}$
Elektronendichte	$n_e = 1 \dots 10 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$
Elektronentemperatur	$T_e = 2 \dots 4 \text{ eV}$
Iontemperatur	$T_+ \approx 0.03 \text{ eV}$
Plasmapotential	$\Phi_p \approx 64 \text{ V}$

**Tabelle 3.1:** Plasma- und Entladungsparameter in Dustwheel – Werte mit radialer Abhängigkeit wurden der Plasmamitte entnommen.

**Tabelle 3.2:** Abgeleitete Plasmagrößen Typische Plasmaparameter für  $T_e = 2\text{ eV}$ ,  $T_+ \approx 0.03\text{ eV}$ ,  $n_e = 5 \cdot 10^{14}\text{ m}^{-3}$ ,  $B = 0.5\text{ T}$ ; Betrag der Elementarladung  $e$ , Boltzmann-Konstante  $k_B$ , positive Ladung der Ionen  $Z$ , Permeabilitätskonstante  $\mu_0$ , Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$ ,  $\langle u \rangle$  beschreibt die mittlere Geschwindigkeit der Ladungsträger.

Parameter	Formel	Wert
Elektronenplasmafrequenz [rad/s]	$\omega_{p,e} = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}}$	$1.3 \cdot 10^9$
Ionenplasmafrequenz [rad/s]	$\omega_{p,+} = \sqrt{\frac{Z^2 ne^2}{\epsilon_0 m_+}}$	$4.7 \cdot 10^6$
Elektronenzyklotronfrequenz [rad/s]	$\omega_{c,e} = \frac{eB}{m_e}$	$8.8 \cdot 10^{10}$
Ionenzyklotronfrequenz [rad/s]	$\omega_{c,+} = \frac{eB}{m_+}$	$1.2 \cdot 10^6$
Elektronengyroradius [ $\mu\text{m}$ ]	$r_{c,e} = \frac{v_{th,e}}{\omega_{c,e}}$	7
Ionengyroradius [ $\mu\text{m}$ ]	$r_{c,+} = \frac{v_{th,+}}{\omega_{c,i}}$	210
effektiver Ionengyroradius [mm]	$\rho_s = \sqrt{\frac{k_B T_e m_+}{e^2 B^2}}$	2.0
Debyelänge [mm]	$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{ne^2}}$	0.5
thermische Elektronengeschwindigkeit [m/s]	$v_{th,e} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$	662 000
thermische Ionengeschwindigkeit [m/s]	$v_{th,+} = \sqrt{\frac{k_B T_+}{m_+}}$	250
Ionenschallgeschwindigkeit [m/s]	$C_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_+}}$	2400
inverse Gradientenlänge [cm]	$L = \frac{n}{\nabla n}$	2.5
diam. Elektronendriftgeschwindigkeit [m/s]	$v_{dia,e} = -\frac{k_B T_e}{eB} L^{-1}$	160
$\beta$ -Plasma	$\beta = \frac{nk_B T_e}{B^2/2\mu_0}$	$2 \cdot 10^{-9}$
Stoßfrequenz $i^+ - n$ [1/s]	$\nu_{+,n} = \frac{\langle u \rangle}{\lambda_+}$	32 000

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Parameter	Formel	Wert
freie Weglänge $i^+ - n$ [cm]	$\lambda_+ = \frac{k_B T_+}{\pi r^2 p}$	0.8
Stoßfrequenz $e - n$ [1/s]	$\nu_{e,n} = \frac{\langle u \rangle}{\lambda_e}$	$2.9 \cdot 10^6$
freie Weglänge $e - n$ [cm]	$\lambda_e = \frac{k_B T_e}{\pi r^2 p}$	22
Elektronen Hall Parameter	$H_e = \frac{\omega_{c,e}}{\nu_{en}}$	$\gg 1000$
Ionen Hall Parameter	$H_+ = \frac{\omega_{c,i}}{\nu_{+n}}$	$\gg 10$
Ionisationsgrad	$X = \frac{n_n}{n_n + n_e}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$



# KAPITEL 4

---

## Diagnostik und Methoden der Datenanalyse

---

### 4.1 Allgemeine Vorbemerkung

Dieses Kapitel stellt die Diagnostiken und Methoden der Datenanalyse vor. Untersucht werden insbesondere die Plasmaparameter Dichte  $n_e$ , Temperatur  $T_e$  und Plasmapotential  $\Phi_p$  sowie Dichte- und Potentialfluktuationen. Die Hauptdiagnostik im Experiment Dustwheel ist die elektrostatische Sonde, deren Aufbau und Funktion im Detail vorgestellt werden. Allerdings ergibt erst die Kombination unterschiedlicher Methoden elektrostatischer Sonden ein vollständiges physikalisches Bild und ein Verständnis der komplexen Sachlage.

Für die Untersuchung von Dichte- und Potentialfluktuationen und deren Ausbreitung in Plasmen ist es notwendig, eine Diagnostik zu besitzen, die in der Lage ist, absolute Änderungen der Plasmaparameter zu bestimmen. Die Bestimmung zeitgemittelter Plasmaparameter wie Dichte, Temperatur und Potential basiert auf der Auswertung von Strom-Spannungs-Kennlinien. Die Beobachtung von Dichte- und Potentialfluktuationen ermöglicht zusätzlich die Untersuchung von Instabilitäten und Wellen in Plasmen. Neben der zeitlichen Auflösung ist auch die räumliche Verteilung der Plasmaparameter und Fluktuationen von großer Wichtigkeit.

In diesem Kapitel werden unterschiedliche Techniken aus dem Bereich der Plasmadiagnostik mit elektrostatischen Sonden vorgestellt. Räumlich aufgelöste Messungen in einem Plasma erfordern entweder eine Matrix von Sonden [Lat95] oder eine bewegliche Sonde [Lec99]. Da jede Sonde eine Störung im Plasma darstellt, sind bewegliche Sonden im Unterschied zu Arrays besser geeignet, Messungen in Plasmen geringer Dichte und Durchmesser durchzuführen, wenn keine zeitgleichen Messungen an mehreren Positionen notwendig sind.

Es werden Theorien zur Auswertung von Kennlinien elektro-positiver Zwei-Komponenten-Plasmen (Arbeitsgas Argon) vorgestellt. Dabei wird eine Unterscheidung zwischen magnetisierten und unmagnetisierten Plasmen vorgenommen. Es folgt ein Abschnitt zur Auswertung von Kennlinien in einem elektro-negativen Drei-Komponenten-Plasma (Argon-Sauerstoff-Mischplasma), das als weitere Komponente negative Sauerstoffionen beinhaltet. Die Bestimmung der Konzentration negativer Ionen aus Kennlinien wird mit den Ergebnissen der Plasma-Oszillations-Methode (POM) verglichen.

Der Einsatzbereich und die Grenzen der POM werden im Hinblick auf die Möglichkeit der Kalibration untersucht.

### 4.2 Elektrostatische Sonden

Formal lassen sich die Diagnostiken in invasive und nicht-invasive Methoden unterscheiden. Die Hauptdiagnostik zur Untersuchung und Charakterisierung sowohl des zeitgemittelten Plasmas als auch von Wellen und Instabilitäten bilden in dieser Arbeit elektrostatische Sonden oder Langmuir-Sonden (LS) [Mot26].

Der Vorteil dieser allerdings invasiven Diagnostik liegt in dem hohen zeitlichen und räumlichen Auflösungsvermögen, die andere nicht-invasive Diagnostiken wie Mikrowelleninterferometrie und laserinduzierte Fluoreszenz (LIF), nicht bieten. Des Weiteren sind LS kostengünstig und unkompliziert herzustellen und flexibel der jeweiligen Messaufgabe anpassbar.

Bei LS (Abb. 4.1a) handelt es sich um kleine elektrisch leitfähige Elektroden, die direkt in das Plasma eingebracht werden und mit einer Messelektronik (Abb. 4.1b) verbunden sind. Die LS besteht aus einem Platin- oder Wolfram-Draht ( $\varnothing 100\ \mu\text{m}$ ) und einer temperaturbeständigen Keramik mit einem Außendurchmesser von 1 mm. Der Draht ragt ca. 4 mm aus der Keramik heraus und ist mit dem Plasma in Kontakt. Bei ausreichender Miniaturisierung stellt die LS eine vernachlässigbare Störung des Plasmas dar.

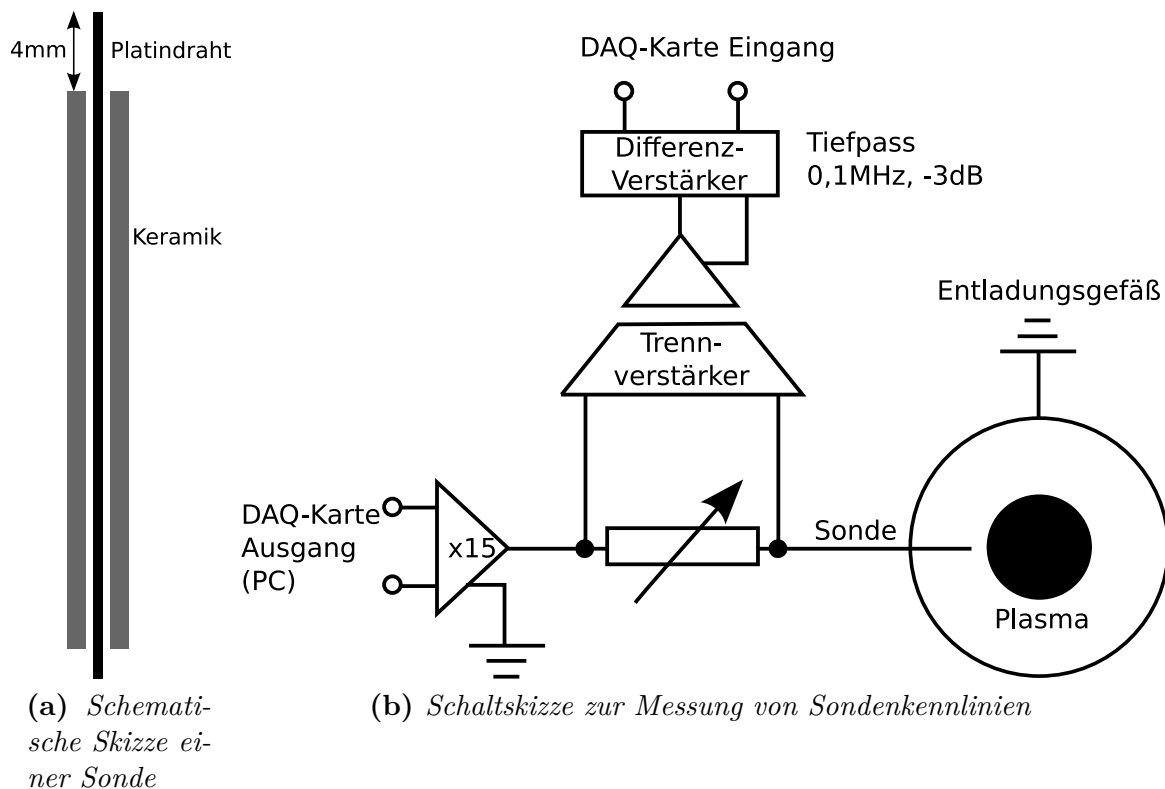
#### 4.2.1 Aufnahme von Kennlinien

Aus der Strom-Spannungs-Kennlinie oder  $I(U)$ -Kennlinie von LS können die Plasmaparameter Dichte, Temperatur und Potential bestimmt werden. Zur Messung der  $I(U)$ -Kennlinie wird die Sonde im Plasma auf eine durch den Computer bestimmte Spannung vorgespannt und der vom Sondenstrom erzeugte Spannungsabfall über einen in Reihe geschalteten Widerstand bekannter Größe (typischerweise  $R = 22\ \text{k}\Omega$ ) gemessen (Abb. 4.1b). Mit Hilfe eines Computerprogramms [Bis09] wird so die  $I(U)$ -Charakteristik aufgenommen, die die funktionale Abhängigkeit des Sondenstromes von der Sonden-spannung beschreibt.

Abbildung 4.2 zeigt solch eine Strom-Spannungs-Kennlinie. Die Spannungsrampe umfasst einen Bereich von  $U = 0 \dots 100\ \text{V}$ . Die Anzahl der Messpunkte der Rampe beträgt 500, d. h. alle 0.2 V wird der Spannungsabfall über den Widerstand gemessen. Jeder Messpunkt ergibt sich aus dem Mittelwert von 512 Einzelmessungen (Abtastrate 60 kHz). Die Gesamtzahl der Messungen beträgt 256 000. So wird eine rauscharme  $I(U)$ -Charakteristik erhalten, die für die spätere automatisierte Auswertung der Plasmaparameter wichtig ist. Die Zeitdauer einer Kennlinien-Aufnahme beträgt 6 Sekunden.

#### 4.2.2 Auswertung von Kennlinien elektro-positiver Plasmen

Obwohl das Prinzip der LS [Mot26] in der Plasmadiagnostik schon sehr lange bekannt ist, ist die korrekte Auswertung der Kennlinie in Sonderfällen schwierig, z. B. in Gegenwart eines Magnetfeldes. Die Interpretation der Kennlinie ist eng mit der Physik des Plasma-Wand-Übergangs und der Bildung einer Schicht um die Sonde verbunden. Es existieren



**Abbildung 4.1:** a) Schematische Skizze einer zylindrischen Langmuir-Sonde; b) Zur Messung von Kennlinien wird die Sonde auf eine durch den Computer (Data Acquisition Karte, DAQ-Karte) bestimmte Spannung vorgespannt und der Spannungsabfall über einem in Reihe geschalteten Widerstand bekannter Größe gemessen.

verschiedene Theorien, die in bestimmten Parameterbereichen (Neutralgasdruck, Magnetfeldstärke) gültig sind. Dabei ist die Auswahl einer geeigneten Sondentheorie entscheidend für die Ergebnisse der Auswertung.

Ein ausschlaggebender Parameter für die Wahl einer Theorie ist die Schichtdicke  $d$ . Diese feldführende Schicht ist begrenzt auf wenige Debye-Längen  $\lambda_D$ ; man spricht daher von der Debye-Schicht oder kurz „Schicht“. Für unmagnetisierte oder nur sehr schwach magnetisierte stoßfreie Plasmen soll gelten:

$$\lambda_D \gg r + d = r_s, \quad (4.1)$$

wobei  $r$  den geometrischen Sondenradius,  $d$  die Ausdehnung der Schicht und  $r_s$  den Schichtradius beschreibt. Die Methode im folgenden Abschnitt beschränkt sich auf Plasmen, in denen  $\lambda_D$  sehr viel größer als die Schicht ist.

### Theorie unmagnetisierter Plasmen

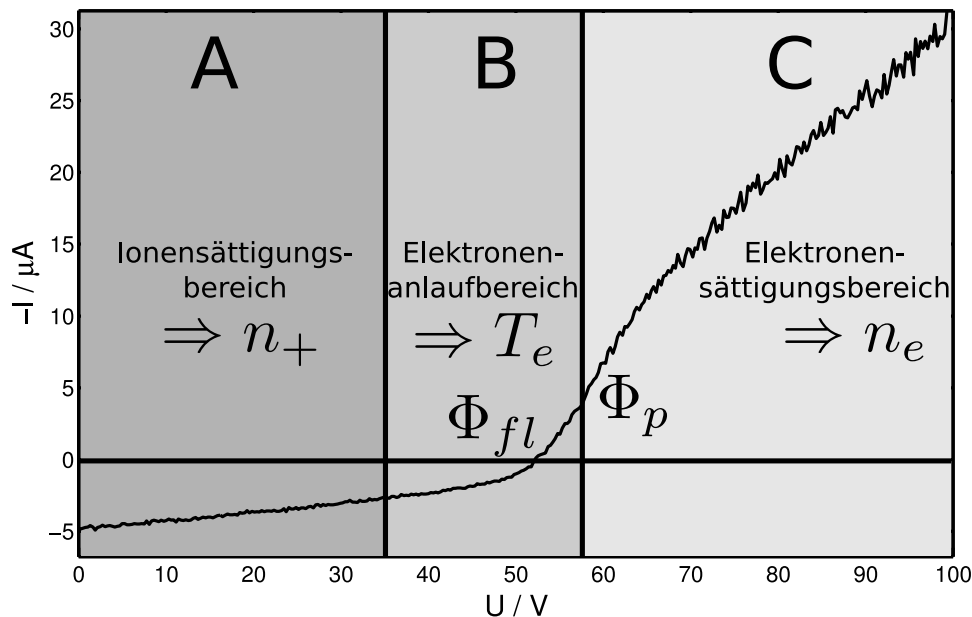
Zunächst soll eine vereinfachte Theorie (im Folgenden als Methode nach LANGMUIR bezeichnet) in einem stoßfreien und unmagnetisierten Plasma vorgestellt werden. Der Schwerpunkt liegt in der Interpretation der Strom-Spannungs-Kennlinie.

Die Kennlinie in Abb. 4.2 unterteilt sich in drei Bereiche, den Ionensättigungsbereich A, den Elektronenanlaufbereich B oder auch Übergangsbereich, sowie den Elektronensättigungsbereich C. Entsprechend der in der Literatur üblichen Notation wird im Folgenden der negative Strom in positiver Richtung auf der Ordinate aufgetragen.

### Der Ionensättigungsbereich

Wird die Sonde gegenüber dem umgebenden Plasmapotential  $\Phi_p$  stark negativ vorgespannt, d. h.  $U < \Phi_p - (5 \dots 10) \cdot k_B T_e / e$ , so fließt ein Strom der positiven Ionen zur Sonde, die Elektronen werden abgestoßen. Der dann fließende Ionensättigungsstrom (siehe A in Abb. 4.2) ist begrenzt durch den Fluss der umliegenden Ionen in den Einflussbereich der Sonde.

Ionen an der Schichtgrenze, die sich zwischen Schicht und neutralem Plasma befinden, werden durch das negative Potential der Schicht „abgesaugt“. Ihre Dichte an der Grenze nimmt dabei ab und kann durch Ionen aus dem Plasma nicht ergänzt werden. Es entsteht ein schwaches elektrisches Feld außerhalb der Schicht. Dieser Bereich wird Vorschicht genannt. Da Ionen mit der Ionenschallgeschwindigkeit  $C_s$  auf Dichtestörungen reagieren, werden sie durch den langreichweitigen Potentialunterschied von  $k_B T_e / 2e$  (Bohm-Kriterium) in der Vorschicht beschleunigt. Bei negativem Sondenpotential werden alle ankommenden Ionen durch die Sonde absorbiert. Folglich ist der Ionensättigungsstrom durch den so ge-



**Abbildung 4.2:** Strom-Spannungs-Kennlinie einer zylindrischen Langmuir-Sonde – Die Kennlinie unterteilt sich, abhängig von der angelegten Spannung, in drei Bereiche: Ionensättigungsbereich A, Elektronenanlaufbereich B und Elektronensättigungsbereich C. Den Punkt der stromlosen Sonde bezeichnet man als Floatingpotential  $\Phi_{fl}$ . Das Plasmapotential  $\Phi_p$  bezeichnet das Potential des Plasmas gegenüber dem elektrisch geerdeten Plasmagefäß. Diese Kennlinie wurde in Dustwheel aufgenommen; Parameter:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa (Argon)}$ ,  $P = 100 \text{ W}$

nannten Bohm-Strom [Hud65, Her93] gegeben:

$$I_{+, \text{sat}} = 0.61 A_S n_+ e \underbrace{\left( \frac{k_B T_e}{m_+} \right)^{1/2}}_{=C_S}. \quad (4.2)$$

Hierbei ist  $n_+$  die positive Ionendichte,  $e$  der Betrag der Elementarladung,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T_e$  die Elektronentemperatur,  $m_+$  die Masse der positiven Ionen und  $A_S$  die effektive Sondenoberfläche. Diese kann größer als die geometrische sein, da die Sondenvorschicht als Sammlungsfläche dient. Ist allerdings  $\lambda_D$  geringer als  $r_s$ , so entspricht die effektive Oberfläche der geometrischen. Der Faktor  $0.61 = \exp(-1/2)$  in Gl. (4.2) ergibt sich aus der Dichteabnahme des Plasmas in der Vorschicht und dem Bohm-Kriterium. Der Ionensättigungsstrom ist proportional zu  $n_+ \sqrt{T_e}$ , also im wesentlichen eine Funktion der Plasmadichte.

### Der Elektronensättigungsbereich

Oberhalb des Plasmapotentials  $\Phi_p$  liegt der Elektronensättigungsbereich (siehe C in Abb. 4.2), wo Elektronen aufgrund ihrer thermischen Bewegung die Sondenoberfläche erreichen und zum Strom beitragen, während die Ionen abgestoßen werden. Für Sonden in ebener Geometrie sättigt der Elektronenstrom tatsächlich, während er für Zylinder- und Kugelsonden weiter ansteigt [Hud65]. Dies liegt vornehmlich an einer Erweiterung des Einzugsbereichs der Sonde mit ansteigender Spannung durch mögliche Umlaufbahnen der Ladungsträger (orbital motion limit) [Mot26]. Der Elektronensättigungsstrom am Plasmapotential ( $I_{e, \text{sat}} = I(\Phi_p)$ ) ist:

$$I_{e, \text{sat}} = -\frac{1}{4} A_S n_e e \underbrace{\left( \frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}}_{=v_{\text{th},e}}, \quad (4.3)$$

wobei  $m_e$  die Elektronenmasse und  $n_e$  die Elektronendichte beschreibt. Der Faktor  $1/4$  setzt sich aus dem Produkt zweier Faktoren zusammen. Ein Faktor  $1/2$  berücksichtigt nur die Hälfte der Maxwell-verteilten Elektronen, die zur Sonde strömen und zum Strom beitragen. Der andere Faktor  $1/2$  ist der Mittelwert des  $\cos^2 \theta$ , wobei  $\theta$  den Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor  $v_e$  des Elektrons zur Sondennormalen beschreibt. Der Beitrag zum Strom ist  $-en_e v_e \cos \theta$ . Ein weiterer Faktor  $\cos \theta$  tritt hinzu, da die vom Raumwinkel  $\Omega$  auf die Sonde projizierte Fläche mit  $1/\cos \theta$  anwächst.

Die korrekte mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen wird durch  $v_{\text{th},e}$  beschrieben. Die Sättigungsströme ebener Sonden sind proportional zur Dichte und der Quadratwurzel der Elektronentemperatur. Mit Gl. (4.3) lässt sich die Elektronendichte bestimmen.

### Der Elektronenanlaufbereich

Der Übergang B zwischen den beiden Sättigungsbereichen A und C in Abb. 4.2 wird Elektronenanlaufbereich genannt, da mit steigender Spannung zunehmend mehr Elektronen

(abhängig von ihrer Energie) auf die Sonde treffen. In diesem Bereich  $U \leq \Phi_p$  ist der gemessene Strom eine Summe aus Ionen- und Elektronensättigungsstrom.

Die Spannung, bei der kein Nettosondenstrom fließt, nennt man Floatingpotential  $\Phi_f$ . Auf diese Spannung lädt sich eine isolierte Sonde im Plasma aufgrund der auf sie strömenden Elektronen und Ionen auf. Der Übergang vom Elektronenanlaufbereich in den Elektronensättigungsbereich ergibt sich beim Plasmapotential  $\Phi_p$ . Gekennzeichnet ist  $\Phi_p$  durch einen „Knick“ in der Kennlinie. In der Praxis wird die Position des Knicks durch das Maximum der ersten numerischen Ableitung  $dI/dU > 0$  bestimmt, was dem Nulldurchgang der zweiten Ableitung  $d^2I/dU^2 = 0$  entspricht.

Die Elektronentemperatur lässt sich aus dem exponentiellen Anstieg des Elektronenstroms der Sonde im Elektronenanlaufbereich bestimmen. Im Anlaufbereich werden von der Sonde nur diejenigen Elektronen gesammelt, deren kinetische Energie größer als die Potentialbarriere der Sonde ist. Bei Elektronen mit einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich für den Elektronenanteil des Sondenstroms

$$I(U) = I_{e,\text{sat}} \exp\left[\frac{e(U - \Phi_p)}{k_B T_e}\right]. \quad (4.4)$$

Die Elektronentemperatur wird aus der Anpassung einer Exponentialfunktion an den Anlaufbereich der Sondenkennlinie bestimmt.

Für den Zusammenhang zwischen dem Floatingpotential und dem Plasmapotential gilt unter der Voraussetzung, dass die Ionentemperatur  $T_+$  sehr viel geringer als die Elektronentemperatur  $T_e$  ist,

$$\Phi_f = \Phi_p - \left(\frac{k_B T_e}{e}\right), \quad (4.5)$$

d. h. für Argon ist das Floatingpotential  $5.2 \cdot (k_B T_e/e)$  niedriger als das Plasmapotential.

Mittels der Methode nach LANGMUIR lassen sich die Plasmaparameter Dichte, Temperatur und Potential bestimmen. Allerdings berücksichtigt diese Theorie nicht den Einfluss eines Magnetfeldes auf die Ladungsträger. Für eine detaillierte Herleitung und weiterführende Diskussion der Standardmethoden der Sondendiagnostik sei hier auf die Literatur [Laf76, Dem02] und Monographien [Hud65, Her93, Hut02] verwiesen.

In dem folgenden Kapitel wird eine Theorie vorgestellt, die den Einfluss des Magnetfeldes auf die Kennlinienauswertung mit einbezieht.

### Theorie magnetisierter Plasmen

Eine weitere Methode, Plasmaparameter wie Dichte und Temperatur zu bestimmen, ist die Messung der Verteilungsfunktion der Elektronen (electron energy distribution function, EEDF) mit Langmuir-Sonden. Sie erlaubt die Bestimmung der EEDF aus dem Strom im Elektronenanlaufbereich der Sonden-Kennlinie (siehe B in Abb. 4.2). Dieser wird hauptsächlich von den Elektronen getragen, da im Gegensatz zur Elektronenmasse die Ionenmasse um ein Vielfaches größer ist und wenig zum Sondenstrom beiträgt.

Allgemein lassen sich die Elektronen im Plasma durch die Verteilungsfunktion  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  beschreiben, die nicht auf maxwell-verteilte Elektronengeschwindigkeiten beschränkt ist.

Die Verteilungsfunktion  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  gibt dabei die Anzahl der Elektronen in einem Volumen  $dx dy dz$  an, das sich mit einer Geschwindigkeit zwischen  $\mathbf{v}$  und  $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$  an der Position  $\mathbf{x}$  zur Zeit  $t$  befindet. Die Elektronendichte am Ort  $\mathbf{x}$  zum Zeitpunkt  $t$  ist

$$n_e(\mathbf{x}, t) = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z. \quad (4.6)$$

Häufig wird  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  dabei als Reihe dargestellt

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=-j}^j f_j^k(\mathbf{x}, v, t) Y_j^k(\vartheta, \varphi). \quad (4.7)$$

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist  $v = |\mathbf{v}|$ ,  $f_j^k$  sind Tensorkomponenten der EEDF und  $Y_j^k$  beschreibt die Kugelflächenfunktion mit  $\vartheta$  und  $\varphi$  als Azimut- und Polarwinkel eines sphärischen Koordinatensystems.

Der analytische Ausdruck der EEDF in Gl. (4.7) lässt sich durch eine nach zwei Gliedern abgebrochene Reihe annähern. In der englischsprachigen Literatur wird dies als *two-term approximation* bezeichnet. Es gilt

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{x}, v, t) + \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}_1(\mathbf{x}, v, t), \quad (4.8)$$

solange die EEDF nahezu symmetrisch ist. Die Funktion  $f_0$  beschreibt den isotropen und  $f_1$  den anisotropen Teil der Verteilungsfunktion.

Der Elektronenstrom  $I_e$  ist durch das Integral über die Verteilungsfunktion gegeben

$$I_e = eA_S \int f(\mathbf{v}) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} d^3v, \quad (4.9)$$

wobei  $\mathbf{n}$  der Normalenvektor senkrecht zur Sondenoberfläche ist. Ohne die genaue Kenntnis von  $f(\mathbf{v})$  ist das Integral in Gl. (4.9) nicht lösbar. Allerdings lassen sich Näherungen oder Symmetrien ausnutzen, die eine Lösung von Gl. (4.9) erlauben.

In Ref. [Dru30] wurde eine Methode veröffentlicht, die aus einer Sondenkennlinie die EEDF ableitet. Die DRUYVESTEYN-Methode misst die EEDF in einem unmagnetisierten Plasma mit LS, beschränkt sich allerdings auf schwach ionisierte und isotrope Plasmen geringer Dichte; sie gilt somit in Plasmen, in denen die freie Weglänge der Elektronen  $\lambda_e$  sehr viel größer als der Schichtradius  $r_s$  ist [Ars94, Dem02], d. h.

$$\lambda_e \gg r + d = r_s. \quad (4.10)$$

Folglich schränkt der Neutralgasdruck  $p$  die DRUYVESTEYN-Methode auf  $p < 100 \dots 500$  Pa ein, da  $\lambda_e$  druckabhängig ist. Dieser Parameterbereich in Plasmen wird als stoßfrei bezeichnet [Dem02].

Für eine isotrope Geschwindigkeitsverteilung  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{x}, v, t)$  ist der Elektronenstrom zur ebenen Sonde [Dem99]

$$I_e = \frac{2\pi e A_S}{m_e^2} \int_{e(\Phi_p - \Phi_S)}^{\infty} f_0(\epsilon) [\epsilon - e(\Phi_p - \Phi_S)] d\epsilon, \quad (4.11)$$

wobei üblicherweise die Geschwindigkeitsverteilung in Spannungseinheiten umgerechnet wird; die kinetische Energie der Elektronen ist  $\epsilon = mv^2/2$ . Die isotrope Verteilungsfunktion  $f_0(\epsilon)$  lässt sich durch Substitution von  $v = (2\epsilon/m)^{1/2}$  und  $dv/d\epsilon = 1/(2\epsilon/m)^{1/2}$  gewinnen. Die Sonde wird auf ein niedrigeres Potential als das des Plasmas vorgespannt; so erreichen nur die Elektronen die Sonde, deren kinetische Energie größer als  $e \cdot (\Phi_p - \Phi_s) = eU$  ist. Dabei beschreibt  $\Phi_s$  das Sondenpotential und  $U$  die Sondenspannung bezüglich des Plasmapotentials  $\Phi_p$ .

Die EEDF in Gl. (4.11) kann durch zweimalige Differentiation nach  $U$  isoliert werden [Dru30] und es gilt

$$\frac{d^2 I_e}{dU^2} = \frac{2\pi e^3 A_S}{m_e^2} f_0(eU). \quad (4.12)$$

Damit ist  $d^2 I_e/dU^2$  proportional zu  $f(eU)$ . Allerdings gilt es zu beachten, dass  $f(eU)$  nur dann in  $f(v)$  umgerechnet werden kann, wenn das Plasmapotential bekannt ist und die Verteilungsfunktion  $f(eU)$  mit  $v = (2eU/m_e)^{1/2}$  von  $f(eU)(2U/m_e)^{1/2}$  in  $f(v)$  zurücks substituiert wird. Die Bestimmung der zweiten Ableitung der Kennlinie ist also ein Maß für die EEDF und gilt in isotropen Plasmen geringer Dichte.

Allerdings ist der Einsatzbereich und die Grenzen der DRUYVESTYEN-Methode im Hinblick auf die Untersuchung magnetisierter Plasmen beschränkt. Der Einfluss eines Magnetfeldes auf Ladungsträger und somit auch auf die Kennlinie ist ein nicht zu vernachlässigender Faktor. Allgemein führt die Gegenwart eines Magnetfeldes zu einer Anisotropie im Plasma. Die Lorentzkraft zwingt die Ladungsträger zu Gyrationenbewegungen um die Magnetfeldlinien und die senkrechte Bewegung der Ladungsträger zum Magnetfeld ist eingeschränkt.

Die Änderung der Sondenvorschicht durch das Magnetfeld muss ebenfalls berücksichtigt werden [San70, Laf76, Rub78, Rub82]. Es findet eine Einschnürung der Sondenvorschicht auf die Feldlinien des Magnetfeldes statt und die Einzugsfläche wird kleiner. Die Vorschicht kann sich bei der Erhöhung der Sondenspannung nur in Feldrichtung ausdehnen, wobei die Querschnittsfläche nahezu konstant bleibt.

Im Vergleich zum unmagnetisierten Plasma ist der Elektronensättigungsstrom reduziert. Gleichzeitig kann es zu einer „Entleerung“ der Flussröhre von Elektronen kommen, weil die unterbundene Bewegung der Elektronen senkrecht zum Feld diese nicht wieder auffüllen kann.

Die DRUYVESTYEN-Methode lässt sich auf Plasmen in schwachen Magnetfeldern erweitern, wenn die Voraussetzung

$$r_{c,e} \gg r_s \quad (4.13)$$

erfüllt ist [Kag64, Swi70]; dabei ist  $r_{c,e} = v_{th,e}/\omega_{c,e}$  der Elektronengyroradius mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen  $v_{th,e}$  und der Elektronenzyklotronfrequenz  $\omega_{c,e}$ . Anschaulich ist unter Berücksichtigung von Gl.(4.10) und Gl. (4.13) die Gegenwart eines Magnetfeldes mit der Zunahme des Neutralgasdrucks vergleichbar [Ars94].

Da im Dustwheel der Elektronengyroradius  $r_{c,e} = 7 \mu\text{m}$  ( $B = 0.5 \text{ T}$  und  $T_e = 2 \text{ eV}$ ) sehr viel kleiner als der Sondenradius ( $r = 50 \mu\text{m}$ ) ist, lässt sich die DRUYVESTYEN-Methode



nicht auf stark magnetisierte Plasmen anwenden. Sie ist limitiert auf isotrope schwach magnetisierte Plasmen geringer Dichte.

In Ref. [Ars94, Dem99] konnte eine Herleitung der EEDF aus Sondenkennlinien auf stark magnetisierte und anisotrope Plasmen hoher Dichte erweitert werden. Diese Theorie stellt eine vereinfachte Lösung der Boltzmann-Gleichung im nichtlokalen Bereich dar, d. h.

$$\lambda_e \gg r + d \gg \lambda_e. \quad (4.14)$$

Die Elektronenenergie-Relaxationslänge  $\lambda_e$  bezeichnet die Länge, auf der ein Elektron seine ursprüngliche Energie verliert. Im Unterschied zur freien Weglänge  $\lambda_e$  zwischen einem Elektron-Neutralgas-Stoß wird bei  $\lambda_e$  auch die Masse der Stoßpartner berücksichtigt. Aus Gl. (4.14) folgt, dass die Elektronen unter Beibehaltung ihrer Gesamtenergie die Sonde erreichen. Folglich „besitzen“ die Elektronen die Information über die ungestörte EEDF, die sich entlang einer Länge in der Größenordnung von  $\lambda_e$  im Plasma ausbildet. Als Randbedingung soll  $f_0(x \rightarrow \infty, eU)$  die ungestörte EEDF  $f_\infty$  liefern [Ars94]. Allerdings muss weiterhin der anisotrope Teil der Verteilungsfunktion berücksichtigt werden. In [Ars94] werden „verbesserte“ Randbedingungen angegeben:  $f_0(r, \epsilon > eU) = \gamma f_1(r, eU)$  und  $f_1(x, \epsilon) = -\lambda_e \partial f_0 / \partial x$ , wobei  $f_1(x, \epsilon)$  der anisotrope Teil der EEDF ist.  $\gamma$  ist hier ein sondenabhängiger Geometriefaktor, der zwischen 0.71 ( $r \gg \lambda_e$ ) und  $4/3$  ( $r \ll \lambda_e$ ) liegt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit  $\gamma = 1$  gerechnet, da ein Fehler bei  $B = 0.5$  T nicht ins Gewicht fällt [Dem99].

Damit erhält man einen Elektronenstrom, der sich in diesem stoßdominierten Parameterbereich hoher Dichte ( $p > 500$  Pa) [Ars94] zu

$$I_e = \frac{8\pi e A_S}{3m_e^2} \int_{eU}^{\infty} \frac{(\epsilon - eU) f_\infty(eU) d\epsilon}{\gamma + (1 - eU/\epsilon)\Psi(\epsilon, U)} \quad (4.15)$$

ergibt. Weiterhin hängt Gl. (4.15) von einem Diffusionsparameter  $\Psi(\epsilon, U)$  ab, der eine Funktion der Plasmaparameter, der Sondengröße und der Orientierung der Achse der Sonde bezüglich des Magnetfeldes ist. Bei einer senkrechten Ausrichtung der Sondenachse zum Magnetfeld gilt [Dem99]

$$\Psi(\epsilon, U) = \frac{r \ln(\pi L/4r)}{\gamma r_{c,e}}, \quad (4.16)$$

wobei  $L$  die Sondenlänge ist. Im Grenzfall eines unmagnetisierten Plasmas ist  $\Psi(\epsilon, U)$  gleich Null und Gl. (4.15) geht in Gl. (4.11) über ( $\gamma = 4/3$  für  $r \ll \lambda_e$ ) [Dem99]. Dies entspricht gerade der DRUYVESTYEN-Formel.

Für den differenzierten Elektronenstrom  $I_e$  nach der Sondenspannung  $U$  gilt [Dem99]

$$\frac{dI_e}{dU} = -\frac{8\pi e^3 A_S r_{c,e} U}{3m_e^2 r \ln(\pi L/4r)} f(eU). \quad (4.17)$$

Die einmalige Differentiation von  $I_e$  nach  $U$  ist proportional zur Verteilungsfunktion  $f(eU)$ . Die Auswertung einer Kennlinie mit der hier vorgestellten Theorie (im Folgenden als Methode nach DEMIDOV bezeichnet) zeigt Abweichungen im Vergleich zu der Auswertung

nach LANGMUIR. Generell ergibt sich eine Tendenz zu einer höheren Elektronendichte und eine um bis zu 30 % geringeren Elektronentemperatur [Dem99].

Wenn nicht explizit erwähnt, so sind alle in dieser Arbeit angegebenen Plasmaparameter mit der Methode nach DEMIDOV bestimmt worden.

### 4.2.3 Auswertung von Kennlinien elektro-negativer Plasmen

Es existieren unterschiedliche Methoden, die Konzentration negativer Ionen  $n_-$  in Plasmen mit elektrostatischen Sonden zu messen [Ame90, Cha99, Shi01, Eco07, Str08]. Hierbei wird in der Regel das Verhältnis  $\alpha = n_-/n_+$  betrachtet. Die in dieser Arbeit verwendete Methode [Shi01] (im Folgenden als Methode nach SHINDO bezeichnet) zur Bestimmung von  $\alpha$  in einem elektro-negativen Plasma basiert auf dem Vergleich der Kennlinie und ihrer Sättigungsströme in einem elektro-negativen Plasma mit einer Referenz-Kennlinie und ihren Strömen in einem elektro-positiven Plasma bei gleichen Entladungsbedingungen. Die Konzentration negativer Ionen lässt sich aus den relativen Sättigungsströmen bestimmen. Bevor die Methode nach SHINDO vorgestellt wird, soll der Einfluss negativer Ionen auf die Sättigungsströme, speziell dem Elektronensättigungsstrom, untersucht werden.

Oberhalb des Plasmapotentials besteht der Sättigungsstrom (siehe Gl. (4.3)) in einem elektro-positiven Plasma allein aus dem Elektronensättigungsstrom. Im Unterschied dazu setzt sich der Sättigungsstrom in einem elektro-negativen Plasma aus dem Strom der Elektronen und der negativen Ionen zusammen [Ame90]:

$$\begin{aligned}
 I_{s,\text{sat}} &= I_{e,\text{sat}} + I_{-, \text{sat}} \\
 &\approx -\frac{1}{4}eA_S \left[ n_e \underbrace{\left( \frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}}_{=v_{\text{th},e}} + n_- \underbrace{\left( \frac{8k_B T_-}{\pi m_-} \right)^{1/2}}_{=v_{\text{th},-}} \right].
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

Die Temperatur der negativen Ionen ist  $T_-$  und  $m_-$  ihre Masse.

In einem quasineutralen elektro-negativen Plasma sinkt allerdings der Sättigungsstrom  $I_{s,\text{sat}}$ , obwohl die Anzahl der negativen Ladungsträger konstant bleibt. Während der dissoziative Elektronen-Einfang die Elektronendichte reduziert, steigt zugleich die Dichte der negativen Ionen. Allerdings ist der Sättigungsstrom (siehe Gl. (4.3)) proportional der thermischen Geschwindigkeit der negativen Ladungsträger. Die mittlere thermische Geschwindigkeit selbst ist invers proportional zur Quadratwurzel der Masse. Mit zunehmender Masse nimmt die Geschwindigkeit und damit der Sättigungsstrom ab. Da die Masse eines Protons 1 836 mal schwerer ist als die Masse des Elektrons, gilt:  $v_{\text{th},e} \gg v_{\text{th},+}$ . Folglich ist der Elektronenstrom sehr viel größer als der Strom der negativen Ionen. Dieser trägt daher kaum zum Gesamtstrom  $I_{s,\text{sat}}$  bei. Der Beitrag der negativen Ionen zum Gesamtstrom spielt erst oberhalb einer Konzentration von  $\alpha > 0.99$  eine Rolle [Shi01].

Die halblogarithmische Kurve in Abb. 4.3a spiegelt den geringen Einfluss des Stroms der negativen Ionen wieder. Die aus Gl. (4.18) gewonnene Abbildung zeigt den normierten Gesamtstrom  $I_{s,\text{sat}}$  und die Ströme der Elektronen und negativen Ionen. Der Elektronenstrom nimmt leicht mit  $\alpha$  ab, während der Strom der negativen Ionen geringfügig zunimmt.

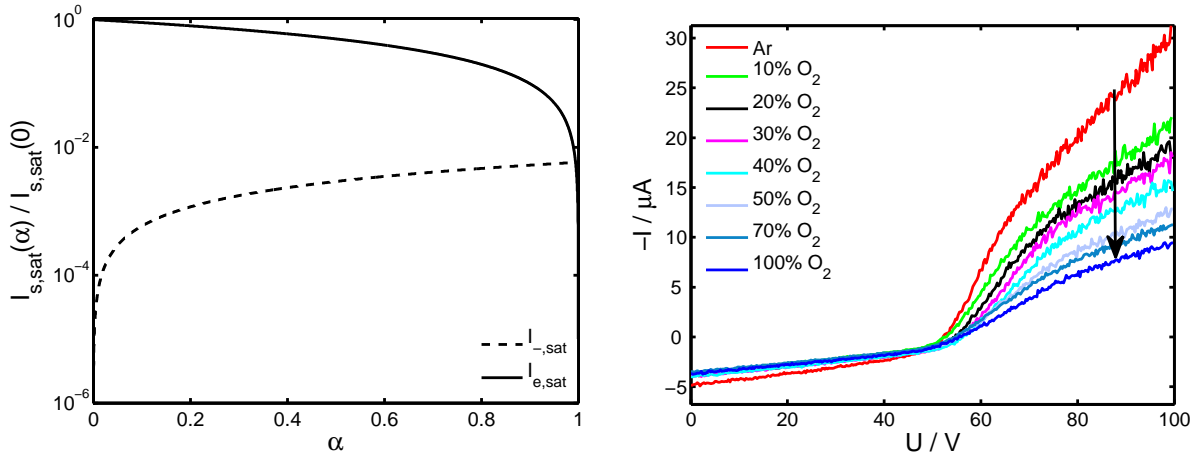
Erst in einem nahezu elektronen-freien Plasma tragen die negativen Ionen den Gesamtstrom. Die  $I(U)$ -Kennlinien in Abbildung 4.3b (aufgenommen im Experiment Dustwheel) demonstrieren ein ähnliches Verhalten. Der Strom oberhalb des Plasmapotentials sinkt; die Elektronendichte nimmt mit der Sauerstoff-Beimischung ab. Der Gesamtstrom  $I_{s,\text{sat}}$  sinkt, da der Strom der negativen Ionen den Elektronenstrom nicht ausgleichen kann.

Basierend auf dieser Erkenntnis wurden erste Untersuchungen zur Bestimmung der Dichte negativer Ionen in Ref. [Nak76] gemacht. Aus der zuvor beschriebenen Reduktion des Gesamtstroms der Sonde wurde auf die Dichte der negativen Ionen geschlossen. Allerdings muss die Abnahme der Plasmadichte und die Veränderung der Schichtstruktur [Ame90, Kon99, Lie05] berücksichtigt werden, welche zu einer Reduktion des Ionensättigungsstroms führt.

Die Methode von SHINDO dagegen kalkuliert die Änderung der Plasmadichte und der Schichtstruktur mit ein. Sie soll exemplarisch für ein Argon-Sauerstoff-Mischplasma vorgestellt werden. Für den Ionensättigungsstrom  $I_{+, \text{sat}}$  in einem elektro-positiven Argon Plasma gilt (siehe Gl. (4.2)):

$$I_{+, \text{sat}}(\text{Ar}) \propto n_+(\text{Ar}) A_S \left( \frac{T_e(\text{Ar})}{m_+(\text{Ar})} \right)^{1/2}. \quad (4.19)$$

Im Unterschied zu einem Argon-Plasma ändert sich die Schichtstruktur der Sonde des elektro-negativen Sauerstoffplasmas. Die Schichtoberfläche ist vergrößert und die Ionengeschwindigkeit an der Schichtkante modifiziert [Ame90]. Dieser Schicht-Effekt wird durch den Schicht-Faktor  $\Omega$  repräsentiert. Der Ionensättigungsstrom in einem elektro-negativen Plasma mit der Sauerstoff-Beimischung  $X$  ist dabei definiert als das Verhältnis:



(a) Zusammensetzung des Gesamtstroms

(b) Kennlinien bei verschiedenen Sauerstoff-Beimischungen

**Abbildung 4.3:** a) Der Gesamtstrom  $I_{s,\text{sat}}$  setzt sich näherungsweise aus dem Strom der Elektronen und negativen Ionen zusammen. Der Strom der negativen Ionen zeigt nur einen sehr geringen Einfluss auf den Gesamtstrom. Im nahezu elektronen-freien Plasma trägt der Ionenstrom den Gesamtstrom; b) Der Elektronensättigungsstrom nimmt mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung ab; Parameter:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ .

$X = \text{O}_2/(\text{Ar} + \text{O}_2) = 0 \dots 100\%$ . Es gilt

$$I_{+, \text{sat}}(X) \propto n_+(X) A_S \left( \frac{T_e(X)}{m_+(X)} \right)^{1/2} \Omega. \quad (4.20)$$

Experimentell lässt sich  $\alpha$  durch Variation des  $\text{O}_2$ -Gasdrucks (siehe Kap. 3.2) ändern. Der Schichtfaktor  $\Omega$  beinhaltet den Zuwachs der Sondenoberfläche und die Änderung der Geschwindigkeit der negativen Ionen an der Schichtkante. Er ist definiert als

$$\Omega(X) = \left[ 2 \frac{T_+(X)}{T_e(X)} + \frac{eV_B(X)}{T_e(X)} \right]^{1/2} \cdot \left[ (1 - \alpha) \exp\left(-\frac{eV_B(X)}{T_e(X)}\right) - \alpha \exp\left(-\frac{eV_B(X)}{T_-(X)}\right) \right], \quad (4.21)$$

wobei  $V_B(X)$  der Potentialabfall innerhalb der Vorschicht ist. In der Vorschicht werden die negativen Ionen auf Bohm-Geschwindigkeit beschleunigt. Dabei muss ihre Geschwindigkeit größer als die Ionenschallgeschwindigkeit sein, um in die Sondenschicht einzudringen.

Es wurde gezeigt, dass  $\Omega$  gleich eins ist für  $0 < \alpha < 0.6$  [Shi01]. Mit zunehmendem  $\alpha$  nimmt dann auch  $\Omega$  zu [Cha99].

Aus Gl. (4.19) und Gl. (4.20) lässt sich die Sondenoberfläche  $A_S$  eliminieren und unter der Annahme der Ladungsneutralität sowohl im elektro-positiven als auch im elektro-negativen Plasma erhält man für  $\Omega = 1$

$$\frac{I_{+, \text{sat}}(X)}{I_{+, \text{sat}}(\text{Ar})} = \left[ \frac{n_e(X)}{n_e(\text{Ar})} + \frac{n_-(X)}{n_+(\text{Ar})} \left( \frac{T_e(X)}{T_e(\text{Ar})} \right)^{1/2} \right] \left( \frac{m_+(\text{Ar})}{m_+(X)} \right)^{1/2}. \quad (4.22)$$

Weiterhin sind die Elektronensättigungsströme für das elektro-positive Argon-Plasma und das elektro-negative X-Mischplasma

$$I_{e, \text{sat}}(\text{Ar}) \propto n_e(\text{Ar}) A_S \left( \frac{T_e(\text{Ar})}{m_e(\text{Ar})} \right)^{1/2} \quad \text{und} \quad (4.23)$$

$$I_{e, \text{sat}}(X) \propto n_e(X) A_S \left( \frac{T_e(X)}{m_e(X)} \right)^{1/2}, \quad (4.24)$$

wobei der Strom der negativen Ionen vernachlässigt wird. In Gl. (4.23) und Gl. (4.24) lässt sich die Sondenoberfläche  $A_S$  wie in Gl. (4.19) und Gl. (4.20) eliminieren, unter der Annahme, dass der Effekt des Magnetfeldes sich in erster Linie in einer Abnahme der effektiven Sondenoberfläche  $A_S$  äußert. Dies macht sich vor allem im Elektronensättigungsstrom bemerkbar. Dies liefert

$$\frac{I_{+, \text{sat}}(X)}{I_{+, \text{sat}}(\text{Ar})} = \left[ \frac{I_{e, \text{sat}}(X)}{I_{e, \text{sat}}(\text{Ar})} + \frac{n_-(X)}{n_+(\text{Ar})} \left( \frac{T_e(X)}{T_e(\text{Ar})} \right)^{1/2} \right] \left( \frac{m_+(\text{Ar})}{m_+(X)} \right)^{1/2}. \quad (4.25)$$

Aus Gl. (4.25) lässt sich die Konzentration negativer Ionen bestimmen. Nach einigen algebraischen Umformungen folgt

$$\alpha = \frac{n_-(X)}{n_+(X)} = 1 - \frac{I_{+, \text{sat}}(\text{Ar})}{I_{e, \text{sat}}(\text{Ar})} \frac{I_{e, \text{sat}}(X)}{I_{+, \text{sat}}(X)} \sqrt{\frac{m_+(\text{Ar})}{m_+(X)}}. \quad (4.26)$$

Die Masse  $m_+(X)$  in Gl. (4.26) ist das gewichtete arithmetische Mittel der positiven Ionen, wobei  $\text{Ar}^+$  und  $\text{O}_2^+$  die dominanten positiven Ladungsträger in einem Argon-Sauerstoff-Mischplasma darstellen [Sto95, Ven95]. Die mittlere Masse variiert von  $m_+ = 32.0$  u bei  $X=100\%$  bis  $m_+ = 39.95$  u bei  $X=0\%$ . Einem  $\alpha$  von 0.67 entspricht also eine doppelt so hohe Dichte negativer Ionen wie Elektronen; unter Berücksichtigung der Ladungsneutralität  $n_+(X) = n_e(X) + n_-(X)$  in einem Drei-Komponenten-Plasma und Gl. (4.26) gilt:

$$n_e(X) = n_+(X) \cdot (1 - \alpha), \quad (4.27)$$

$$n_-(X) = \alpha n_+(X). \quad (4.28)$$

Mit der Kenntnis von  $\alpha$  und  $n_+$  ist eine quantitative Bestimmung der Ladungsdichten der negativen Ionen und Elektronen möglich.

Für Sonden, deren Abmessung kleiner als der Gyroradius der Ionen ist, kann weiterhin die Theorie unmagnetisierter Plasmen verwendet werden [Che65c]. Der Ionengyroradius  $r_{c,+}$  beträgt  $210\ \mu\text{m}$  bei  $B = 0.5$  T und  $T_+ = 0.027$  eV. Dieser ist damit immer noch größer als der Sondenradius mit  $r = 50\ \mu\text{m}$ . Im Ionensättigungsbereich findet keine Formänderung der Schicht durch das Magnetfeld wie im Elektronensättigungsbereich statt. In der Auswertung der Kennlinie kann daher der Ionensättigungsstrom zur Berechnung der Dichte herangezogen werden.

Der Vorteil der Methode nach SHINDO ist, dass zur Bestimmung von  $\alpha$  nur die Sättigungsströme der Elektronen und Ionen in einem Plasma herangezogen werden müssen. Nutzt man nur die Verhältnisse der Ströme, so spielen die Unsicherheiten in der Sonden-Theorie magnetisierter Plasmen keine Rolle [Cha99]. Die Änderung der Sättigungsströme von elektrostativen Sonden in elektro-positiven und elektro-negativen Plasmen kann also zur ortsaufgelösten Diagnostik negativer Ionen verwendet werden.

#### 4.2.4 Praktische Betrachtungen zur Minimierung systematischer Fehler

Die Analyse der Kennlinien ist wesentlich komplizierter als ihre Aufnahme. Gleichwohl muss bei der Aufnahme der Kennlinien umsichtig vorgegangen werden, da Fehler zu großen Abweichungen der Plasmaparameter in der späteren Auswertung führen können.

Bei Sondenmessungen in HF-Entladungen ist zu beachten, dass die durch die HF hervorgerufenen Oszillationen des Plasmapotentials die aufgenommenen Kennlinien abflachen [Gag72]. Es werden dann zu hohe Elektronentemperaturen gemessen und die Bestimmung der Elektronendichte ist ebenfalls verfälscht. Als Abhilfe können passive Kompensationsverfahren [God92] eingesetzt werden. In der Sondenhalterung befindet sich ein Tiefpassfilter (Grenzfrequenz  $f_G = 13.56$  MHz), das die hochfrequenten Signale sperrt. Das Filter besteht aus vier SMD (surface-mounted device) Induktivitäten (einige  $\mu\text{H}$ ), die zusammen mit ihren Kapazitäten gerade Sperrkreise für die Hochfrequenz und ihre ganzzahligen Vielfache der Grundfrequenz (höhere Harmonische) bilden. Die Referenzelektrode besteht aus einem Edelstahlröhrchen, welches über die Keramik der Sonde in Abb. 4.1a geschoben wird und die Referenzelektrode galvanisch von der Platinsonde trennt. Die Referenzelektrode ist allerdings über die Kapazitäten des Filters mit der Platinsonde verbunden. Abhängig von dem Verhältnis der Impedanz der Schicht um die Sonde und der Impedanz der Sperrkreise kann eine Schwächung der HF-Störung aus dem Sondersignal von bis zu  $-30$  dB erreicht werden [Kli04].

Desweiteren muss eine Korrektur der Kennlinie vorgenommen werden. Die an der Sonde anliegende Spannung muss um den Spannungsabfall am Sondenwiderstand korrigiert werden. Geschieht dies nicht, so wird der Elektronanlauf- und der Elektronensättigungsbereich verfälscht. Da zudem der Ionensättigungsbereich sehr klein ist, reagiert er darüberhinaus sehr sensibel auf kleine Offset-Spannungen, die schon vor der Messung zu minimieren sind, um die Bestimmung von  $\alpha$  nicht zu verfälschen.

Abschließend sei die Verschmutzung der Sondenoberfläche erwähnt. Sonden aus Wolfram oxidieren innerhalb weniger Minuten in sauerstoffhaltigen Plasmen. Eine partielle Beschichtung der Sondenoberfläche mit einer nichtleitenden Oxydschicht verkleinert deren Fläche und auch den gemessenen Strom. Die Bestimmung der Plasmaparameter wird infolgedessen verfälscht. Ferner kann die ganze Form der Kennlinie durch Verschmutzung der Sonde verändert werden. Aus diesem Grund wurden in allen Messungen Sonden aus Platin verwendet, welches inert und korrosionsbeständig ist. Nachteil der Platin-Sonden ist ihre geringe Schmelztemperatur von 2000 K im Unterschied zu Wolfram (3700 K). Eine thermische Reinigung der Platin-Sonde (bei hoher positiver Vorspannung), um mikro- und makroskopische Partikel zu entfernen, ist bei der geringen Schmelztemperatur nicht möglich. Deshalb wurde die Sonde in geringen zeitlichen Abständen (alle 20 h Messzeit) ausgetauscht.

#### 4.2.5 Fluktuationmessungen

Fluktuationmessungen von Dichte und Potential mittels Sonden lassen sich auf zwei unterschiedliche Arten realisieren. Einerseits können Fluktuationen aus Kennlinien bestimmt werden. Allerdings muss die Zeitskala der Kennlinienaufnahme geringer sein als die Fluktuationszeitskala (einige  $\mu\text{s}$ ). Dies ist technisch aber nur sehr aufwendig zu realisieren und auch die Auswertung der so gewonnenen Kennlinien ist noch nicht vollständig verstanden [Bal92, Gia94]. Andererseits können Fluktuationen aus Zeitreihen bestimmt werden.

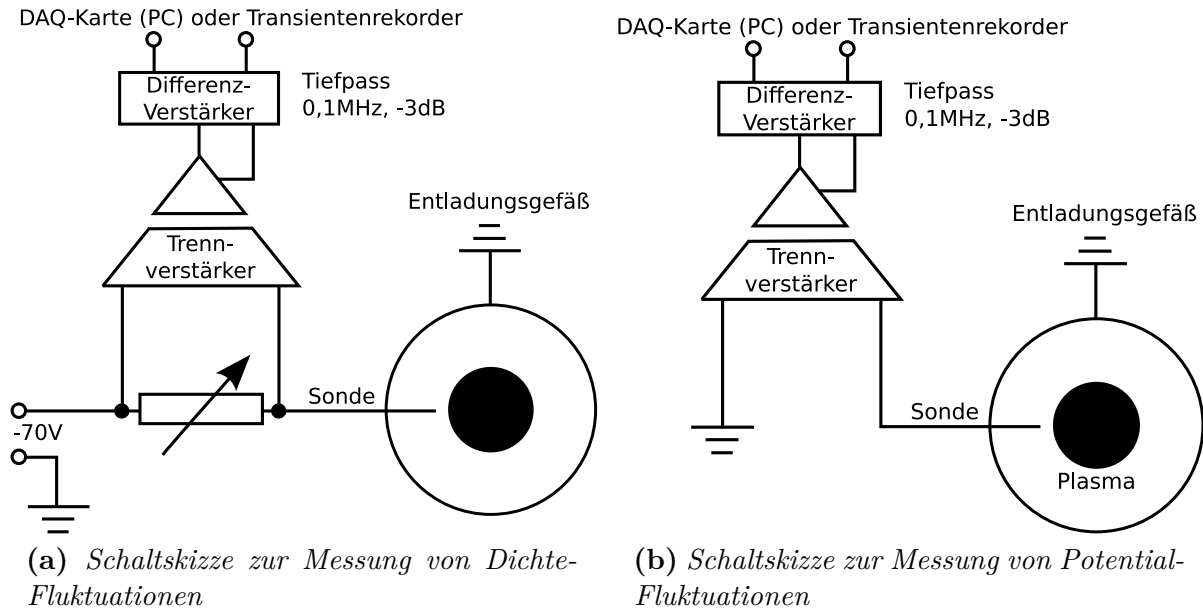
Eine experimentell gewonnene Zeitreihe stellt ein Gemisch aus Wechsel- und Gleichspannung dar. Der Gleichspannungsanteil (direct current, DC) der Zeitreihe ist überlagert von einem Wechselspannungsanteil (alternating current, AC). Der arithmetische Mittelwert des zeitlich veränderlichen Signals ist eine stationäre Größe und beschreibt den DC-Bias der Zeitreihe.

Zeitreihen von Fluktuationen stellen also eine Superposition aus einem Gleichgewichts-Anteil („ $\bar{Y}$ “, DC) und einem fluktuierenden Anteil („ $\tilde{Y}$ “, AC) dar. Stationäre und fluktuierende Plasmaparameter lassen sich in der Form

$$n = \bar{n}_e + \tilde{n}_e, \quad \Phi_p = \bar{\Phi}_p + \tilde{\Phi}_p, \quad T_e = \bar{T}_e + \tilde{T}_e \quad (4.29)$$

beschreiben.

Wie in Kap. 4.2.2 beschrieben, ist der Ionensättigungsstrom proportional zu  $n(T_e)^{1/2}$ , im Wesentlichen also von der Plasmadichte abhängig. Unter Vernachlässigung von Elektronentemperatur-Fluktuationen ( $\tilde{T}_e \ll \bar{T}_e \ll \tilde{n}/\bar{n} \ll 1$ ), diese Annahme ist für Plasmen geringer und radial homogener Temperatur gerechtfertigt, lässt sich die Dichtefluktuation allein aus Zeitreihen des Ionensättigungsstromes Gl. (4.2) bestimmen. Diese sind sehr einfach zu erhalten, indem man die Stromfluktuationen einer stark negativ vorgespannten Sonde ( $U \leq -70 \text{ V}$ ) als Spannungsabfall über einem Widerstand misst (siehe



**Abbildung 4.4:** Schaltskizzen zur Messung von Fluktuationen – a) Bei Dichtefluktuationmessungen ist die Sonde mit  $-70\text{ V}$  stark negativ vorgespannt. Der Spannungsabfall über dem Widerstand ergibt den Ionensättigungsstrom, der proportional zur Dichte ist; b) Bei der Messung von Potentialfluktuationen wird die Spannung hochohmig direkt an der Sonde abgegriffen. Die Fluktuationen im Floatingpotential sind proportional zu Plasmapotentialfluktuationen. Die Datenerfassung erfolgt entweder durch eine DAQ-Karte des Computers oder einen Transientenrekorder.

Abb. 4.4a). Die Fluktuationen in der Plasmadichte lassen sich durch Fluktuationen des Ionensättigungsstromes approximieren:

$$\begin{aligned}
 I_{+, \text{sat}} &= \bar{I}_{+, \text{sat}} + \tilde{I}_{+, \text{sat}} \\
 &\approx \underbrace{0.61 A_S e \bar{n}_+ \left( \frac{k_B \bar{T}_e}{m_+} \right)^{1/2}}_{\propto \bar{I}_{+, \text{sat}}} + \underbrace{0.61 A_S e \tilde{n}_+ \left( \frac{k_B \bar{T}_e}{m_+} \right)^{1/2}}_{\propto \tilde{I}_{+, \text{sat}}}.
 \end{aligned}$$

Mischterme mit Temperaturfluktuation werden vernachlässigt. Der DC-Anteil der Zeitreihe ist  $\bar{I}_{+, \text{sat}}$ . Für den AC-Anteil gilt demnach:

$$\tilde{I}_{+, \text{sat}} \propto \tilde{n}. \quad (4.30)$$

Dieselbe Annahme einer zu vernachlässigen Fluktuation der Elektronentemperatur und Gl. (4.5) führt zu

$$\tilde{\Phi}_f \propto \tilde{\Phi}_p. \quad (4.31)$$

Damit sind Fluktuationen im Floatingpotential proportional den Fluktuationen im Plasmapotential. Diese lassen sich aus Zeitreihen des Floatingpotentials bestimmen, d. h. direkt als Spannung der stromlosen Sonde (siehe Abb. 4.4b). Um die Fluktuationen der Dichte und

des Plasmapotentials zu erhalten, genügt es also Zeitreihen des Ionensättigungstrom- und des Floatingpotentials aufzunehmen und aus zeitlich gemittelten Kennlinienmessungen die mittlere Elektronentemperatur zu bestimmen.

Die Datenaufnahme von Dichte- und Potentialfluktuations-Zeitreihen erfolgt mit einem kommerziellen 64-Kanal-Transientenrekorder. Die Auflösung der AD-Wandler des Gerätes beträgt 12 Bit, die maximale Speichertiefe 4192 kWorte und die maximale Abtastrate ist 1 MHz. Um den Transientenrekorder vor zu hoher Eingangsspannung zu schützen (galvanische Trennung), ist ein Trennverstärker dem Transientenrekorder vorgeschaltet (siehe Abb. 4.4a und Abb. 4.4b). Ein Differentialverstärker zwischen Trennverstärker und Transientenrekorder dient als Tiefpass ( $f_G = 0.1$  MHz). Die 64 Kanäle können simultan Zeitreihen aufnehmen. Der aufzuzeichnende Zeitraum kann durch einen gezielten externen Auslöser (Trigger) auf ein bestimmtes Ereignis eingegrenzt werden.

### 4.3 Die Plasma-Oszillations-Methode

Ladungsverarmung in elektro-negativen Plasmen durch den dissoziativen Elektroneneinfang lässt sich instantan in der Abnahme der Elektronendichte beobachten. Die in Kap. 4.2.3 vorgestellte Methode nach SHINDO [Shi01] erlaubt die räumlich aufgelöste Bestimmung von  $\alpha = n_-/n_+$  aus Strom-Spannungs-Kennlinien. Allerdings handelt es sich um eine Relativmessung. Eine quantitative Bestimmung der Ladungsdichten ist nicht möglich.

In diesem Kapitel soll die Methode nach SHINDO mit einer von Sonden-Diagnostiken unabhängigen Technik verglichen werden. Die sogenannte Plasma-Oszillations-Methode (POM) [Shi93] erlaubt absolute Elektronendichtemessungen auch in elektro-negativen Plasmen [Sch98]. Dieses Verfahren basiert auf dem Prinzip, dass ein von einem glühenden Draht emittierter Elektronenstrahl Oszillationen in der Nähe der Elektronenplasmafrequenz anregt. Mit einer HF-Antenne lassen sich diese Oszillationen detektieren. Die Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{p,e} = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$  ist proportional zur Quadratwurzel der Elektronendichte.

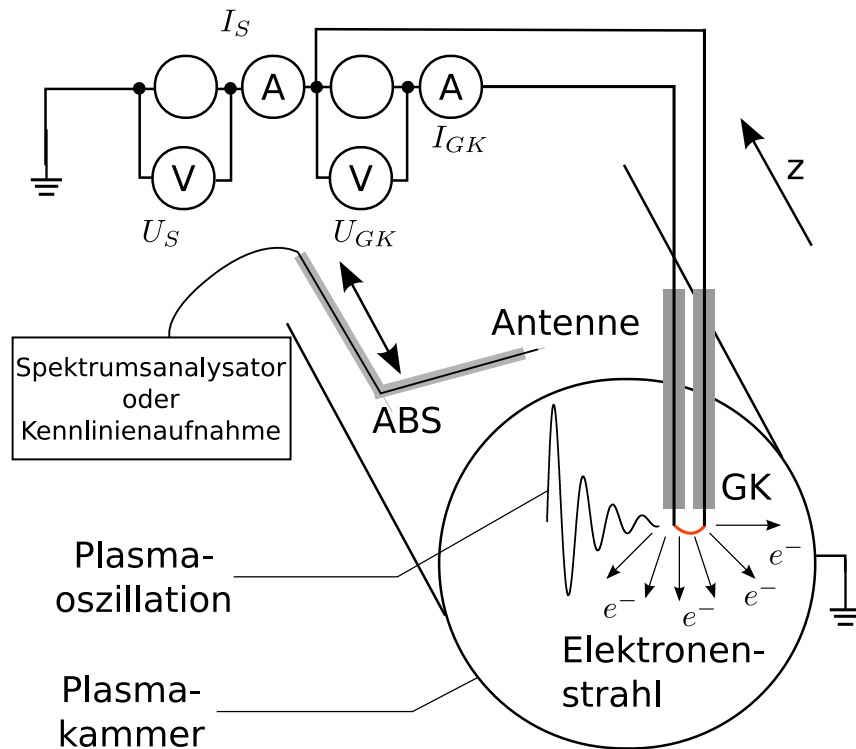
In diesem Kapitel sollen der Einsatzbereich und die Grenzen der POM im Hinblick auf die Möglichkeit der Kalibration in elektro-positiven und elektro-negativen Plasmen untersucht werden. Ein Schwerpunkt der Untersuchung liegt in der Möglichkeit der Kalibration der Methode nach SHINDO mit der POM.

#### 4.3.1 Messaufbau und Gültigkeit der Plasma-Oszillations-Methode

An dem zweidimensionalen Positionierungssystem (2D-P) (siehe Kap. 3.2) in der Mittelebene ( $z = 0$ ) wurde eine Glühkathode (GK) montiert. Die Sonde bestand aus einem Wolfram-Draht mit einem Durchmesser von 0.1 mm und einer Länge von 10 mm. Dieses Wolframfilament wurde elektrisch ( $I_{GK} = 1 \dots 2$  A) auf Temperaturen von etwa 2400 K aufgeheizt und sorgte für eine starke Emission von Primärelektronen. Die Kathode wurde auf ein Potential von  $U_S = -40 \dots -80$  V gegenüber dem Entladungsgefäß, das als Anode diente, vorgespannt (siehe Abb. 4.5).

Die Primärelektronen werden durch das elektrische Feld in radialer Richtung beschleunigt. Dieser emittierte Elektronenstrahl regt in dem umgebenden Plasma Oszillationen





**Abbildung 4.5:** Schematische Skizze des Messaufbaus und der Funktionsweise der Plasma-Oszillations-Methode (POM) – Eine Glühkathode (GK) wird elektrisch mit einem Strom  $I_{GK}$  von 1...2 A geheizt. Die GK wird negativ zum Entladungsgefäß, das die Anode ist, mit einer Spannung  $U_S$  von  $-40 \dots -80$  V vorgespannt. Durch die Variation von  $U_S$  wird der Strom  $I_S$  zwischen Anode und Kathode verändert. Die emittierten Elektronen werden in dem elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode beschleunigt und regen eine Strahl-Plasma-Instabilität in dem umgebenden Plasma an. Das fluktuierende Wellenpotential lässt sich mit der ABS, die an einen Spektrums-Analysator angeschlossen ist, detektieren. Das Intensitätsmaximum des Leistungsspektrums entspricht der Elektronenplasmafrequenz, die proportional zur Elektronendichte ist. Andererseits lassen sich mit der axial beweglichen Sonde ABS  $I(U)$ -Kennlinien aufnehmen und die daraus gewonnene Elektronendichte mit der absoluten Elektronendichte aus der POM vergleichen.

in der Nähe der Elektronenplasmafrequenz an [Shi93]. Die Amplitude dieser Oszillation wächst an und wird instabil, wenn Energie und Stromdichte des emittierten Strahls ausreichend groß sind. Die Frequenz der angeregten Mode ist nahezu identisch mit der Plasmafrequenz, d. h.  $f_{p,e} \approx f_{\max}$ . Das Intensitätsmaximum  $f_{\max}$  des Leistungsspektrums ergibt die Elektronendichte [Shi93]

$$n_{e,\text{POM}} = 0.0124 \cdot f_{\max}^2 [\text{m}^{-3}]. \quad (4.32)$$

Der Auslöser dieser Instabilität wird als Strahl-Plasma-Instabilität bezeichnet.

Die Aufnahme von  $I(U)$ -Kennlinien und die Detektion dieser Instabilität wurden mit der axial beweglichen Sonde (siehe ABS in Abb. 4.5) realisiert. Die ABS bestand aus einem zylindrischen Platin-Draht mit einem Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$  und einer Länge  $L$  von

4 mm. Die Sonde ließ sich axial in dem Entladungsgefäß verschieben, so dass der Abstand zur GK variiert werden konnte.

Die Oszillationsamplitude der strahl-angeregten Mode ist eine Funktion des Abstandes  $\Delta z$  zwischen der GK und der ABS. Die Leistung der angeregten Mode des Frequenzspektrums war bei  $z = 9$  mm maximal und nahm dann wieder ab. In allen weiteren Messungen wurde ein Abstand von 9 mm zwischen GK und ABS gewählt.

Dabei agierte die ABS entweder als eine konventionelle Langmuir-Sonde oder als eine Hochfrequenz(HF)-Antenne. Im ersten Fall wurde die ABS an die Diagnostik in Abb. 4.1b angeschlossen und  $I(U)$ -Kennlinien aufgenommen. Aus der Charakteristik wurden die Plasmaparameter Dichte, Temperatur, Potential (siehe Kap. 4.2.2) und  $\alpha$  (siehe Kap. 4.2.3) bestimmt.

Nach der Bestimmung der Plasmaparameter, wurde die ABS an einen konventionellen Spektrums-Analysator (100 Hz . . . 2.9 GHz,  $\Delta f = 30$  Hz . . . 300 kHz) angeschlossen und diente als HF-Antenne. Dabei wurden die Entladungsbedingungen konstant gehalten. Die Antenne empfing das Signal des fluktuierenden Wellenpotentials und zeigte das Leistungsspektrum auf dem Spektrums-Analysator zeitgleich an. Aus der Deutung von  $f_{\max}$  ließ sich nach Gl. (4.32) die Elektronendichte bestimmen.

Allerdings ist die Gültigkeit der POM begrenzt und hängt von drei Bedingungen [Shi93] ab:

1. Die Energie der Strahlelektronen muss deutlich die mittlere Energie der freien Elektronen übersteigen, d. h.  $E_S/k_B T_e \gg 1$ .

Das Energieverhältnis ist näherungsweise  $E_S/k_B T_e = e(\Phi_p - U_S)/k_B T_e \approx 15$ , mit einer Vorspannung von  $U_S = -60$  V und einer Elektronentemperatur von 4 eV. Die Strahlelektronen übersteigen die mittlere Energie der Elektronen um ein Vielfaches.

2. Stöße der Elektronen mit dem Neutralgas müssen vernachlässigbar sein, d. h.  $\nu_{\text{en}}/f_{\text{p,e}} \ll 1$ .

Der Arbeitsdruck in Dustwheel ist 0.1 . . . 1 Pa, und die mittlere Stoßfrequenz der Elektronen mit Neutralen liegt bei  $\nu_{\text{en}} \approx 3.0$  MHz. Die Plasmaoszillationsfrequenz  $f_{\max}$  beträgt bei einer Elektronendichte  $n_e$  von  $5.0 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  ungefähr 200 MHz und der Quotient  $\nu_{\text{en}}/f_{\text{p,e}}$  ist geringer als 0.02. Somit sind Stöße vernachlässigbar.

3. Die Elektronendichte des Strahls muss im Vergleich zur Elektronendichte des Plasmas klein sein, also  $n_S/n_e \ll 1$ . Diese Näherung wird als *weak beam*-Näherung bezeichnet [Sch98].

Die Strahldichte kann über die Stromdichte  $j$  abgeleitet werden mit  $j = I_S A = en_S v_S$ . Dabei ist  $v_S$  durch die Strahlenergie  $E_S = mv_S^2/2$  gegeben und der Elektronenstrom  $I_S$  beträgt 40 mA. Der Strom hängt von der Distanz zwischen dem glühenden Filament und der Antenne ab. Er verhält sich proportional zu  $(\Delta z)^{-1}$ . Der Abstand beträgt 9 mm. Dann kann die normalisierte Strahldichte  $\eta = n_S/n_e \approx 0.1$  berechnet werden, mit  $n_S = 2.2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  und  $n_e = 2.0 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ .

Damit sind alle Bedingungen erfüllt.

Die Messungen wurden bei Elektronenströmen und Energien oberhalb der Anregungsschwelle zur Oszillation durchgeführt. Dies waren Werte von  $I_S = 40$  mA und  $U_S = -60$  V.

### Einfluss der Hochfrequenz

Allerdings hängt der Einsatzbereich der POM von der Art der Entladung und der Elektronendichte ab. In HF-erzeugten Plasmen ergibt sich ein nicht zu vernachlässigender Einfluss der HF auf das Frequenzspektrum. In Abb. 4.6 ist das Signal der Strahl-Plasma-Instabilität von der Struktur höherer Harmonischer der HF-Entladung (13.56 MHz) gestört und überlagert. Diese höheren Harmonischen entstehen aufgrund nichtlinearer Kopplung der Plasmapotentialfluktuationen. Das Spektrum zeigt schmalbandige Intensitätsmaxima. Diese Maxima stimmen mit den höheren Harmonischen der HF überein.

Eine Kennlinien-Auswertung ergab eine Elektronendichte von  $2.0 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ; dies entspricht einer Frequenz von  $f_{\text{max}} \approx 0.4 \text{ GHz}$ . In Abb. 4.6 ist oben rechts zusätzlich eine Vergrößerung des relevanten Frequenzbereichs gezeigt. Das Spektrum ist von den schmalbandigen höheren Harmonischen dominiert. Eine eindeutige visuelle Unterscheidung der Intensitätsmaxima der höheren Harmonischen und  $f_{\text{p,e}}$  ist nicht gegeben.

Abbildung 4.6 ist ferner zu entnehmen, dass die Leistung der Intensitätsmaxima mit zunehmender Frequenz abnimmt (siehe gestrichelte Linie). Der Einfluss der Plasmapotentialfluktuationen auf das Spektrum verringert sich mit zunehmender Frequenz. Die Unterscheidung einer Strahl-Plasma-Instabilität von einer Plasmapotentialfluktuation hängt in HF-Entladungen zuletzt von der Elektronendichte ab. In Plasmen hoher Dichte ( $n_e > 2.0 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , das entspricht einer Frequenz von  $f_{\text{max}} > 1.2 \text{ GHz}$ ) kann der Einfluss der HF vernachlässigt werden, so dass eine zweifelsfreie Identifikation der Intensitätsmaxima möglich ist.

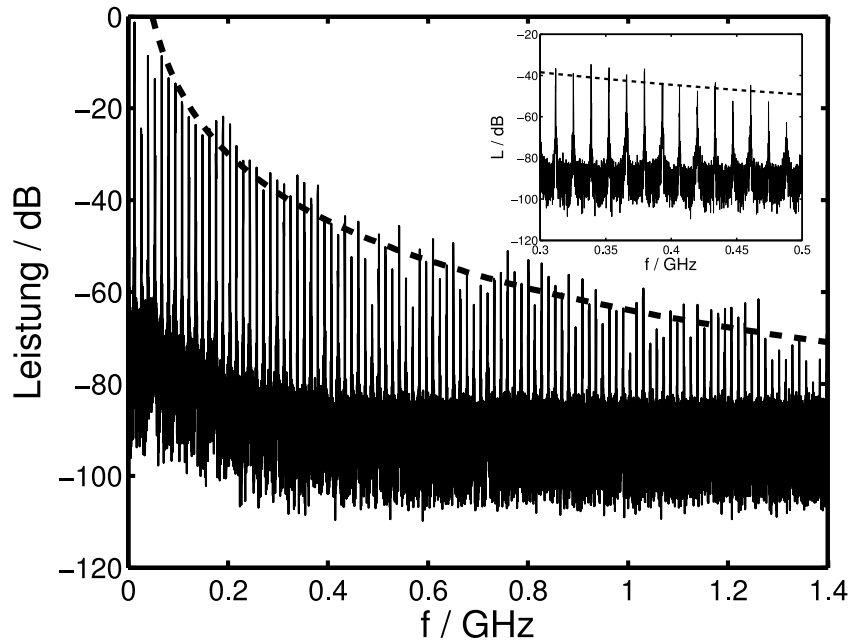
Die Pionierarbeit in Ref. [Shi93] und darauf aufbauende Untersuchungen wie in Ref. [Sch98] wurden ebenfalls in hochdichten HF-Plasmen durchgeführt. Allerdings erlaubt die im Experiment Dustwheel verwendete Plasmaquelle (siehe Kap. 3.2) nicht die Erzeugung von Plasmadichten größer als  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ .

### Erzeugung eines Plasmas mit der Glühkathode

Störende Fluktuationen des Plasmapotentials lassen sich vermeiden. Allerdings erfordert dies den Wechsel der Plasmaquelle. Eine von Wechselfeldern unabhängige Methode der Plasmaerzeugung ist die thermionische Entladung. Sie arbeitet genauso wie die GK mit einem Filament als Elektronenquelle.

Die thermische Emission von Elektronen durch die GK wurde erhöht, indem der Strom  $I_{\text{GK}}$  erhöht wurde. Dabei regte die GK nicht nur die Strahl-Plasma-Instabilität an, sondern erzeugte durch die radial nach außen beschleunigten Elektronen durch Stoßionisation ein Plasma.

Gleichwohl muss die Gültigkeit der POM auch für dieses parasitäre Plasma gegeben sein. Stöße der Strahlelektronen mit dem Neutralgas sind nach wie vor zu vernachlässigen, da die Stoßfrequenz zwei Größenordnungen unter der Plasmafrequenz liegen. Ähnlich verhält es sich mit der Energie der Strahlelektronen, die die Energie der freien Elektronen um ein Vielfaches übersteigt. Ungeachtet dessen, muss die *weak-beam*-Näherung erfüllt sein. Da die Dichte der thermionischen Entladung etwa der Dichte des HF-angeregten Plasmas entspricht, beschränkt sich die normalisierte Strahldichte  $\eta = n_S/n_e$  weiterhin auf Werte



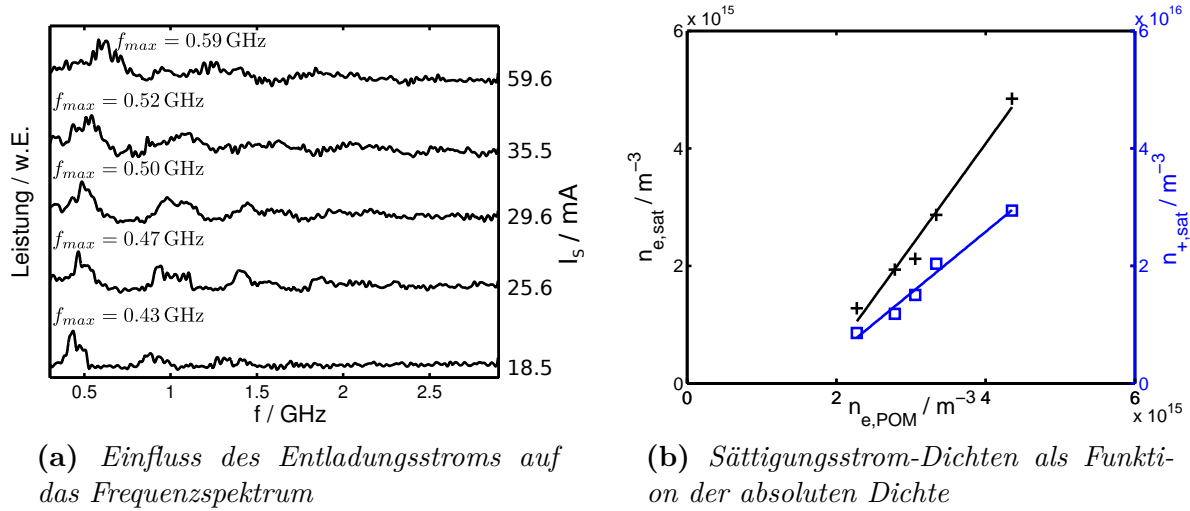
**Abbildung 4.6:** Einfluss der HF auf das Frequenzspektrum – Die Anregung der Plasmaoszillation ist von der Hochfrequenz gestört und überlagert. Die Intensitätsmaxima besitzen eine geringe Breite und entsprechen den höheren Harmonischen der HF(13.56 MHz)-Entladung. Die gestrichelte Linie beschreibt die Einhüllende der Intensitätsmaxima. Die Leistung der Intensitätsmaxima nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Oben rechts befindet sich eine Vergrößerung des Frequenzbereichs von 0.3...0.5 GHz. Die aus Kennlinien gewonnene Elektronendichte von  $2.0 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  regt bei ungefähr 0.4 GHz die Instabilität an. Allerdings ist eine einwandfreie Detektion von  $f_{p,e} \approx f_{max}$  nicht gegeben. Das Intensitätsmaximum der Elektronenplasmafrequenz lässt sich nicht von den höheren Harmonischen unterscheiden. Parameter: Argon,  $P = 200 \text{ W}$ ,  $p = 0.3 \text{ Pa}$ ,  $B = 0 \text{ T}$ .

von ungefähr 0.1 und erfüllt damit die *weak beam*-Näherung für das Plasma [Sch98]. Die POM behält auch in dieser Entladung ihre Gültigkeit.

Abbildung 4.7a zeigt unterschiedliche Frequenzspektren einer Argon-Entladung bei  $p = 0.5 \text{ Pa}$ . Die angelegte Spannung wurde konstant bei  $U_S = -60 \text{ V}$  gehalten. Die Temperatur der GK wurde über den Entladungsstrom  $I_{GK}$  von 1.23 A bis 1.39 A geändert. Das Intensitätsmaximum wandert mit steigendem Strom zu höheren Frequenzen. Die Elektronendichte nimmt zu. Dabei ist der Entladungsstrom proportional zur Elektronendichte, d. h.  $I_S \propto n_{e,POM}$ .

In Abb. 4.7b sind die Dichten aus den Sättigungsströmen über der absoluten Elektronendichte aufgetragen. Sowohl  $n_{e,sat}$  als auch  $n_{+,sat}$  nehmen linear mit dem Entladungsstrom zu. Da  $n_{e,POM}$  gleichfalls mit dem Strom zunimmt, ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen der absoluten Dichte und den aus den Sättigungsströmen. Die Dichte  $n_{e,POM}$  liegt zwischen  $n_{e,sat}$  und  $n_{+,sat}$ . Allerdings ist  $n_{+,sat}$  eine dezimale Größenordnung über  $n_{e,sat}$ . Diese Diskrepanz in der Analyse der Ionendichte aus dem Ionenstrom ist bekannt [Ste03, Kna06] und soll im folgenden Abschnitt weiter untersucht werden.

Die aus den Sättigungsströmen abgeleiteten Dichten werden an die absolute Dichte an-



(a) Einfluss des Entladungsstroms auf das Frequenzspektrum

(b) Sättigungsstrom-Dichten als Funktion der absoluten Dichte

**Abbildung 4.7:** a) Die Maxima des Signals entsprechen der Elektronenplasmafrequenz  $f_{p,e} = f_{max}$ . Die Maxima bewegen sich mit zunehmender Strahlenergie zu höheren Frequenzen. Die Breite der Maxima nehmen mit dem Entladungsstrom zu. Der Entladungsstrom ist proportional zur Elektronendichte; b) Elektronen- und Ionendichte (gemessen mit der LS) im Vergleich zur absoluten Elektronendichtemessung mit der POM für unterschiedliche Entladungsströme. Die mit den LS gemessenen Dichten steigen linear mit den Entladungsströmen an. Parameter: Argon,  $p = 0.5$  Pa,  $I_{GK} = 1.23 \dots 1.36$  A,  $U_S = -60$  V,  $B = 0$  T.

gepasst. Kalibrierfaktoren gleichen die Sättigungsstrom-Dichten an die von Kennlinien unabhängige Dichte  $n_{e,POM}$  an [Goe11]. Diese Kalibration erlaubt dann die qualitative Auswertung von  $n_{e,sat}$  und  $n_{+,sat}$ . Es ergeben sich folgende Kalibrierfaktoren aus den Geradensteigungen in Abb. 4.7b:  $S_e = n_{e,POM}/n_{e,sat} = 1.76$  und  $S_+ = n_{e,POM}/n_{+,sat} = 0.10$ .

Die Kalibration erlaubt damit die Korrektur der Dichten mit einer zweiten unabhängigen Methode. Bevor allerdings die Möglichkeit der Kalibration der POM auf elektro-negative Plasmen untersucht werden soll, ist der Einfluss des Magnetfeldes auf die Funktionstüchtigkeit der POM zu untersuchen.

### Einfluss des Magnetfeldes

Die isotrope Ausbreitung der Elektronen und Ionen ist in magnetisierten Plasmen gestört. Diese Anisotropie führt vor allem bei den leichteren Elektronen zu einer verringerten Diffusion senkrecht zum Magnetfeld. In Gegenwart eines Magnetfeldes bewegen sich die emittierten Elektronen auf Spiralbahnen entlang der Feldlinien. Es kommt zu einer Einschnürung der Elektronen entlang des Feldes. Die Bewegung der Elektronen parallel zum Magnetfeld hängt jedoch nicht von der Feldstärke ab. Die Anregung der Strahl-Plasma-Instabilität sollte daher unabhängig von einem externen Magnetfeld sein [Shi93].

Im Experiment Dustwheel wurde visuell ein hell leuchtender Plasmastrahl beobachtet, der sich entlang der Magnetfeldlinie im Entladungsgefäß bildete. Mit zunehmendem Magnetfeld verkleinerte sich der Elektronenstrahl, der von der Glühkathode emittiert wurde

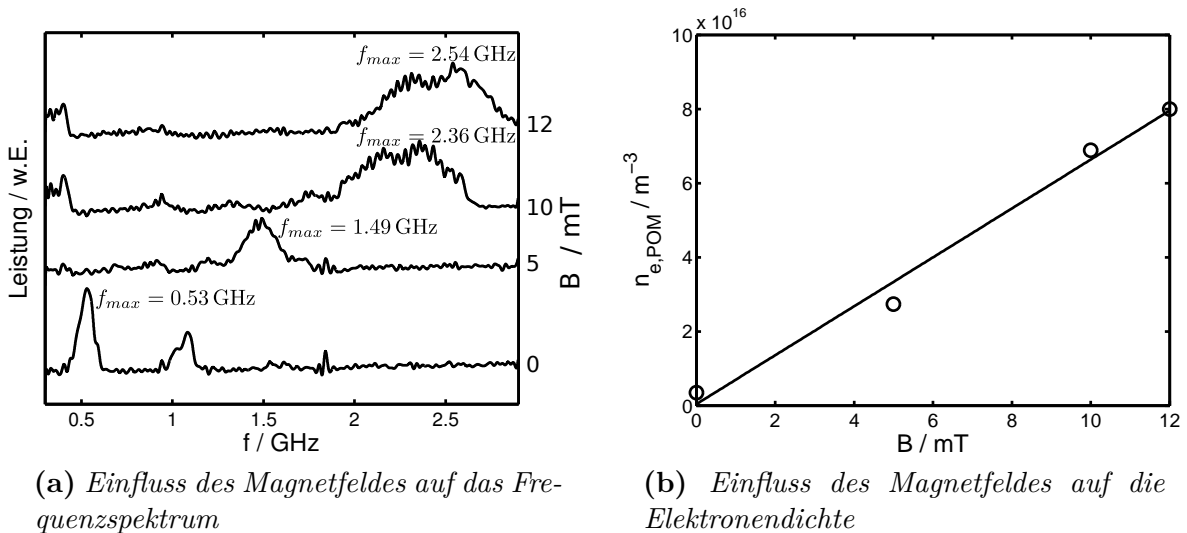
im Durchmesser. Grund ist die inverse Proportionalität des Gyrationradius zum Feld. Gleichzeitig nahm die Leuchtintensität zu.

Abbildung 4.8a demonstriert den Einfluss eines schwachen Magnetfeldes auf  $f_{\max}$ . Das Frequenzmaximum  $f_{\max}$  steigt linear mit der magnetischen Feldstärke (siehe Abb. 4.8b);  $n_{e,\text{POM}}$  erhöht sich um das Zwanzigfache auf  $8.0 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ . Zudem nimmt die Breite der Intensitätsmaxima zu.

Eine Bestimmung der Dichte aus dem Elektronensättigungsstrom ergab ein zweideutiges Ergebnis. Innerhalb des Plasmastrahls ließen sich bedauerlicherweise keine verwertbaren  $I(U)$ -Kennlinien aufnehmen. Diese wiesen mehrfache Stromschwankungen auf. Dagegen nahm abseits des Plasmastrahls die Elektronendichte nur geringfügig von  $2.0 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  auf  $3.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  zu.

Nun stellt sich die Frage, ob die beobachtete Mode überhaupt auf die Strahl-Plasma-Instabilität zurückzuführen ist. Die einzige hochfrequente Instabilität im Bereich der Elektronenplasmafrequenz ist die obere Hybridfrequenz. Diese entsteht, wenn Elektronen senkrecht zum Magnetfeld emittiert werden, wie es in dem vorliegenden Experiment geschieht. Die Resonanz der oberen Hybridfrequenz  $\omega_{\text{OH}}$  liegt zwischen der Plasmafrequenz und der Gyrationfrequenz der Elektronen; es gilt  $\omega_{\text{OH}} = (\omega_{\text{p,e}}^2 + \omega_{\text{c,e}}^2)^{1/2}$ . Da  $f_{\text{OH}}$  lediglich 0.63 GHz bei 12 mT beträgt und weit unter  $f_{\max} = 2.54 \text{ GHz}$  liegt, ist das beobachtete Intensitätsmaximum auf die Strahl-Plasma-Instabilität zurückzuführen.

Vermutlich führt die Einschnürung des Elektronenstrahls durch das Magnetfeld zu einem starken Anstieg der Elektronendichte innerhalb des Strahls. Das beobachtete Intensitätsmaximum entspricht der lokalen Dichte des Strahls und nicht der Dichte des Hintergrundplasmas. Folglich eignet sich die GK, die einerseits das Plasma erzeugt und andererseits



**Abbildung 4.8:** a) Mit zunehmender magnetischer Feldstärke wandert das Intensitätsmaximum zu höheren Frequenzen. Die Breite des Maximums nimmt zu; b) Die Elektronendichte nimmt linear mit der magnetischen Feldstärke zu. Parameter: Argon,  $p = 0.6 \text{ Pa}$ ,  $I_S = 25 \text{ mA}$  und  $U_S = -70 \text{ V}$ .

die Instabilität anregt, nicht zur Bestimmung der Elektronendichte in Gegenwart eines Magnetfeldes. Alle weiteren Messungen wurden daher ohne Magnetfeld durchgeführt.

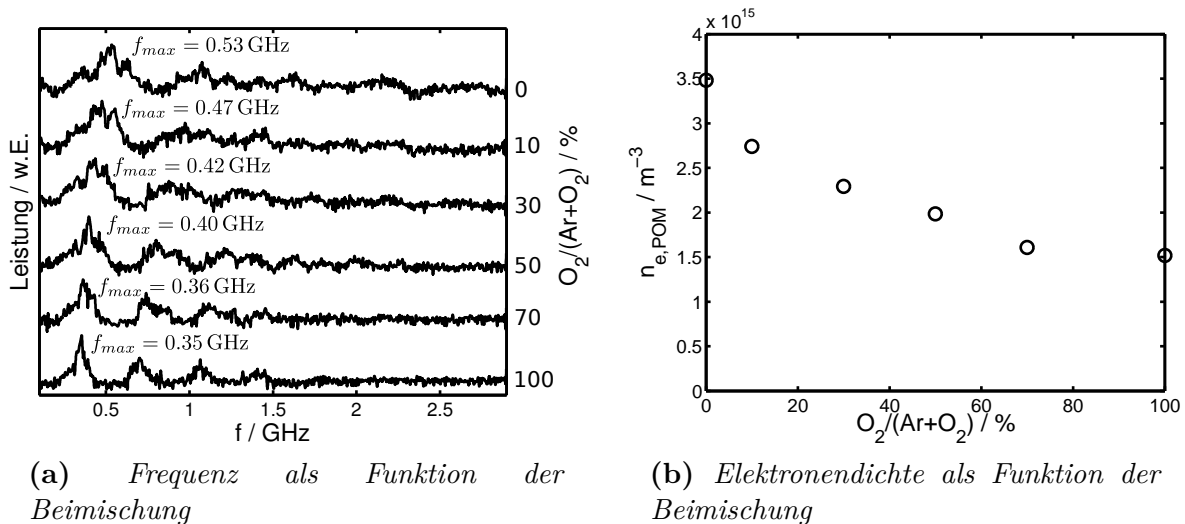
### 4.3.2 Einfluss der Sauerstoff-Beimischung auf die Elektronendichte

Bisher wurden die Untersuchungen in einem elektro-positiven Argon-Plasma vorgenommen, dessen Ladungsträger positive Argon-Ionen und Elektronen sind. In diesem Kapitel soll das Plasma um einen weiteren Ladungsträger erweitert werden: negativ geladene Sauerstoff-Ionen.

Die hohe Elektronenaffinität des Sauerstoff-Moleküls und der dissoziative Elektroneneinfang (siehe Kap. 2.7) regen die Produktion negativer Sauerstoff-Ionen wie  $\text{O}_2^-$  und  $\text{O}^-$  an; das dominante negative Ion ist  $\text{O}^-$  [Sto95, Dod10]. Die Produktion negativer Ionen führt damit instantan zu einer Reduktion der Elektronendichte.

Optimale Bedingungen zur Bildung negativer Sauerstoff-Ionen finden sich bei niedrigen Elektronentemperaturen, da der Ratenkoeffizient zur Produktion negativer Ionen stark temperaturabhängig (siehe Kap. 2.7) ist. Der Parameter- und Existenzbereich hinsichtlich der Bildung negativer Ionen soll in diesem Abschnitt untersucht werden. Gleichzeitig soll der Einsatzbereich der POM auf elektro-negative Argon-Sauerstoff-Mischplasmen ausgeweitet werden.

Abbildung 4.9a zeigt die Abhängigkeit der Frequenz von der Sauerstoff-Beimischung. Mit zunehmender  $\text{O}_2/(\text{Ar} + \text{O}_2)$ -Beimischung nimmt die Frequenz ab. Die Elektronendichte sinkt mit der Beimischung (siehe Abb. 4.9b) und halbiert sich im reinen Sauerstoffplasma. Die Elektronentemperatur sinkt ebenfalls von 4.7 eV auf 3.0 eV. Folglich entzieht der Sauerstoff dem Plasma die freien Elektronen. Proportional zur Reduktion der Elektronendichte



**Abbildung 4.9:** a) Mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung bewegt sich  $f_{max}$  zu geringeren Frequenzen; b) Die absolute Elektronendichte ist im Argon-Plasma maximal. Mit der Beimischung sinkt die Elektronendichte ab und halbiert sich im reinen Sauerstoffplasma. Parameter:  $I_S = 40$  mA,  $U_S = -60$  V,  $p = 0.6$  Pa,  $B = 0$  T.

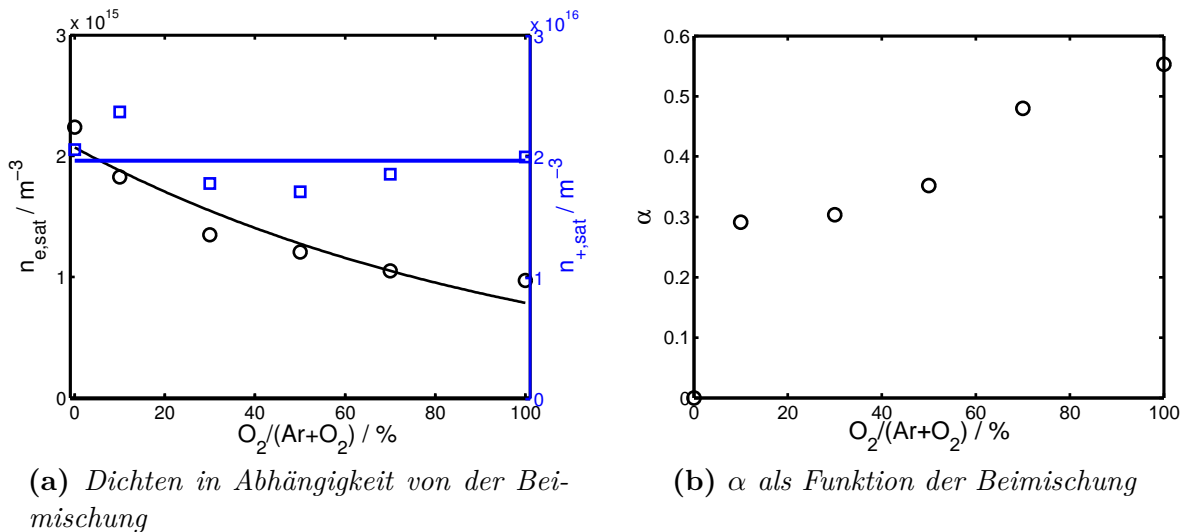
steigt die Dichte der negativen Sauerstoff-Ionen. Dieser Schluss ist allerdings nur gültig, wenn die Gesamtdichte des Systems konstant bleibt.

In Abb. 4.10a sind, unter gleichen experimentellen Bedingungen, die Sättigungsstromdichten in Abhängigkeit von der Beimischung aufgetragen. Die Ionendichte  $n_{+,sat}$  ist konstant und hängt nicht von der Beimischung ab. Im Unterschied zur Ionendichte nimmt die Elektronendichte  $n_{e,sat}$  mit der Sauerstoff-Beimischung ab. Im reinen Sauerstoffplasma halbiert sich  $n_{e,sat}$ . Die Dichteabnahme weist ebenso wie in Abb. 4.9b ein exponentielles Verhalten auf. Dabei liegt  $n_{e,POM}$  zwischen  $n_{e,sat}$  und  $n_{+,sat}$ , wobei  $n_{+,sat}$  eine dezimale Größenordnung über  $n_{e,sat}$  liegt. Da  $n_{+,sat}$  konstant ist, entspricht die Reduktion der freien Elektronen der gleichzeitigen Produktion negativer Ionen.

Das aus den Sättigungsströmen bestimmte  $\alpha$  als Funktion der Beimischung ist in Abb. 4.10b dargestellt. Im Argon-Plasma beträgt  $\alpha$  selbstverständlich Null. Bei einer nur geringen Sauerstoff-Beimischung von 10 % wächst  $\alpha$  auf 0.3 an; die Elektronendichte wird merklich reduziert. Im reinen Sauerstoff-Plasma erreicht  $\alpha$  mit 0.55 seinen höchsten Wert. Mehr als die Hälfte der negativen Ladungsträger im Plasma sind Sauerstoff-Ionen.

### 4.3.3 Kalibration der Dichte

Eine Kalibration der Dichten aus den Sättigungsströmen mit der absoluten Elektronendichte brachte im unmagnetisierten Argon-Plasma verlässliche Dichten (siehe Kap. 4.3.1). In diesem Kapitel sollen die Möglichkeiten einer Kalibration auf das Argon-Sauerstoff-Mischplasma erweitert werden. Der Fokus der Untersuchung liegt dabei in einer vergleichen-



**Abbildung 4.10:** a) Die Ionendichte (Quadrate) ist konstant und zeigt nur eine geringe Änderung mit der Sauerstoff-Beimischung. Die Elektronendichte (Kreise) aus dem Sättigungsstrom dagegen nimmt mit der Sauerstoff-Beimischung ab. Die Dichte hat sich im Sauerstoff-Plasma halbiert; b) Die Konzentration negativer Ionen steigt mit der Sauerstoff-Beimischung. Selbst eine geringe Sauerstoff-Beimischung führt zu einer deutlichen Produktion negativer Ionen. Im reinen Sauerstoff-Plasma erreicht  $\alpha$  mit 0.55 das Maximum. Parameter:  $I_S = 40 \text{ mA}$ ,  $U_S = -60 \text{ V}$ ,  $p = 0.6 \text{ Pa}$ ,  $B = 0 \text{ T}$ .



den Betrachtung zwischen der absoluten Dichte und einer um  $\alpha$  erweiterten kalibrierten Dichte. Die Zuverlässigkeit der Methode nach SHINDO soll mit der von LS unabhängigen POM untersucht und überprüft werden.

Ein direkter Vergleich zwischen  $\alpha$  und  $n_{e,\text{POM}}$  ist nicht ohne Weiteres möglich. Im Unterschied zur POM, aus der eine verlässliche Dichte  $n_{e,\text{POM}}$  folgt, gibt  $\alpha$  eine relative Dichte an. Mit  $n_{e,\alpha}(\text{X}) = n_+(\text{X}) \cdot (1 - \alpha)$  lässt sich die relevante Dichte  $n_e(\text{X})$  bestimmen, wenn die positive Ionendichte  $n_+(\text{X})$  bekannt ist. Diese lässt sich aus dem Ionenstrom bestimmen, da dieser in einem Mischplasma nur wenig beeinflusst wird. Ein Vergleich zwischen der verlässlichen Dichte  $n_{e,\text{POM}}$  und der aus  $\alpha$  und  $n_{+, \text{sat}}$  berechneten Dichte  $n_{e,\alpha}$  erlaubt die Überprüfung der Methode nach SHINDO.

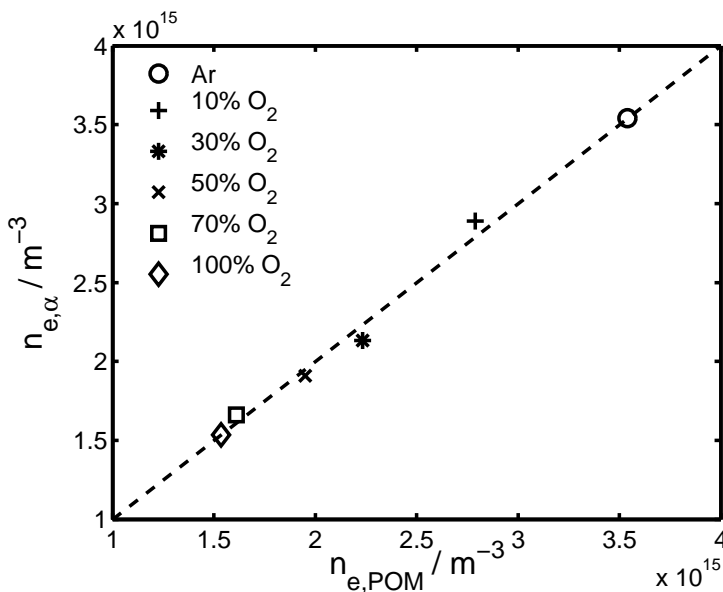
Da die aus dem Ionenstrom berechnete Dichte  $n_{+, \text{sat}}$  zu hohe Werte ergibt, wird, wie in Kap. 4.3.1 beschrieben,  $n_{+, \text{sat}}$  kalibriert. Der Kalibrierfaktor zur Bestimmung der tatsächlichen Dichte der Ionen im quasineutralen Plasma ist  $S_+(\text{Ar}) = n_{e,\text{POM}}(\text{Ar})/n_{+, \text{sat}}(\text{Ar}) = 0.17$ . Die Definition des Kalibrierfaktors ist auf quasineutrale Zwei-Komponenten-Plasmen beschränkt und lässt sich nicht ohne Weiteres auf Mehrkomponenten-Plasmen ausdehnen. Dies stellt eine Einschränkung dar. Da aber die Ionendichte trotz Beimischung konstant bleibt, verliert  $S_+$  im Mischplasma nicht seine Gültigkeit.

Aus Gl. (4.27) lässt sich mit  $S_+(\text{Ar})$  und  $n_{+, \text{sat}}(\text{Ar})$  eine von  $\alpha$  abhängige Elektronendichte in einem Mischplasma bestimmen, so dass gilt:

$$n_{e,\alpha}(\text{X}) = n_{+, \text{sat}}(\text{X}) \cdot (1 - \alpha) \cdot S_+(\text{Ar}). \quad (4.33)$$

Folglich erlaubt Gl. (4.33) die Berechnung der Elektronendichte in einem Mischplasma.

In Abb. 4.11 ist die kalibrierte Elektronendichte  $n_{e,\alpha}$  als Funktion der absoluten Elektronendichte  $n_{e,\text{POM}}$  für unterschiedliche Beimischungen dargestellt. Auf der Abszissenachse ist  $n_{e,\text{POM}}$  aufgetragen; auf der Ordinatenachse  $n_{e,\alpha}$ . Die gestrichelte Linie entspricht der Identität, die ein Maß für den Grad der linearen Abhängigkeit zwischen  $n_{e,\text{POM}}$  und  $n_{e,\alpha}$  ist.



**Abbildung 4.11:** Korrelation zwischen absoluten und kalibrierten Elektronendichten – Die Elektronendichte nimmt mit der Sauerstoff-Beimischung ab. Die gestrichelte Linie entspricht der Identität. Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen den absoluten Elektronendichten  $n_{e,\text{POM}}(\text{X})$  und den kalibrierten Elektronendichten  $n_{e,\alpha}(\text{X})$ .

Im Argon-Plasma gilt  $n_{e,\text{POM}} = n_{e,0}$ , da die Kalibration mit  $S_+(\text{Ar})$  erfolgte. Mit zunehmender Beimischung bleibt die lineare Abhängigkeit zwischen absoluter und kalibrierter Dichte erhalten, d. h.  $n_{e,\text{POM}}(X) \approx n_{e,\alpha}(X)$ .

Die Methode nach SHINDO ergibt zusammen mit einer von LS unabhängigen Methode nahezu identische Elektronendichten. Das aus den Sättigungsströmen errechnete  $\alpha$  gibt die Konzentration der negativen Ionen mit sehr hoher Präzision an. Die Verbindung dieser beiden Methoden liefert in einem Drei-Komponenten-Plasma absolute Dichten aller Ladungsträger.

### 4.4 Diskussion und Zusammenfassung

Der Einsatzbereich und die Grenzen der POM wurden im Hinblick auf die Möglichkeit der Kalibration untersucht. Allerdings schränkte das zu untersuchende Plasma den Einsatzbereich der POM ein. In dem HF-angeregten Plasma niedriger Dichte ließ sich die Strahl-Plasma-Instabilität nicht von den höheren Harmonischen der HF trennen. Die Bestimmung der Elektronendichte anhand des Frequenzmaximums  $f_{\text{max}}$  war nicht realisierbar.

Die Anregung der Instabilität konnte jedoch durch eine thermionische Entladung auf Plasmen geringer Dichte erweitert werden. Eine Glühkathode erlaubte die Erzeugung eines Plasmas und die zeitgleiche Anregung der Instabilität. Allerdings schränkte das äußere Magnetfeld den Einsatz der POM ein. Der durch das Magnetfeld hervorgerufene Plasmastrahl dominierte das Hintergrundplasma; die *weak-beam*-Näherung war nicht mehr gegeben, da die Dichte des Plasmastrahls die Dichte des Hintergrundplasmas weit übertraf.

Ein Argon-Sauerstoff-Mischplasma begrenzte dagegen den Einsatzbereich der POM nicht. Die Instabilität ließ sich auch in einem Mischplasma anregen. Mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung sank nicht nur die absolute Elektronendichte sondern auch die aus dem Sättigungsstrom erhaltene Elektronendichte. Die Dichteabnahme stimmte in beiden Methoden qualitativ überein.

Das aus der Änderung der Sättigungsströme in einem Argon- und Argon-Sauerstoff-Plasma gewonnene  $\alpha$  bestätigte die Existenz negativer Sauerstoff-Ionen. Der Existenzbereich zur Bildung negativer Ionen konnte dabei auf Elektronentemperaturen oberhalb von 2 eV erweitert werden.

Die um die kalibrierte Ionendichte ergänzte relative Dichte zeigte eine hohe Übereinstimmung mit der absoluten Dichte. Diese beiden voneinander unabhängigen Methoden ergaben nahezu identische Dichten. Der Parameter  $\alpha$  gab die Konzentration negativer Ionen in einem Mischplasma mit hoher Präzision an. Die Änderung der Sättigungsströme von LS in elektro-positiven und elektro-negativen Plasmen konnte zur Diagnostik negativer Sauerstoff-Ionen verwendet werden.

# KAPITEL 5

---

## Experimentelle Ergebnisse

---

### 5.1 Allgemeine Vorbemerkung

In diesem Kapitel wird eine Charakterisierung der Driftwelle in einem elektro-positiven Plasma sowie eine umfassende Studie des Einflusses negativer Ionen auf Driftwellen vorgestellt. Dabei liefert die Kombination mehrerer voneinander unabhängiger Techniken einen detaillierten Einblick in das Thema.

Die methodische Vorgehensweise orientiert sich zunächst an dem, was auf dem Forschungsgebiet zu Driftwellen die typische Vorgehensweise ist. Dazu gehört es, die Profilformen der lokalen Gleichgewichte zu studieren und aus diesen die dopplerverschobene Wellenfrequenz der Driftwelle zu bestimmen (siehe Kap. 2.6.2). Diese kann mit der aus dem Fluktuationsspektrum erhaltenen Wellenfrequenz verglichen werden. Neben der Wellenfrequenz ist die raum-zeitliche Dynamik der Driftwellen von besonderem Interesse. Obwohl sich die räumliche und zeitliche Entwicklung der Driftwelle nicht analytisch determinieren lässt, kann sie experimentell mit Hilfe statistischer Eigenschaften beschrieben werden. Die Datenanalysemethoden und ihre zugrunde liegenden Experimentanordnungen werden ebenfalls in diesem Kapitel vorgestellt.

Das Kapitel ist unterteilt in zwei Abschnitte. Um eine solide Basis für Potential- und Dichtemessungen in elektro-negativen Plasmen zu schaffen, sind vergleichbare und reproduzierbare Untersuchungen auf einem bekannten Gebiet notwendig. Dazu wird im ersten Teil die azimutale und axiale Untersuchung der Driftwelle in einem elektro-positiven Argon-Plasma vorgestellt. Im zweiten Teil wird die Untersuchung auf ein Argon-Sauerstoff-Mischplasma ausgeweitet. Es wird zunächst die lokale Konzentration negativer Ionen mit der in Kap. 4.2.3 vorgestellten Methode untersucht. Danach wird die Analyse der Plasmadynamik auf Basis der lokalen Gleichgewichtsprofile vorgestellt. Die profilabhängigen Driftfrequenzen werden mit der aus der Fourieranalyse von Fluktuationszeitreihen erhaltenen Frequenz verglichen.

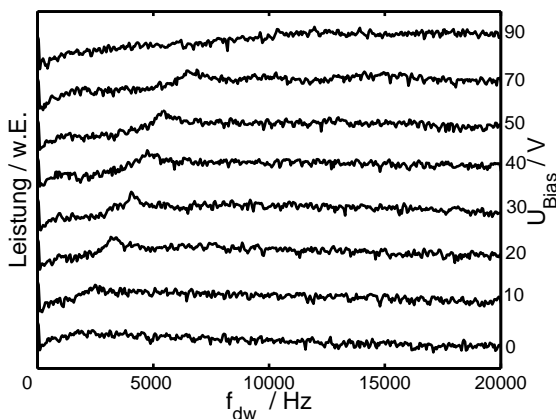
## 5.2 Untersuchung von Driftwellen in elektro-positiven Plasmen

### 5.2.1 Wahl des Parameterbereichs

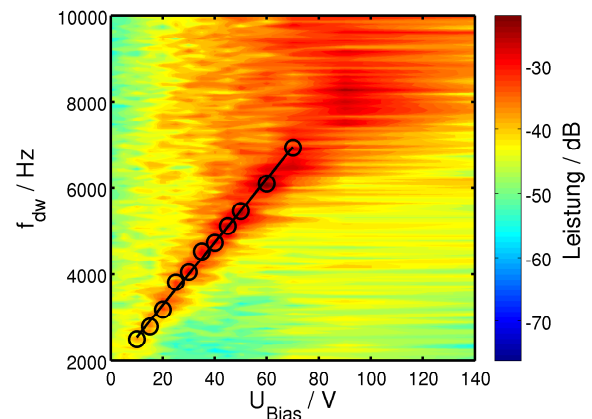
Wie in Kap. 2.7 geschildert, ist der geeignete Parameterbereich zur Bildung negativer Ionen auf niedrige Elektronentemperaturen begrenzt. Da sich die Elektronentemperatur und Dichte praktisch proportional zur HF-Leistung verhalten, wurde die HF-Leistung so weit reduziert, dass die Temperatur mit 2 eV ausreichend gering war, um negative Ionen zu erzeugen [Bis09]. Gleichzeitig muss der Dichtegradient der Elektronendichte ausreichend groß sein, um Driftwellen anregen und untersuchen zu können. Dies ist bei einer HF-Leistung von  $P = 100$  W; die Dichte ist dann  $n_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ . Neben der Wahl der HF-Leistung, die entscheidend die Dichte und Temperatur beeinflusst, hängt die Anregung der Driftwelle zusätzlich vom Neutralgasdruck ab. Ein Neutralgasdruck oberhalb von 1 Pa dämpft die Driftwelle derart, dass eine Untersuchung nicht möglich ist. Eindeutig definierte Moden lassen sich in einem Druckbereich von  $p = 0.15 \dots 1$  Pa anregen [Bis09]. In diesem Parameterbereich geringer Dichte ließ sich zudem eine Instabilität erst bei einem Magnetfeld oberhalb von 300 mT anregen.

Neben der HF-Leistung, dem Magnetfeld und dem Neutralgasdruck beeinflusst ein axialer Strom  $I_{\text{Bias}}$  wesentlich die Anregung der Driftwelle. Dieser kann gezielt zur Anregung und Destabilisierung der Driftwelle eingesetzt werden (siehe Kap. 3.2). Dabei erwies es sich als vorteilhaft, die Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$  an der Gegenelektrode (siehe Gegenelektrode ITO in Abb. 3.4) als Kontrollparameter zu wählen.

In Abb. 5.1a ist das Leistungsdichtespektrum (power spectral density, PSD) der Dichtefluktuationen in Abhängigkeit von der Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$  aufgetragen. Das Spektrum



(a) Biasabhängige Frequenz



(b) Lineare Abhängigkeit zwischen Frequenz und Biasspannung

**Abbildung 5.1:** Einfluss der Biasspannung auf die Wellenfrequenz. a) Mit zunehmender Biasspannung steigt die Wellenfrequenz. Eine Welle wird erst bei  $U_{\text{Bias}} \geq 20$  V angeregt; b) Die Zunahme der Frequenz  $f_{\text{dw}}$  ist linear mit der Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$ . Die Kreise repräsentieren die Intensitätsmaxima aus Abb. 5.1a. Einstellungen:  $B = 0.5$  T,  $p = 0.38$  Pa,  $P = 100$  W, Abtastrate: 200 kHz, Länge der Zeitreihe: 256 000 Punkte.

lässt sich aus der Fourieranalyse der Zeitreihen des Ionensättigungsstroms gewinnen (siehe Kap. 4.2.5). Dazu wurde die Sonde in der Mittelebene radial im Bereich des steilsten Dichtegradienten positioniert (siehe Kap. 5.2.2).

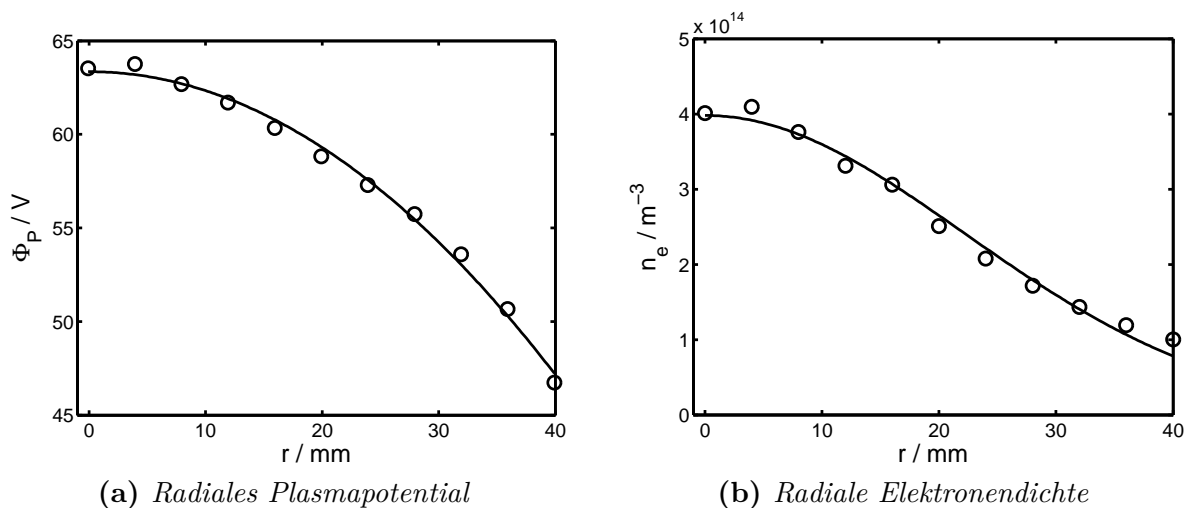
Die Abbildung veranschaulicht, dass ein Parameterbereich existiert, in dem durch die geeignete Wahl der Biasspannung Moden im Plasma angeregt oder unterdrückt werden können. Unterhalb von  $U_{\text{Bias}} = 20 \text{ V}$  zeigt das Plasma ein nahezu moden-freies Verhalten. Ein gut definiertes Maximum im Spektrum bildet sich zwischen  $U_{\text{Bias}} = 20 \dots 70 \text{ V}$ . Die Frequenz ist proportional zur Biasspannung (siehe Abb. 5.1b). Allerdings werden die Intensitätsmaxima mit zunehmender Biasspannung breitbandig. Oberhalb von  $70 \text{ V}$  stellt sich ein moden-freier turbulenter Plasmazustand ein.

### 5.2.2 Lokale Gleichgewichtsprofile und Driftfrequenzen

Experimentell lässt sich so aus den lokalen Gleichgewichtsprofilen von  $n_e$  und  $\Phi_p$  die dopplerverschobene Wellenfrequenz der Driftwelle berechnen. Aus der Gültigkeit der Boltzmann-Relation ergäbe sich selbstkonsistent, dass ein normalverteiltes Dichteprofil ein parabelförmiges Potentialprofil bedingt (siehe Kap. 2.6.2). Allerdings wird in dieser Arbeit keine Kopplung zwischen Dichte- und Potentialprofil angenommen, so dass die Bestimmung der Driftgeschwindigkeiten aus den Gleichgewichtsprofilen unabhängig voneinander durchgeführt wird.

#### Plasmapotential

Das Gleichgewichtsprofil in Abb. 5.2a zeigt das radiale Plasmapotential  $\Phi_p(r)$ , das durch Auswertung von Kennlinien (siehe Kap. 4.2.2) in der Mittelebene erhalten wurde. Das



**Abbildung 5.2:** a) Das Potentialprofil ist parabelförmig ( $\Phi_p = \Phi_0 - ar^2$ ). Aus der Krümmung der Parabel berechnet sich die  $E \times B$ -Frequenz zu  $7 \text{ kHz}$ ; b) Das Dichteprofil ist normalverteilt ( $n_e = n_0 \exp[-(r^2/2\sigma^2)]$ ). Die dazugehörige Frequenz der Driftwelle  $f_{\text{dw}}(\sigma)$  beträgt  $1.3 \text{ kHz}$ . Einstellungen:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 50 \text{ V}$ ,  $\delta r = 4 \text{ mm}$ .

Potentialprofil ist parabelförmig. Die durchgezogene Linie zeigt in hervorragender Übereinstimmung die Anpassung einer Parabel  $\Phi_p = \Phi_0 - ar^2$  an die Messwerte. Im Plasmazentrum beträgt das Potential  $\Phi_0 = 64$  V und nimmt zum Plasmarand ( $r = 40$  mm) auf 46 V ab. Aus der Krümmung  $a$  der Parabel ergibt sich die  $E \times B$ -Rotation der Plasmasäule. Für eine  $m = 1$  Mode (siehe Abb. 5.5b) folgt daraus eine radiusunabhängige Frequenz  $f_{E \times B}(a) = m \cdot (a/\pi B) \approx 7$  kHz mit  $B = 0.5$  T und  $a \approx 11\,000$  V/m<sup>2</sup>. Die azimutale  $E \times B$ -Driftgeschwindigkeit  $v_{E \times B}(a)$  beträgt ungefähr 920 m/s bei  $r = 21$  mm.

### Elektronendichte

In Abb. 5.2b beschreibt die durchgezogene Linie die Anpassung der Normalverteilung  $n_e = n_0 \exp[-(r^2/2\sigma^2)]$  an das radiale Dichteprofil  $n_e(r)$ . Dieses ist normalverteilt und nimmt zum Plasmarand ( $r = 40$  mm) um 80% auf lediglich  $10^{14}$  m<sup>-3</sup> ab. Die Driftwellenfrequenz ist damit

$$f_{dw}(\sigma) = \frac{m}{2\pi} \frac{k_B T_e / e B_0}{\sigma^2 + m^2 \rho_s^2} \approx 1.3 \text{ kHz},$$

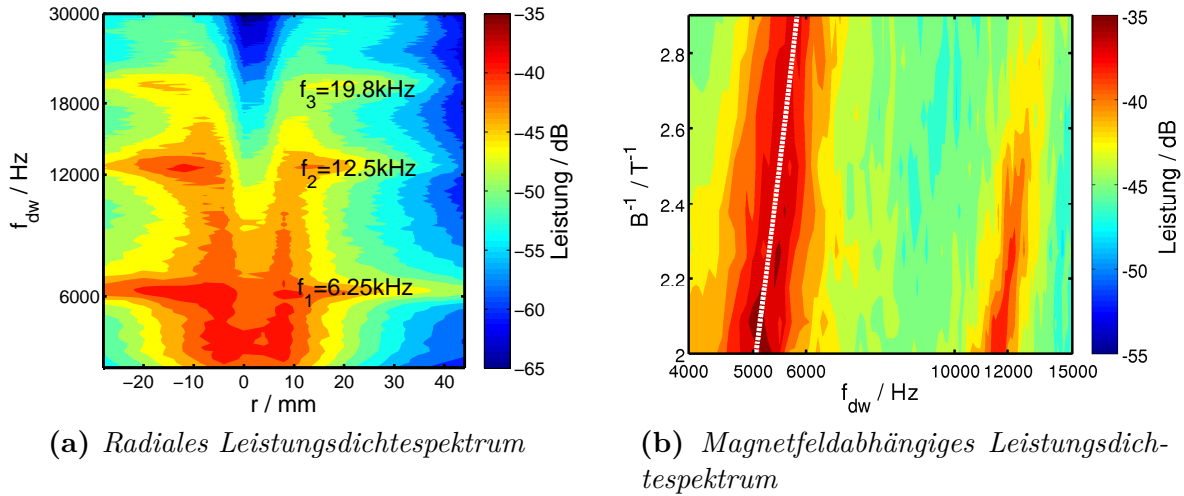
mit der Skalenlänge  $\rho_s = 2$  mm (siehe Tab. 3.2 auf S. 50) und der Standardabweichung  $\sigma = 21$  mm. Die Normalverteilung in Abb. 5.2b hat ihren Wendepunkt bei  $r = \sigma$ . Folglich gibt  $\sigma$  den Ort des steilsten Dichtegradienten an. Neben der Standardabweichung  $\sigma$  benötigt man noch die Elektronentemperatur, um die Wellenfrequenz  $f_{dw}(\sigma)$  zu bestimmen. Diese ist radial näherungsweise konstant. Das Temperaturmaximum befindet sich mit 2.8 eV in der Mitte der Plasmasäule und nimmt zum Plasmarand auf 2.2 eV ab. Diese Temperatur wurde auch zur Berechnung der Wellenfrequenz verwendet. Die Geschwindigkeit, mit der die Driftwelle in der Mittelebene am Ort  $\sigma$  rotiert, beträgt  $v(\sigma) \approx 180$  m/s.

### dopplerverschobene Wellenfrequenz

Da die Driftrichtungen der  $E \times B$ -Rotation und der Driftwelle gegenläufig sind, beläuft sich die dopplerverschobene Driftwellenfrequenz  $f_{dw,gw}(\sigma, a) = f_{E \times B}(a) - f_{dw}(\sigma)$  auf ungefähr 5.7 kHz, so dass die azimutale Propagationsgeschwindigkeit 740 m/s ist. Da die Driftwellenfrequenz  $f_{dw}(\sigma)$  weniger als 20% der  $E \times B$ -Frequenz  $f_{E \times B}(a)$  entspricht, dominiert folglich die  $E \times B$ -Rotation der Plasmasäule die Wellenfrequenz  $f_{dw}(\sigma, a)$ .

Unabhängig von den aus den Gleichgewichtsprofilen berechneten Driftfrequenzen wurden zusätzlich Frequenzspektren der Fluktuationen des Ionensättigungsstromes aufgenommen. Die mit diesen beiden unterschiedlichen Messmethoden bestimmten Frequenzen stimmen ausgezeichnet überein. In Abb. 5.3a ist das radiale Frequenzspektrum der Dichtefluktuationen dargestellt. In dieser Abbildung ist die Leistung farbcodiert dargestellt und drei ausgeprägte Intensitätsmaxima bei  $f_1 = 6.25$  kHz,  $f_2 = 12.5$  kHz und  $f_3 = 19.8$  kHz bestimmen das Spektrum. Oberhalb von 20 kHz fällt die Leistung ähnlich eines Potenzgesetzes ab.

Zusätzlich kann man der Abbildung entnehmen, dass die Frequenz radial konstant ist. Aber nicht nur die Frequenz sondern auch die radiale Leistung ist annähernd konstant. Nur zum Zentrum der Plasmasäule ( $r = 0$  mm) nimmt sie geringfügig ab. Allerdings ist die Leistungsdichte für  $f_1$  maximal und nimmt für  $f_2$  respektive  $f_3$  ab.



**Abbildung 5.3:** a) Die beobachtete Frequenz der Instabilität liegt bei  $f_1 = 6.25$  kHz,  $f_2 = 12.5$  kHz und  $f_3 = 19.8$  kHz. Die Frequenz ist radial konstant. Die Leistungsdichte des Spektrums nimmt zur Mitte der Plasmasäule ab; b) Das Magnetfeld wurde zwischen  $0.34$  T ( $2.9$  T $^{-1}$ ) und  $0.5$  T ( $2.0$  T $^{-1}$ ) variiert. Mit zunehmendem Magnetfeld nimmt die Frequenz ab. Diese ist invers proportional zur magnetischen Induktion (gestrichelte Linie). Einstellungen:  $B = 0.5$  T,  $p = 0.31$  Pa bzw.  $p = 0.35$  Pa für Abb. (b),  $P = 100$  W,  $U_{\text{Bias}} = 50$  V.

Die Dominanz der  $E \times B$ -Drift und der damit verbundene Einfluss des Magnetfeldes auf die beobachtete Wellenfrequenz  $f_{\text{dw}}$  ist deutlich in Abb. 5.3b zu erkennen. Da  $f_{E \times B}$  invers proportional zum Magnetfeld ist ( $f_{E \times B} = E/B$ ), nimmt die Rotationsfrequenz der Plasmasäule mit abnehmendem Magnetfeld zu (gestrichelte Linie in Abb. 5.3b). Die Frequenz bei  $B^{-1} = 2$  T $^{-1}$  ( $B = 0.5$  T) beträgt 5 kHz und nimmt bis auf 6 kHz ( $B^{-1} = 2.94$  T $^{-1}$ , d. h.  $B = 0.34$  T) zu.

### 5.2.3 Modenstruktur, Phasenverschiebung und Fluktuationsgrad

Die in diesem Abschnitt vorgestellte Analyse der azimuthalen Struktur der Plasmasäule ist von großer Wichtigkeit, da diese die Modenzahl  $m$  und die Phasenverschiebung  $\theta$  zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen liefert. Zusätzlich erlaubt sie die Untersuchung der azimuthalen Rotationsgeschwindigkeit. Diese räumlichen und zeitlichen Strukturen lassen sich mithilfe von Kreuzkorrelations-Messungen sichtbar machen.

#### Funktionsweise der Kreuzkorrelations-Messungen

Statistische Methoden lassen eine räumliche und zeitliche Rekonstruktion von Fluktuationen zu, selbst wenn diese nicht simultan an allen Positionen aufgenommen werden. Im Fall kohärenter Moden mit einer dominierenden Frequenz erlaubt eine Kreuzkorrelation zwischen den Signalen einer beweglichen und einer ortsfesten Sonde eine solche Rekonstruktion. Die bewegliche Sonde fährt zu Punkten in der azimuthalen Mittelebene. An jedem Punkt werden simultan Zeitreihen der beiden Sonden aufgenommen und die Kreuzkorrelation berechnet.

Die Kreuzkorrelation misst dabei die „Gleichheit“ zweier Signale mit einer gewissen Zeitverzögerung  $\tau$ . In Abb. 5.4 ist eine  $m = 1$  Mode mit einem lokalisierten Minimum (blau) und Maximum (gelb) dargestellt. Zu einem festgelegten Zeitpunkt sind an Position A die Zeitreihen der beweglichen Sonde (BS) und der ortsfesten Referenzsonde (RS) in Phase. In diesem Fall beträgt der Wert der Kreuzkorrelations-Funktion (cross-correlation function, ccf) des korrelierten Signals  $C = 1$ . In Position B ist die Phase zwischen den Zeitreihen um  $\pi$  verschoben. Die Korrelationsfunktion ist in diesem Fall  $C = -1$ . Zwischen den Positionen A und B findet ein gleichmäßiger Übergang von  $C = 1$  bis  $C = -1$  statt. Der Wert der Kreuzkorrelations-Funktion ist dabei unabhängig von den Amplituden der einzelnen Zeitreihen. Kleine aber kohärente Fluktuationen der beiden Sonden ergeben  $C = \pm 1$ , während große aber inkohärente Fluktuationen  $C = 0$  produzieren.

Für unterschiedliche Zeitschritte  $\tau$  ändern sich die Positionen der Maxima. Wenn sich  $\tau$  zwischen Null und einer Periode des Signals ändert ( $\tau = T$ ), rotiert die erhaltene Struktur der Kreuzkorrelation um  $2\pi$ . Dies entspricht einem kompletten azimuthalen Umlauf der Modenstruktur. Das Resultat ist eine zeitliche Sequenz der räumlichen Verteilung der Kreuzkorrelation zwischen BS und RS.

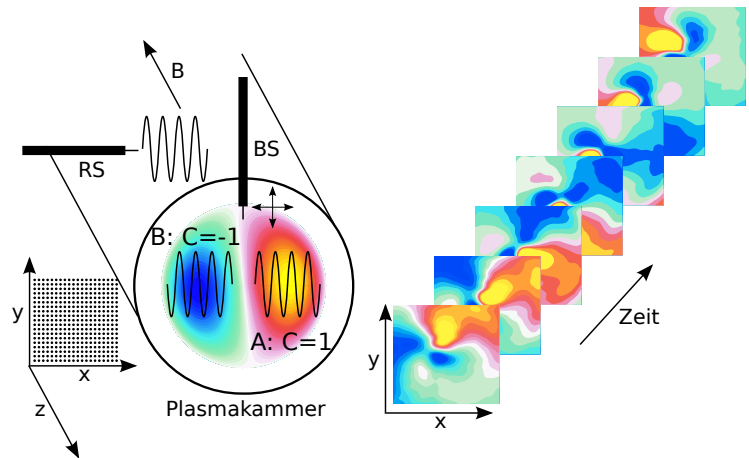
Mathematisch lässt sich die normierte Kreuzkorrelations-Funktion [Pri89] zwischen den Zeitreihen der beweglichen Sonde und der Referenzsonde ( $X_{BS}$  und  $X_{RS}$ ) folgendermaßen darstellen:

$$C_{X_{RS}, X_{BS}}(\tau) = \frac{C'_{X_{RS}, X_{BS}}(\tau)}{\sqrt{C'_{X_{RS}, X_{RS}}(\tau = 0)C'_{X_{BS}, X_{BS}}(\tau = 0)}} \quad (5.1)$$

mit

$$C'_{X_{RS}, X_{BS}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} X_{RS}(t)X_{BS}(t + \tau)dt. \quad (5.2)$$

**Abbildung 5.4:** Funktionsweise der Zwei-Sonden-Messtechnik – Zeitgleich werden mit der fest stehenden Sonde RS und der beweglichen Sonde BS Zeitreihen aufgenommen. Um nun eine raum-zeitliche Beziehung zwischen den beiden Zeitreihen zu erhalten, wird die normalisierte Kreuzkorrelations-Funktion (CCF,  $C = -1 \dots 1$ ) für jede räumliche Position, die durch die Sonde BS angegeben wird, berechnet. Das Resultat ist eine zeitliche Sequenz der räumlichen Verteilung der Kreuzkorrelation zwischen BS und RS.





Eine ausführliche Beschreibung dieser Zwei-Sonden-Messtechnik findet sich in Ref.[Gre04].

In den hier vorgestellten Untersuchungen tastet die BS in der Mittelebene eine Fläche von  $19 \times 19$  Punkten ab. An jedem dieser 364 Punkte nimmt der Transientenrekorder (siehe Kap. 4.2.5) zeitgleich von BS und RS Zeitreihen auf. Die Abtastrate des Transientenrekorders beträgt in allen Messungen 200 kHz mit einer Länge der Zeitreihe von 256 000 Punkten.

### Azimutale Dichtefluktuationen

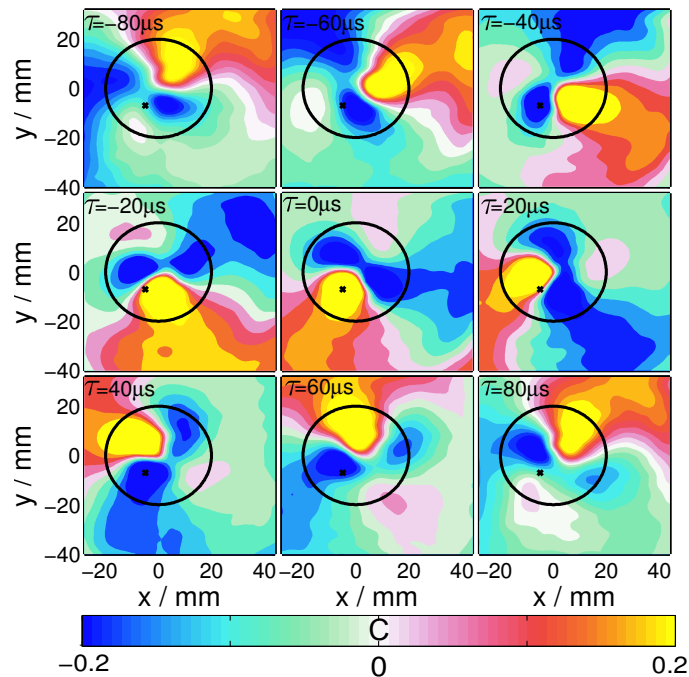
Die Untersuchung der azimutalen Dichte- und Potentialfluktuationen wurde mit dem zwei-dimensionalen Sondensystem (2D-P), welches mit der BS und der RS ausgerüstet war (siehe Kap. 3.2), durchgeführt. Um Dichtefluktuationen sichtbar zu machen, wurden mit beiden Sonden simultan Zeitreihen des Ionensättigungsstroms aufgenommen. Die azimutale raum-zeitliche Rekonstruktion der kreuzkorrelierten Signale sind in Abb. 5.5a dargestellt.

In der farbcodierten Abbildung ist die Kreuzkorrelation für neun Zeitschritte (von  $t = (-80 \dots 80) \mu\text{s}$ ) dargestellt. Die gelbe Region beschreibt eine positive Kreuzkorrelation, d. h. die Zeitreihen besitzen koinzidierende Maxima und Minima, während in den blauen Regionen die Kreuzkorrelation negativ ist, so dass koinzidierende Minima und Maxima um  $\pi$  phasenverschoben sind. Obwohl die azimutale Moden-Periodizität  $m = 1$  und  $m = 2$  beträgt, ist die dominante Struktur dipolarer ( $m = 1$ ) Natur mit einem maximalen Korrelationsgrad von 0.7.

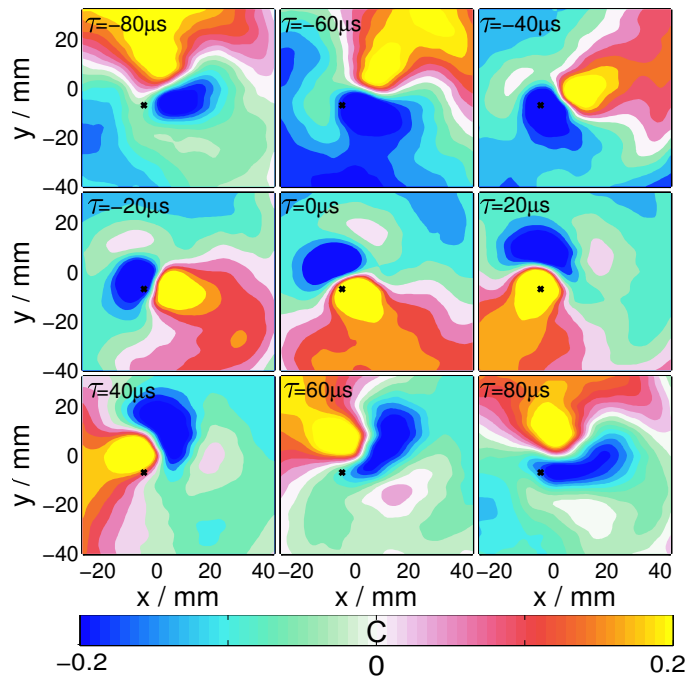
Der Abbildung lässt sich weiterhin entnehmen, dass die Mode im Uhrzeigersinn rotiert. Da die Richtung des Magnetfeldes aus der Papierebene hinausragt und das elektrische Feld radial nach außen orientiert ist, entspricht die Rotationsrichtung der Mode der Richtung der  $E \times B$ -Rotation. Die Trajektorie des Maximums (Kreis in Abb. 5.5a) lokalisiert sich am Ort des maximalen Dichtegradienten bei  $r = 21 \text{ mm}$ , der aus der Anpassung der Normverteilung an das Dichteprofil gewonnen wurde (siehe Abb. 5.2b). Damit beträgt die senkrechte Wellenzahl  $k_y = 1/\sigma$  ungefähr  $50 \text{ m}^{-1}$ , d. h.  $\lambda_y = 0.13 \text{ m}$ .

Der raum-zeitlichen Rekonstruktion der Dichtefluktuation in Abb. 5.5a lässt sich die Rotationsfrequenz entnehmen. Der Umlauf des lokalisierten Maximums von links oben ( $\tau = -80 \mu\text{s}$ ) nach rechts unten ( $\tau = 80 \mu\text{s}$ ) benötigt  $160 \mu\text{s}$ . Dies entspricht einer Frequenz von  $f = 1/T = 6.25 \text{ kHz}$ . Während eines Umlaufs gehen gerade  $m$  Maxima und Minima an einem Beobachtungspunkt vorbei. Obwohl die Struktur von der dipolaren  $m = 1$  Mode dominiert wird, lässt sich schwach die  $m = 2$  Mode beobachten. Deren Periodendauer beträgt gerade die Hälfte der  $m = 1$  Mode, so dass neben einer Frequenz von  $6.25 \text{ kHz}$  eine weitere mit  $(2 \cdot 6.25 = 12.5) \text{ kHz}$  beobachtet wird. Die  $m = 1$  Mode rotiert am Ort des maximalen Dichtegradienten mit einer Geschwindigkeit  $v_M$  von  $824 \text{ m/s}$ .

Die in Abb. 5.5a und der folgenden Abb. 5.5b erhaltenen Strukturen sind aus  $19 \times 19$  Gitterpunkten in der Mittelebene rekonstruiert. Der Abstand der Gitterpunkte in  $x$ - und  $y$ -Richtung beträgt  $\delta(x, y) = 4 \text{ mm}$ , so dass die abgetastete Fläche  $72 \text{ mm} \times 72 \text{ mm}$  ist. Diese ist größer als der Durchmesser der Elektrode und entspricht ungefähr dem Durchmesser der Plasmasäule (siehe Kap. 3.2). Um die gesamte Struktur, vor allem die äußerst schwache  $m = 2$  Mode in den farbcodierten Abbildungen 5.5a und 5.5b sichtbar zu machen, wurde die Korrelationsfunktion in Abb. 5.5a und Abb. 5.5b auf  $\pm 0.2$  skaliert. Das Kreuz in Abb. 5.5a bei  $x = -5 \text{ mm}$  und  $y = -7 \text{ mm}$  gibt die Position der Referenzsonde an, die demzufolge



(a) Azimutale Dichtefluktuationen



(b) Azimutale Potentialfluktuationen

**Abbildung 5.5:** Raum-zeitlich aufgelöste Dichte- und Potentialfluktuationen – Die Strukturen sind rekonstruiert aus 361 ( $19 \times 19$ ) Zeitreihen mit  $\delta x = 4$  mm,  $\delta y = 4$  mm, d. h. die gescannte Mittelebene beträgt  $72$  mm  $\times$   $72$  mm. Der Zeitschritt zwischen den einzelnen Graphiken beträgt  $20$   $\mu$ s ( $\tau = -80$   $\mu$ s ...  $80$   $\mu$ s). Das Magnetfeld ist aus der Papierebene gerichtet. Einstellungen:  $B = 0.5$  T,  $p = 0.31$  Pa,  $P = 100$  W,  $U_{\text{Bias}} = 50$  V; a) Dichtefluktuationen – Der durchgezogene Kreis beschreibt den Ort des maximalen Dichtegradienten ( $k_y \approx 50$   $\text{m}^{-1}$ ); b) Potentialfluktuationen – Das Quadrat gibt in beiden Abbildungen die Position der Referenzsonde RS ( $r \approx 9$  mm) an.

9 mm vom Zentrum der Plasmasäule und axial 10 cm in negativer  $z$ -Richtung positioniert ist.

### Azimutale Potentialfluktuationen

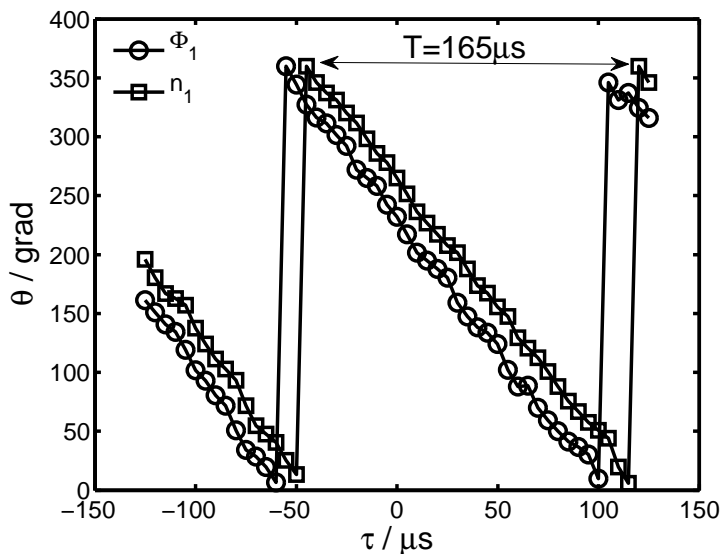
Die raum-zeitliche Rekonstruktion der Potentialfluktuationen lässt sich ähnlich wie die Rekonstruktion der Dichtefluktuationen realisieren. Unter identischen experimentellen Bedingungen wurden mit der BS Zeitreihen des Floating-Potentials ( $\tilde{\Phi}_f \propto \Phi_p$ , siehe Kap. 4.2.5) und mit der RS Zeitreihen des Ionensättigungsstromes aufgenommen. Die Rekonstruktion der kreuzkorrelierten Signale ist in Abb. 5.5b für neun Zeitschritte dargestellt.

Dabei stimmen Form und Struktur der rekonstruierten Potentialfluktuationen (siehe Abb. 5.5b) mit den rekonstruierten raum-zeitlichen Dichtefluktuation in Abb. 5.5a überein. Auch hier zeigt sich eine dominante dipolare Struktur, die von einer schwachen  $m = 2$  Mode begleitet wird. Der maximale Korrelationsgrad der Potentialfluktuation ist mit 0.67 in der Größenordnung des Korrelationsgrads der Dichtefluktuation. Ferner rotiert die  $m = 1$  Mode ebenso mit einer Frequenz von 6.25 kHz im Uhrzeigersinn.

Ein visueller Vergleich der raum-zeitlich rekonstruierten Dichte- und Potentialfluktuationen in Abb. 5.5a und Abb. 5.5b lässt eine Phasenverschiebung vermuten. Potential- und Dichtefluktuationen sind zeitlich verschoben, wobei die Potentialfluktuationen den Dichtefluktuationen folgen.

### Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen

Die Phasenverschiebung, die sich durch einen Vergleich der Abbildungen 5.5a und 5.5b bereits erahnen lässt, ist in Abb. 5.6 dargestellt und beträgt  $\Delta\theta \approx 30^\circ$ . Dabei wurde der Winkel zwischen der lokalisierten maximalen Amplitude der Dichte und des Potentials und einem Schwerpunktsystem, das dem mittleren Ort der Mode in der azimuthalen Schnittebene entspricht, bestimmt.



**Abbildung 5.6:**

*Phasenbeziehung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen – Die Dichtefluktuationen eilen den Potentialfluktuationen zeitlich um 10...15  $\mu\text{s}$  voraus. Die Phasenverschiebung ist über mehrere Perioden konstant und ihre Differenz beträgt  $\theta \approx 30^\circ$ . Einstellungen:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 50 \text{ V}$ .*

Die Wellen sind kohärent, da die Differenz des Phasenwinkels über mehrere Perioden konstant bleibt. Die Periodendauer eines Umlaufs ist  $T = 165 \mu\text{s}$ , was einer Frequenz von  $f \approx 6.1 \text{ kHz}$  entspricht. Weiter kann Abb. 5.6 entnommen werden, dass die azimutale Potentialstörung der Dichtestörung folgt und dass die Fluktuationen zeitlich um  $10 \dots 15 \mu\text{s}$  verschoben sind.

### Dichte- und Potentialfluktuationsgrad

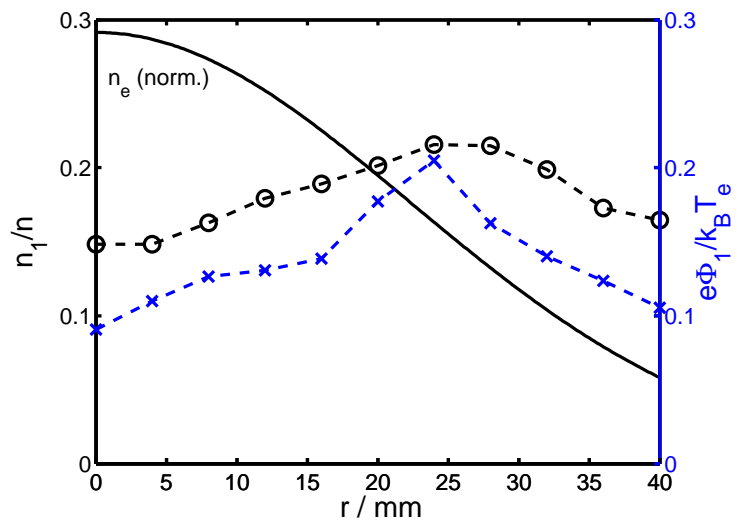
Während Dichte- und Potentialfluktuationen zeitlich verschoben sind, gleichen sich ihre Fluktuationsgrade nicht nur in der Magnitude sondern auch räumlich. In Abb. 5.7 sind die Fluktuationsgrade für eine kohärente  $m = 1$  Mode ( $f_{\text{dw}} = 6.25 \text{ kHz}$ ) radial aufgetragen. Zusätzlich ist das normierte normalverteilte Dichteprofil (Linie) aus Abb. 5.5a eingezeichnet. Im Bereich des steilsten Dichtegradienten bei  $\sigma = 21 \text{ mm}$  sind die Fluktuationsgrade lokalisiert und annähernd maximal. Zusätzlich gleichen sich die Fluktuationsgrade in den Magnituden:  $n_1/n_0 \approx e\tilde{\Phi}_1/k_B T_e \approx 20\%$ . Zum Plasmazentrum und zum Rand nehmen die Fluktuationen ab. Allerdings nehmen die Potentialfluktuationen zum Rand und zur Mitte stärker ab als die Dichtefluktuationen, d. h.  $e\tilde{\Phi}_1/k_B T_e \approx 1.5 \tilde{n}/\bar{n}$ .

Die Berechnung des Dichtefluktuationsgrades  $\tilde{n}/\bar{n}$  basiert auf dem Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert des Ionensättigungsstroms, d. h.  $\tilde{n}/\bar{n} = \sigma_I(\tilde{I}_{+, \text{sat}})/\langle \bar{I}_{+, \text{sat}} \rangle$ , während sich der Potentialfluktuationsgrad  $e\tilde{\Phi}_1/k_B T_e$  aus dem Verhältnis der Standardabweichung des Floatingpotentials zur mittleren Temperatur von  $2.2 \text{ eV}$  ergibt, also  $e\sigma_\Phi(\tilde{\Phi}_R)/k_B T_e$ .

### 5.2.4 Axiale Struktur

Nachdem die azimutale Untersuchung der Plasmasäule wichtige Erkenntnisse brachte, werden in diesem Abschnitt Ergebnisse der axialen Analyse der Plasmasäule vorgestellt.

**Abbildung 5.7:** Radiale Fluktuationsprofile – Die Fluktuationsgrade der Dichte und des Potentials sind über den Radius aufgetragen. Zusätzlich ist die normierte normalverteilte Elektrodichte aufgetragen. Die Maxima der Fluktuationsgrade liegen bei ungefähr 0.2 und gipfeln an der gleichen radialen Position im Bereich des maximalen Dichtegradienten. Einstellungen:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 50 \text{ V}$ .



## Axiale Wellenlänge

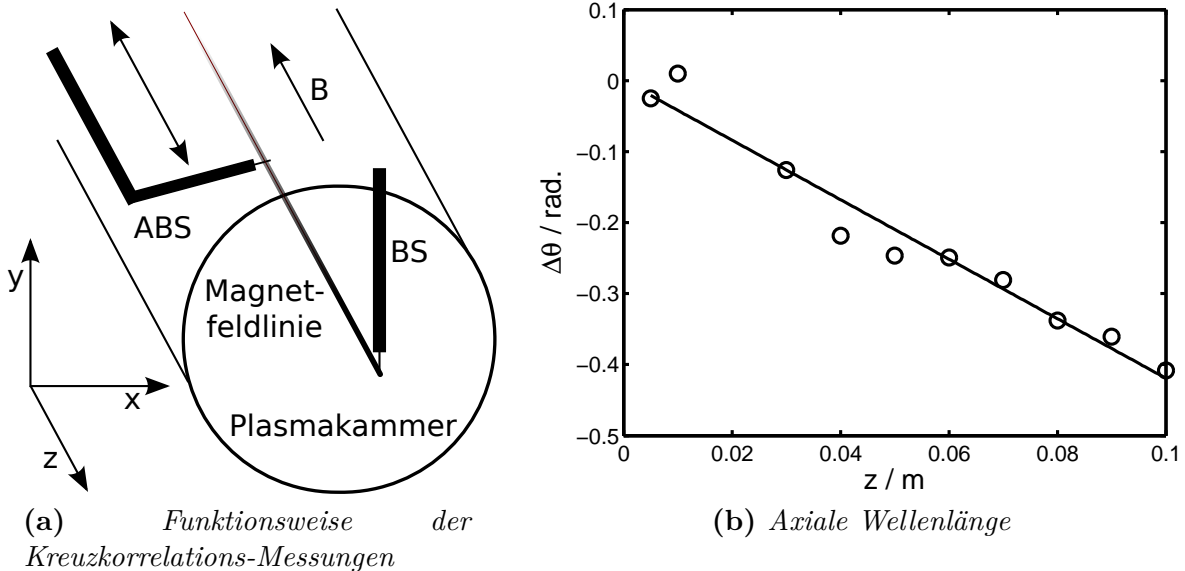
Üblicherweise misst man die parallele Wellenlänge  $\lambda_{\parallel}$ , indem die Zeitreihen an mehreren axialen Positionen auf einer magnetischen Feldlinie zeitgleich aufgenommen und deren Kreuzphase  $\theta$  berechnet werden. Dabei ist die Messung der parallelen Wellenlänge experimentell eine große Herausforderung, da diese allgemein ein Vielfaches der Plasmasäulenlänge ausmacht und entsprechend groß ist.

Da der Zugang zur Plasmakammer stark eingeschränkt ist und kein axiales Sondenarray montiert werden kann, wurde im Experiment Dustwheel die Messung der parallelen Wellenlänge mit zwei Sonden realisiert. In Abb. 5.8a ist das Funktionsprinzip der Messung dargestellt. Mit einem Linienlaser wurde die axial bewegliche Sonde ABS und die bewegliche Sonde BS so ausgerichtet und positioniert, dass sie auf derselben Magnetfeldlinie lagen. Die Kreuzphase der beiden axial separierten Sonden, die die Zeitreihen des Ionensättigungsstromes aufnahmen, ist gegeben durch [Pri89]

$$\theta = \arctan [\operatorname{Im}(X_{\text{ABS}}), \operatorname{Re}(X_{\text{BS}})]. \quad (5.3)$$

Der Arkustangens mit zwei Argumenten ( $\arctan(y, x)$ ) erlaubt die Umrechnung von kartesischen Koordinaten in Polarkoordinaten und liefert den eindeutigen Winkel  $\theta$ .

Die axiale Wellenlänge berechnet sich mit  $\lambda_{\parallel} = 2\pi\Delta z/\theta$ , wobei  $\Delta z$  den Abstand zwischen den beiden Sonden angibt und proportional zur Phasenverschiebung ist. Der Abstand wurde zwischen 0.5 cm und 10 cm variiert (siehe Abb. 5.8b), indem die ABS in negativer  $z$ -Richtung verschoben wurde.



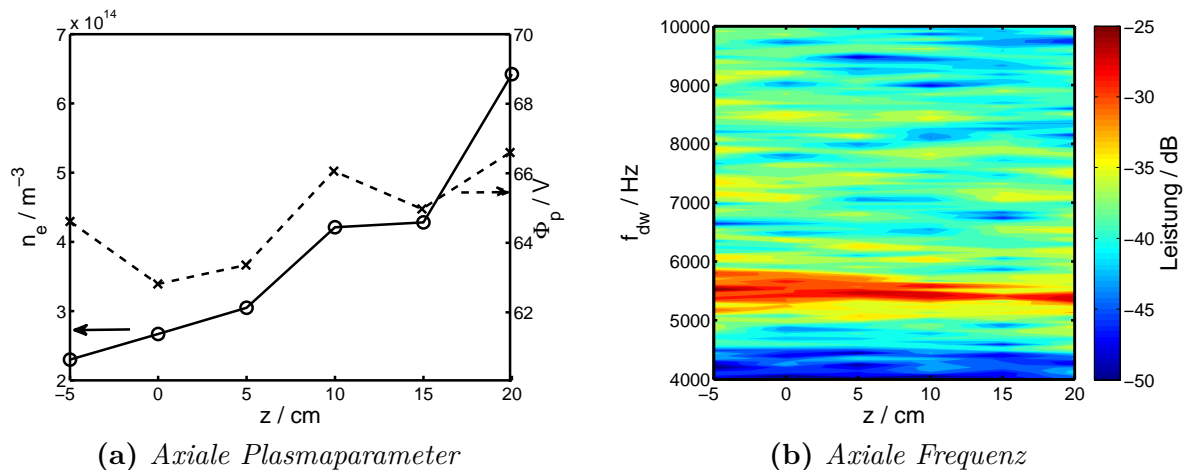
**Abbildung 5.8:** a) Die bewegliche Sonde BS und die axial bewegliche Sonde ABS befinden sich auf einer Magnetfeldlinie. Mit beiden Sonden werden zeitgleich Zeitreihen aufgenommen. Schrittweise wird der Abstand  $\Delta z$  zwischen den beiden Sonden vergrößert; b) Die parallele Wellenlänge  $\lambda_{\parallel}$  lässt sich aus der abstandsabhängigen Kreuzphase zwischen den Sonden ABS und BS bestimmen und beträgt  $\lambda_{\parallel} = 1.25$  m, d. h.  $k_{\parallel} = 5.0 \text{ m}^{-1}$ . Einstellungen:  $B = 0.5$  T,  $p = 0.31$  Pa,  $P = 100$  W,  $U_{\text{Bias}} = 50$  V.

Wie Abb. 5.8b entnommen werden kann, besitzt die untersuchte Instabilität eine endliche parallele Wellenlänge. Die parallele Wellenlänge beträgt nach Gl. (5.3) 1.25 m und stimmt ungefähr mit der doppelten Länge der Plasmasäule ( $L_p = 0.67$  m) überein. Die axiale Wellenzahl  $k_{\parallel} = m \cdot 2\pi/\lambda_{\parallel}$  ist mit  $5.0 \text{ m}^{-1}$  sehr klein und entspricht gerade 10% der azimutalen Wellenzahl  $k_y \approx 50 \text{ m}^{-1}$ .

### Axiale Plasmaparameter und Frequenzen

Die axial bewegliche Sonde gestattet nicht nur eine Analyse der parallelen Wellenlänge, sondern auch die Diagnostik der axialen Plasmaparameter und Wellenfrequenzen, um die Annahmen der linearen Driftwellentheorie (siehe Kap. 2.4) zu überprüfen. Dazu wurde die ABS radial auf dem Amplitudenmaximum der Welle entlang des Magnetfeldes positioniert und der Abstand zwischen der Mittelebene und der ABS variiert wie in Abb. 5.8a dargestellt.

Abbildung 5.9a zeigt die inhomogene Plasmasäule, die sich durch axiale Gradienten der Dichte und des Potentials auszeichnet. Die Dichte nimmt axial von der Elektrode zur Gegenelektrode um  $2/3$  von  $6.4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  auf  $2.3 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  ab. Die axiale Gradientenlänge  $L_{\parallel} = n_e/|\nabla_{\parallel} n_e|$  beträgt 5 m. Da die Dichte in negative  $z$ -Richtung abnimmt, ändert sich das Vorzeichen der Gradientenlänge, so dass  $L_{\parallel} = -5$  m ist. Entsprechend diffundieren die Elektronen den Dichtegradienten hinab, so dass ein ambipolares Feld (siehe Kap. 2.6.1) entsteht, das die Diffusion der Elektronen ausgleicht. Es etabliert sich ein axialer Potentialgradient, der zu einem axialen elektrischen Feld von  $E_{\parallel} \approx 9 \text{ V/m}$  in positive  $z$ -Richtung führt und die Elektronen abbremst. Während Dichte und Potential axial inhomogen sind, ist die Elektronentemperatur mit 2 eV konstant. Aber nicht nur die Temperatur ist konstant, sondern auch die Frequenz der Driftwelle (siehe Abb. 5.9b), die unabhängig von der axialen Position 5.5 kHz beträgt.



**Abbildung 5.9:** a) Es bilden sich axiale Dichte- und Potentialgradienten. Die Dichte nimmt zur Mittelebene stark ab, während das Potential nur leicht sinkt; b) Die Wellenfrequenz als Funktion der axialen Position. Es zeigt sich, dass die Frequenz unabhängig von der axialen Position ist. Einstellungen:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.38 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 50 \text{ V}$ .

### Axiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung

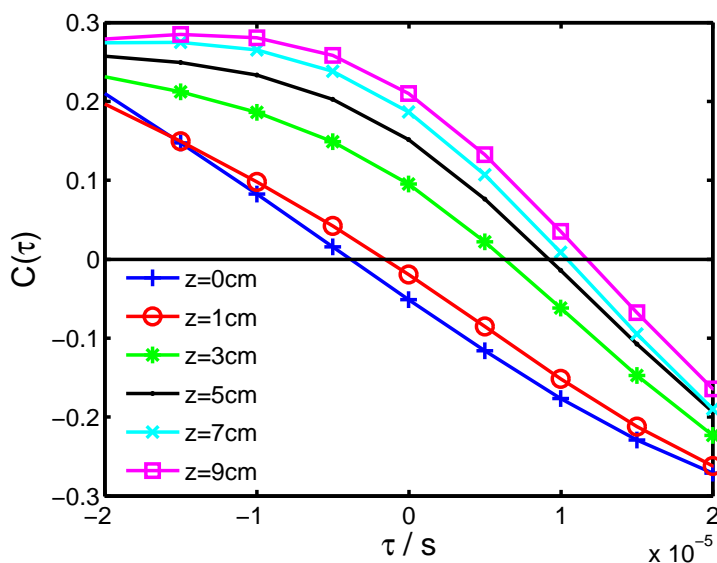
Die Instabilität besitzt eine parallele Wellenlänge und breitet sich folglich entlang des Magnetfeldes aus. Dabei ist ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Größenordnung der Ionenschallgeschwindigkeit von  $C_s = 2400$  m/s. In Abb. 5.10 ist die Kreuzkorrelationsfunktion CCF für unterschiedliche Abstände  $\Delta z$  dargestellt. Mit zunehmendem  $\Delta z$  verzögert sich zeitlich der Nulldurchgang ( $C(\tau) = 0$ ) der Kurven der Kreuzkorrelationsfunktionen. In gleichen Zeitabständen werden nahezu gleiche Wegstrecken zurückgelegt, so dass der absolvierte Weg proportional zur Zeit ist. Die axiale Geschwindigkeit der Störung ist  $v_{\parallel} = \Delta z/t = (4360 \pm 1070)$  m/s. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist aber weit unter der elektronen-thermischen Geschwindigkeit  $v_{\text{th},e} \approx 660 \cdot 10^3$  m/s (siehe Tab. 3.2).

### Axiale Geschwindigkeit der Elektronen

Die Anregung einer Driftwelle hängt entscheidend von der Biasspannung ab (siehe Abb. 5.1), die zu einer Drift der Elektronen parallel zum Feld führt. Die axiale Geschwindigkeit der Elektronen lässt sich dabei aus der parallelen Komponente der Impuls-Transportgleichung (siehe Gl. (2.1)) annähern, so dass sich die Impuls-Transportgleichung unter Berücksichtigung der Boltzmann-Relation Gl. (2.15) und einer konstanten Temperatur vereinfacht zu

$$u_0 = -\frac{k_B T_e}{\nu_{\text{en}} m_e} \frac{\nabla_{\parallel} n_e}{n_e} - \frac{e E_{\parallel}}{\nu_{\text{en}} m_e}. \quad (5.4)$$

Die axialen Gradienten in Abb. 5.9a führen zu einer axialen Gradientenlänge  $L_{\parallel} = n_e/|\nabla_{\parallel} n_e|$  von  $-5$  m in negative  $z$ -Richtung und einem elektrischen Feld  $E_{\parallel}$  von  $9$  V/m. Folglich ergibt sich daraus eine axiale Elektronendrift von  $60 \cdot 10^3$  m/s bei  $T_e = 2.2$  eV mit der Elektronen-Neutralgas-Stoßfrequenz  $\nu_{\text{en}}$  von  $3$  GHz (siehe Tab. 3.2).



**Abbildung 5.10:**

*Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung – Mit zunehmendem  $\Delta z$  verzögert sich zeitlich der Nulldurchgang der Kreuzkorrelation. Da der zurückgelegte Weg der Störung proportional zur Zeit ist, bestimmt sich die axiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung zu  $v_{\parallel} = \Delta z/\tau = (4360 \pm 1070)$  m/s. Diese liegt in der Größenordnung der Ionenschallgeschwindigkeit ist also sehr viel geringer als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Einstellungen:  $B = 0.5$  T,  $p = 0.31$  Pa,  $P = 100$  W,  $U_{\text{Bias}} = 50$  V.*

Diese liegt weit oberhalb der Ionenschallgeschwindigkeit aber unterhalb der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen mit  $u_0 = 0.1v_{th,e}$ .

Die Kenntnis der Elektronendrift  $u_0$  und dem Strom an der Gegenelektrode (ITO) erlaubt zusätzlich die Berechnung der Elektronendichte  $n_e$  unabhängig von Sondenmessungen. Der Strom  $I_{Bias}$  an der Gegenelektrode ( $A = 0.0024 \text{ m}^2$ , siehe Kap. 3.2) betrug 4 mA, so dass die Dichte in  $n_e = I/Aeu_0 \approx 1.6 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  resultierte. Die aus den axialen Strömen bestimmte Dichte stimmt mit der aus den Kennlinien gewonnenen Dichte ( $n_e \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) größenordnungsmäßig überein.

### 5.2.5 Zusammenfassung

In einem elektro-positiven Plasma geringer Dichte ( $n_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) lassen sich gradientengetriebene Instabilitäten anregen. Allerdings hängt die Anregung der Störung von einem axialen Strom ab, der durch die Biasspannung  $U_{Bias} > 20 \text{ V}$  an der Gegenelektrode hervorgerufen wird. Es lassen sich niederfrequente Dichte- und Potentialstörungen (6 kHz) beobachten, deren azimutale Modenstruktur von dipolarer Natur ist. Die Potentialstörung folgt zeitlich der Dichtestörung, so dass sich eine Phasenverschiebung von  $\Delta\theta = 30^\circ$  ergibt. Die aus den lokalen Gleichgewichtsprofilen ermittelte dopplerverschobene Driftfrequenz  $f_{dw,gw}(\sigma, a)$  stimmt hervorragend mit der aus dem Fluktuationsspektrum erhaltenen Frequenz  $f_{Spek}$  überein. Überraschenderweise etabliert sich eine globale Driftmode, obwohl die Plasmasäule axial inhomogen ist.

Die Instabilität besitzt eine endliche senkrechte und axiale Wellenlänge ( $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ ), so dass die Instabilität eine dreidimensionale Struktur besitzt. Die Störung breitet sich entlang des Magnetfeldes mit Ionenschallgeschwindigkeit aus, während die axiale Driftgeschwindigkeit der Elektronen 10% der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen beträgt.

Die beobachtete Dynamik der Instabilität hat also Merkmale einer Driftwelleninstabilität.

Im folgenden Kapitel wird die Untersuchung der Driftwelleninstabilität auf ein Argon-Sauerstoff-Mischplasma ausgedehnt. Da der Dichtegradient die Driftwelle antreibt, beeinflusst eine Elektronenverarmung durch negative Ionen direkt die Driftwelldynamik. Modelle [Shu09] prognostizieren eine Abnahme der Frequenz mit zunehmender Konzentration negativer Ionen  $\alpha = n_-/n_+$  (siehe Kap. 2.7.3), weil die Skalenlänge  $\rho_{s,mod} = [(\alpha m_- + m_+)k_B T_e / (1 - \alpha)e^2 B_0^2]^{1/2}$  steigt. Es ist festzustellen, inwieweit Veränderungen der Gleichgewichte mittelbar eine Änderung der Frequenz bewirken. Aus diesem Grund ist es von besonderem Interesse, die Untersuchung auf elektro-negative Plasmen auszuweiten.



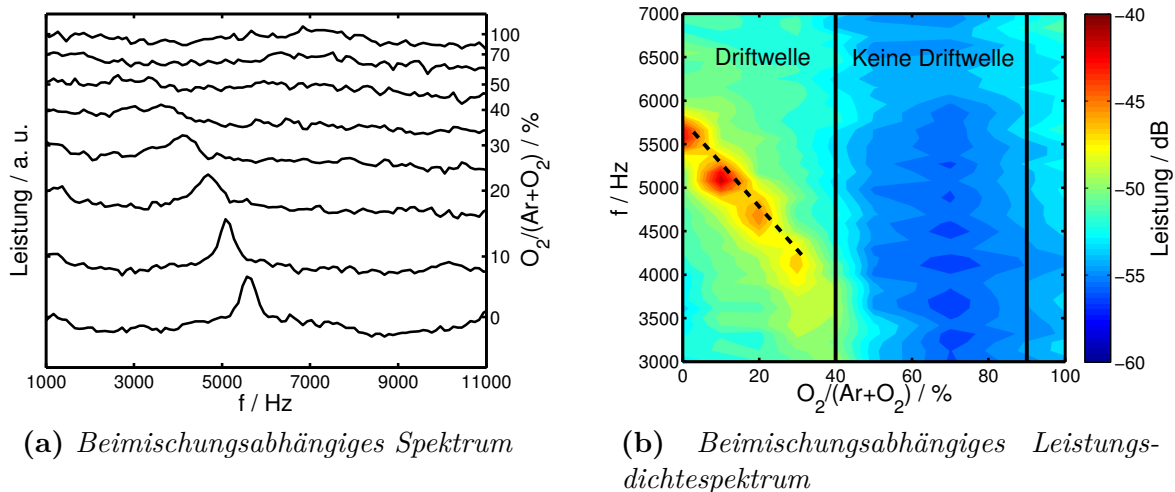
## 5.3 Untersuchung von Driftwellen in elektro-negativen Mischplasmen

In diesem Kapitel wird die Analyse der dopplerverschobenen Driftfrequenzen in einem Argon-Sauerstoff-Mischplasma vorgestellt und mit den Frequenzen der Fluktuationsanalyse verglichen. Ein weiterer Schwerpunkt bildet die Bestimmung der Verteilung der negativen Ionen in einem magnetisierten Plasma.

### 5.3.1 Einfluss der Sauerstoff-Beimischung auf die Wellenfrequenz

In einer ersten Untersuchung zu Mischplasmen wird dem elektro-positiven Argon-Plasma Sauerstoff beigemischt (siehe Kap. 3.2). Wie Abb. 5.11 entnommen werden kann, sinkt die Frequenz der Welle mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung  $O_2/(Ar + O_2)$ . Die Wellenfrequenz fällt linear mit der Sauerstoff-Beimischung bis 30% (siehe Abb. 5.11b) und wird oberhalb von 30% sogar unterdrückt. Das Leistungsdichtespektrum wird mit der Beimischung breitbandiger und die Leistung in der Maximalfrequenz sinkt. Oberhalb von  $O_2/(Ar + O_2) = 40\%$  ist das Spektrum moden-frei (siehe Abb. 5.11a). Allerdings bildet sich im reinen Sauerstoff-Plasma ( $O_2/(Ar + O_2) = 100\%$ ) eine Mode mit sehr schwacher Signatur bei 5.5 kHz aus.

Unter der Annahme, dass sich die azimuthale Wellenzahl  $m$  durch die Zugabe des Sau-



**Abbildung 5.11:** Beobachtete Wellenfrequenz in Abhängigkeit von der Sauerstoff-Beimischung – a) Die Frequenz nimmt mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung ab. Zugleich verbreitern sich die Maxima und deren spektrale Leistungsdichte sinkt; b) Die gestrichelte Linie beschreibt die lineare Abhängigkeit der Frequenz von der Sauerstoff-Beimischung. Jenseits von  $O_2/(Ar + O_2) > 30\%$  wird die Instabilität unterdrückt und tritt erst wieder mit einem sehr schwachen Signal im reinen Sauerstoff-Plasma auf. Einstellungen:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 50 \text{ V}$ .

erstoffs nicht ändert (siehe Abb. 5.13b), korrespondiert die beobachtete Frequenz mit der dopplerverschobenen Wellenfrequenz der Driftwelle .

### 5.3.2 Verteilung negativer Ionen

Für eine weiterführende Untersuchung der Auswirkung der Sauerstoff-Beimischung auf die Wellenfrequenz ist die räumliche Verteilung der negativen Ionen von großer Bedeutung.

Die azimutale Konzentration negativer Ionen  $\alpha$  in der Mittelebene ist in Abb. 5.12a und Abb. 5.12c für  $O_2/(Ar + O_2) = 5\%$  und  $10\%$  dargestellt. Das Profil der negativen Ionendichte ist hohl; ihre Konzentration nimmt von der Plasmamitte zum Plasmarand zu. Dabei hebt eine Verdopplung der Sauerstoff-Beimischung von  $5\%$  auf  $10\%$  deutlich die Konzentration negativer Ionen im Zentrum der Plasmasäule an, wobei dieser Einfluss zum Plasmarand hin abnimmt. Dennoch erhöht eine moderate Zugabe von Sauerstoff deutlich die Dichte negativer Ionen in der Säule.

In Abb. 5.12b und Abb. 5.12d sind die radialen Dichten der Elektronen sowie der positiven und negativen Ionen dargestellt. Während die negativen Sauerstoff-Ionen in der Peripherie der Plasmasäule akkumulieren, bleibt die Profilform der Elektronen und positiven Ionen unabhängig von der Beimischung normalverteilt. Im Randbereich der Säule tragen die Elektronen und negativen Ionen jeweils die Hälfte zur Gesamtdichte der negativen Ladungsträger bei.

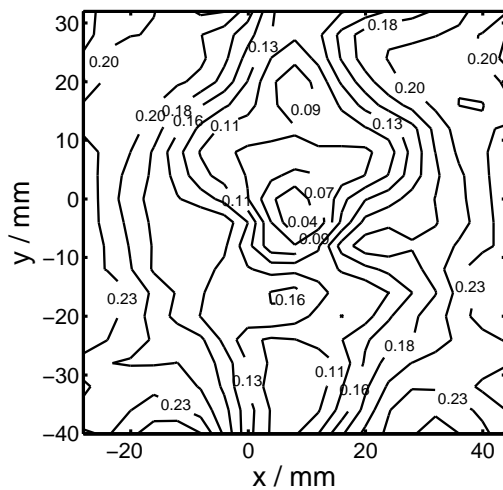
Da die Sauerstoff-Beimischung die Konzentration negativer Ionen schon bei  $O_2/(Ar + O_2) = 5\%$  und  $10\%$  deutlich beeinflusst, sind in Abb. 5.13a  $\alpha(r)$  für weitere höhere Sauerstoff-Beimischungen bis hin zum reinen Sauerstoff-Plasma wiedergegeben. Dabei zeigt sich, dass eine Zunahme der Beimischung des Sauerstoffs die Produktion negativer Ionen nicht weiter erhöht. Schon bei einer geringen Sauerstoff-Beimischung von  $10\%$  sättigt die Produktion negativer Ionen das Plasma. Folglich steigert eine Zunahme der Sauerstoff-Konzentration nicht  $\alpha$ .

Wie Abb. 5.13a zeigt, sinkt mit der Sauerstoff-Beimischung die Konzentration negativer Ionen in der Mitte der Plasmasäule, während diese im Randbereich auf  $\alpha \approx 0.6$  ( $O_2/(Ar + O_2) = 40\%$ ) anwächst. Somit halbiert die Gegenwart negativer Ionen die Elektronendichte. In einem reinen Sauerstoffplasma ergibt sich ein leicht abweichendes Bild. Der Verlauf von  $\alpha(r)$  liegt mittig zwischen  $O_2/(Ar + O_2) = 10\%$  und  $O_2/(Ar + O_2) = 40\%$ .

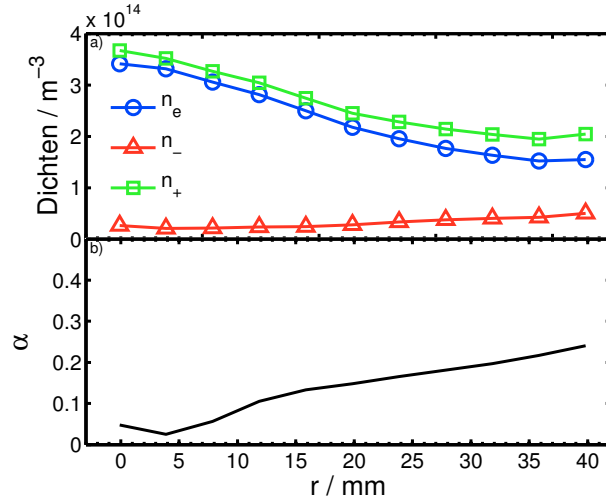
### 5.3.3 Einfluss negativer Ionen auf die azimutale Modenstruktur

Die Beimischung von Sauerstoff verringert die Wellenfrequenz der Driftwelle oder unterdrückt diese mit zunehmendem  $O_2/(Ar + O_2)$  sogar wie es in Abb. 5.11 veranschaulicht ist. Allerdings ist diese Aussage nur zutreffend, solange die azimutale Wellenzahl  $m$  nicht von der Sauerstoff-Beimischung abhängt.

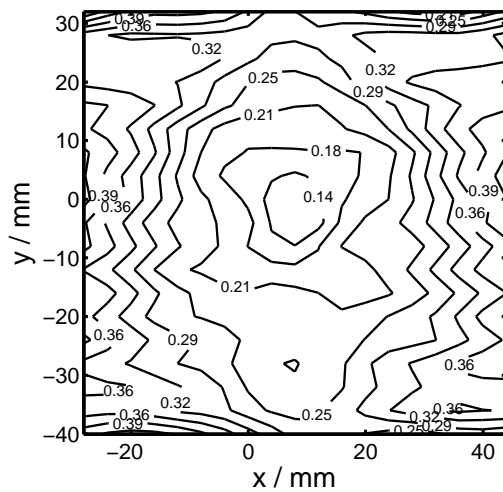
In Abb. 5.13b ist der Einfluss einer  $10\%$ igen Sauerstoff-Beimischung auf die azimutale Modenstruktur gezeigt. Im Vergleich zur Modenstruktur im elektro-positiven Argon-Plasma (siehe Abb. 5.5a) lässt sich keine Änderung der Struktur feststellen. Dabei beträgt die Konzentration negativer Ionen im Plasmazentrum  $\alpha \approx 0.17$  und im Bereich des steilsten Dichtegradienten (Kreis in Abb. 5.13b)  $\alpha \approx 0.4$ . Die Struktur der Instabilität ist also auch



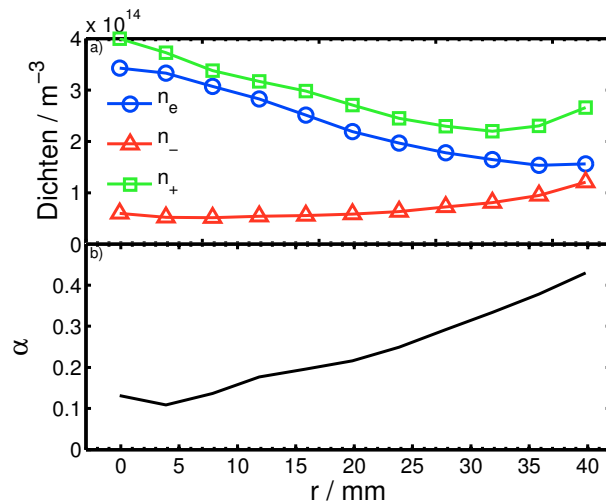
(a) Konzentration negativer Ionen  $\alpha$  bei  $O_2/(Ar + O_2) = 5\%$



(b) Radiale Verteilung der Spezies bei  $O_2/(Ar + O_2) = 5\%$

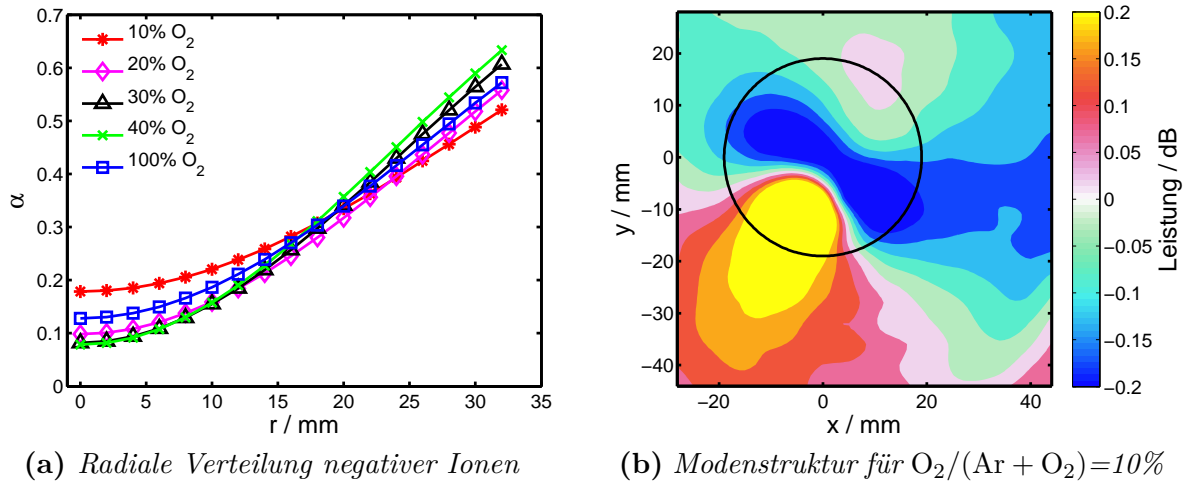


(c) Konzentration negativer Ionen  $\alpha$  bei  $O_2/(Ar + O_2) = 10\%$



(d) Radiale Verteilung der Spezies bei  $O_2/(Ar + O_2) = 10\%$

**Abbildung 5.12:** Verteilung der Spezies in der Mittelebene bei einer Sauerstoff-Beimischung von 5% (a und b) und 10% (c und d) – a, c) Die Verteilung negativer Ionen zeigt ein hohles Profil; b, d) Während das radiale Dichteprofil der Elektronen  $n_e$  und positiven Ionen  $n_+$  normalverteilt bleibt, akkumulieren die negativen Ionen im Randbereich der Plasmasäule. Das Profil der negativen Ionendichte  $n_-$  ist hohl. Einstellungen:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 50 \text{ V}$ .



**Abbildung 5.13:** a) Die Verteilung negativer Ionen in einem magnetisierten Plasma wird durch eine hohle Profilform beschrieben. Ihre Konzentration beträgt im Zentrum der Säule weniger als  $\alpha \approx 0.2$  und nimmt zum Rand der Plasmasäule auf  $\alpha \approx 0.6$  zu; b) Diese räumlich-aufgelöste Momentaufnahme der azimuthalen Dichtefluktuation ( $\tau = 0 \mu s$ ) zeigt die aus einem Argon-Plasma bekannte dipolare Struktur der Driftwelle. Der durchgezogene Kreis gibt den Ort des maximalen Dichtegradienten an ( $\alpha = 0.4$ ). Die Struktur ist aus 361 Zeitreihen rekonstruiert. Einstellungen:  $B = 0.5 T$ ,  $p = 0.31 Pa$ ,  $P = 100 W$ ,  $U_{Bias} = 50 V$ .

in einem Mischplasma von dipolarer ( $m = 1$ ) Natur. Daher korrespondiert die beobachtete Frequenz aus Kap. 5.3.1 mit der dopplerverschobenen Wellenfrequenz der Driftwelle.

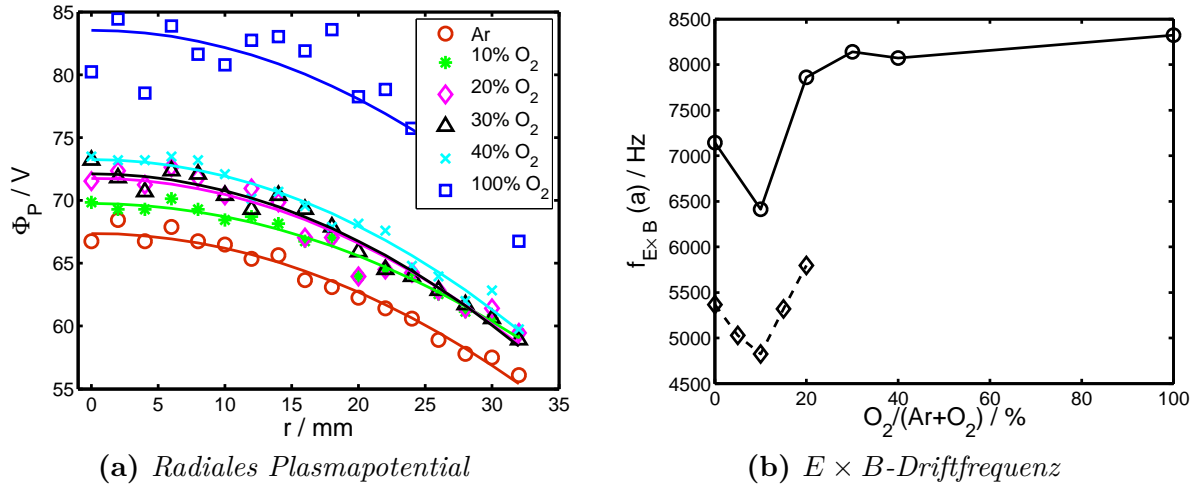
### 5.3.4 Einfluss negativer Ionen auf die lokalen Driftfrequenzen

#### Plasmapotential

Der Einfluss negativer Ionen auf das Plasmapotential  $\Phi_p$  ist in Abb. 5.14a für unterschiedliche Sauerstoff-Beimischungen von 0% bis 100% dargestellt. Die Profilform des Potentials hängt dabei nicht von der Beimischung ab und lässt sich durch Parabeln (durchgezogene Linien) approximieren. Dabei erhöht sich mit der Beimischung allerdings das Plasmapotential im Zentrum der Entladung von 67 V (Argon) auf 84 V ( $O_2/(Ar + O_2) = 100\%$ ). Die Messwerte bei  $O_2/(Ar + O_2) = 100\%$  schwanken signifikant, da sich das Signal-Rausch-Verhältnis der Kennlinien mit der Sauerstoff-Beimischung verschlechtert und eine eindeutige Bestimmung des Abknickpunkts  $dI/dU$  der Kennlinie erschwert (siehe Kap. 4.2.2). Die Messgenauigkeiten des Potentials und der Dichte (siehe Abb. 5.15a) sind in einem Sauerstoff-Plasma folglich gering.

Abbildung 5.14b präsentiert die aus der Parabel-Anpassung berechneten  $E \times B$ -Driftfrequenzen  $f_{E \times B}(a)$ . Die Beimischung von Sauerstoff ändert nur geringfügig die Krümmung der Parabel. Anfänglich sinkt  $f_{E \times B}(a)$  von 7.1 kHz auf 6.4 kHz ( $O_2/(Ar + O_2) = 10\%$ ), um mit zunehmender Beimischung ( $20\% \leq O_2/(Ar + O_2) \leq 40\%$ ) wieder anzusteigen und sich auf einen konstanten Wert von ungefähr 8.0 kHz einzupendeln.

Die Frequenzabnahme bei einer Sauerstoff-Beimischung von 10% ist bisher nicht ver-



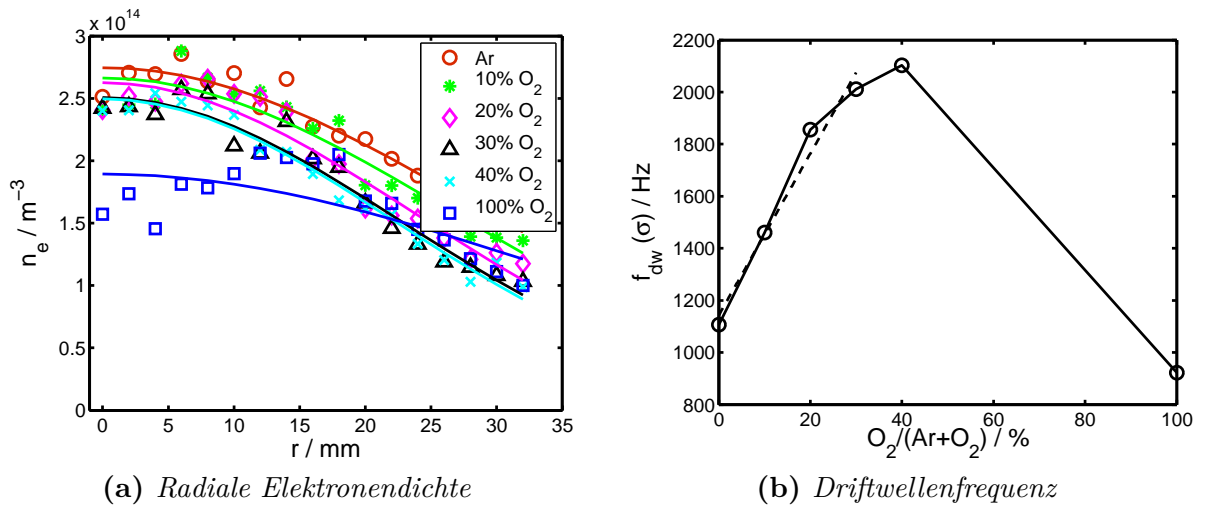
**Abbildung 5.14:** Radiales Plasmapotential und die resultierende  $E \times B$ -Driftfrequenz – a) Das Plasmapotential ist als Funktion der Sauerstoff-Beimischung aufgetragen. Die durchgezogenen Linien beschreiben dabei die Anpassung einer Parabel an die Messdaten. Mit zunehmender Beimischung steigt das Potential im Zentrum der Säule; b) Die aus dem Krümmungsradius gewonnene  $E \times B$ -Frequenz ist in Abhängigkeit der Sauerstoff-Beimischung aufgetragen. Die Frequenz sinkt zunächst mit der Sauerstoff-Beimischung um anschließend mit zunehmender Beimischung wieder anzusteigen. Die gestrichelte Linie stammt von einer Messserie mit einer feineren Auflösung bei  $p = 0.4$  Pa. Diese Messung bestätigt das lokale Minimum bei  $O_2/(Ar + O_2) = 10\%$ . Einstellungen:  $B = 0.5$  T,  $p = 0.31$  Pa,  $P = 100$  W,  $U_{Bias} = 50$  V,  $\delta r = 2$  mm.

standen, so dass, um einen Messfehler auszuschließen, die Messung mit einer feineren  $O_2/(Ar + O_2)$ -Auflösung und einem höheren Neutralgasdruck ( $p = 0.4$  Pa) wiederholt wurde. Wie Abb. 5.14b entnommen werden kann, ändert sich der Verlauf der Kurve (gestrichelte Linie) nicht, so dass das Messergebnis signifikant ist.

### Elektronendichte

So wie die Sauerstoff-Beimischung die Profilform des Potentials nicht modifiziert, verändert die Beimischung auch nicht die Profilform der Elektronendichte (siehe Abb. 5.15a). Die Profilform der Elektronendichte bleibt, unabhängig von der Sauerstoff-Beimischung, normalverteilt (durchgezogene Linien). Allerdings beeinflusst die Sauerstoff-Beimischung die Standardabweichung  $\sigma$ , die den Ort des maximalen Dichtegradienten der Normalverteilung beschreibt. Die aus der Anpassung einer Normalverteilung an die Dichte berechneten Driftfrequenzen  $f_{dw}(\sigma)$  sind für unterschiedliche Sauerstoff-Beimischungen von 0% bis 100% in Abb. 5.15b dargestellt. Die Driftfrequenz wächst linear mit der Sauerstoff-Beimischung um 90% an ( $O_2/(Ar + O_2) = 0\%$  und  $O_2/(Ar + O_2) = 30\%$ ). Gleichzeitig nimmt die Elektrentemperatur nur moderat um 0.4 eV zu.

Die Zunahme der Driftfrequenz  $f_{dw}(\sigma)$  und der Driftgeschwindigkeit  $v_{dw}(\sigma)$  basiert maßgeblich auf der Abnahme der Standardabweichung  $\sigma$ , da die Frequenz invers proportional zum Quadrat der Standardabweichung ist,  $f_{dw}(\sigma) \propto 1/\sigma^2$  (siehe Gl. (2.61)). Die Stan-



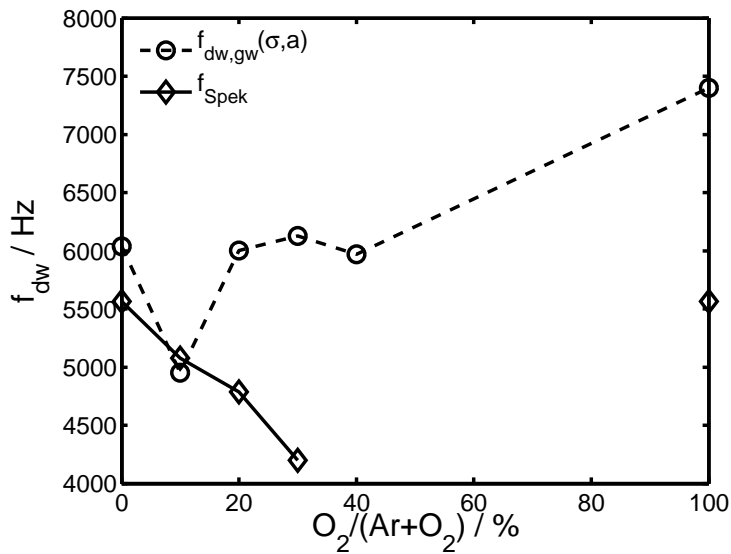
**Abbildung 5.15:** Elektronendichte und die resultierende Driftfrequenz – a) Die Elektronendichte ist für unterschiedliche Mischungsverhältnisse aufgetragen. Die durchgezogenen Linien beschreiben die Anpassung einer Normalverteilung an die Messdaten. Während die Profilform normalverteilt bleibt, sinkt mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung geringfügig die Dichte; b) Die aus der Anpassung einer Normalverteilung berechnete Driftwellenfrequenz hängt entscheidend von der Sauerstoff-Beimischung ab. Diese steigt zunächst linear mit der Sauerstoff-Mischung (gestrichelte Linie). Einstellungen:  $B = 0.5 \text{ T}$ ,  $p = 0.31 \text{ Pa}$ ,  $P = 100 \text{ W}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 50 \text{ V}$ ,  $\delta r = 2 \text{ mm}$ .

dardabweichung  $\sigma$  wird gelegentlich auch „Breitenparameter“ genannt, denn die Normalverteilung ist breit, wenn  $\sigma$  groß ist und schmal, wenn  $\sigma$  klein ist. Mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung verschiebt sich die Position des maximalen Dichtegradienten radial Richtung Zentrum der Plasmasäule von 26 mm (Argon) bis 20 mm ( $\text{O}_2 / (\text{Ar} + \text{O}_2) = 30\%$ ), d. h. mit zunehmender Beimischung wird das normalverteilte Dichteprofil schmäler (siehe Abb. 5.15a).

#### Vergleich zwischen berechneter und beobachteter Wellenfrequenz

In Abb. 5.16 sind die aus den Gleichgewichtsprofilen kalkultierten dopplerverschobenen Frequenzen  $f_{\text{dw,gw}}(a, \sigma) = f_{E \times B}(a) - f_{\text{dw}}(\sigma)$  und die aus dem Leistungsdichtespektrum gewonnenen Frequenzen  $f_{\text{Spek}}$  (siehe Abb. 5.11b) für unterschiedliche Sauerstoff-Beimischungen aufgetragen. Während  $f_{\text{Spek}}$  linear mit der Sauerstoff-Beimischung sinkt (siehe auch Abb. 5.11b), bleibt  $f_{\text{dw,gw}}(a, \sigma)$  mit einer Ausnahme ( $\text{O}_2 / (\text{Ar} + \text{O}_2) = 10\%$ ) nahezu konstant.

Im elektro-positiven Argon-Plasma stimmen  $f_{\text{dw,gw}}(a, \sigma)$  und  $f_{\text{Spek}}$  hervorragend überein (siehe Kap. 5.2.2). Selbst bei einer Beimischung von 10% korrespondieren die beiden technisch unabhängig bestimmten Frequenzen, wobei diese Übereinstimmung auf die Abnahme der  $E \times B$ -Frequenz zurückzuführen ist. Für steigende Sauerstoff-Beimischungen wächst allerdings die Diskrepanz zwischen den Frequenzen  $f_{\text{Spek}}$  und  $f_{\text{dw,gw}}(a, \sigma)$  an. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass sowohl  $f_{E \times B}(a)$  als auch  $f_{\text{dw}}(\sigma)$  zunehmen und  $f_{\text{dw,gw}}(a, \sigma)$  folglich konstant bleibt, während  $f_{\text{Spek}}$  sinkt. Wie den Abbildungen 5.14b und



**Abbildung 5.16:** Vergleich zwischen den Wellenfrequenzen – Während  $f_{dw, gw}(a, \sigma)$  (gestrichelte Linie) mit einer Ausnahme nahezu konstant bleibt und unabhängig von der Sauerstoff-Beimischung ist, sinkt  $f_{Spek}$  (durchgezogene Linie) mit der Sauerstoff-Beimischung. Aus Abb. 5.11b ist  $f_{Spek}$  und  $f_{dw, gw}(a, \sigma)$  aus Abb. 5.14b und Abb. 5.15b gewonnen.

5.15b entnommen werden kann, dominiert  $f_{E \times B}(a)$  weiterhin, unabhängig von der Beimischung,  $f_{dw, gw}(a, \sigma)$ .





# KAPITEL 6

---

## Vergleichende Diskussion

---

### 6.1 Driftwellen in elektro-positiven Plasmen

Existenz einer gradienten-getriebenen Instabilität bei niedriger Dichte

Die experimentellen Untersuchungen im Experiment Dustwheel zeigen eine gradienten-getriebene Instabilität in einem Parameterbereich, der durch eine geringe Dichte ( $n_e \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) und einem starken Magnetfeld ( $B = 0.5 \text{ T}$ ) gekennzeichnet ist.

Identifikation der stromgetriebenen Driftwelle

Die im Experiment Dustwheel gefundene Instabilität kann eindeutig als stromgetriebene Driftwelle identifiziert werden. Im Folgendem sind die Untersuchungsergebnisse zusammengefasst.

- Es treten Fluktuationen mit einer Frequenz von  $f_1 = 6.25 \text{ kHz}$  und  $f_2 = 12.5 \text{ kHz}$  auf (siehe Abb. 5.3a). Die azimuthale Modenstruktur besitzt eine Periodizität von  $m = 1$  und  $m = 2$ , wobei die dipolare Struktur dominiert und die Rotation der Plasmasäule radial unverschert ist. Folglich rotiert die Säule wie ein starrer Körper um die  $z$ -Achse.
- Die Fluktuationen lokalisieren sich im Bereich des maximalen Dichtegradienten und nehmen zum Plasmazentrum hin ab (siehe Abb. 5.7). Dabei gleichen sich die Fluktuationsgrade der Dichte und des Potentials:  $\tilde{n}/\bar{n} = e\tilde{\Phi}_p/k_B T_e \approx 20\%$ .
- Die Phasenverschiebung  $\Delta\theta$  zwischen den kohärenten Moden der Dichte- und Potentialstörung ist  $30^\circ$ , wobei die Potentialstörung der Dichtestörung zeitlich folgt (siehe Abb. 5.6).
- Die Modenstruktur der Dichte- und der Potentialstörung propagiert azimuthal mit der Differenzgeschwindigkeit aus  $v_{E \times B}$  und  $v_{\text{dia,e}}$  in Richtung der  $E \times B$ -Drift (siehe Abb. 5.5a und Abb. 5.5b).
- Die axiale Wellenlänge ist endlich und entspricht der zweifachen Länge der Plasmasäule:  $\lambda_{\parallel} \approx 2L_p$  (siehe Abb. 5.8b).

- Das Plasma ist ruhig und moden-frei solange die Biasspannung unterhalb von 20 V liegt. Oberhalb von 20 V löst der durch die Biasspannung erzeugte axiale Strom eine Instabilität aus (siehe Abb. 5.1).

Dabei muss allerdings eine sorgfältige und kritische Untersuchung durchgeführt werden, da die Rayleigh-Taylor- und die Driftinstabilität gemeinsame Eigenschaften besitzen, die eine Unterscheidung erschweren [Jas72] (siehe auch Tab. 2.1 auf S. 25). Da sowohl Dichte als auch Potentialgradient räumlich zusammenfallen und die elektronen-diamagnetische Drift respektive die  $E \times B$ -Drift in derselben Größenordnung sind, lassen sich diese beiden Instabilitäten experimentell nur schwer voneinander unterscheiden.

Ein starker Hinweis auf die Existenz einer Driftwelle ist ihre parallele Wellenlänge mit einer doppelten Plasmasäulenlänge (siehe Abb. 5.8b), die ihr eine dreidimensionale Struktur gibt. Demgegenüber besitzt die Rayleigh-Taylor-Instabilität eine infinite Wellenlänge und ist folglich zweidimensional [Jas72].

Aber nicht nur die parallele Wellenlänge weist auf die Gegenwart der Driftwelle hin, sondern auch die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen, die  $30^\circ$  (Abb. 5.6) beträgt. Sie liegt unter der für Rayleigh-Taylor-Instabilitäten erwarteten Phasenverschiebung von mehr als  $45^\circ$  [Jas72]. Zudem folgt die Potentialstörung zeitlich der Dichtestörung nach (siehe Kap. 2.3.3 auf S. 15), wie es die lineare Driftwellentheorie fordert [Hen68].

Obendrein lokalisieren sich der maximale Dichte- und Potentialfluktuationsgrad räumlich in der Nachbarschaft des maximalen Dichtegradienten (siehe Abb. 5.7). Außerdem gleichen sich die Magnituden des Dichte- und Potentialfluktuationsgrades. Demgegenüber besitzt die Rayleigh-Taylor-Instabilität einen Potentialfluktuationsgrad, der wesentlich größer ist als der Dichtefluktuationsgrad [Hen68].

Dass nicht nur die Fluktuationsgrade und der maximale Dichtegradient, sondern auch die Trajektorie der intensivsten Mode in der azimuthalen Mittelebene, räumlich zusammenfallen, ist in Abb. 5.5a dargestellt. Überraschenderweise rotiert die Struktur azimuthal in Richtung der  $E \times B$ -Drift, was für eine Rayleigh-Taylor-Instabilität spräche. Wie aber die Auswertung von Gleichgewichtsprofilen ergab, übertrifft die  $E \times B$ -Drift die elektronen-diamagnetische Drift der dopplerverschobenen Wellenfrequenz um ein Vielfaches (siehe Abb. 5.2). Man sieht also, dass in diesem stark magnetisierten Plasma geringer Dichte elektrostatische Phänomene gegenüber Druckphänomenen in den Vordergrund treten.

Dass elektrostatische Kräfte den Elektronendruck übertreffen, erschließt sich aus den Driftfrequenzen. Vergleicht man die dopplerverschobene Driftwellenfrequenz  $f_{dw,gw}(a, \sigma)$ , die sich aus den Gleichgewichten [Che65b, Che74] ableiten lassen (siehe Abb. 5.2), mit den Frequenzen des radialen Leistungsdichtespektrums  $f_{Spek}$  und der Periodendauer  $T$  der kreuzkorrelierten Dichte- und Potentialfluktuationen (siehe Abb. 5.5a und 5.5b), stimmen diese exzellent überein. Dabei dominiert die  $E \times B$ -Drift die Gesamtfrequenz.

Außerdem ist die Modenstruktur radial unverschert und  $f_{Spek}$  (Abb. 5.3a) radial konstant. Diese Beobachtung kann darauf zurückgeführt werden, dass die Säule wie ein starrer Körper um seine  $z$ -Achse rotiert. Somit untermauert diese Untersuchung die Annahme eines normalverteilten Dichteprofiles und eines parabelförmigen Potentialprofils, die in radial konstante Driftfrequenzen resultieren.

Dominiert wird die Struktur von einer dipolaren Mode, die allerdings von einer intensitätsschwachen  $m = 2$  Mode begleitet wird (siehe Abb. 5.5a und Abb. 5.5b). Beide Moden tauchen auch in dem radialen Leistungsdichtespektrum als  $f_1$  und  $f_2$  auf (siehe Abb. 5.3a), wobei die Leistungsdichte von  $f_2$  geringer ist als die von  $f_1$ . Einschränkend muss festgehalten werden, dass die Herkunft von  $f_3$  bei 19.8 kHz nicht eindeutig geklärt werden konnte. Es ist anzunehmen, dass die individuellen Moden einer komplizierten Dynamik unterworfen sind, die nicht einfach durch simple Superpositionen von  $m = 1$  und  $m = 2$  Moden reproduziert werden können. Nichtlineare Effekte und Modenkopplung spielen dabei eine wichtige Rolle [Blo07].

Wie die hier vorgestellten Messungen bestätigen, hängt die Anregung der Driftwelle entscheidend von der positiven Biasspannung ab, die eine axiale Elektronendrift erzeugt (siehe Abb. 5.1). Diese Drift kann Driftwellen anregen und destabilisieren [Ell80]. Dabei ist die Anwachsrate  $\gamma$  (siehe Gl. (2.41)), die durch den Imaginärteil der Dispersionsrelation der instabilen Driftwelle dargestellt ist, proportional zu  $b = k_y^2 \rho_S^2$  [Ell80, Wei00]. Da  $\rho_S = 0.002$  m und  $k_y \approx 50 \text{ m}^{-1}$  sind, ist die Größe  $b$  mit 0.1 sehr klein und folglich auch die Anwachsrate. Offensichtlich bewirken Ionenstöße eine Dämpfung der Driftwelle. Demgegenüber destabilisiert der durch die Biasspannung hervorgerufene Elektronenstrom die Driftwelle, da die Elektronen-Neutralgas-Stöße invers proportional zur axialen Stoßfrequenz sind, so dass die Anwachsrate steigt [Hen68]. Wie die Messungen bestätigen, führt dieser Strom zu einem Anwachsen der Instabilität (Abb. 5.1). Erst ab einer gewissen Spannung und dem entsprechenden Strom lässt sich eine Driftwelle anregen. Man darf also annehmen, dass es sich bei der beobachteten Instabilität um eine stromgetriebene Driftwelleninstabilität handelt.

### Axiale Inhomogenität und globale Frequenzen

Überraschenderweise ist die Wellenfrequenz axial konstant (siehe Abb. 5.9b), obwohl die Plasmasäule Gradienten in Dichte und Potential aufweist (siehe Abb. 5.9a). Variierte die axiale Dichte und bliebe der radiale Dichtegradient ( $f_{\text{dw}} \propto |\partial n_e / \partial r| / n$ ) über die ganze Plasmasäule konstant, so müsste sich eine ortsabhängige Frequenz ergeben, die mit der Dichte abnehmen sollte. Dieses Verhalten wird nicht beobachtet. Offensichtlich bildet sich aber eine globale Wellenfrequenz, die nicht durch die lokalen Plasmaparameter beschrieben wird. Man muss also annehmen, dass die Mittelebene in einem elektro-positiven Plasma als repräsentativ für die Berechnung der Driftfrequenzen aus den lokalen Gleichgewichten angesehen werden darf.

Dementsprechend lässt sich die Existenz einer Driftwelle in einer inhomogenen Plasmasäule nicht mittels der linearen Driftwellentheorie [Che65b, Ell74, Ell79] erklären. Allerdings sagen dreidimensionale Fluid-Simulationen [Nau08] und erste theoretische Untersuchungen [Vra07] die Existenz einer Driftwelle in einem axial inhomogenen System voraus.

## 6.2 Driftwellen in elektro-negativen Plasmen

### Produktion negativer Ionen

Optimale Bedingungen zur Produktion negativer Sauerstoffionen finden sich in Q-Maschinen [Sat94] und im Afterglow der „Plasma-off“ Phase gepulster Entladungen (Remote-Plasma) [Dod10]. Diese Plasmen zeichnen sich durch eine sehr geringe Elektronentemperatur von (0.03 . . . 0.2) eV aus. Wie die Untersuchungen in Kap. 4.3.2 zeigen, konnte eine signifikante Produktion negativer Ionen auch in einer HF-Entladung mit energiereichen Elektronen nachgewiesen werden. Die Konzentration negativer Ionen beträgt  $\alpha \approx 0.6$  bei  $T_e > 2.0$  eV, d. h. die Dichte der negativen Ionen übersteigt die der Elektronen. Die Produktion negativer Ionen beruht auf der hohen Elektronenaffinität des Sauerstoffs und dem damit verbundenen dissoziativen Elektroneneinfang [Mas76, Lie05].

Zudem ist die maximale Konzentration negativer Ionen limitiert. Eine zunehmende Sauerstoff-Beimischung produziert nicht wesentlich mehr negative Ionen, so dass selbst eine geringe Beimischung das Plasma mit negativen Ionen sättigt (siehe Abb. 5.13a). Die über den Radius gemittelte durchschnittliche Konzentration negativer Ionen  $\alpha(r)$  ist unabhängig von der Beimischung  $\alpha \approx 0.3$ .

### Verteilung negativer Ionen

Während das Profil der Elektronen und Ionen einer Normalverteilung entspricht, ist das Profil negativer Ionen in magnetisierten Plasmen hohl (siehe Abb. 5.12). Wie die Messungen bestätigen, akkumulieren sie in der Peripherie der Säule und übertreffen in der Dichte die der Elektronen. Dies wurde auch in anderen Experimenten und Simulationen bestätigt [Aos93, Kaw97, Fra99, Fra01, Ooh03b, Kag10]. Allerdings ist das Hohlprofil bisher theoretisch unverstanden. Es resultiert wahrscheinlich nicht nur aus der geringeren Temperatur im Randbereich des Plasmas, sondern auch aus den Einfang- und Verlustaten sowie der Lebensdauer der negativen Ionen. Vermutlich ist die Verlustrate negativer Ionen durch Stöße mit Elektronen und angeregten Sauerstoff-Molekülen im Zentrum der Entladung größer als am Rand, da diese Verlustprozesse entscheidend von der Dichte der Elektronen und des angeregten Sauerstoffs abhängt (siehe Tab. 2.3 auf S. 35). Somit gehen im Zentrum vermehrt negative Ionen verloren, so dass sich ein Hohlprofil etabliert.

Doch nicht nur die Verteilung der Ladungsträger sondern auch die Plasmaparameter sind durch negative Ionen verändert. Die Elektronendichte sinkt mit zunehmender Sauerstoff-Beimischung (siehe Abb. 5.15a), während das Plasmapotential steigt (siehe Abb. 5.14a). Schließlich steigt noch die Elektronentemperatur leicht an, da offensichtlich die elektronenaffinen Sauerstoff-Moleküle effizient nieder-energetische Elektronen einfangen [Aos93].

### Driftwellen in elektro-negativen Plasmen

Wie die vorliegende Arbeit zeigt, lassen sich Driftwellen in diesem extremen Parameterbereich nicht nur in elektro-positiven Plasmen sondern auch in elektro-negativen Mischplasmen anregen (siehe Abb. 5.11). Ihr Auftreten hängt von der Sauerstoff-Beimischung ab. Wie die Messungen bestätigen, sinkt mit einer Sauerstoff-Beimischung von 30% (sie-

he Abb. 5.11) die Wellenfrequenz um 25%. Folglich zeigen die Wellenfrequenz aus dem Modell nach SHUKLA [Shu09] (siehe Abb. 2.13a in Kap. 2.7.3) und die beobachtete Wellenfrequenz  $f_{\text{Spek}}$  denselben Trend: eine abnehmende Wellenfrequenz. Die Frequenzabnahme in dem Modell beruht auf einer Zunahme des Ionengyroradius  $\rho_{s,\text{mod}}$  (siehe Abb. 2.13b auf S. 39), da dieser mit  $\alpha$  skaliert [Shu09]. Demgegenüber dämpft eine Beimischung von mehr als 30% die Driftwelle derart, dass sie verschwindet und erst in einem Sauerstoffplasma wieder mit einer sehr schwachen Signatur auftaucht.

Ähnlich wie im elektro-positiven Plasma ist die Wellenfrequenz auch im elektro-negativen Plasma unabhängig vom Radius. Sowohl im elektro-positiven als auch im elektro-negativen Plasma rotiert die Plasmasäule radial unverschert wie ein starrer Körper. Die Annahme eines normalverteilten Dichteprofiles und einer quadratischen Potentialabhängigkeit, die zu radial konstanten Driftfrequenzen führen, erweist sich also auch in einem Mischplasma als überzeugend. Ebenso zeigt sich die azimutale Modenstruktur als invariant gegenüber der Änderung der Modenzahl  $m$  (siehe Abb. 5.13b), so dass die beobachtete Frequenz der Wellenfrequenz entspricht.

### Vergleich zwischen Beobachtung und Modell

Auf den ersten Blick stimmen die Beobachtung im Experiment Dustwheel und die Vorhersagen des Modells [Shu09] überein und werden auch durch die Messungen in Ref. [Ich09] bestätigt. Aber ein Vergleich zwischen der aus Gleichgewichtsprofilen ermittelten Driftfrequenz  $f_{\text{dw,gw}}(\sigma, a)$  und der beobachteten Wellenfrequenz  $f_{\text{Spek}}$  deutet einen wesentlich komplexeren Mechanismus in elektro-negativen Mischplasmen an.

Die Messungen zeigen einerseits, dass in einem elektro-positiven axial inhomogenen Edelgasplasma überraschenderweise die Superposition der Driftfrequenzen  $f_{E \times B}(a)$  und  $f_{\text{dw}}(\sigma)$  mit der beobachteten Frequenz  $f_{\text{Spek}}$  korreliert. Andererseits lässt sich die Frequenzabnahme in einem elektro-negativen Plasma nicht anhand der Gleichgewichte  $n_e(r)$ ,  $n_-(r)$  und  $\Phi_p(r)$  erklären. In einem elektro-negativen Plasma bewirken die negativen Ionen offensichtlich ein abweichendes Verhalten. Während  $f_{\text{Spek}}$  mit der Sauerstoff-Beimischung abnimmt (siehe Abb. 5.11), bleibt die aus den Gleichgewichten errechnete Frequenz  $f_{\text{dw,gw}}(a, \sigma)$  in einem elektro-negativen Plasma konstant (siehe Abb. 5.16).

Wie die vorliegende Arbeit im Unterschied zu dem Modell von SHUKLA [Shu09] zeigt, in dem die Driftwellenfrequenz  $f_{\text{mod}}(\alpha)$  in Abhängigkeit von der Sauerstoff-Beimischung sinkt (siehe Abb. 2.13a), steigt  $f_{\text{dw}}(\sigma)$  stark an (siehe Abb. 5.15b). Darüber hinaus bleibt die Konzentration negativer Ionen  $\alpha$  und die damit verbundene Verarmung an Elektronen am Ort des maximalen Dichtegradienten, unabhängig von der Sauerstoff-Beimischung, mit  $\alpha(\sigma) \approx 0.35$  konstant (siehe Abb. 5.13a), obwohl  $f_{\text{Spek}}$  abnimmt. Es zeigt sich damit, dass sich die Driftwellenfrequenz in einem elektro-negativen axial inhomogenen Plasma nicht aus lokalen radialen Gleichgewichtsprofilen herleiten lässt. Die abgeleitete Driftwellenfrequenz in der Mittelebene stimmt nicht mit der beobachteten globalen Frequenz überein. Offensichtlich lässt sich die Methode, aus den lokalen Gleichgewichten die Driftfrequenzen zu berechnen, nicht ohne weiteres von einem elektro-positiven Plasma auf ein elektro-negatives Plasma übertragen.

Neben den drei Plasmagleichgewichten Elektronendichte, negative Ionendichte und Potential erweist sich also die axiale Abhängigkeit dieser Parameter von großer Wichtigkeit.

Die Anregung der Driftwelleninstabilität muss als ein globales Phänomen verstanden werden. Während  $f_{\text{dw, gw}}(a, \sigma)$  und  $f_{\text{Spek}}$  in der Mittelebene elektro-positiver Plasmen übereinstimmen, darf dieses Verhalten im elektro-negativen Plasma als widerlegt gelten. Die Mittelebene ist nicht repräsentativ für das globale Verhalten der Driftwelle. Eine 1-zu-1 Korrespondenz zwischen gemessenen lokalen Parametern und beobachteten Frequenzen kann nicht hergestellt werden. Diese Unstimmigkeit ist ein starker Hinweis, dass die axiale Verteilung der negativen Ionen einen starken Einfluss auf die Wellenfrequenz hat. Die gesamte dreidimensionale Verteilung negativer Ionen ist wesentlich komplexer und muss bei der Beschreibung der variierenden Driftwellenfrequenz in Abhängigkeit von der Sauerstoff-Beimischung berücksichtigt werden. Vermutlich ist die axiale Verteilung negativer Ionen nicht homogen wie in dem Modell [Shu09] angenommen, sondern besitzt, wie die axiale Elektronendichte auch, Quellen und Senken.

# KAPITEL 7

---

## Schlussfolgerungen

---

In dieser Dissertation wurden gradienten-getriebene Instabilitäten bei sehr niedrigen Elektronendichten ( $n_e \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) und hohen Magnetfeldern ( $B = 0.5 \text{ T}$ ) untersucht. Dabei konnte das angestrebte Ziel, Driftwellen in diesem wenig studierten und extremen Parameterbereich anzuregen, erreicht werden. In dem linearen Magneten Dustwheel ließen sich die fundamentalen Eigenschaften der beobachteten Wellenphänomene und Instabilitäten hervorragend untersuchen, so dass eine Klassifizierung der Instabilitäten experimentell möglich war.

Eine systematische Untersuchung des Wellenphänomens erlaubte die eindeutige Identifizierung des Systems. Die im Experiment Dustwheel angeregte Instabilität konnte gegenüber alternativen Moden als stromgetriebene Driftwelle eingeordnet werden. Bisher waren in diesem Parameterbereich keine Untersuchungen an Driftwellen möglich. Charakteristische Eigenschaften erlauben es, die beobachtete Instabilität als Driftwelleninstabilität zu identifizieren. Ein starker Hinweis ist der endliche parallele Wellenvektor. Zudem beträgt die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen weniger als  $45^\circ$  und die maximale Modenintensität gipfelt am Maximum des radialen Dichtegradienten. Zusätzlich sind Dichte- und Potentialfluktuationsgrad gleich groß.

Obwohl die Plasmasäule axial inhomogen ist, etabliert sich eine globale Driftmode mit konstanter Frequenz. Überraschenderweise stimmen die aus den Gleichgewichtsprofilen in der axialen Mittelebene ermittelten Frequenzen  $f_{\text{dw}}(\sigma)$  und  $f_{E \times B}(a)$  mit der aus dem Fluktuationspektrum erhaltenen Wellenfrequenz  $f_{\text{Spek}}$  in einem elektro-positiven Plasma überein. Somit ergibt sich ein konsistentes Bild zwischen der dopplerverschobenen Driftfrequenz  $f_{\text{dw,gw}}(\sigma, a) = f_{E \times B}(a) - f_{\text{dw}}(\sigma)$  und der beobachteten Frequenz  $f_{\text{Spek}}$  wie es auch die Theorie prognostiziert [Che65b, Hen68, Ell74, Ell79]. Die Mittelebene, räumlich die axiale Mitte der Plasmasäule zwischen Gegenelektrode und Elektrode, ist also repräsentativ für die Berechnung der globalen Wellenfrequenz in elektro-positiven Argon-Plasmen.

Die Existenz und die Verteilung negativer Sauerstoffionen nachzuweisen, war ein wichtiger Schritt im Rahmen der Arbeit. Dazu wurde die Sonden-Methodik von SHINDO [Shi01] (siehe Kap. 4.2.3) verwendet, mit der sich präzise und ortsaufgelöst die Konzentration negativer Ionen  $\alpha = n_-/n_+$  aus Strom-Spannungs-Kennlinien errechnen lässt. Kalibriert wurde die Sonden-Methode [Shi01] mit der Plasma-Oszillations-Methode (POM) [Shi93] (siehe Kap. 4.3), die absolute Elektronendichtemessungen auch in elektro-negativen Plasmen er-

laubt. Der Einsatzbereich und die Gültigkeit der POM im Hinblick auf die Möglichkeit der Kalibration der Methode [Shi01] konnten auf ein Plasma geringer Dichte ausgedehnt werden. Diese beiden voneinander unabhängigen Messmethoden ergaben nahezu identische Elektronendichten in Mischplasmen.

Optimale Bedingungen zur Bildung negativer Ionen in einem Argon-Sauerstoff-Mischplasma finden sich üblicherweise bei geringeren Elektronentemperaturen, so dass sich die Untersuchungen bislang auf Plasmen in Q-Maschinen [Ich09] oder Remote-Plasmen (Afterglow) [You10] beschränkten, in der die hohe Elektronenaffinität des Sauerstoffmoleküls den Einfang niederenergetischer Elektronen erlaubt (dissoziativer Elektronen-Einfang). Die Untersuchungen im Experiment Dustwheel haben aber gezeigt, dass sich der Existenzbereich, in dem Ar/O<sub>2</sub>-Plasmen zur effektiven Bildung negativer Ionen benutzt werden können, auf HF-Entladungen mit Elektronentemperaturen von über 2.0 eV ausgeweitet werden konnte. Die Erzeugungsrate negativer Sauerstoffionen ist hinreichend hoch, dass die Dichte der negativer Ionen die der Elektronen übertrifft.

Überraschenderweise unterscheidet sich die Verteilung negativer Ionen in magnetisierten elektro-negativen Plasma wesentlich von einem unmagnetisierten elektro-negativen Plasma: Das Profil negativer Ionen ist in magnetisierten Plasmen hohl. Damit konnten Ergebnisse von [Kaw97, Fra99] bestätigt werden.

Erstmalig konnten mit der Sondentechnik [Shi01] zweidimensionale Profile der Konzentration negativer Ionen gemessen werden. Negative Sauerstoffionen akkumulieren im Randbereich der Plasmasäule. Die Profilform resultiert anscheinend nicht nur aus der geringeren Temperatur im Randbereich des Plasmas, sondern auch aus den Einfang- und Verlustaten sowie der Lebensdauer der negativen Ionen. Es ist anzunehmen, dass die Verlustate aufgrund vermehrter Stöße in der Plasmamitte, basierend auf der höheren Dichte, größer ist. Daher gehen in der Mitte vermehrt negative Ionen verloren, während sich im Randbereich vermehrt negative Ionen ansammeln. Allerdings spiegelt eine hohe Sauerstoff-Beimischung nicht eine hohe Produktion negativer Ionen wider. Schon eine geringe Beimischung führt zu einer Sättigung des Plasmas mit negativen Ionen, so dass die Konzentration negativer Ionen in erster Näherung unabhängig von der Beimischung ist.

Ein weiterer wichtiger Teil der vorliegenden Dissertation charakterisiert auch die Dispersionsrelation und Ausbreitung der Driftwelle in elektro-negativen Plasmen. Nachdem die Existenz negativer Ionen nachgewiesen werden konnte, wurden die Untersuchungen von Driftwellen auf Ar/O<sub>2</sub>-Mischplasma ausgeweitet. Driftwellen lassen sich auch in elektro-negativen Plasmen anregen. Die Gegenwart negativer Ionen reduziert dabei die beobachtete dopplerverschobene Wellenfrequenz  $f_{\text{Spek}}$  im Experiment wie es auch in anderen Experimenten [Ooh03b, Ich09] beobachtet wurde und in dem Modell von SHUKLA [Shu09] prognostiziert wird. Die azimuthale Modenstruktur wird durch die Gegenwart negativer Ionen nicht verändert und bleibt dipolar. Somit korrespondiert die dopplerverschobene Wellenfrequenz  $f_{\text{dw,gw}}(\sigma, a)$  mit der beobachteten Wellenfrequenz  $f_{\text{Spek}}$ .

Auf den ersten Blick stimmen die Beobachtungen und die Vorhersage des Modells überein. Während die Driftfrequenzen  $f_{\text{dw}}(\sigma)$  und  $f_{E \times B}(a)$  im axial inhomogenen elektro-positiven Edelgasplasma mit der beobachteten Frequenzen  $f_{\text{Spek}}$  übereinstimmt, konnte anhand der Gleichgewichtsprofile in einem elektro-negativen Plasma gezeigt werden, dass überraschenderweise die Frequenz der Driftwelle  $f_{\text{dw}}(\sigma)$  steigt und nicht, wie in dem Modell [Shu09] erwartet, sinkt. Damit lässt sich in Gegenwart negativer Ionen die Beziehung



---

zwischen  $f_{\text{dw,gw}}(\sigma, a)$  und  $f_{\text{Spek}}$  nicht herstellen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Profile in der Mittelebene in elektro-negativen Plasmen nicht repräsentativ für die Bestimmung der dopplerverschobenen Wellenfrequenz  $f_{\text{dw,gw}}(\sigma, a)$  sind. Diese unterschiedlichen Befunde lassen sich auf die axial inhomogene Verteilung der negativen Ionen zurückführen. Folglich verlangt die vollständige Beschreibung der Driftwelle in elektro-negativen Plasmen auch dreidimensionale Modelle, in denen die Verteilung der negativen Ionen berücksichtigt wird.

Der Vergleich der dopplerverschobenen Wellenfrequenz  $f_{\text{dw,gw}}(\sigma, a)$  mit dem Modell [Shu09] führt zu einer komplexen Beschreibung von Driftwellen, die auf der Konkurrenz zweier physikalischer Prozesse in einem elektro-negativen Plasma beruht. Die Variation der Driftwellenfrequenz kann in dem Experiment sowohl aus der veränderten Dynamik als auch aus den veränderten Gleichgewichten herrühren. Der erwartete und gewünschte Einfluss ist der Eingriff der negativen Ionen in die  $\rho_s$ -Skalierung. Das Modell [Shu09] prognostiziert eine Reduktion der Wellenfrequenz, da die Konzentration der negativen Ionen vornehmlich in diese Skalierung eingreift. Der andere Einfluss besteht darin, dass die Gleichgewichte durch die Gegenwart negativer Ionen modifiziert werden. Im Unterschied zu dem Modell [Shu09], in dem die Konzentration der negativen Ionen eine skalare Größe ist und die Gleichgewichte durch die Beimischung von Sauerstoff nicht modifiziert werden, zeigt sich im Experiment, dass eine Modifikation der Zusammensetzung des Plasmas auch immer mit einer Änderung der Plasmaparameter und Gleichgewichtsprofile verbunden ist. Es ändert sich gleichermaßen die räumliche Verteilung der negativen Ionen und zwar dreidimensional. Dies wird allerdings in dem Modell [Shu09] nicht berücksichtigt.

Die vorliegende Untersuchung zeigt die Notwendigkeit, die Modelle nicht nur auf elektro-negative Mischplasmen, sondern auch auf axial inhomogene Edelgasplasmen zu erweitern. Auch die Frage, wie die Randbedingungen an den Enden der Plasmasäule, an denen die Magnetfeldlinien des äußeren Magnetfeldes mit der Grenzfläche der Elektroden in Berührung kommen, die Dynamik des Plasmas und damit auch die Dynamik der Driftwelle beeinflussen [Gra00, Bro06], ist bisher noch ungeklärt. In den *Local slab*- und *Gauss-numeric*-Modellen [Ell74, Ell79, Ell80] wurde davon ausgegangen, dass das Plasma bis zu Größenordnungen, die deutlich größer sind als die axiale Wellenlänge, homogen ist, so dass auf eine räumliche, periodische Fourier-Transformation zurückgegriffen werden kann. Dies führt zu der Fragestellung, wie die globale Frequenz und ihre Synchronisation in einer axial inhomogenen Plasmasäule zustande kommt, die die bisherigen Modelle nicht berücksichtigt. Theoretische Modelle und Simulationen müssen somit auch die dreidimensionale Verteilung der Ladungsträger einbeziehen. Ein erster Ansatz hierfür ist der Programm-Code in Ref. [Nau08], der axiale Gradienten in den Gleichgewichten berücksichtigt.

Die Reduktion der Elektronendichte lässt sich bis in den Extremfall eines elektronenfreien Plasmas fortsetzen. Diese sogenannten „Pair“-Plasmen haben eine große Aufmerksamkeit auf sich gezogen [Sur89, Boe95, Lia98]. Dazu gehören Fulleren-Ion-Plasmen, die aus sphärischen  $\text{C}_{60}^+$ - und  $\text{C}_{60}^-$ -Molekülen bestehen [Ooh03a, Ooh07]. Während die Vielfalt kollektiver Plasma- und Wellenphänomene in gewöhnlichen Plasmen auf der hohen Massendifferenz zwischen positiv geladenen Ionen und Elektronen basiert und die Beweglichkeit der Ladungsträger in elektromagnetischen Feldern gleich sind, zeichnet sich ein

Pair-Ion-Plasma durch einen neuen Materiezustand mit einzigartigen thermodynamischen Eigenschaften und neuen Plasma- und Wellenphänomenen aus.

Die vorliegende Arbeit steht somit im Kontext zu aktuellen Untersuchungen, in denen die Driftwelle nicht mehr vom Druckgradienten der Elektronen sondern vom Druckgradienten der negativen Ionen (negative-ion-driven drift wave, NDDW) in Fulleren-Ion-Plasmen angetrieben wird [Ooh03b].

---

## Literaturverzeichnis

---

- [Ame90] H. Amemiya: REVIEW ARTICLE: Plasmas with negative ions-probe measurements and charge equilibrium. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1990), vol. 23:pp. 999–1014  
Zitiert auf S. 60, 61
- [Aos93] D. W. Aossey, A. Amin, J. Cooney, H. Kim, B. Ton Nguyen, and E. Lonngren: Variations of plasma parameters in unmagnetized and magnetized argon-SF<sub>6</sub>-electron plasmas. *Plasma Sources Science and Technology* (1993), vol. 2:pp. 229–234  
Zitiert auf S. 102
- [Arp04] O. Arp, D. Block, A. Piel, and A. Melzer: Dust Coulomb Balls: Three-Dimensional Plasma Crystals. *Physical Review Letters* (2004), vol. 93(16):165004  
Zitiert auf S. 1
- [Arp05] O. Arp, D. Block, M. Klindworth, and A. Piel: Confinement of Coulomb balls. *Physics of Plasmas* (2005), vol. 12(12):p. 122102  
Zitiert auf S. 1
- [Ars94] R. R. Arslanbekov, N. A. Khromov, and A. A. Kudryavtsev: Probe measurements of electron energy distribution function at intermediate and high pressures and in a magnetic field. *Plasma Sources Science and Technology* (1994), vol. 3:pp. 528–538  
Zitiert auf S. 57, 58, 59
- [Bal92] R. Balbín, C. Hidalgo, M. A. Pedrosa, I. García-Cortés, and J. Vega: Measurement of density and temperature fluctuations using a fast-swept Langmuir probe. *Review of Scientific Instruments* (1992), vol. 63:pp. 4605–4607  
Zitiert auf S. 64
- [Bis09] F. Biss: *Sondenmessungen zu Plasmaparametern und Fluktuationen*, Master thesis, Universität Kiel (2009)  
Zitiert auf S. 47, 52, 78
- [Blo07] D. Block, I. Teliban, and A. Piel: Experimental comparison of statistical and spatio-temporal probe diagnostics. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2007),

- vol. 49:pp. 1707–1718  
Zitiert auf S. 101
- [Blo08] D. Block: Experiments on structural formation in plasmas, Habilitations-Schrift (2008)  
Zitiert auf S. 26
- [Boe95] H. Boehmer, M. Adams, and N. Rynn: Positron trapping in a magnetic mirror configuration. *Physics of Plasmas* (1995), vol. 2:pp. 4369–4371  
Zitiert auf S. 107
- [Bou91] A. Bouchoule, A. Plain, L. Boufendi, J. P. Blondeau, and C. Laure: Particle generation and behavior in a silane-argon low-pressure discharge under continuous or pulsed radio-frequency excitation. *Journal of Applied Physics* (1991), vol. 70:pp. 1991–2000  
Zitiert auf S. 1
- [Bou93] L. Boufendi, A. Bouchoule, R. K. Porteous, J. P. Blondeau, A. Plain, and C. Laure: Particle-particle interactions in dusty plasmas. *Journal of Applied Physics* (1993), vol. 73:pp. 2160–2162  
Zitiert auf S. 1
- [Bro06] F. Brochard, G. Bonhomme, E. Gravier, S. Oldenbürger, and M. Philipp: Spatiotemporal control and synchronization of flute modes and drift waves in a magnetized plasma column. *Physics of Plasmas* (2006), vol. 13(5):p. 052509  
Zitiert auf S. 2, 107
- [Cas05] O. F. Castellanos, E. Anabitarte, J. M. Senties, C. Hidalgo, and M. A. Pedrosa: Parallel flows and turbulence in a linear plasma machine. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2005), vol. 47:pp. 2067–2074  
Zitiert auf S. 41
- [Cha91] P. Chaizy, H. Reme, J. A. Sauvaud, C. D’Uston, R. P. Lin, D. E. Larson, D. L. Mitchell, K. A. Anderson, C. W. Carlson, A. Korth, and D. A. Mendis: Negative ions in the coma of Comet Halley. *Nature (London, United Kingdom)* (1991), vol. 349:pp. 393–396  
Zitiert auf S. 1
- [Cha99] P. Chabert, T. E. Sheridan, R. W. Boswell, and J. Perrin: Electrostatic probe measurement of the negative ion fraction in an SF<sub>6</sub> helicon discharge. *Plasma Sources Science and Technology* (1999), vol. 8:pp. 561–566  
Zitiert auf S. 60, 62, 63
- [Che64] F. F. Chen: Normal Modes for Electrostatic Ion Waves in an Inhomogeneous Plasma. *Physics of Fluids* (1964), vol. 7:pp. 949–955  
Zitiert auf S. 2, 5

- [Che65a] F. F. Chen: Effect of Sheaths on Drift Instabilities in Thermionic Plasmas. *Physics of Fluids* (1965), vol. 8:pp. 752–754  
Zitiert auf S. 2
- [Che65b] F. F. Chen: Resistive Overstabilities and Anomalous "Diffusion". *Physics of Fluids* (1965), vol. 8:pp. 912–919  
Zitiert auf S. 2, 6, 9, 19, 100, 101, 105
- [Che65c] F. F. Chen: Saturation Ion Currents to Langmuir Probes. *Journal of Applied Physics* (1965), vol. 36:pp. 675–678  
Zitiert auf S. 63
- [Che67] F. F. Chen: Nonlocal Drift Modes in Cylindrical Geometry. *Physics of Fluids* (1967), vol. 10:pp. 1647–1651  
Zitiert auf S. 19
- [Che74] F. F. Chen: *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press (1974)  
Zitiert auf S. 28, 100
- [D'A61a] N. D'Angelo and N. Rynn: Diffusion and Recombination of a Highly Ionized Cold Plasma in a Magnetic Field. *Physics of Fluids* (1961), vol. 4:pp. 1303–1306  
Zitiert auf S. 2
- [D'A61b] N. D'Angelo and N. Rynn: Diffusion of a Cold Cesium Plasma across a Magnetic Field. *Physics of Fluids* (1961), vol. 4:pp. 275–276  
Zitiert auf S. 2
- [D'A63] N. D'Angelo: Ion Waves in an Inhomogeneous Plasma. *Physics of Fluids* (1963), vol. 6:pp. 592–593  
Zitiert auf S. 2
- [D'A67] N. D'Angelo: Negative Ions in the Night Ionosphere and the Continuous Sub-ELF Emissions. *Journal of Geophysical Research* (1967), vol. 72:pp. 1541–+  
Zitiert auf S. 2
- [Dan90] P. G. Daniels, R. N. Franklin, and J. Snell: The contracted positive column in electronegative gases. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1990), vol. 23:pp. 823–831  
Zitiert auf S. 34
- [Dem99] V. I. Demidov, S. V. Ratynskaia, R. J. Armstrong, and K. Rypdal: Probe measurements of electron energy distributions in a strongly magnetized low-pressure helium plasma. *Physics of Plasmas* (1999), vol. 6:pp. 350–358  
Zitiert auf S. 57, 59, 60
- [Dem02] V. I. Demidov, S. V. Ratynskaia, and K. Rypdal: Electric probes for plasmas: The link between theory and instrument. *Review of Scientific Instruments* (2002), vol. 73:pp. 3409–3439  
Zitiert auf S. 56, 57

- [Dod10] R. Dodd, S. You, P. M. Bryant, and J. W. Bradley: Negative ion density measurements in a reactive dc magnetron using the eclipse photodetachment method. *Plasma Sources Science and Technology* (2010), vol. 19(1):pp. 015021–+  
Zitiert auf S. 33, 34, 73, 102
- [Dru30] M. J. Druyvesteyn: Der Niedervoltbogen. *Zeitschrift für Physik* (1930), vol. 64:pp. 781–798  
Zitiert auf S. 57, 58
- [Eco07] D. J. Economou: Fundamentals and applications of ion-ion plasmas. *Applied Surface Science* (2007), vol. 253:pp. 6672–6680  
Zitiert auf S. 34, 60
- [Ell71] R. F. Ellis and R. W. Motley: Collisional Drift Instability Driven by an Axial Current. *Physical Review Letters* (1971), vol. 27:pp. 1496–1499  
Zitiert auf S. 2
- [Ell74] R. F. Ellis and R. W. Motley: Current-driven collisional drift instability. *Physics of Fluids* (1974), vol. 17:pp. 582–594  
Zitiert auf S. 2, 5, 19, 101, 105, 107
- [Ell79] R. F. Ellis and E. Marden-Marshall: Comparison of local and nonlocal theories of the collisional drift instability. *Physics of Fluids* (1979), vol. 22:pp. 2137–2139  
Zitiert auf S. 6, 19, 20, 21, 22, 23, 101, 105, 107
- [Ell80] R. F. Ellis, E. Marden-Marshall, and R. Majeski: Collisional drift instability of a weakly ionized argon plasma. *Plasma Physics* (1980), vol. 22:pp. 113–131  
Zitiert auf S. 6, 9, 19, 101, 107
- [End95] M. Endler, H. Niedermeyer, L. Giannone, E. Kolzhauer, A. Rudyj, G. Theimer, and N. Tsois: Measurements and modelling of electrostatic fluctuations in the scrape-off layer of ASDEX. *Nuclear Fusion* (1995), vol. 35:pp. 1307–1339  
Zitiert auf S. 5
- [Fer88] C. M. Ferreira, G. Gousset, and M. Touzeau: Quasi-neutral theory of positive columns in electronegative gases. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1988), vol. 21:pp. 1403–1413  
Zitiert auf S. 33, 34
- [Fra93] R. N. Franklin, P. G. Daniels, and J. Snell: Characteristics of electric discharges in the halogens: the recombination-dominated positive column. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1993), vol. 26:pp. 1638–1649  
Zitiert auf S. 34
- [Fra99] R. N. Franklin and J. Snell: The positive column with negative ions in a magnetic field at low pressure. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1999), vol. 32:pp. 1031–1038  
Zitiert auf S. 37, 102, 106

- [Fra01] R. N. Franklin: The role of  $O_2$  ( $a^1\Delta_g$ ) metastables and associative detachment in discharges in oxygen. *Journal of Physics D: Applied Physics* (2001), vol. 34:pp. 1834–1839  
Zitiert auf S. 34, 35, 36, 102
- [Fra02a] C. M. Franck, O. Grulke, and T. Klinger: Transition from unbounded to bounded plasma whistler wave dispersion. *Physics of Plasmas* (2002), vol. 9:pp. 3254–3258  
Zitiert auf S. 41
- [Fra02b] R. N. Franklin: Electronegative plasmas - why are they so different? *Plasma Sources Science and Technology* (2002), vol. 11(26):pp. A260000–A37  
Zitiert auf S. 5, 34, 36
- [Fra03] R. N. Franklin: Ambipolar diffusion is a misnomer. *Journal of Physics D: Applied Physics* (2003), vol. 36:pp. 828–831  
Zitiert auf S. 34
- [Gag72] R. R. J. Gagné and A. Cantin: Investigation of an rf Plasma with Symmetrical and Asymmetrical Electrostatic Probes. *Journal of Applied Physics* (1972), vol. 43(6):pp. 2639–2647  
Zitiert auf S. 63
- [Gek91] W. Gekelman, H. Pfister, Z. Lucky, J. Bamber, D. Leneman, and J. Maggs: Design, construction, and properties of the large plasma research device - The LAPD at UCLA. *Review of Scientific Instruments* (1991), vol. 62:pp. 2875–2883  
Zitiert auf S. 41
- [Gia94] L. Giannone, R. Balbín, H. Niedermeyer, M. Endler, G. Herre, C. Hidalgo, A. Rudyj, G. Theimer, and P. Verplanke: Density, temperature, and potential fluctuation measurements by the swept Langmuir probe technique in Wendelstein 7-AS. *Physics of Plasmas* (1994), vol. 1:pp. 3614–3621  
Zitiert auf S. 64
- [God92] V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich: Measurement of electron energy distribution in low-pressure RF discharges. *Plasma Sources Science and Technology* (1992), vol. 1(1):p. 36  
Zitiert auf S. 63
- [Goe89] C. K. Goertz: Dusty plasmas in the solar system. *Reviews of Geophysics* (1989), vol. 27:pp. 271–292  
Zitiert auf S. 1
- [Goe11] I. Goertz, F. Greiner, and A. Piel: Effects of charge depletion in dusty plasmas. *Physics of Plasmas* (2011), vol. 18(1):pp. 013703–+  
Zitiert auf S. 41, 71

- [Gor99] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and S. V. Vladimirov: Theory of dust voids in plasmas. *Physical Review E* (1999), vol. 59:pp. 7055–7067  
Zitiert auf S. 1, 41
- [Gra00] E. Gravier, X. Caron, G. Bonhomme, T. Pierre, and J. L. Briançon: Dynamical study and control of drift waves in a magnetized laboratory plasma. *European Physical Journal D* (2000), vol. 8:pp. 451–457  
Zitiert auf S. 107
- [Gre04] F. Greiner, D. Block, and A. Piel: Observation of Mode like Coherent Structures in Curved Magnetic Fields of a Simple Magnetized Torus. *Contributions To Plasma Physics* (2004), vol. 44:pp. 335–346  
Zitiert auf S. 83
- [Hav91] M. Haverlag, A. Kono, D. Passchier, G. M. W. Kroesen, W. J. Goedheer, and F. J. de Hoog: Measurements of negative ion densities in 13.56-MHz rf plasmas of  $\text{CF}_4$ ,  $\text{C}_2\text{F}_6$ ,  $\text{CHF}_3$ , and  $\text{C}_3\text{F}_8$  using microwave resonance and the photodetachment effect. *Journal of Applied Physics* (1991), vol. 70:pp. 3472–3480  
Zitiert auf S. 34
- [Hen68] H. W. Hendel, T. K. Chu, and P. A. Politzer: Collisional Drift Waves-Identification, Stabilization, and Enhanced Plasma Transport. *Physics of Fluids* (1968), vol. 11:pp. 2426–2439  
Zitiert auf S. 2, 22, 25, 100, 101, 105
- [Her93] N. Hershkowitz: *How Langmuir Probes Work*, vol. 1, Academic Press, New York (1993)  
Zitiert auf S. 55, 56
- [Her09] E. Herbst: Negative Ions in Space: What They Are Telling Us, In D. C. Lis, J. E. Vaillancourt, P. F. Goldsmith, T. A. Bell, N. Z. Scoville, & J. Zmuidzinas, editor, *Submillimeter Astrophysics and Technology: a Symposium Honoring Thomas G. Phillips*, vol. 417 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 153  
Zitiert auf S. 1
- [Hol07] C. Holland, G. R. Tynan, J. H. Y. A. James, D. Nishijima, M. Shimada, and N. Taheri: Numerical simulations of collisional drift-wave turbulence in a magnetized plasma column. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2007), vol. 49:pp. 109–+  
Zitiert auf S. 41
- [Hor90] W. Horton: Nonlinear drift waves and transport in magnetized plasma. *Physics Reports* (1990), vol. 192:pp. 1–177  
Zitiert auf S. 2



- [Hu80] E. L. Hu and R. E. Howard: Reactive-ion etching of GaAs and InP using  $\text{CCl}_2\text{F}_2/\text{Ar}/\text{O}_2$ . *Applied Physics Letters* (1980), vol. 37(11):pp. 1022–1024  
Zitiert auf S. 1
- [Hud65] R. H. Huddlestone and S. L. Leonard: *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press (1965)  
Zitiert auf S. 55, 56
- [Hut02] I. H. Hutchinson: *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge U.P., Cambridge (2002)  
Zitiert auf S. 56
- [Ich09] R. Ichiki, T. Kaneko, K. Hayashi, S. Tamura, and R. Hatakeyama: Parallel-velocity-shear-modified drift wave in negative ion plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2009), vol. 51(3):pp. 035011–+  
Zitiert auf S. 1, 2, 5, 37, 103, 106
- [Jas72] D. L. Jassby: Transverse Velocity Shear Instabilities within a Magnetically Confined Plasma. *Physics of Fluids* (1972), vol. 15:pp. 1590–1604  
Zitiert auf S. 24, 25, 100
- [Juk64] J. D. Jukes: Micro-Instabilities in Magnetically Confined, Inhomogeneous Plasma. *Physics of Fluids* (1964), vol. 7:pp. 1468–1474  
Zitiert auf S. 2
- [Kag64] Y. M. Kagan and V. I. Perel': Reviews of Topical Problems: Probe Methods in Plasma Research. *Soviet Physics Uspekhi* (1964), vol. 6:pp. 767–793  
Zitiert auf S. 58
- [Kag93] I. D. Kaganovich and L. D. Tsengin: Formation of discontinuities in multistage evolution associated with diffusion of a multicomponent weakly ionized hot-electron plasma. *Plasma Physics Reports* (1993), vol. 19:pp. 645–650  
Zitiert auf S. 34
- [Kag10] I. D. Kaganovich, R. N. Franklin, and V. I. Demidov: *Principles of Transport in Multicomponent Plasmas*, Springer (2010)  
Zitiert auf S. 36, 102
- [Kau90] U. Kauschke, G. Oelerich-Hill, and A. Piel: Experimental investigation of coherent drift waves in low magnetic fields. *Physics of Fluids B* (1990), vol. 2:pp. 38–43  
Zitiert auf S. 19
- [Kaw97] R. Kawai and T. Mieno: Effective Production of Negative Ions around Magnetized  $\text{CF}_4$  Plasma Column. *Japanese Journal of Applied Physics* (1997), vol. 36:pp. L1123–L1125  
Zitiert auf S. 36, 102, 106

- [Kli97] T. Klinger, A. Latten, A. Piel, G. Bonhomme, and T. Pierre: Chaos and turbulence studies in low- $\beta$  plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1997), vol. 39:pp. B145–B156  
Zitiert auf S. 41
- [Kli04] M. Klindworth: *Fundamentals and Applications of Langmuir Probe Diagnostics in Complex Plasmas*, PhD. Thesis, Universität Kiel (2004)  
Zitiert auf S. 63
- [Kna06] S. Knappmiller, S. Robertson, and Z. Sternovsky: Comparison of Two Microwave and Two Probe Methods for Measuring Plasma Density. *IEEE Transactions on Plasma Science* (2006), vol. 34:pp. 786–791  
Zitiert auf S. 70
- [Kni11] S. Knist, F. Greiner, F. Biss, and A. Piel: Influence of Negative Ions on Drift Waves in a Low-Density Ar/O<sub>2</sub>-Plasma. *Contributions To Plasma Physics* (2011), vol. 51:pp. 769–784  
Zitiert auf S. 41
- [Kol98] V. I. Kolobov and D. J. Economou: Ion-ion plasmas and double layer formation in weakly collisional electronegative discharges. *Applied Physics Letters* (1998), vol. 72:pp. 656–+  
Zitiert auf S. 34
- [Kon91] A. Kono, M. Haverlag, G. M. W. Kroesen, and F. J. de Hoog: Temporal behavior of the electron and negative ion densities in a pulsed radio-frequency CF<sub>4</sub> plasma. *Journal of Applied Physics* (1991), vol. 70:pp. 2939–2946  
Zitiert auf S. 34
- [Kon99] A. Kono: Formation of an oscillatory potential structure at the plasma boundary in electronegative plasmas. *Journal of Physics D: Applied Physics* (1999), vol. 32:pp. 1357–1363  
Zitiert auf S. 61
- [Kra63] N. A. Krall and M. N. Rosenbluth: Low-Frequency Stability of Nonuniform Plasmas. *Physics of Fluids* (1963), vol. 6:pp. 254–265  
Zitiert auf S. 5
- [Kra68] N. A. Krall: Drift Waves. *Advances in Plasma Physics* (1968), vol. 1:pp. 153–+  
Zitiert auf S. 5
- [Kru54] M. Kruskal and M. Schwarzschild: Some Instabilities of a Completely Ionized Plasma. *Proceedings of the Royal Society A* (1954), vol. 223:pp. 348–360  
Zitiert auf S. 2, 24
- [Kus88] M. J. Kushner: A model for the discharge kinetics and plasma chemistry during plasma enhanced chemical vapor deposition of amorphous silicon. *Journal of Applied Physics* (1988), vol. 63:pp. 2532–2551  
Zitiert auf S. 1

- [Laf76] J. G. Laframboise and J. Rubinstein: Theory of a cylindrical probe in a collisionless magnetoplasma. *Physics of Fluids* (1976), vol. 19:pp. 1900–1908  
Zitiert auf S. 56, 58
- [Las64] H. Lashinsky: Universal Instability in a Fully Ionized Inhomogeneous Plasma. *Physical Review Letters* (1964), vol. 12:pp. 121–123  
Zitiert auf S. 2
- [Lat95] A. Latten, T. Klinger, A. Piel, and T. Pierre: A probe array for the investigation of spatio-temporal structures in drift wave turbulence. *Review of Scientific Instruments* (1995), vol. 66:pp. 3254–3262  
Zitiert auf S. 51
- [Lec99] C. Lechte: *Entwicklung eines Programmsystems zur 2d-Datenaquisition und Anwendung auf das turbulente Gleichgewicht im TEDDI*, Master thesis, Universität Kiel (1999)  
Zitiert auf S. 44, 51
- [Lee94] C. Lee, D. B. Graves, M. A. Lieberman, and D. W. Hess: Global model of plasma chemistry in a high density oxygen discharge. *Journal of the Electrochemical Society* (1994), vol. 141:pp. 1546–1555  
Zitiert auf S. 33, 35
- [Lee95] C. Lee and M. A. Lieberman: Global model of Ar, O<sub>2</sub>, Cl<sub>2</sub>, and Ar/O<sub>2</sub> high-density plasma discharges. *Journal of Vacuum Science and Technology* (1995), vol. 13:pp. 368–380  
Zitiert auf S. 33, 35
- [Lia98] E. P. Liang, S. C. Wilks, and M. Tabak: Pair Production by Ultraintense Lasers. *Physical Review Letters* (1998), vol. 81:pp. 4887–4890  
Zitiert auf S. 107
- [Lic00] A. J. Lichtenberg, M. A. Lieberman, I. G. Kouznetsov, and T. H. Chung: Transitions and scaling laws for electronegative discharge models. *Plasma Sources Science and Technology* (2000), vol. 9:pp. 45–56  
Zitiert auf S. 33
- [Lie05] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg: *Principles of Plasma Discharges and Material Processing*, Wiley-Interscience (2005)  
Zitiert auf S. 30, 31, 32, 46, 61, 102
- [Lon56] C. L. Longmire and M. N. Rosenbluth: Diffusion of Charged Particles across a Magnetic Field. *Physical Review* (1956), vol. 103:pp. 507–510  
Zitiert auf S. 24
- [Man89] D. Manos and D. L. Flamm: *Plasma Etching: An Introduction*, Academic Press (1989)  
Zitiert auf S. 1

- [Mar80] E. Marden-Marshall: *Drift waves in a nonuniformly rotating plasma column*, PhD. Thesis, Dartmouth College Hanover (1980)  
Zitiert auf S. 19
- [Mar86] E. M. Marshall, R. F. Ellis, and J. E. Walsh: Collisional drift instability in a variable radial electric field. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1986), vol. 28:pp. 1461–1482  
Zitiert auf S. 2, 22, 44
- [Mar00] L. Martinu and D. Poitras: Plasma deposition of optical films and coatings: A review. *Journal of Vacuum Science and Technology* (2000), vol. 18:pp. 2619–2645  
Zitiert auf S. 1
- [Mas76] H. Massey: *Negative Ions*, Cambridge Press, Cambridge (1976)  
Zitiert auf S. 1, 2, 30, 31, 32, 102
- [Men94] D. A. Mendis and M. Rosenberg: Cosmic Dusty Plasmas. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* (1994), vol. 32:pp. 419–463  
Zitiert auf S. 1
- [Mik67] A. B. Mikhailovskii: Oscillations of an Inhomogeneous Plasma. *Reviews of Plasma Physics* (1967), vol. 3:pp. 159–+  
Zitiert auf S. 5
- [Moi63] S. Moiseev and R. Sagdeev: On the Bohm Diffusion Coefficient. *Soviet Physics JETP-USSR* (1963), vol. 17(2):pp. 515–517  
Zitiert auf S. 2
- [Mor00] S. Moreau, M. Moisan, M. Tabrizian, J. Barbeau, J. Pelletier, A. Ricard, and L. Yahia: Using the flowing afterglow of a plasma to inactivate *Bacillus subtilis* spores: Influence of the operating conditions. *Journal of Applied Physics* (2000), vol. 88:pp. 1166–1174  
Zitiert auf S. 1
- [Mot26] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir: The Theory of Collectors in Gaseous Discharges. *Physical Review* (1926), vol. 28:pp. 727–763  
Zitiert auf S. 52, 55
- [Nak76] Y. Nakamura, M. Nakamura, and T. Itoh: Observation of Two Ion-Acoustic Waves in an Argon-Helium Plasma. *Physical Review Letters* (1976), vol. 37:pp. 209–212  
Zitiert auf S. 61
- [Nau08] V. Naulin, T. Windisch, and O. Grulke: Three-dimensional global fluid simulations of cylindrical magnetized plasmas. *Physics of Plasmas* (2008), vol. 15(1):pp. 012307–+  
Zitiert auf S. 41, 101, 107

- [Ooh03a] W. Oohara and R. Hatakeyama: Pair-Ion Plasma Generation using Fullerenes. *Physical Review Letters* (2003), vol. 91(20):205005  
Zitiert auf S. 1, 34, 107
- [Ooh03b] W. Oohara and R. Hatakeyama: Plasma diffusion associated with drift-wave instabilities due to local production of massive negative ions. *Fusion Science and Technology* (2003), vol. 43(1T):pp. 216–218  
Zitiert auf S. 1, 5, 36, 102, 106, 108
- [Ooh05] W. Oohara, D. Date, and R. Hatakeyama: Electrostatic Waves in a Paired Fullerene-Ion Plasma. *Physical Review Letters* (2005), vol. 95(17):175003  
Zitiert auf S. 1
- [Ooh07] W. Oohara, Y. Kuwabara, and R. Hatakeyama: Collective mode properties in a paired fullerene-ion plasma. *Physical Review E: Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* (2007), vol. 75(5):056403  
Zitiert auf S. 34, 107
- [Pie87] T. Pierre, G. Leclert, and F. Braun: Magnetized double-plasma device for wave studies. *Review of Scientific Instruments* (1987), vol. 58:pp. 6–11  
Zitiert auf S. 41
- [Pie02] A. Piel and A. Melzer: REVIEW ARTICLE: Dynamical processes in complex plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2002), vol. 44:p. 1  
Zitiert auf S. 1
- [Pie10] A. Piel: *Plasma Physics*, Springer (2010)  
Zitiert auf S. 27
- [Por92] Y. I. Portnyagin, V. N. Korpusov, Y. K. Chasovitin, A. I. Demin, N. M. Klyueva, N. S. Mikhovich, and V. G. Chkalov: Experiments with SF<sub>6</sub> injection in the polar ionosphere. *Advances in Space Research* (1992), vol. 12(12):pp. 121 – 125  
Zitiert auf S. 1
- [Pri89] M. B. Priestley: *Spectral Analysis and Time Series*, Academic Press (1989)  
Zitiert auf S. 82, 87
- [Rap65] D. Rapp and D. D. Briglia: Total Cross Sections for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. II. Negative-Ion Formation. *Journal of Chemical Physics* (1965), vol. 43:pp. 1480–1489  
Zitiert auf S. 33
- [Rub78] J. Rubinstein and J. G. Laframboise: Upper-bound current to a cylindrical probe in a collisionless magnetoplasma. *Physics of Fluids* (1978), vol. 21:pp. 1655–1656  
Zitiert auf S. 58
- [Rub82] J. Rubinstein and J. G. Laframboise: Theory of a spherical probe in a collisionless magnetoplasma. *Physics of Fluids* (1982), vol. 25:pp. 1174–1182  
Zitiert auf S. 58

- [Sal10] H. Saleem: Drift eigenmodes in plasmas with negative ions. *Journal of Plasma Physics* (2010), vol. 76(Special Issue 3-4):pp. 337–344  
Zitiert auf S. 2
- [San70] J. R. Sanmartin: Theory of a Probe in a Strong Magnetic Field. *Physics of Fluids* (1970), vol. 13:pp. 103–116  
Zitiert auf S. 58
- [Sat94] N. Sato: Production of negative ion plasmas in a Q machine. *Plasma Sources Science and Technology* (1994), vol. 3:pp. 395–399  
Zitiert auf S. 34, 102
- [Sch98] A. Schwabedissen, E. C. Benck, and J. R. Roberts: Comparison of electron density measurements in planar inductively coupled plasmas by means of the plasma oscillation method and Langmuir probes. *Plasma Sources Science and Technology* (1998), vol. 7:pp. 119–129  
Zitiert auf S. 66, 68, 69, 70
- [Sea90] K. L. Seaward, N. J. Moll, and W. F. Stickle: Surface contamination and damage from  $\text{CF}_4$  and  $\text{SF}_6$  reactive ion etching of silicon oxide on gallium arsenide. *Journal of Electronic Materials* (1990), vol. 19:pp. 385–391  
Zitiert auf S. 30
- [Sel89] G. S. Selwyn, J. Singh, and R. S. Bennett: In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination. *Journal of Vacuum Science and Technology* (1989), vol. 7:pp. 2758–2765  
Zitiert auf S. 1
- [Sel90] G. S. Selwyn, J. E. Heidenreich, and K. L. Haller: Particle trapping phenomena in radio frequency plasmas. *Applied Physics Letters* (1990), vol. 57:pp. 1876–1878  
Zitiert auf S. 1
- [Shi93] T. Shirakawa and H. Sugai: Plasma Oscillation Method for Measurements of Absolute Electron Density in Plasma. *Japanese Journal of Applied Physics* (1993), vol. 32:pp. 5129–+  
Zitiert auf S. 66, 67, 68, 69, 71, 105
- [Shi01] M. Shindo, S. Uchino, R. Ichiki, S. Yoshimura, and Y. Kawai: Measurements of the negative ion density in  $\text{SF}_6/\text{Ar}$  plasma using a plane electrostatic probe. *Review of Scientific Instruments* (2001), vol. 72:pp. 2288–2293  
Zitiert auf S. 60, 62, 66, 105, 106
- [Shu91] P. K. Shukla, M. Y. Yu, and R. Bharuthram: Linear and nonlinear dust drift waves. *Journal of Geophysical Research* (1991), vol. 96:pp. 21343–+  
Zitiert auf S. 1, 2, 6

- [Shu09] P. K. Shukla and M. Rosenberg: Drift wave excitation in a collisional dusty magnetoplasma with multi-ion species. *Journal of Plasma Physics* (2009), vol. 75:pp. 153–+  
Zitiert auf S. 1, 2, 6, 37, 38, 90, 103, 104, 106, 107
- [Sma92] M. M. Smadi, G. Y. Kong, R. N. Carlile, and S. E. Beck: Particle contamination on a silicon substrate in a SF<sub>6</sub>/Ar plasma. *Journal of Vacuum Science and Technology, A: Vacuum, Surfaces, and Films* (1992), vol. 10:pp. 30–36  
Zitiert auf S. 30
- [Son91] B. Song, N. D’Angelo, and R. L. Merlino: Ion-acoustic waves in a plasma with negative ions. *Physics of Fluids B* (1991), vol. 3:pp. 284–287  
Zitiert auf S. 1, 5
- [Ste03] Z. Sternovsky, S. Robertson, and M. Lampe: The contribution of charge exchange ions to cylindrical Langmuir probe current. *Physics of Plasmas* (2003), vol. 10:pp. 300–309  
Zitiert auf S. 70
- [Sto95] E. Stoffels, W. W. Stoffels, D. Vender, M. Kando, G. M. W. Kroesen, and F. J. de Hoog: Negative ions in a radio-frequency oxygen plasma. *Physical Review E: Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* (1995), vol. 51:pp. 2425–2435  
Zitiert auf S. 33, 63, 73
- [Str08] V. Straňák, J. Blažek, S. Wrehde, P. Adámek, Z. Hubička, M. Tichý, P. Špatenka, and R. Hippler: Study of Electronegative Ar/O<sub>2</sub> Discharge by Means of Langmuir Probe. *Contributions To Plasma Physics* (2008), vol. 48:pp. 503–508  
Zitiert auf S. 60
- [Sur89] C. M. Surko, M. Leventhal, and A. Passner: Positron plasma in the laboratory. *Physical Review Letters* (1989), vol. 62:pp. 901–904  
Zitiert auf S. 107
- [Swi70] J. Swift and M. Schwar: *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*, Iliffe Books (1970)  
Zitiert auf S. 58
- [Ton29] L. Tonks and I. Langmuir: A General Theory of the Plasma of an Arc. *Physical Review* (1929), vol. 34:pp. 876–922  
Zitiert auf S. 26
- [Tro06] T. Trottenberg, D. Block, and A. Piel: Dust confinement and dust-acoustic waves in weakly magnetized anodic plasmas. *Physics of Plasmas* (2006), vol. 13(4):p. 042105  
Zitiert auf S. 1

- [Ven95] D. Vender, W. W. Stoffels, E. Stoffels, G. M. W. Kroesen, and F. J. de Hoog: Charged-species profiles in electronegative radio-frequency plasmas. *Physical Review E* (1995), vol. 51:pp. 2436–2444  
Zitiert auf S. 33, 63
- [Vra07] J. Vranjes and S. Poedts: On the properties of electrostatic drift and sound modes in radially and axially inhomogeneous bounded plasmas. *Physics of Plasmas* (2007), vol. 14(11):pp. 112106–+  
Zitiert auf S. 101
- [Wag93] F. Wagner and U. Stroth: Transport in toroidal devices—the experimentalist’s view. *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1993), vol. 35:pp. 1321–1371  
Zitiert auf S. 2
- [Wal04] E. Wallace, E. Thomas, A. Eadon, and J. D. Jackson: Design and initial operation of the Auburn Linear Experiment for Instability Studies: A new plasma experiment for studying shear driven flows. *Review of Scientific Instruments* (2004), vol. 75:pp. 5160–5165  
Zitiert auf S. 41
- [Wei00] J. Weiland: *Collective Modes in Inhomogeneous Plasma*, Institute of Physics, Bristol (2000)  
Zitiert auf S. 13, 14, 15, 16, 17, 101
- [Wel08] K.-D. Weltmann, R. Brandenburg, T. von Woedtke, J. Ehlbeck, R. Foest, M. Stieber, and E. Kindel: Antimicrobial treatment of heat sensitive products by miniaturized atmospheric pressure plasma jets (APPJs). *Journal of Physics D: Applied Physics* (2008), vol. 41(19):p. 194008  
Zitiert auf S. 1
- [Won75] A. Y. Wong, D. L. Mamas, and D. Arnush: Negative ion plasmas. *Physics of Fluids* (1975), vol. 18:pp. 1489–1493  
Zitiert auf S. 1, 5
- [Woo90] A. J. Wootton, B. A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGuire, W. A. Peebles, C. P. Ritz, P. W. Terry, and S. J. Zweben: Fluctuations and anomalous transport in tokamaks. *Physics of Fluids B* (1990), vol. 2:pp. 2879–2903  
Zitiert auf S. 2
- [Yam78] M. Yamada and H. W. Hendel: Current-driven instabilities and resultant anomalous effects in isothermal, inhomogeneous plasmas. *Physics of Fluids* (1978), vol. 21:pp. 1555–1568  
Zitiert auf S. 19
- [You10] S. D. You, R. Dodd, A. Edwards, and J. W. Bradley: A study of the plasma electronegativity in an argon-oxygen pulsed-dc sputter magnetron. *Journal of Physics D: Applied Physics* (2010), vol. 43:pp. 5205–+  
Zitiert auf S. 31, 33, 36, 106



---

## Publikationsliste

---

Teile der vorliegenden Dissertation wurden bereits als wissenschaftliche Publikation veröffentlicht:

### **Beitrag in einer wissenschaftlichen Fachzeitschrift**

1. S. Knist, F. Greiner, F. Biss and A. Piel  
*Influence of Negative Ions on Drift Waves in a Low-Density Ar/O<sub>2</sub>-Plasma*,  
Contributions To Plasma Physics **51**, 769-784 (2011)



---

## Danksagung

---

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. A. Piel bedanken, dass er mir die Anfertigung dieser Dissertation in seiner Arbeitsgruppe ermöglichte und mir das Thema dieser Arbeit zur selbstständigen Bearbeitung überlassen hat. Seine konstruktive Kritik und die wertvollen Hinweise waren in jeder Phase der Arbeit sehr hilfreich.

Ein ganz besonderer Dank gilt Dr. F. Greiner, der mit seinem Elan, Humor und Optimismus entscheidend zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat und mir dabei stets mit Rat und Tat zu Seite stand. Dank möchte ich auch allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe aussprechen, die durch Kaffeepausen, Fußball spielen und Kuchenwetten für ein gutes Arbeitsklima gesorgt haben. Dipl.-Phys. F. Biß unterstützte mich im Rahmen seiner Diplomarbeit und Hilfstätigkeiten. Ebenso danke ich Dr. M. Kroll, Dr. I. Pilch und Dr. I. Goertz für viele anregende Diskussionen und unvergessliche Tagungen und Workshops.

Viele technische Vorhaben wären ohne die Hilfe von V. Rohwer, M. Poser, W. Krüger und M. Knüppel sowie M. Brix von der hauseigenen Werkstatt nicht möglich gewesen. Für die organisatorische Unterstützung bedanke ich mich bei den Sekretärinnen S. Thiedemann und M. Seeger.

Dank möchte ich auch Dipl.-Mat. A. Brandau und Bibl. Ass. F. Hohmann aussprechen, die die Rohfassung des Manuskripts gelesen und mit kritischen Anmerkungen versehen haben, was die Arbeit sicherlich verbessert hat. F. Hohmann danke ich zudem für seine Gelassenheit, die sich hin und wieder auf mich übertrug und seinen exquisiten Buchgeschmack, an dem er mich teilhaben ließ.

Schließlich danke ich der Gleichstellungsbeauftragten der Christian-Albrechts-Universität Frau Dr. I. Werner, dass Sie mir in der Zeit von Februar 2011 bis Juli 2011 ein Stipendium gewährte. PD. Dr. D. Block sicherte mich in der Endphase der Arbeit durch die Anstellung in einer Projektarbeit finanziell ab. Diese Untersuchungen wurden zudem durch den Sonderforschungsbereich Transregio 24 der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

Ferner bedanke ich mich bei meinen Freunden und Bekannten, besonders aber bei meinem väterlichen Freund Hans sowie seiner Frau Karola, ohne deren tatkräftige moralische wie auch materielle Unterstützung über weite Strecken meines Studiums diese Arbeit nie zustande gekommen wäre.

Die Belastung für meine Familie während der Endphase der Arbeit lässt sich mit einem Dankeschön nicht wiedergutmachen. Dennoch einen riesigen Dank an meine Freundin Dr. cand. C. Brandau und an meinen Sohn Emil, die mich in jeder erdenklichen Weise be-

## Danksagung

---

gleitet, motiviert, unterstützt und bestärkt haben. Durch Euch werde ich zu einem besseren Menschen.

---

# Selbstständigkeitserklärung

---

Hiermit versichere ich an Eides Statt, dass die vorliegende Dissertation, abgesehen von der Beratung durch meine wissenschaftlichen Lehrer und der Verwendung der angegebenen Literatur, 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 der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden.

Kiel,

(Ort)

(Datum)

(Unterschrift)



---

# Curriculum Vitae

---

## Persönliche Daten

Sascha Knist

geb. am 19. April 1977 in Bergisch Gladbach  
deutsche Staatsangehörigkeit  
Lebenspartnerschaft, ein Kind

## Studium

08/2011 – 12/2011 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik (IEAP) der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (CAU)

02/2011 – 07/2011 Wiedereinstiegsstipendium der CAU für Wissenschaftler nach einer Familienphase

05/2006 – 09/2010 Promotionsstudium am IEAP der CAU

10/1998 – 03/2006 Studium der Physik am Institut für Theoretische Physik und Astrophysik (ITAP) der CAU

- März 2006: Physikdiplom
- Februar 2006: Abgabe der Diplomarbeit  
(*Weißer Zwerge des Typs DQ im Sloan Digital Sky Survey*)
- Mai 2002: Physik-Vordiplom

## Schule und Zivildienst

09/1997–10/1998 Zivildienst in Aurich

01/1995–06/1997 Gymnasium Ulricianum in Aurich

- Juni 1997: Allgemeine Hochschulreife

08/1989–01/1995 Albertus-Magnus-Gymnasium in Bensberg

08/1988–06/1989 Johannes-Gutenberg-Realschule in Bensberg