

Untersuchung der Ionendynamik in Laborplasmen - Am Beispiel von Flips und TJ-K

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaftlichen (Dr. rer. nat) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Sebastian Enge

aus Backnang

Hauptberichter: Prof. Dr. U. Stroth

Mitberichter: Prof. Dr. T. Pfau

Tag der mündlichen Prüfung: 13.12.2010

Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

2010

Abstract

In this work, a diagnostics based on the laser-induced fluorescence (LIF) was set up and used to measure the ion velocity distribution. Part of the diagnostics is a diode laser with an optical power of 25 mW at a wavelength of 668.6 nm and a mode-hop free tuning range of 20 GHz. The diode laser is used to excite singly ionized argon ions out of a metastable state. The fluorescence light that is emitted during a transition to a lower state, is a measure for the absorbed laser light and thus for the shape of the transition, which in turn contains information about the ion velocity. For a precise measurement, the wavelength of the exciting laser must be known very accurately. For this purpose a wavemeter in combination with an optical gas cell filled with iodine was used. The wavelength could be determined to 0.1 pm, allowing measurements of the ion temperature down to the room temperature and of velocity from $v_i = 100$ m/s. Modulating the laser intensity, which is achieved by an acousto-optic modulator allows to use the lock-in technique to detect the weak laser-induced fluorescence. Two slightly different measurement methods were used: a time-integrated measurement, which provides high spectral resolution, and a phase-resolved measurements, which can resolve periodic phenomena in time.

The double plasma device Flips, and a smaller experiment (EHO) as a precursor, have been established in this work. In the double plasma device EHO the shape of the plasma sheath was measured. It was shown that the ions reach the Bohm speed, which is required for the formation of the sheath. An increase of the neutral gas pressure decreases the extent of the presheath, as the ionization rate increases. Using Argon/Oxygen-gas mixtures generated electronegative plasmas. The existence of negative ions could be detected with Langmuir probes. An effect of negative ions on the formation of the sheath could be excluded in the plasmas used here.

In Flips ion-acoustic waves were generated by a sinusoidal voltage modulation of the grid, which separates the two plasmas in the double plasma device from each other. These waves were detected using Langmuir probes. The measured ion acoustic speeds were comparable to those which were calculated from the electron temperature. By the excitation of the grid with short high frequency pulses, whose frequency is slightly above the ion plasma frequency, solitons could be generated. With the help of the phase-resolved LIF measurement the distortion of the ion velocity distribution caused by the soliton was measured. The effect of optical pumping, which disturbed earlier measurements was not

observed here. The ions are compressed by the soliton adiabatically, so the density and temperature of the ion increases locally. At the same time, the ions were pushed in the direction of propagation of the soliton.

The LIF diagnostic has also been used to investigate the ion temperatures and equilibrium velocities in the toroidally confined plasma. Therefore the diagnostics was installed at the stellarator TJ-K. The measurement of the ion velocity allowed to examine the background flow of ions, which are playing a central role for the plasma equilibrium. The poloidal flow perpendicular to the magnetic field is carried by the diamagnetic and the $E \times B$ -drift. This allows the induction of poloidal rotation by biasing of a flux surface. The induced poloidal rotation is approximately 2000 m/s, which is compared to self-generated rotation of -500 to 500 m/s, a significant increase. The toroidal ion velocities show a behavior that can be explained by the Pfirsch-Schlüter flow, which is also a part of the equilibrium flow. The ions flow on the outside of the plasma in the direction of the magnetic field, while the flow is almost zero on the inside. In this work The Pfirsch-Schlüter flow was detected directly for the first time. The effect of biasing on the toroidal flow can not be explained by simple means. A numerical analysis of the toroidal ion flow, taking the magnetic geometry of TJ-K into account, would be necessary.

As a measure for the plasma confinement the confinement times for temperature and density are used. The confinement times of the electron- and ion density must be the same due to the ambipolarity, in contrast to the confinement times of the temperatures, which are different for ions and electrons. At TJ-K, the development of the ion density and temperature in modulated discharges was investigated, using the phase-resolved LIF measurement. Three different modulation frequencies were used (10 Hz, 1 kHz and 21 kHz). It turns out that the decay time for the ion density is much shorter than the one for the ion temperature. Which is in contrast to the electrons, whose temperature decay time is very short.

Precise measurements of the ion temperature allowed, for the first time, the investigation of the absolute amount of turbulent heating processes, which were otherwise covered in fusion plasmas by the dominant heating by electron-ion collisions. The radial ion temperature profiles have a low gradient and reach at the plasma core values of 1 eV at low-field discharges and 2 eV at high-field discharges. Taking into account the generally used energy gain and loss terms, a deficit occurs in heating power. There must be an additional heating mechanism acting on the ions. The pressure and position dependence of the deficit points to the turbulent fluctuations as key player in the heating process. A quantitative analysis of the turbulent heating was carried out using a drift-Alfvén turbulence model. The consistency of the theoretical estimation with the experimentally derived energy deficit is remarkable, and therefore underpins the presumption of abnormal turbulent ion heating.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Grundlagen	10
2.1	Plasma	10
2.1.1	Niedertemperaturplasma	10
2.1.2	Plasmafrequenz	11
2.1.3	Debye-Abschirmung	11
2.1.4	Stöße	12
2.2	Fluid-Beschreibung	15
2.2.1	Die Zweiflüssigkeitsgleichungen	15
2.2.2	Die Einflüssigkeitsgleichungen	16
2.2.3	Driften	17
2.2.4	Pfirsch-Schlüter-Strom	19
2.3	Randschicht	20
2.3.1	Bohm-Kriterium	21
2.3.2	Langmuir-Sonde	23
2.3.3	Elektronegative Plasmen	24
2.4	Wellen	24
2.4.1	Longitudinal Wellen	25
2.4.2	Nichtlineare Wellen	27
3	Optische Diagnostiken	29
3.1	Laserinduzierte Fluoreszenz	29
3.2	Verbreiterungsmechanismen	31
3.2.1	Doppler-Verbreiterung	31
3.2.2	Sättigungsverbreiterung	32
3.2.3	Zeeman-Effekt	32
3.2.4	Apparateprofil	34
3.3	Aufbau der LIF	34
3.3.1	Der Diodenlaser	35
3.3.2	Kontrolle der Wellenlänge	36
3.3.3	Der verwendete Interferenzfilter	38
3.4	Messmethoden	38
3.5	Passive Spektroskopie	42

4	Doppelplasmaanlage Flips	45
4.1	Aufbau und Kenndaten von Flips	45
4.1.1	Magnetfeldkonfiguration von Flips	48
4.2	Prinzip des Doppelplasmas	49
4.2.1	Thermionische Entladung	50
4.2.2	LIF am Doppelplasma	52
4.3	Plasmarandschicht	55
4.3.1	Experimenteller Aufbau	56
4.3.2	Randschichtverlauf	58
4.4	Randschicht im elektronegativen Plasma	60
4.5	Ionenakustische Wellen	64
4.5.1	Aufbau	65
4.5.2	Dispersionsrelationen	65
4.5.3	Solitonen	65
4.5.4	Störung der Ionengeschwindigkeitsverteilung durch ein Soliton	70
5	Ionendynamik im magnetisierten Plasma	74
5.1	Messaufbau am TJ-K	74
5.2	Messung der poloidalen Rotation	77
5.3	Druckabhängigkeit der LIF	82
5.4	Pfirsch-Schlüter-Strom	82
5.5	Modulation der Heizleistung	87
5.6	Ionenenergiebilanz	89
5.6.1	Beobachtung	89
5.6.2	Aufstellung der Energiebilanz	91
5.6.3	Diskussion	95
6	Zusammenfassung	99

Kapitel 1

Einleitung

In vielen plasmatechnologischen Prozessen, wie z. B. dem Ätzen, Beschichten oder der Oberflächenmodifizierung hat die Ionenenergie einen starken Einfluss auf die Prozessqualität. Ähnliche Prozesse spielen auch eine Rolle bei Plasma-Wand-Wechselwirkungen. Aber auch die Dynamik von stoßfreien Plasmen, wie z. B. in Fusionsplasmen, wird in vielen Aspekten von der Ionenenergie beeinflusst. Somit bietet die Information über die Ionengeschwindigkeitsverteilung eine wichtige Grundlage für das Verständnis der Plasmaphysik. Da die Elektronen leichter zu diagnostizieren sind, ist über ihr Verhalten mehr bekannt, als über das der Ionen. So werden Langmuir-Sonden oder elektromagnetische Wellen bei Interferometern verwendet, um Temperatur und Dichte der Elektronen zu messen. Informationen über die Ionen sind fast nur mit Hilfe von optischen Diagnostiken zu erreichen. Aber auch hier ist es so, dass das Spektrum hauptsächlich durch die Elektronenenergie bestimmt wird. Einzig die Breite der Emissions- oder Absorptionslinien wird im Wesentlichen durch die Iontemperatur bestimmt. Man benötigt also eine hohe spektrale Auflösung, um die Iontemperatur zu messen.

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist eine bewährte Methode zur Messung der Ionengeschwindigkeitsverteilungsfunktion (ivdf) [1–11]. Sie bietet auf Grund eines schmalbandigen und abstimmbaren Lasers eine ausgezeichnete spektrale Auflösung, die die Messung der Iontemperatur bis zur Zimmertemperatur erlaubt. Außerdem ermöglicht sie eine orts aufgelöste Messung der ivdf, da durch die aktive Anregung der Fluoreszenz das Kreuzen zweier Sichtlinien ermöglicht wird. Die Diagnostik ist beschränkt auf Niedertemperaturplasmen, wo die Ionen nicht vollständig ionisiert sind, wie es zum Beispiel in technologischen Anwendungen der Fall ist. Niedertemperaturplasmen können aber auch als Modellsysteme für heißere Plasmen verwendet [12] und zur Untersuchung von nichtlinearen Prozessen eingesetzt werden [13]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit der LIF-Diagnostik Plasmen untersucht, die in unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen eingeschlossen sind, nämlich in der toroidalen Stellaratoranordnung von TJ-K sowie in einer Permanentmagnetanordnung in Flips.

Das Akronym Flips steht für *Flexibles Plasmaexperiment Stuttgart*. Flexi-

bel bezieht sich zum einen auf den Aufbau aus 5 Modulen. Zum anderen auf die Magnetfeldkonfiguration. Man kann ein Multipolfeld aus Permanentmagneten installieren, das für die Nutzung als Doppelplasma notwendig ist und man kann mittels Magnetfeldspulen ein axiales Magnetfeld überlagern. Flips wurde im Rahmen dieser Arbeit mit aufgebaut. Als Vorstufe dazu wurde ein etwas kleineres Plasmaexperiment (EHo) aufgebaut, das nur als Doppelplasma ausgelegt ist und jetzt als Praktikumsversuch genutzt wird.

TJ-K ist ein Stellerator vom Typ Torsatron. Das magnetisch eingeschlossene Plasma wird durch Mikrowellenheizung bei 2,45 GHz oder 8 GHz erzeugt. Die moderaten Plasmaparameter machen es für diagnostische Methoden sehr gut zugänglich. Langmuir-Sonden können in TJ-K im Zentrum eingesetzt werden und liefern hohe Ortsauflösung, insbesondere bei der Verwendung von so genannten Multisondenarrays [14]. Entladungen, die bis zu 45 Minuten lang sein können, ermöglichen es, statistische Methoden zur Turbulenzanalyse mit einer unerreichten Genauigkeit durchzuführen. Aber auch optische Messmethoden sind möglich, da die Ionen auf Grund der niederen Temperaturen in der Regel nur einfach ionisiert sind.

Im Doppelplasma EHo wurde der Einfluss negativer Ionen auf die Plasmarandschicht untersucht. Mit Sauerstoff/Argon-Mischungen wurde die Elektronegativität sauerstoffhaltiger Prozessplasmen simuliert. Mit Hilfe der LIF-Diagnostik wurde die Ionengeschwindigkeitsverteilung in der Randschicht dieser Plasmen ausgemessen. Doppelplasmaanlagen dienen häufig zur Untersuchung von ionenakustischen Wellen und deren nichtlinearen Derivaten [13]. Auch die phasenaufgelöste Messung der Ionenverteilungsfunktion während Ionenakustischer Wellen und nichtlinearen Störungen wurden gemessen [15, 16]. Allerdings wurden die Messungen der Solitonen bisher durch den Effekt des optischen Pumpen überlagert [17]. Durch die geringere Leistung des verwendeten Diodenlasers konnte hier dieser Effekt unterdrückt werden.

Die LIF-Diagnostik ermöglichte es erstmals, die Ionengeschwindigkeitsverteilung in TJ-K zu messen. Zum einen bietet der daraus gewonnene Nachweis poloidaler und toroidaler Ionenströmungen zusätzliche Informationen für die Turbulenzforschung, da Scherströmungen die Turbulenz unterdrücken sollen. Zum anderen wurden erste Messungen der Iontemperatur mit hoher Genauigkeit möglich. Die Iontemperaturprofile ergänzen die Kenntnis über das Plasma in TJ-K und ermöglichen die Untersuchung von turbulenten Ionenheizprozessen im fusionsrelevanten Plasma.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden einige plasmaphysikalische Grundlagen erklärt. In Kapitel 3 wird die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute LIF-Diagnostik zur Messung der Ionendynamik an TJ-K und Flips beschrieben. In Kapitel 4 wird die Doppelplasmaanlage Flips sowie die daran durchgeführten Messungen der Ionengeschwindigkeitsverteilung in der Randschicht und in Solitonen vorgestellt. In Kapitel 5 werden Ionenströmungen an TJ-K diskutiert, die mit und ohne extern induzierten Scherströmungen gemessen wurden. Dabei wurden sowohl poloidale als auch toroidale Strömungen untersucht. Profilmessungen der Iontemperatur ermöglichten die Aufstellung

der Ionenenergiebilanz, welche Rückschluss auf einen turbulenten Heizmechanismus gibt, wie ebenfalls in Kapitel 5 dargestellt wird.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Plasma

Ein Plasma ist ein teilweise oder vollständig ionisiertes Gas, das sich durch sein kollektives Verhalten klar von einem neutralen Gas abgrenzt. Das kollektive Verhalten entsteht durch die langreichweitigen Coulomb-Wechselwirkungen zwischen den geladenen Teilchen. Das kollektive Verhalten zeigt sich unter anderem darin, dass es eine Vielzahl an unterschiedlichen Wellentypen in Plasmen gibt. Aber auch in der so genannten Quasineutralität, dem Ausbilden einer Randschicht und der damit verbundenen Fähigkeit des Plasmas Ladungen abzuschirmen. Obwohl Plasma auf der Erde ein eher exotischer Zustand ist, sind 95% der sichtbaren Materie im Universum Plasma. Das Verhalten eines Plasmas charakterisiert sich durch seine Komponenten, den Elektronen, Ionen und Neutralteilchen mit den entsprechenden Dichten n_e, n_i und n_n und den Temperaturen T_e, T_i und T_n . Eine der wichtigsten Eigenschaften eines Plasmas ist die Quasineutralität $n_e = \sum_i Z_i n_i$, mit der Ionenladungszahl Z_i . Sie kann nur für kurze Zeiten oder auf kleinen Längen gebrochen sein. Im Folgenden werden einige Grundlagen behandelt, die für das Verständnis der Arbeit hilfreich sind. Da in dieser Arbeit Niedertemperaturplasmen untersucht wurden sind die Grundlagen auf diese begrenzt.

2.1.1 Niedertemperaturplasma

Niedertemperaturplasmen sind technisch erzeugte Plasmen, die eine verhältnismäßig kleine Temperatur und damit auch niedrige Dichten haben. Auf Grund des großen Massenunterschieds zwischen Elektronen und Ionen, und der aus diesem Grund höheren Mobilität der Elektronen, dominieren die Elektronen einen Großteil der Eigenschaften eines Plasmas. Das führt auch dazu, dass in Laborplasmen die Leistung hauptsächlich den Elektronen zugeführt wird. Die Kopplung zwischen Elektronen und Ionen findet durch Coulombstöße statt. Allerdings ist die Kopplung durch Stöße auf Grund des großen Massenunterschieds schwach. In Kombination mit vergleichbar kleinen Dichten, welche die Stoßwahrscheinlichkeit weiter verringern, führt das dazu, dass die Elektronen

und Ionen untereinander nicht im thermischen Gleichgewicht sind. Also müssen die Temperaturen jeder Spezies im Plasma unterschieden werden.

2.1.2 Plasmafrequenz

Die Plasmafrequenz ist eine charakteristische Frequenz eines Plasmas, die für viele Prozesse von Bedeutung ist. So kann die Quasineutralität nur für Zeiten verletzt sein, die kürzer als die Periodendauer der Plasmafrequenz sind. Auch elektrische Wechselfelder können nur bis zur Plasmafrequenz abgeschirmt werden. Bei Frequenzen darüber können die Elektronen dem Feld nicht mehr folgen um es kurzzuschließen. Die Plasmafrequenz charakterisiert also die Elektronendynamik. Sie ist die Frequenz der Schwingung, die die Elektronen ausführen würden, wenn sie gegenüber dem Ionenhintergrund ausgelenkt werden. Durch diese Auslenkung δx entsteht eine Ladungstrennung $n\delta x$, die ein elektrisches Feld erzeugt, das eine rückstellende Kraft auf die Elektronen ausübt.

$$E_0 = \frac{e}{\epsilon_0} n \delta x \quad (2.1)$$

setzt man das in die Bewegungsgleichung der Elektronen ein

$$m_e \frac{d^2 \delta x}{dt^2} = -e E_0 = -\frac{e^2}{\epsilon_0} n \delta x \quad (2.2)$$

erhält man die Gleichung eines Harmonischen Oszillators mit der Frequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.3)$$

welche Plasmafrequenz genannt wird.

2.1.3 Debye-Abschirmung

Ein weiteres Phänomen, dass sich dem kollektiven Verhalten eines Plasmas zuordnen lässt, ist die Debye-Abschirmung. Wird eine elektrische Ladung q_0 in ein Plasma eingebracht, so werden die Bahnen der Teilchen durch die elektrischen Felder abgelenkt. Dadurch entsteht eine Raumladungszone um die Störladung, welche gerade die Störladung aufhebt. Potential ϕ und Ladungsdichte hängen über die Poisson-Gleichung zusammen

$$\epsilon_0 \Delta \phi = -\frac{q_0 \delta(r)}{r^2} - e(n_i - n_e). \quad (2.4)$$

$\delta(r)$ ist eine Deltafunktion und beschreibt hier eine punktförmige Störladung. Der Zusammenhang zwischen Potential und Dichte wird durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben.

$$f(r, v) = n_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{1/2 m v^2 + q\phi}{k_B T} \right) = n_0 f_M(v) e^{\left(-\frac{q\phi}{k_B T} \right)} \quad (2.5)$$

Das Integral über die Maxwell-Verteilung f_M ist auf 1 normiert, der verbleibende exponentielle Teil wird Boltzmann-Faktor genannt. Wobei hier n_0 die ungestörte Dichte, m die Masse, T die Temperatur, v die Geschwindigkeit und q die Ladung der entsprechenden Teilchen ist. Für kleine Potentiale kann man den Boltzmann-Faktor mit einer Taylor-Entwicklung 1. Ordnung abschätzen. Man erhält dann für die Dichte

$$n(r) \approx n_0 \left(1 - \frac{q\phi}{k_B T} \right). \quad (2.6)$$

Nach Einsetzen in Gleichung (2.4) folgt

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \approx \frac{e^2}{\epsilon_0} n_0 \frac{2\phi}{k_B T}. \quad (2.7)$$

Diese Differentialgleichung kann mit dem Ansatz $\phi = C \frac{1}{r} e^{-r/\lambda}$ gelöst werden. Anschließend erhält man das Debye-Hückel-Potential.

$$\phi(r) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} e^{-\sqrt{2}r/\lambda_D}. \quad (2.8)$$

Man sieht, dass das Potential nicht mit $1/r$ abfällt, sondern exponentiell. Dabei ist

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n}} \quad (2.9)$$

die Debye-Länge, bei der das Potential im wesentlichen abgefallen ist. Durch diese Abschirmung ist begründet, warum die Quasineutralität nur auf Skalen kleiner der Debye-Länge verletzt sein darf.

2.1.4 Stöße

Stöße spielen im Plasma eine wichtige Rolle. Zuerst wird zur Klärung der Begriffe ein allgemeiner Stoß behandelt. In Abbildung 2.1 ist ein allgemeiner Stoß skizziert. Teilchen 1 und Teilchen 2 stoßen und erfahren dabei eine Ablenkung um den Winkel χ . Die Flugbahnen vor dem Stoß sind antiparallel und haben den Abstand b , welcher Stoßparameter genannt wird. Beim elastischen Stoß gelten Energie- und Impulserhaltung, die im Laborsystem wie folgt aussehen:

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = m_1 \mathbf{v}'_1 + m_2 \mathbf{v}'_2, \quad (2.10)$$

$$m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2 = m_1 v_1'^2 + m_2 v_2'^2. \quad (2.11)$$

Der Zweiteilchenstoß lässt sich am einfachsten im Schwerpunktsystem beschreiben. Für die Transformation ins Schwerpunktsystem benötigt man die Schwerpunktschwindigkeit

$$\mathbf{V} = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2}{m_1 + m_2}, \quad (2.12)$$

die Relativgeschwindigkeit

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \quad (2.13)$$

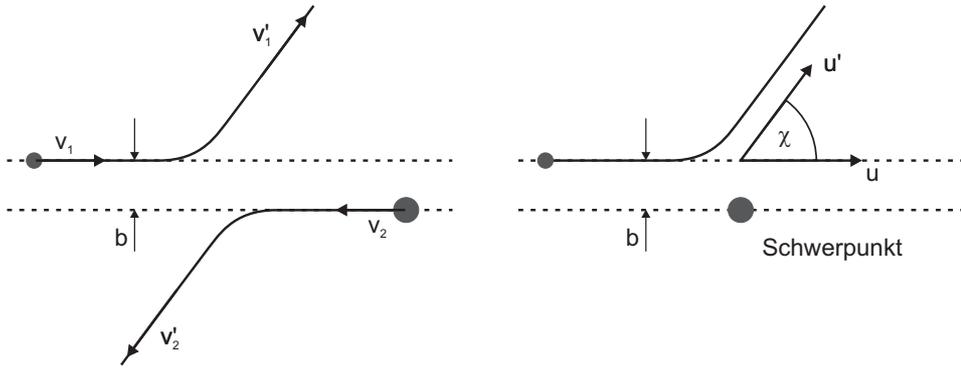


ABBILDUNG 2.1: Stoß zweier Teilchen, links im Laborsystem und rechts im Schwerpunktsystem. Der Stoßparameter ist b , χ ist der Streuwinkel, v und v' sind die Geschwindigkeiten im Laborsystem vor und nach dem Stoß. u und u' sind die Geschwindigkeiten im Schwerpunktsystem vor und nach dem Stoß.

und die reduzierte Masse

$$\mu_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (2.14)$$

Nun müssen die Geschwindigkeiten der Teilchen in das Schwerpunktsystem umgerechnet werden.

$$\mathbf{v}_1^s = \mathbf{v}_1 - \mathbf{V} = \frac{\mu_r}{m_1} \mathbf{u}, \quad (2.15)$$

$$\mathbf{v}_2^s = \mathbf{v}_2 - \mathbf{V} = -\frac{\mu_r}{m_2} \mathbf{u}. \quad (2.16)$$

Hier sieht man, dass die Impulsbeträge der beiden Teilchen im Schwerpunktsystem gleich groß sind. Also gilt für die Energie im asymptotischen Fall, wenn die Teilchen weit entfernt sind

$$E^s = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} \mu_r u^2. \quad (2.17)$$

Da im Schwerpunktsystem die Energie nur noch von \mathbf{u} abhängt, und erhalten sein muss, kann sich \mathbf{u} nur in der Richtung, nicht aber im Betrag ändern. Aus diesem Grund ist der Stoß vollständig beschrieben, wenn der funktionale Zusammenhang zwischen Streuwinkel χ Stoßparameter b bekannt ist. Aus diesem Zusammenhang lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmen mit

$$\sigma(u, \chi) = \left| \frac{b}{\sin \chi} \frac{db}{d\chi} \right| \quad (2.18)$$

Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma(u, \chi)$ lässt sich ein integrierter Wirkungsquerschnitt $Q_w(u)$ mit Hilfe eines Gewichtungsfaktors $W(\chi)$ für die gewünschte Transfergröße bestimmen [18].

$$Q_w = 2\pi \int_0^\pi W(\chi) \sigma(\chi, u) \sin \chi d\chi \quad (2.19)$$

Zur Bestimmung des Gewichtungsfaktors für die Impulsübertragung betrachten wir zunächst die Impulsänderung bei einem einzelnen Stoß

$$|\delta p| = \mu_r \delta u = -\mu_r 2u \sin^2\left(\frac{\chi}{2}\right), \quad (2.20)$$

also ergibt sich daraus der Gewichtungsfaktor

$$W_p(\chi) = -2 \sin^2 \frac{\chi}{2}. \quad (2.21)$$

Für den Energieübertrag erhält man nach [18]

$$W_E(\chi) = \sin^2 \chi \quad (2.22)$$

als Gewichtungsfaktor. Wie schon angesprochen, sind die Coulomb-Stöße der einzige Mechanismus zum Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen.

Der Wirkungsquerschnitt für einen Coulomb-Stoß ist nach Rutherford gegeben durch [19]:

$$\sigma(u, \chi) = \left(\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2\mu_r u^2 \sin^2 \frac{\chi}{2}} \right)^2 \quad (2.23)$$

Für Kleinwinkelstöße divergiert der Wirkungsquerschnitt, da die Coulomb-Wechselwirkung sehr langreichweitig ist, und damit auch weit entfernte Teilchen noch eine kleine Ablenkung erfahren. Damit würde auch der integrierte Wirkungsquerschnitt divergieren. Allerdings werden Potentiale in einem Plasma abgeschirmt. Ladungsträger, die weiter als die Debye-Länge voneinander entfernt sind, beeinflussen sich gegenseitig nicht mehr. Anstatt das Debye-Hückel-Potential einzusetzen, kann man das Integral in guter Näherung an der Debye-Länge abbrechen. Man geht also davon aus, dass es einen kleinsten Streuwinkel χ_{min} gibt, der auftreten kann.

Der Großteil der Stöße sind Kleinwinkelstöße, die wenig Wirkung auf die Teilchen haben, im Vergleich zu Stößen, welche die Teilchen um 90° oder mehr ablenken. Aus diesem Grund bestimmt man das Verhältnis aus Kleinwinkelstößen zu Großwinkelstößen. Dazu benötigt man den Stoßparameter bei einem 90° -Stoß.

$$b_{90^\circ} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{3T} \quad (2.24)$$

Das Verhältnis ist dann:

$$\Lambda^2 = \frac{\lambda_D^2 - b_{90^\circ}^2}{b_{90^\circ}^2} = \frac{\lambda_D^2}{b_{90^\circ}^2} - 1 \approx \frac{\lambda_D^2}{b_{90^\circ}^2} = (12\pi)^2 \lambda_D^6 n^2 \quad (2.25)$$

$\ln \Lambda$ ist der Coulomb-Logarithmus, der bei fast allen Stoßprozessen in der Plasmaphysik eine Rolle spielt. Berechnet man die mittleren Impulsübertragung zwischen zwei Maxwell-Verteilungen, so erhält man die Energierelaxationszeiten zwischen zwei Verteilungen. Speziell im Plasma sind die Energierelaxationszeit zwischen Elektronen und Ionen

$$\tau_E^{ei} = \frac{4\pi\epsilon_0^2}{e^2} \frac{3m_i T_e^{3/2}}{8Z_i^2 \sqrt{2\pi m_e} n_i \ln \Lambda_i} \approx 1,9 \times 10^{13} \frac{T_e^{3/2}}{Z_i^2 n_i}, \quad (2.26)$$

sowie zwischen zwei Elektronen Verteilungen mit unterschiedlicher Temperatur

$$\tau_E^{ee} = \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{e\sqrt{m_e T_e^{3/2}}}{4\sqrt{\pi} n_e \ln \Lambda_e} \approx 2,9 \times 10^{10} \frac{T_e^{3/2}}{n_e} \quad (2.27)$$

wichtig. Die Impulsrelaxationszeit von Elektronen an Elektronen, welche für Transportprozesse wichtig ist, lautet

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{3m_e T_e^{3/2}}}{\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 8\pi n_e \ln \Lambda} \approx 1,4 \times 10^{10} \frac{T_e^{3/2}}{n_e}. \quad (2.28)$$

2.2 Fluid-Beschreibung

Man unterscheidet zwischen zwei Möglichkeiten, Plasmen zu beschreiben. Zum einen das kinetische Modell, bei dem die Bewegungsgleichungen für ein einzelnes Teilchen bestimmt werden und aus dem Verhalten eines Teilchens auf das ganze Plasma geschlossen wird. Zum anderen gibt es das Flüssigkeitsmodell, bei dem das Plasma als Flüssigkeit angesehen wird. Dabei gibt es noch die Unterscheidung zwischen dem Einflüssigkeitsbild und dem Zweiflüssigkeitsbild. Im Folgenden werden die Flüssigkeitsbilder beschrieben, da sie für die laserinduzierte Fluoreszenz relevante Ergebnisse liefert. Die Mittelung über ein bestimmtes Volumen im Flüssigkeitsbild entspricht der Mittelung, die bei der Messung durch das Beobachtungsvolumen gegeben ist.

2.2.1 Die Zweiflüssigkeitsgleichungen

Zuerst werden einige Größen definiert. \mathbf{j} ist die Stromdichte, ρ die Ladungsdichte, ρ_m die Massendichte und \mathbf{u} die Flussgeschwindigkeit der Flüssigkeit. Die Indizes e und i bedeuten, dass sich die Größen auf Elektronen bzw. Ionen beziehen. Zunächst werden die Gleichungen für Elektronen und Ionen getrennt aufgestellt. Analog zu Hydrodynamik gilt die Kontinuitätsgleichung, welche die Massenerhaltung widerspiegelt. Sie wird jeweils für Elektronen und Ionen aufgestellt.

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \rho_m + \rho_m \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2.29)$$

Für einen sich mit der Flüssigkeit bewegenden Beobachter gilt die hydrodynamische Ableitung

$$\frac{d}{dt} \rho_m(\mathbf{r}(t), t) = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \rho_m. \quad (2.30)$$

Mit dieser hat die Kontinuitätsgleichung die Form

$$\frac{d\rho_m}{dt} + \rho_m \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2.31)$$

Die Bewegungsgleichungen lauten

$$\rho_m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla p \pm \mathbf{R}_{ei}. \quad (2.32)$$

Pro Spezies sind das 4 Gleichungen, die Kontinuitätsgleichung und die 3 Komponenten der Bewegungsgleichung. Gesucht sind allerdings 5 Größen, die drei Strömungsgeschwindigkeiten, der Druck und die Temperatur. Man kann unter der Annahme einer Maxwell-Verteilung die isotherme oder die adiabatische Zustandsgleichung hinzunehmen, und somit das System abschließen.

2.2.2 Die Einflüssigkeitgleichungen

Oft lässt sich das Plasma auch als eine Flüssigkeit beschreiben, da die Dichten der Elektronen und Ionen durch die Quasineutralität stark gekoppelt sind. Man benötigt dann statt der jeweils 4 Gleichungen für Dichte und Geschwindigkeit, 4 Gleichungen für die Gesamtdichte und Gesamtgeschwindigkeit und zusätzlich 4 Gleichungen für die Ladungsdichte und die Stromdichte. Folgende Einflüssigkeitsgrößen werden definiert:

$$\rho_m = \rho_{me} + \rho_{mi} \approx \rho_{mi}, \quad (2.33)$$

$$\mathbf{u} = (\rho_{me}\mathbf{u}_e + \rho_{mi}\mathbf{u}_i) / \rho_m, \quad (2.34)$$

$$\rho = \rho_e + \rho_i \quad (2.35)$$

$$\mathbf{j} = \rho_e\mathbf{u}_e + \rho_i\mathbf{u}_i \approx \rho_i(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \approx \rho_e(\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) \quad (2.36)$$

Die Kontinuitätsgleichung für die Gesamtmasendichte erhält man durch Summierung der beide Gleichungen für Elektronen und Ionen aus dem Zweiflüssigkeitsbild:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = \frac{d\rho_m}{dt} + \rho_m \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.37)$$

Wenn vor der Summierung die Gleichungen mit q/m multipliziert werden erhält man die Kontinuitätsgleichung für die Ladung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0. \quad (2.38)$$

Da in einem Plasma auf Grund der Quasineutralität die Ladungsdichte ρ klein sein muss, gilt in guter Näherung

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0. \quad (2.39)$$

Die Bewegungsgleichungen für die gesamte Massendichte haben zunächst die Form

$$\rho_{me} \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} + \rho_{mi} \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p. \quad (2.40)$$

Das ist noch nicht die gewünschte Form in der nur die Einflüssigkeitsgrößen enthalten sind. Durch eine Näherung der kleinen Geschwindigkeiten können

die quadratischen Terme eliminiert werden. Wodurch sich die Gleichung auf die Gesamtgeschwindigkeit umformen lässt

$$\rho_m \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p. \quad (2.41)$$

Es ist anzumerken, dass diese Gleichungen, trotz der Näherung für kleine Geschwindigkeiten, zur Stabilitätsanalyse von Gleichgewichten geeignet sind. Allerdings wird diese Linearisierung ungenau bei der Beschreibung von dynamischen Vorgängen. Es ist im Einzelfall zu überprüfen, ob die Bedingung für die Näherung erfüllt ist.

Die Bewegungsgleichung kann unter Berücksichtigung der Quasineutralität, welche sagt, dass die Ladungsdichte ρ klein sein muss, noch weiter vereinfacht werden. Unter Vernachlässigung der Coulomb-Kraft $\rho \mathbf{E}$ erhält man

$$\rho_m \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p. \quad (2.42)$$

Im Gleichgewicht verschwinden alle Zeitableitungen, man erhält also als Bedingung für ein Gleichgewicht

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (2.43)$$

Es muss also ein Strom senkrecht zu \mathbf{B} und ∇p fließen, der den Plasmadruck kompensiert. Dieser Strom wird diamagnetischer Strom genannt.

Analoges gilt für Bewegungsgleichung der Ladungsdichte, also der Gleichung für die Stromdichte, welche auch das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz genannt wird. Die für kleine Geschwindigkeiten linearisierte Lösung ist

$$\frac{\rho_{me}}{\rho_e^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \mathbf{E} + \left(\mathbf{u} + \frac{\mathbf{j}}{\rho_e} \right) \times \mathbf{B} - \frac{1}{\rho_e} \nabla p_e - \frac{\mathbf{j}}{\sigma}. \quad (2.44)$$

2.2.3 Driften

In magnetisierten Plasmen treten Strömungen senkrecht zum Magnetfeld auf, die so genannten Driften. Parallel zum Magnetfeld verhält sich das Plasma wie im Fall ohne Magnetfeld. Um die Driften herzuleiten verwendet man die Zweiflüssigkeitsgleichungen, da Elektronen und Ionen getrennt voneinander betrachtet werden müssen. Im Gleichgewicht, bei dem die Zeitableitungen verschwinden, erhält man folgende Bewegungsgleichungen:

$$\rho(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla p + \mathbf{f}^{ext}. \quad (2.45)$$

In \mathbf{f}^{ext} können alle externen Kräfte, wie die Reibungskraft oder die Gravitation enthalten sein. Durch eine Vektormultiplikation mit \mathbf{B} von der rechten Seite erhält man eine Gleichung für die Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld. Wegen

$$(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -B^2 \mathbf{u} + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{u}) \mathbf{B} = -B^2 \mathbf{u}_\perp \quad (2.46)$$

kann man (2.45) nach u_{\perp} auflösen

$$\mathbf{u}_{\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} - \frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{\rho B^2} + \frac{\mathbf{f}^{ext} \times \mathbf{B}}{\rho B^2}. \quad (2.47)$$

Diese Gleichung liefert eine wichtige Erkenntnis, nämlich, dass sich das Plasma sehr wohl senkrecht zu den Magnetfeldlinien bewegen kann. Jede Kraft, die auf das Plasma wirkt, erzeugt eine Strömung, die senkrecht zu der Kraft und senkrecht zum Magnetfeld ist. Auf der rechten Seite sind 3 Summanden welche unterschiedliche Driften beschreiben. Der erste ist die so genannte $E \times B$ -Drift

$$u^{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (2.48)$$

Sie ist ladungsunabhängig, weshalb sie für Elektronen und Ionen gleich gerichtet ist. Somit entsteht kein elektrischer Strom. Allerdings kann sich das ganze Plasma senkrecht zum Magnetfeld bewegen, was bei den anderen Driften nicht, oder nur in Kombination mit der $E \times B$ -Drift, möglich ist. Der zweite Summand auf der rechten Seite ist die diamagnetische Drift

$$\mathbf{u}^{dia} = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{\rho B^2}. \quad (2.49)$$

Die diamagnetische Drift hängt von der Ladung ab und erzeugt so einen Strom, den diamagnetischen Strom

$$\mathbf{j}^{dia} = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (2.50)$$

welcher den Druckgradienten stabilisiert. Das sieht man, wenn man den Strom in die Bedingungsgleichung für ein Gleichgewicht (2.43) einsetzt. Man erhält dann

$$\nabla p = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2} \times B = \nabla p_{\perp}. \quad (2.51)$$

Hieraus kann man sehen, dass sich ein Druckgradient senkrecht zum Magnetfeld selbständig stabilisiert. Der dritte Summand auf der rechten Seite beschreibt die Reaktion des Plasmas auf eine beliebige Kraft, die auf das Plasma wirkt.

$$\mathbf{u}^{ext} = \frac{\mathbf{f}^{ext} \times \mathbf{B}}{\rho B^2} \quad (2.52)$$

Auch hier wird wegen der Abhängigkeit von der Ladung ein Strom erzeugt. Externe Kräfte können die Gravitation, Reibung oder jede beliebige Kraftdichte, die auf das Plasma wirkt sein. Eine anschauliche Vorstellung der Driften ist in Abbildung 2.2 skizziert. Durch die Gyrationbewegung durchlaufen die Teilchen Gebiete unterschiedlichen Potentials. Dadurch ändert sich die kinetische Energie und damit der Gyrationradius. Durch die Variation des Gyrationradius schließen die Gyrationbahnen nicht mehr, es entsteht ein Versatz senkrecht zum Magnetfeld und zur Kraft. Die diamagnetische Drift ist ein

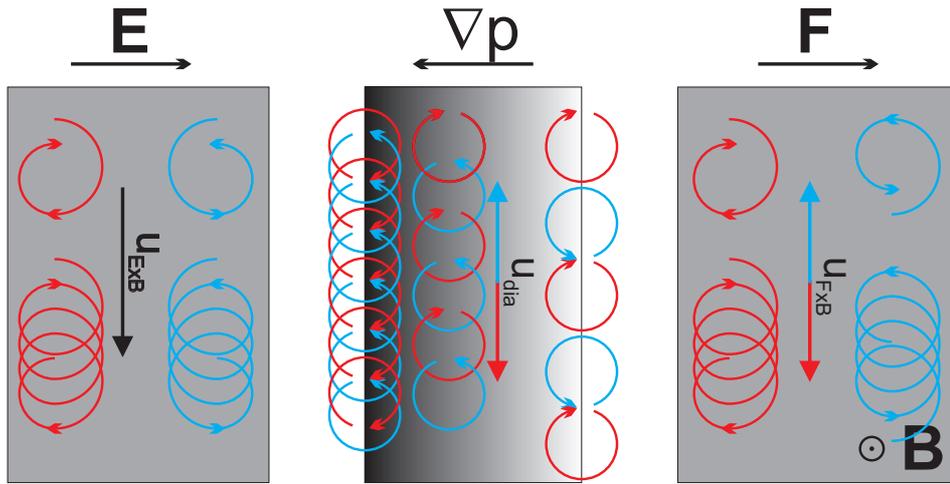


ABBILDUNG 2.2: Prinzip der Driften in magnetisiertem Plasma. Links die $E \times B$ -Drift, in der Mitte die diamagnetische- und rechts eine Drift auf Grund einer beliebigen Kraftdichte. In allen Fällen zeigt das Magnetfeld aus der Ebene heraus. Rote Farbe steht für die Ionen und Blau für die Elektronen.

Spezialfall, da die einzelnen Teilchenbahnen geschlossen sind und somit erst einmal keine Driftbewegung erzeugen. Die Drift entsteht durch die Teilchen, deren Gyrationbahn nur teilweise im Beobachtungsvolumen ist. Die Beiträge von gegenüberliegenden Rändern heben sich gegenseitig auf, solange der Druck gleich ist. Ist das nicht der Fall, also wenn ein Gradient vorhanden ist, bleibt eine Geschwindigkeit erhalten.

2.2.4 Pfirsch-Schlüter-Strom

Pfirsch-Schlüter-Ströme gleichen die poloidalen Asymmetrien der Ladungsdichte in toroidalen Plasmen aus. In Abbildung 2.3 ist das Prinzip der Pfirsch-Schlüter-Ströme dargestellt. Der diamagnetische Drift erzeugt einen poloidalen Strom, welcher auf der Niederfeldseite höher ist als auf der Hochfeldseite. Dieser Unterschied würde zu einer Ladungsanhäufung an der Ober- und Unterseite des Torus führen, wenn die Magnetfeldlinien nicht verdrillt wären. Durch die helikale Windung der Feldlinien kann die Ladung parallel zum Magnetfeld abfließen. Der Strom, der dabei entsteht, ist der Pfirsch-Schlüter-Strom. Die Herleitung des Stromes im Flüssigkeitsbild ist recht einfach. Aus der Quasineutralität folgt, dass die Divergenz des Stroms verschwinden muss.

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = \nabla \cdot \left(j_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} + \mathbf{j}_{\perp} \right) = 0. \quad (2.53)$$

Der senkrechte Anteil des Stroms wird durch die diamagnetische Drift ersetzt.

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = \nabla \cdot \left(j_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} - \frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2} \right) = 0 \quad (2.54)$$

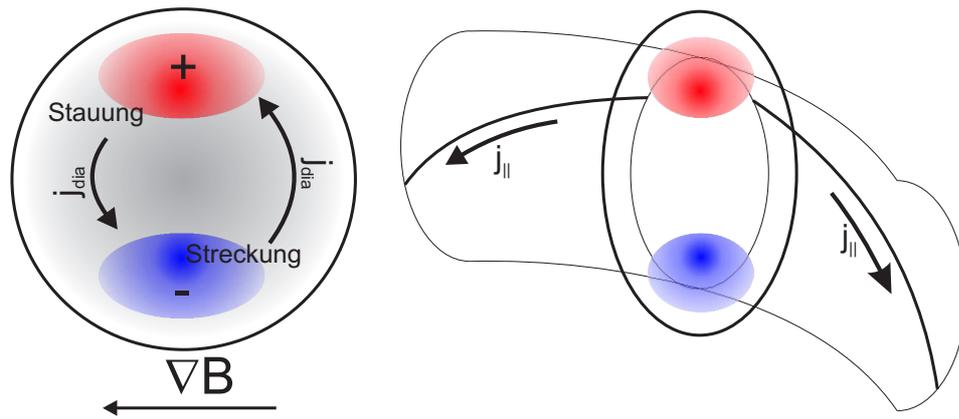


ABBILDUNG 2.3: Skizze der Entstehung des Pfirsch-Schlüter-Stroms. Links ist ein poloidaler Querschnitt des Plasmas zu sehen. Rechts ist ein Segment des Torus dargestellt. Auf Grund der unterschiedlichen Stromdichten auf Hoch- und Niederfeldseite häufen sich Ladungsträger oben und unten an. Diese fließen wie rechts gezeigt entlang der verdrehten Magnetfeld-Linien als Pfirsch-Schlüter-Strom ab.

Unter Berücksichtigung der toroidalen Symmetrie und für große Aspektverhältnisse $R/a = 1/\epsilon$ erhält man

$$j_{\parallel} = -\frac{2p'}{B_{\theta 0}}\epsilon \cos \theta, \quad (2.55)$$

wobei p' der Druckgradient und θ der Poloidalwinkel ist.

2.3 Randschicht

Wenn ein Plasma mit einem Gegenstand in Berührung kommt, bildet sich eine Plasmarandschicht aus. Durch die geringere Masse, und damit höheren Mobilität der Elektronen gegenüber der der Ionen, treffen die Elektronen häufiger auf den Gegenstand als die Ionen. Es fließt zumindest für kurze Zeit ein Strom vom Gegenstand weg, der, wenn er nicht geerdet ist, sich dadurch negativ gegenüber dem Plasmapotential auflädt. Der Potentialunterschied zwischen Gegenstand und Plasma wird solange größer, wie mehr Elektronen als Ionen auf die Wand treffen. Das Potential, das sich im Gleichgewicht einstellt, heißt Floatingpotential ϕ_{fl} . Es ist also nicht möglich das Plasmapotential zu messen, in dem man eine Elektrode in das Plasma hält. Das Floatingpotential wird, wie oben beschrieben, durch das Plasma abgeschirmt. Der Abschirmbereich wird Plasmarandschicht genannt. Durch diese Schicht, wird der Elektronenstrom auf das Niveau des Ionenstroms reduziert, und das Potential des Gegenstandes wird abgeschirmt. Dadurch isoliert sich das Plasma, in Grenzen, selbst von seiner Umwelt.

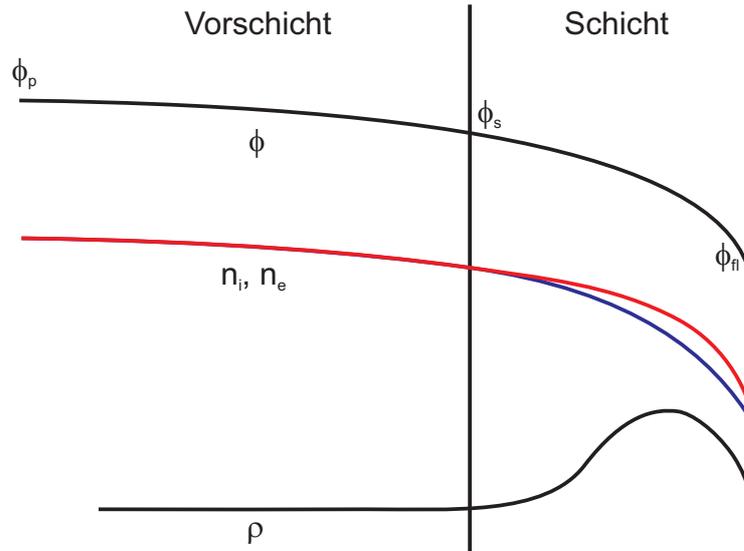


ABBILDUNG 2.4: Skizze des Randbereichs eines Plasmas. In der Vorschicht sind die Dichten gleich, es gilt die Quasineutralität. In der Schicht findet die eigentliche Abschirmung statt, durch eine lokale Verletzung der Quasineutralität.

2.3.1 Bohm-Kriterium

Das Bohm-Kriterium beschreibt eine Bedingung für die Ionengeschwindigkeit an der Grenze zwischen Schicht und Vorschicht. Die LIF-Technik erlaubt die Überprüfung dieser Bedingung, weshalb hier kurz die Herleitung beschrieben wird. Die einfachste Form der Herleitung des Bohm-Kriteriums geht von kalten Ionen und Boltzmann-verteilten Elektronen aus. Man versucht den Potentialverlauf in der Schicht zu bestimmen. Da die Schicht wegen der Debye-Abschirmung klein sein muss, geht man davon aus, dass in der Schicht keine Stöße stattfinden. Zur Bestimmung des Potentialverlaufs benötigt man den Ladungsdichteverlauf, also die Dichteverläufe der Elektronen und Ionen. Zuerst werden folgende dimensionslose Parameter eingeführt [20]:

$$y = \frac{m_i v_z^2}{2k_B T_e} \quad \chi = -\frac{e\phi}{k_B T_e} \quad (2.56)$$

$$\hat{n}_{e,i} = \frac{n_{e,i}}{n_0} \quad \xi = \frac{z}{\lambda_D}$$

y ist die auf T_e normierte Ionenenergie, χ ist das auf T_e/e normierte Potential, $\hat{n}_{e,i}$ ist die Störung der Dichte bezüglich der ungestörten Dichte jeweils für Elektronen und Ionen und ξ ist die auf λ_D normierte Länge. Man geht von kalten Ionen aus, weshalb die Dichteänderung im Potential durch die Kontinuitätsgleichung ($n_i v_i = \text{const.}$) gegeben ist

$$\hat{n}_i y^{1/2} = \hat{n}_{i0} y_0^{1/2}, \quad (2.57)$$

die Werte mit dem Index 0 beziehen sich auf das ungestörte Plasma. Die kinetische Energie der Ionen ist auf Grund der Energieerhaltung an das Potential gekoppelt:

$$y = y_0 + \chi. \quad (2.58)$$

Aus den beiden Gleichungen (2.57) und (2.58) erhält man dann für die Ionen-dichte

$$\hat{n}_i = \left(1 + \frac{\chi}{y_0}\right)^{-1/2} \quad (2.59)$$

Die Elektronendichte ist durch den Boltzmann-Faktor gegeben

$$\hat{n}_e = e^{-\chi}. \quad (2.60)$$

Das Potential berechnet sich aus der Poisson-Gleichung gemäß

$$\frac{d^2\chi}{d\xi^2} = \hat{n}_i - \hat{n}_e \quad (2.61)$$

Setzt man (2.59) zusammen mit (2.60) in die Poisson-Gleichung (2.61) ein, so erhält man

$$\frac{d^2\chi}{d\xi^2} = \hat{n}_i - \hat{n}_e = \left(1 + \frac{\chi}{y_0}\right)^{-1/2} - e^{-\chi}. \quad (2.62)$$

Nach der Multiplikation mit $d\chi/d\xi$ kann man für $\lim_{\xi \rightarrow -\infty} \chi = 0$ die Gleichung integrieren und erhält dann

$$\left(\frac{d\chi}{d\xi}\right)^2 = 4y_0 \left[\left(1 + \frac{\chi}{y_0}\right)^{1/2} - 1 \right] + 2(e^{-\chi} - 1). \quad (2.63)$$

Eine Taylor-Entwicklung um $\chi = 0$ bis zu 2.Ordnung ergibt

$$\left(\frac{d\chi}{d\xi}\right)^2 = \left(1 - \frac{1}{2y_0}\right) \chi^2 + O(\chi^3). \quad (2.64)$$

Die Gleichung kann nur dann reelle Lösungen haben wenn $y_0 \geq 1/2$ ist. Nach Ersetzen der normierten Größe y_0 erhält man als Bedingung für eine Lösung:

$$v_z \geq \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} = v_B \approx c_s \quad (2.65)$$

Damit eine Abschirmung stattfinden kann, müssen die Ionen bei Eintritt in die Schicht schon eine gewisse Geschwindigkeit aufweisen. Diese Bedingung ist das Bohm-Kriterium, weshalb die Geschwindigkeit Bohm-Geschwindigkeit v_B genannt wird. Wenn diese Geschwindigkeit nicht erreicht wäre, so würde die Dichte der Ionen auf Grund der Kontinuitätsgleichung schneller abfallen als die Elektronendichte auf Grund des Boltzmann-Faktors. Diese Geschwindigkeit müssen die Ionen in der so genannten Vorsicht aufnehmen. In der Vorsicht gilt die Quasineutralität, weshalb die Ionendichte durch Ionisation nachgeliefert werden muss. Aus diesem Grund ist auch die Ausdehnung der Vorsicht wesentlich größer, als die der Schicht selbst.

2.3.2 Langmuir-Sonde

Aus der Kenntnis des Bohm-Kriteriums lässt sich die Wirkungsweise der einfachsten und ältesten Plasma-Diagnostik verstehen. Die so genannte Langmuir-Sonde geht auf Langmuir zurück, der schon früh deren Potential erkannt hat. Eine Langmuir-Sonde ist eine kleine Elektrode, die in das Plasma eingebracht wird, und deren elektrische Kennlinie gemessen wird. Bei negativer Vorspannung werden alle Elektronen von der Sonde abgestoßen, so dass der Strom nur durch die Ionen getragen wird. Geht man von einer ebenen Sonde mit der Oberfläche A aus und vernachlässigt die Randeffekte, so erhält man mit Hilfe des Bohm-Kriteriums für den Ionen-Sättigungsstrom

$$I_{sat} = n_{i,s} A \cdot c_s = n_{i,s} A \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (2.66)$$

Das Bohm-Kriterium sagt, dass die Ionen beim Eintritt in die Schicht die Ionenschallgeschwindigkeit c_s haben müssen. Alle Ionen die in die Schicht eintreten, treffen auf die Sonde. Die Ionendichte an der Schichtgrenze $n_{i,s}$ ist gleich der Elektronendichte, da in der Vorschicht die Quasineutralität gelten soll. Wenn man die Schichtgrenze definiert als den Ort, an dem die Ionen gerade die Schallgeschwindigkeit erreichen, erhält man für das Potential an der Schichtgrenze

$$\phi_s = -1/2 k_B T_e / e. \quad (2.67)$$

Setzt man das in den Boltzmann-Faktor (2.60) ein, dann erhält man für die Dichte an der Schichtgrenze

$$n_s = n_0 e^{-\chi} \stackrel{(2.56)}{=} n_0 e^{e\phi/k_B T_e} = n_0 e^{-1/2} \approx 0,61 n_0. \quad (2.68)$$

Somit wird der Ionen-Sättigungsstrom zu

$$I_{isat} = 0,61 e n_0 A \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (2.69)$$

Wird die Spannung U erhöht, so können die Elektronen die Sonde entsprechend ihrer Energie erreichen. Man kann also die Elektronen-Energieverteilung abtasten. Der Gesamtsondenstrom im Bereich bis zum Plasmapotential ϕ_p ist

$$I = I_{isat} + I_{esat} e^{\frac{e(U-\phi_p)}{k_B T_e}} \quad (2.70)$$

wobei der Elektronen-Sättigungsstrom folgendermaßen definiert wird:

$$I_{esat} = -enA \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}}. \quad (2.71)$$

Gleichung (2.70) kann verwendet werden, um die gemessene Kennlinie zu fitten. Aus den Parametern erhält man dann die Dichte und die Elektronentemperatur.

2.3.3 Elektronegative Plasmen

Elektronegativ nennt man Plasmen, wenn sie Elemente enthalten, die eine starke Elektronegativität haben, wie Sauerstoff oder Fluor. Durch die starke Elektronegativität könne diese Elemente negative Ionen im Plasma bilden. Dadurch wird auf Grund der Quasineutralität die Elektronendichte verringert. Das hat natürlich Auswirkungen auf das Verhalten des Plasmas, z.B. bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung. Stellt man sich ein reines Ionenplasma vor, das keine Elektronen enthält, so verschwindet der Unterschied in der Beweglichkeit der Ladungsträger. Es bildet sich also nicht zwangsläufig eine Schicht aus, da dann $\phi_{fl} = \phi_{pl}$ gelten würde. In der Realität ist es so, dass ein gewisser Anteil der Elektronen von den elektronegativen Elementen gebunden wird, so dass man das Verhältnis zwischen den Dichten der negativen Ionen und der Elektronen $\alpha = \frac{n_-}{n_e}$ definieren kann. Der Wert von α bestimmt, ob das Verhalten des Plasmas durch die Elektronen oder durch die Ionen bestimmt wird.

Die Berechnung der Schichtstruktur in einem elektronegativen Plasma wurde in Ref. [21] durchgeführt. Dort werden unter anderen folgende dimensionslose Parameter eingeführt:

$$\gamma = \frac{T_e}{T_-}, \quad \beta = \frac{T_+}{T_e}, \quad \alpha = \frac{n_{-0}}{n_{e0}} \quad (2.72)$$

γ ist das Temperaturverhältnis zwischen Elektronen und negativen Ionen, β ist das Temperaturverhältnis zwischen positiven Ionen und Elektronen, α ist das Dichteverhältnis zwischen negativen Ionen und Elektronen. Auf die genaue Bestimmung soll hier nicht näher eingegangen werden. Die wichtigsten Aussagen sind: Wird das Verhältnis $\alpha \geq \sqrt{\gamma}$, so geht das Plasma von einem durch Elektronen bestimmten in einen durch die negativen Ionen bestimmten Zustand über. Sind die Temperaturen der negativen Ionen ähnlich groß wie die der Elektronen, also bei kleinen γ , so ist der Übergang fließend. Für Werte von $\gamma > 15$ gibt es zwei Bereiche, in denen Doppelschichten bzw. Dreifachschichten auftreten. In einem durch die negativen Ionen dominierten Plasma sind die Schichtdicke und das Floatingpotential um Größenordnungen kleiner als im von Elektronen dominierten Plasma.

2.4 Wellen

In Plasmen gibt es eine Vielzahl an unterschiedlichen elektromagnetischen Wellen und Schallwellen. Schallwellen haben auf Grund der Ladungsträger im Plasma auch eine elektrische Komponente. Man geht für die Bestimmung der Wellengleichungen von einem homogenen Plasma aus. Die Störungen, gekennzeichnet mit dem Index 1, sollen klein gegenüber den ungestörten Größen, gekennzeichnet mit dem Index 0, sein, so dass man eine Linearisierung der Gleichungen durchführen kann. Man wählt als Ansatz für die Plasmagrößen

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.73)$$

wobei \mathbf{A}_0 die ungestörte Plasmagröße ist. Da Wellen im Plasma immer ein elektrisches Feld erzeugen, benötigt man die Maxwell-Gleichungen:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= -\Delta\phi = \rho/\epsilon_0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.74}$$

Setzt man den Ansatz für die Plasmagrößen ein und linearisiert die Gleichungen, dann erhält man:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0,\tag{2.75}$$

$$i\epsilon_0 \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1 = \rho_{e1} + \rho_{i1},\tag{2.76}$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1 = \omega \mathbf{B}_1,\tag{2.77}$$

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1 = \mu_0 \mathbf{j}_1 - \frac{i\omega}{c^2} \mathbf{E}_1 \equiv -\frac{i\omega}{c^2} \epsilon \mathbf{E}_1.\tag{2.78}$$

Aus der ersten Gleichung folgt, dass auch im Plasma das Magnetfeld senkrecht zur Wellenausbreitung sein muss. Im Gegensatz zum elektrischen Feld, das auf Grund der Ladungsdichte auch eine longitudinale Komponente aufweisen kann. Zur Beschreibung des Plasmas verwenden wir das Zweiflüssigkeitsmodell. Die Bewegungsgleichung wird aus (2.32) unter Vernachlässigung der Reibung und Linearisierung in den Störgrößen für ein feldfreies Plasma zu

$$-i\omega \rho_{m0} \mathbf{u}_1 = \rho_0 \mathbf{E}_1 - i\mathbf{k} p_1.\tag{2.79}$$

Die Kontinuitätsgleichung, analog aus (2.29) gebildet, ergibt

$$-i\omega \rho_{m1} + (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \rho_{m0} + i\rho_{m0} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) = 0.\tag{2.80}$$

Um den Druckterm auszudrücken wird die linearisierte Form der Zustandsgleichung

$$p_1 = \gamma \frac{p_0 \rho_{m1}}{\rho_{m0}}\tag{2.81}$$

verwendet, wobei γ der Adiabatenkoeffizient ist.

2.4.1 Longitudinal Wellen

Eine übliche Näherung zur Bestimmung der elektromagnetischen Welle im Plasma ist die Näherung des kalten Plasmas. Allerdings verschwindet die Phasengeschwindigkeit der longitudinalen Welle im kalten Plasma.

$$v_{ph} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial k} (\omega_{pe}) = 0\tag{2.82}$$

Um die Ausbreitung der Longitudinalwellen berechnen zu können, muss also der Druckterm berücksichtigt werden. Der Druck lässt sich über die linearisierten Zustandsgleichungen (2.81) beschreiben. Unter Annahme eines homogenen feldfreien Plasmas reduzieren sich die Bewegungsgleichung (2.79) mit der Kontinuitätsgleichung (2.80) zu:

$$\mathbf{u}_1 - \frac{\gamma p_0}{\omega^2 \rho_{m0}} \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) = i \frac{\rho_0}{\omega \rho_{m0}} \mathbf{E}_1. \quad (2.83)$$

Betrachtet man nun die Longitudinalwelle, also $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}_1$, so folgt zuerst, dass auch $\mathbf{u}_1 \parallel \mathbf{E}_1$ sein muss. Mit $c_s = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{m n_0}}$ lässt sich dann die Bewegungsgleichung zu

$$u_1 = i \frac{\omega q / m}{\omega^2 - c_s^2 k^2} E_1 \quad (2.84)$$

umformen. Setzt man diese zusammen mit den Gleichungen (2.77) und (2.36) in Gleichung (2.78) ein, so erhält man die Dispersionsrelation

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - c_{se}^2 k^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - c_{si}^2 k^2} = 0. \quad (2.85)$$

Sie hat zwei Gültigkeitsbereiche, der so genannte Elektronenast gilt für $\omega \gg c_{se}^2 k^2$. Der dritte Term auf der linken Seite kann dadurch vernachlässigt werden und die Dispersionsrelation reduziert sich zu:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c_{se}^2 k^2 \quad (2.86)$$

Der so genannte Ionenast gilt für $\omega^2 \ll c_{se}^2 k^2$ und $\omega^2 > c_{si}^2 k^2$. In diesem Bereich sind der zweite und dritte Term so groß, dass man die Eins auf der linken Seite vernachlässigen kann. Man erhält dann vorläufig

$$\omega^2(\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2) = \omega_{pi}^2 c_{se}^2 k^2 + \omega_{pe}^2 c_{si}^2 k^2. \quad (2.87)$$

Die Ionenplasmafrequenz auf der linken Seite kann, wegen des Massenunterschieds, vernachlässigt werden. Bei den Termen auf der rechten Seite heben sich die Massenunterschiede durch die Schallgeschwindigkeiten gerade wieder auf. So erhält man

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} c_{se}^2 k^2 + c_{si}^2 k^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} \gamma_e \frac{T_e}{m_e} k^2 + \gamma_i \frac{T_i}{m_i} k^2 = \frac{T_e + 3T_i}{m_i} k^2 \quad (2.88)$$

Die Elektronen werden als isotherm ($\gamma = 1$) und die Ionen als adiabatisch ($\gamma = 3$) angenommen. Phasen- und Gruppengeschwindigkeit sind gleich groß

$$v_{ph} = v_g = \sqrt{\frac{T_e + 3T_i}{m_i}} \quad (2.89)$$

2.4.2 Nichtlineare Wellen

Bisher wurden die Wellengleichungen immer linearisiert, was die Lösungen auf kleine Amplituden beschränkt. Sind die Amplituden nicht mehr klein, so treten die nichtlinearen Anteile der Gleichungen in Erscheinung. Ein Beispiel für einen nichtlinearen Effekt ist die Brandung im Meer. Laufen die Wellen auf die Küste zu, wird die Wassertiefe kleiner, wodurch die relative Wellenamplitude größer wird. Der nichtlineare Effekt zeigt sich in der Aufsteilung der Wellenfronten, bis die Wellen schließlich brechen. Zur Beschreibung der Phänomene geht man in ein mit der Störung mitbewegtes System. Das Plasma strömt also an der Störung vorbei. Für die Ionen gelten die Kontinuitätsgleichung und die Energieerhaltung, die Dichte der Elektronen wird wieder über den Boltzmann-Faktor bestimmt. Geht man nun davon aus, dass die Störung sich zeitlich nicht verändert, dann sind das die gleichen Bedingungen wie zur Lösung der Schicht in Abschnitt 2.3. Die Lösungen, die hier betrachtet werden, sind also analog zu einer Schicht die sich durch das Plasma bewegt. Folgende dimensionslose Parameter werden definiert

$$\chi = +\frac{e\phi}{k_B T_e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D}, \quad M = \frac{u_0}{(kT_e/m_i)^{1/2}}, \quad (2.90)$$

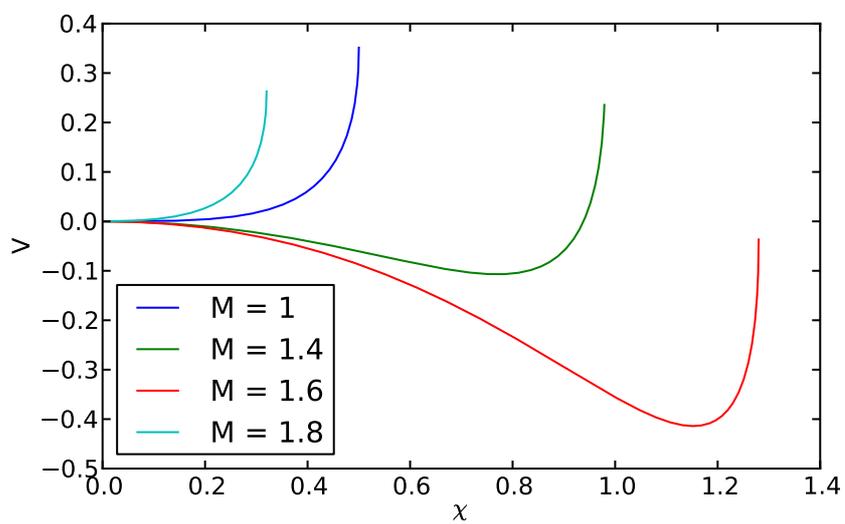
das dimensionslose Potential ist χ , die dimensionlose Länge ist ξ und M ist die Geschwindigkeit in Einheiten der Schallgeschwindigkeit, auch Mach-Zahl genannt. Analog zu Schichtberechnung erhält man aus der Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2\chi}{d\xi^2} = e^\chi - \left(1 - \frac{2\chi}{M^2}\right)^{-1/2} \equiv -\frac{dV(\chi)}{d\chi}, \quad (2.91)$$

wenn für die Elektronen der Boltzmann-Faktor und für die Ionen die Kontinuitätsgleichung eingesetzt werden. Hier ist zu beachten, dass das Potential χ positiv definiert ist, im Gegensatz zu Definition bei der Berechnung des Schichtpotentials. Diese Gleichung kann man als Bewegungsgleichung eines Pseudoteilchens am Ort χ zur Zeit ξ im Potential V auffassen. V kann durch Integration von (2.91) unter der Randbedingung $V(\chi = 0) = 0$ gewonnen werden:

$$V(\chi) = 1 - e^\chi + M^2 \left[1 - \left(1 - \frac{2\chi}{M^2}\right)^{1/2} \right] \quad (2.92)$$

In Abbildung 2.5 ist das Pseudopotential für verschiedene Machzahlen aufgetragen. Für Machzahlen $M > 1$ hat das Potential ein Minimum, in dem das Pseudoteilchen gefangen werden kann. Für das echte Potential heißt das, dass das Potential zuerst stark ansteigt und dann um einen erhöhten Wert oszilliert, der von der Machzahl abhängt. Ist die Machzahl $M = 1$, dann wird ein von links ankommendes Pseudoteilchen am Potential reflektiert und läuft wieder zurück. Es entsteht also im echten Raum ein einzelner Potentialhügel, der durch das Plasma läuft, der auch Soliton genannt wird.

ABBILDUNG 2.5: Pseudopotential V für verschiedene Machzahlen M .

Kapitel 3

Optische Diagnostiken

Als optische Diagnostiken werden hier Methoden bezeichnet, die das vom Plasma ausgesandte Licht analysieren. Dabei gibt es unterschiedliche Verfahren um Informationen aus dem Plasma zu gewinnen. Aus dem Intensitätsverhältnis mehrerer Linien kann z.B. die Elektronentemperatur bestimmt werden. Informationen über die Ionen oder neutrale Teilchen kann man aus der Form eines Übergangs bzw. einer Linie bestimmen. Optische Methoden zur Plasma-diagnostik sind in der Regel nicht invasiv. Allerdings haben sie häufig nur ein begrenztes Auflösungsvermögen sowohl im Ort als auch in der Zeit. Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ermöglicht die orts aufgelöste Messung der Ionengeschwindigkeiten. Da die Diagnostik eine aktive Diagnostik ist, kann man durch Kreuzen der Sichtlinien von Anregung und Beobachtung eine Ortsauflösung erreichen. Die laserinduzierte Fluoreszenz ist eine weit verbreitete Diagnostik für Ionen in Niedertemperaturplasmen [1–11]. Der Einsatz an TJ-K bietet die Möglichkeit, die Ionendynamik in einem fusionsrelevanten Experiment direkt zu messen.

3.1 Laserinduzierte Fluoreszenz

Bei der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) wird durch einen abstimmbaren Laser ein elektronischer Übergang in einem Atom, Molekül oder Ion angeregt. Das angeregte Teilchen gibt dann unter Aussendung von Licht die Energie wieder ab. Das kann bei der selben, höheren oder niedrigeren Energie stattfinden. Die Intensität der Fluoreszenz ist dabei ein Maß für das absorbierte Laserlicht. Durch Abtasten verschiedener Wellenlängen kann die Form des Übergangs bestimmt werden. Man unterscheidet dabei zwischen zwei Methoden der LIF. Bei der einen hat die Fluoreszenz eine andere Wellenlänge als der anregende Laser und bei der anderen hat die Fluoreszenz die gleiche Wellenlänge. Die erste Methode hat den Vorteil, dass das Fluoreszenzlicht gut vom Anregungslicht unterschieden werden kann. Dadurch kann man kleine Laserintensitäten nutzen was eine hohe spektrale Auflösung ermöglicht, wodurch die Geschwindigkeitsverteilung über den Dopplereffekt gemessen werden kann. Ein Nachteil ist allerdings, dass es nur eine begrenzte Auswahl an LIF-Schemas gibt, die dieses Verhalten

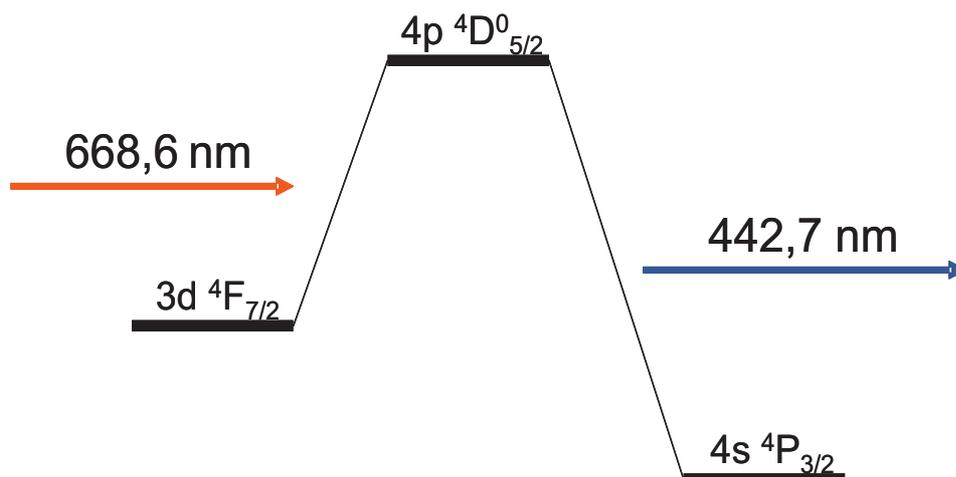


ABBILDUNG 3.1: Das von der LIF-Diagnostik verwendete Niveau-Schema ist dargestellt. Die Niveaus gehören zu einem einfach ionisierten Argon Ion. Links ist das metastabile Ausgangsniveau das vom Laser angeregt wird. Das angeregte Niveau (mittlere) geht unter Aussendung eines Photons bei 442,7 nm in das untere Niveau über.

zeigen. Häufig ist der Ausgangszustand nicht der Grundzustand weshalb die Messung bestimmte Plasmabedingungen voraussetzt. Bei der zweiten Methode muss das Fluoreszenzlicht durch die zeitliche Verzögerung bestimmt werden, wodurch der Hauptteil des Lichts, der während des Laserpulses auftritt, verloren geht. Dadurch benötigt man höhere Laserintensitäten, was, wie weiter unten beschrieben, auf Grund der Sättigungsverbreiterung zu einer schlechteren spektralen Auflösung führt. Dieses Methode wird deshalb hauptsächlich zur Dichtebestimmung eingesetzt. Ziel dieser Arbeit war es, eine Diagnostik zur Bestimmung der Ionengeschwindigkeitsverteilungsfunktionen (ivdf) aufzubauen. Aus diesem Grund wurde die erste Methode gewählt. Zudem sollte der Aufbau mithilfe eines Diodenlasers realisiert werden. Für Diodenlaser zugängliche LIF-Schemas sind sowohl für Argon [3] als auch für Xenon [22, 8] bekannt. Wegen der leichteren Masse Argon als Arbeitgas gewählt. Zur Auswahl des LIF-Schemas wurden die in Ref.[3] aufgeführten Schemas in Betracht gezogen. Da nur für zwei der Schemen Laserdioden verfügbar waren, wurde das Schema ausgewählt, für das die Diode mit der höchsten Leistung verfügbar war. Der Ausgangszustand des in Abbildung 3.1 dargestellten Schemas ist das metastabile Argon Niveau $3d\ 4F_{7/2}$. Es wird mit der Laserwellenlänge von 668.61385 nm auf das Niveau $4p\ 4D^0_{5/2}$ angeregt. Das Ion geht unter Aussendung eines Photons mit der Wellenlänge 442,7 nm in das Niveau $4s\ 4P_{3/2}$ über. Diese Emission ist nicht die einzig mögliche aber die mit 61,6% wahrscheinlichste der Emissionen. Es ist wichtig, dass diese Rate hoch ist, da sie direkt proportional zur Fluoreszenz ist.

3.2 Verbreiterungsmechanismen

Bei der Messung des Profils eines Übergangs erhält man eine Faltung aus dem gesuchten Profil und dem Apparateprofil. Das Profil ist gegeben einmal durch die natürliche Linienbreite selbst und durch weitere Mechanismen, die das Profil verbreitern oder verschieben können. Diese Effekte können die Messung verschlechtern, oder die gewünschten Informationen z.B. über das umgebende Plasma enthalten. Die in dieser Arbeit relevanten Verbreiterungsmechanismen werden in den nächsten Abschnitten näher erläutert.

3.2.1 Doppler-Verbreiterung

Die Dopplerverbreiterung ist für die LIF der wichtigste Verbreiterungsmechanismus, da er in den zu untersuchenden Plasmen dominant ist. Aus der Doppler-Verbreiterung wird die gewünschten Informationen gewonnen. Wie der Name schon sagt, wird die Absorption auf Grund der Teilchenbewegung und des Dopplereffekts in der Frequenz verschoben. Im Allgemeinen lautet der Dopplereffekt $\omega = \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ [23]. Im Fall der LIF, mit einem ruhenden Laser und sich bewegenden Ionen ist $\omega_0 = \omega_l$ die Laserfrequenz und ω ist die Frequenz, die das Ion sieht. Ist z die Ausbreitungsrichtung des Lasers, dann gilt $\omega = \omega_l(1 - v_z/c)$. Setzt man dies in die Maxwell-Verteilung für die Ionen ein, so bekommt man für die Intensitätsverteilung verursacht vom Doppler-Effekt [24].

$$I(\omega) = I_0 e^{-\left(\frac{c\omega_0 - \omega}{v_{th}\omega_0}\right)^2},$$

mit der thermischen Geschwindigkeit des Ions $v_{th} = (2k_B T/m)^{1/2}$. Dies ist eine Gaußfunktion mit der Halbwertsbreite

$$\delta\omega = 2\sqrt{\ln 2}\omega_0 \frac{v_{th}}{c}$$

Das tatsächlich gemessene Profil ergibt sich aus der Faltung der Dopplerverbreiterung mit dem natürlichen Linienprofil, dem Apparateprofil, das hier dem Laserlinienprofil entspricht und Profilen von weiteren Verbreiterungsmechanismen. Die Halbwertsbreite für ein Argonion bei einer Wellenlänge von 668,61385 nm bei Raumtemperatur beträgt $\delta\omega \approx 880$ MHz. Das entspricht $\delta\lambda \approx 1.31$ pm. Man sieht, dass die Dopplerverbreiterung schon bei Zimmertemperatur die natürliche Linienbreite, die bei ca. 10 MHz liegt, völlig überdeckt. Dafür kann aus der Breite des Profils die Temperatur bestimmt werden:

$$k_B T = \frac{\delta\omega^2 m c^2}{\omega_0^2 8 \ln 2}$$

oder in Wellenlängen ausgedrückt.

$$k_B T = \frac{\delta\lambda^2 m c^2}{\lambda^2 8 \ln 2}$$

3.2.2 Sättigungsverbreiterung

Ein weiterer Verbreiterungsmechanismus ist die Sättigungsverbreiterung. Der Effekt tritt bei hohen Intensitäten auf und führt zu einem breiteren Absorptionsprofil. Um das zu verstehen, muss man sich die absorbierte Leistung bei kleinen Intensitäten anschauen [24]:

$$P = IA\alpha = IA\sigma_{ik}\delta N$$

Sie ist proportional zur Laserleistung IA , zum Absorptionsquerschnitt σ_{ik} und zur Differenz in der Besetzungen des oberen und unteren Niveaus δN . Für kleine Intensitäten ist δN und damit α unabhängig von der Laserintensität. Ist die Absorptionsrate so groß, dass die Besetzungszahlen merkbar beeinflusst werden, verkleinert sich δN und die Absorption geht in die Sättigung. Sind oberes und unteres Niveau gleich stark besetzt, so heben sich stimulierte Emission und Absorption gerade auf. Dies tritt im Zentrum des Absorptionsprofils früher auf, da dort die Absorption größer ist. Das führt dazu, dass die Abschwächung der Absorption nicht gleichmäßig ist, sondern im Zentrum am stärksten und am Rand am schwächsten ausfällt. Das führt zu einer Abflachung des Profils und somit zu einer Verbreiterung. Zur Bestimmung der Verbreiterung bei gegebener Intensität, muss die Absorptionsrate mit der spontanen Emission in das untere Niveau und allen anderen zugänglichen Niveaus verglichen werden. Man erhält folgenden Zusammenhang zwischen effektiver Linienbreite $\delta\lambda$ und der Sättigungsintensität I_{sat} [3].

$$I_{sat} = \frac{8\pi hc^2}{\lambda_{21}^5} \frac{\sum_i A_{2i}}{A_{21}} \delta\lambda$$

Der Laser wurde in dieser Arbeit auf ca. 10 mm^2 fokussiert und kommt somit auf eine Intensität von $2,5 \text{ kW/m}^2$. Mit $A_{21} = 1,07 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$, $\sum_i A_{2i} = 1,22 \cdot 10^8 \text{ 1/s}$ und $\lambda_{21} = 668,61385 \text{ nm}$ ergibt sich $\delta\lambda = 0,02 \text{ pm}$. Das ist ungefähr die natürlich Linienbreite des Übergangs, also wäre eine exakte Messung derselben nicht möglich. Da hier aber nur die Verbreiterung bzw. Verschiebung auf Grund des Dopplereffekts beobachtet werden soll, stellt die Sättigungsverbreiterung keine Verschlechterung der Auflösung dar.

3.2.3 Zeeman-Effekt

Als Zeeman-Effekt bezeichnet man die Aufhebung der Entartung der Atomorbitale im externen Magnetfeld. Hat ein atomarer Zustand ein magnetisches Moment $\mu = g \cdot J$, so spalten sich die Niveaus entsprechend der magnetischen Quantenzahl auf. Wobei g der g-Faktor ist und J der Gesamtdrehimpuls. Betrachtet man nun den Übergang zwischen zwei Zuständen, so sind in der Regel sowohl das obere als auch das untere Niveau aufgespalten. Die Aufspaltung ist nach [23]:

$$\Delta E = g \cdot m \cdot \mu_B B$$

mit μ_B dem Bohrschen Magneton und

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

Wobei S der Elektronenspin, L der Bahndrehimpuls und J der Gesamtdrehimpuls ist. Ist g gleich 1, so spricht man dabei vom normalen Zeeman-Effekt. Er tritt nur dann auf, wenn der Elektronenspin S nicht zum Gesamtdrehimpuls J beiträgt, das ist allerdings eher selten der Fall. Dadurch sind die g -Faktoren für das obere und untere Niveau gleich groß. Das führt dazu, dass die Energien für einen $m = 0 \rightarrow 1$ und einen $m = 1 \rightarrow 2$ -Übergang gleich groß sind. Somit sind beim normalen Zeeman-Effekt nur 3 Linien also jeweils eine für $\Delta m = 0, \pm 1$ zu sehen. Der anormale Zeeman-Effekt tritt dabei weitaus häufiger auf. Dort sind die g -Faktoren nicht gleich 1 und meist unterschiedlich in den beiden Niveaus. Dadurch entstehen z.B. bei einem Übergang vom d- in das p-Orbital 9 Linien, da hier $g_2 \neq 2g_2 - g_1$ ist. In Abbildung 3.2 sind die durch den Zeeman-Effekt aufgespalteten Niveaus des bei der LIF verwendeten Übergangs und die entsprechenden Linien dargestellt. Links ist die Aufspaltung der Niveaus zu sehen. Das metastabile Niveau ist das untere, das Elektron befindet sich im d-Orbital weshalb das Niveau in 5 Unterniveaus aufspaltet. Im oberen Niveau ist das äußere Elektron in einem p-Orbital weshalb es in 3 Unterniveaus aufgespalten ist. Die senkrechten Linien kennzeichnen die möglichen Übergänge mit $\Delta m = 0, \pm 1$, grün steht für $\Delta m = -1$, rot für $\Delta m = 0$ und blau für $\Delta m = 1$. Rechts sind die entsprechenden Abstände der einzelnen Linien dargestellt. Es sind drei Gruppen aus jeweils 3 Linien. Aus Gründen der Einfachheit werden bei der Auswertung nur 3 Linien angenommen. Immer die mittlere der jeweiligen Gruppe.

Polarisation

Die einzelnen Linien gehören zu Übergängen mit unterschiedlichem Δm [23]. Beobachtet man die Linie parallel zum Magnetfeld, so ist die $\Delta m = 0$ -Linie gar nicht vorhanden und die Linien mit $\Delta m = \pm 1$ sind zirkular polarisiert. Senkrecht zum Magnetfeld sind alle Linien vorhanden, die $\Delta m = 0$ -Linie ist linear zum Magnetfeld und die $\Delta m = +1$ und -1 -Linien sind senkrecht zum Magnetfeld polarisiert.

Zeeman und LIF am TJ-K

Bei der Temperaturbestimmung aus den LIF-Signalen muss der Zeeman-Effekt berücksichtigt werden. Erfolgt die Lasereinstrahlung senkrecht zum Magnetfeld, so können mit Hilfe der Polarisierung einige Linien ausgeblendet werden. Der verwendete Diodenlaser ist 100:1 linear vertikal polarisiert. D.h. man würde nur die verschobenen Linien mit $\Delta m = +1$ und -1 beobachten. Allerdings ist das Magnetfeld am Beobachtungspunkt nicht exakt horizontal. Also ist auch die unverschobene $\Delta m = 0$ -Linie zu sehen. Da das genaue Verhältnis

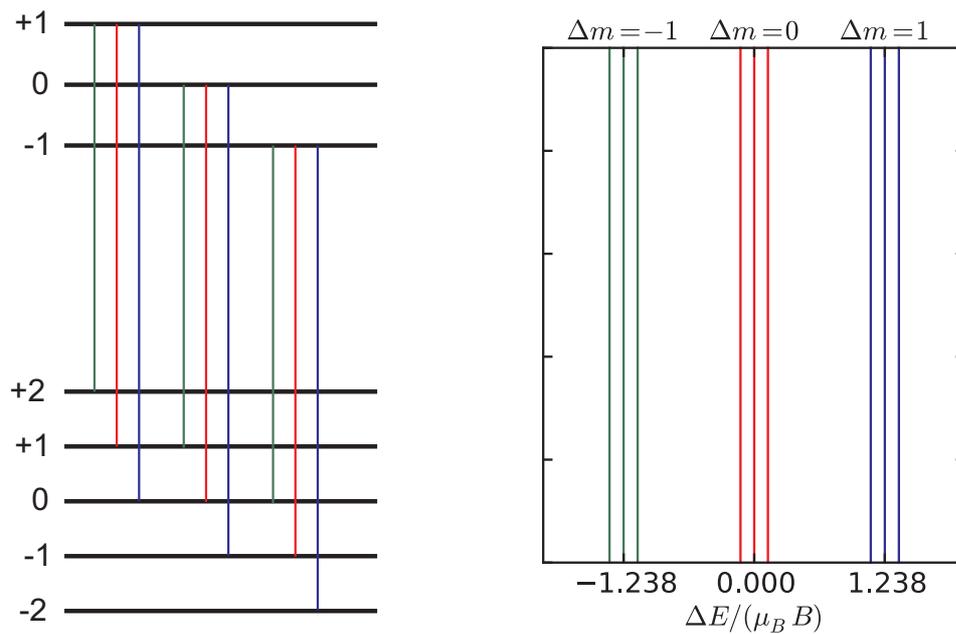


ABBILDUNG 3.2: Links ist die Aufspaltung der Niveaus dargestellt. Die Linien zeigen die möglichen Übergänge an. Rechts sind die resultierenden Linien entsprechend ihrer Verschiebung dargestellt.

nicht bekannt ist, muss beim Fitten des Signals mit dem Verhältnis der Linien ein weitere Parameter berücksichtigt werden.

3.2.4 Apparateprofil

Als Apparateprofil bezeichnet man das Profil dass bei einer Messung einer Delta-Funktion das Ergebnis wäre. Es beschreibt sozusagen die maximale Auflösung der Diagnostik. Bei der laserinduzierten Fluoreszenz ist das Apparateprofil gegeben durch die Linienbreite des Lasers. Im Fall der hier aufgebauten Diagnostik beträgt diese ca. 1 MHz. Im Vergleich zu der natürlichen Linienbreite von ca. 10 MHz und der Doppler Verbreiterung bei Zimmertemperatur von ca. 800 MHz ist diese also vernachlässigbar klein.

3.3 Aufbau der LIF

In Abb. 3.3 ist der Aufbau der Diagnostik skizziert. Der PC ist der Zentrale Punkt der Diagnostik. Er steuert die Laserwellenlänge, die Modulation des Lasers, und erfasst und analysiert die Daten. Der Strahlengang des Lasers verläuft durch den akustooptischen Modulator (AOM), durch die Iodzelle, durch einen Strahlteiler und schließlich in das Plasma. Der akustooptische Modulator erzeugt einen abgelenkten Strahl, der für die Messung benutzt wird. Dieser kann in der Intensität von 0 bis 100% geregelt werden, der Ablenkungswinkel ist dabei fest. Der nicht abgelenkte Strahl, der auch nur in Messpau-

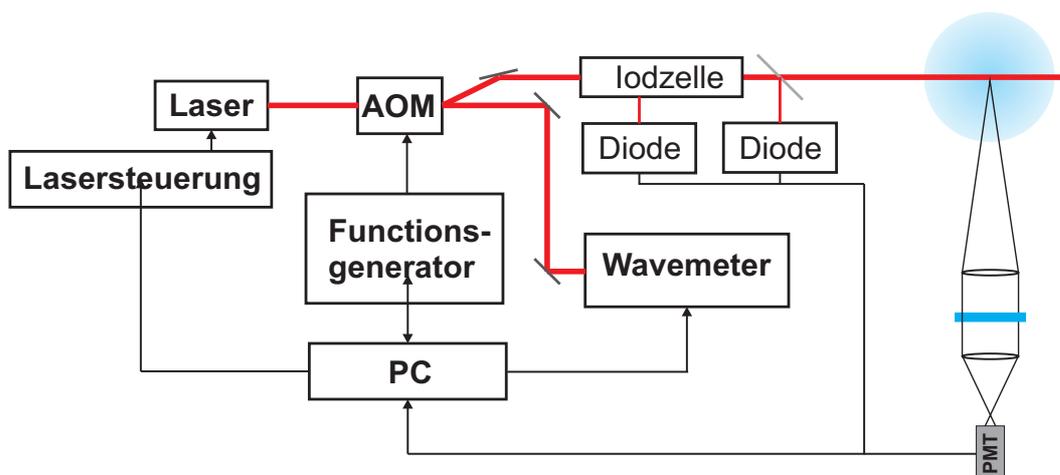


ABBILDUNG 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus der LIF Diagnostic.

sen zur Verfügung steht, wird zum Wavemeter geleitet. Der Strahlteiler zwischen Iodzelle und Plasma dient der Protokollierung der Laserleistung. Das ist nötig, da die Laserleistung nicht unabhängig von der Wellenlänge ist und eine mögliche Abschwächung des Lasers in der Iodzelle berücksichtigt werden muss. Es hat sich allerdings gezeigt, dass diese Abschwächung zu vernachlässigen ist. Der Frequenzgenerator erzeugt die Modulationsfrequenz mit welcher der Laser moduliert wird.

Die Beobachtung des Fluoreszenzsignals erfolgt mittels eines Fotomultipliers (PMT). Das Fluoreszenzlicht wird durch einen Interferenzfilter beobachtet. Da Interferenzfilter winkelabhängig sind, muss für die optimale Funktion des Filters, das Licht nahezu senkrecht durch den Filter laufen. Dies wird durch zwei Linsen bewerkstelligt. Der Aufbau ist so gewählt, dass das Beobachtungsvolumen im Brennpunkt der ersten Linse ist. Dadurch wird das Licht, das im Beobachtungsvolumen ausgesandt wird, parallel durch den Interferenzfilter geleitet. Die parallelen Strahlen der Fluoreszenz werden dann durch die zweite Linse auf den Fotomultiplier abgebildet. Alternativ kann das Licht, anstatt direkt auf dem Fotomultiplier abgebildet zu werden, in einen Lichtwellenleiter eingekoppelt werden, welcher dann das Licht zum Fotomultiplier leitet. Dies kann notwendig sein wenn in der Nähe des Plasmas ein Magnetfeld herrscht, da Fotomultiplier durch Magnetfelder gestört werden.

3.3.1 Der Diodenlaser

Der verwendete Laser ist das Modell DL100 von Toptica. Es ist ein Einzelmodes-Diodenlaser. Die Diode befindet sich in einem externen Resonator, der dafür sorgt, dass nur eine Mode der Laserdiode aktiv ist. Der Resonator besteht aus einem Gitter das schräg vor der Diode liegt und in 1. Ordnung Licht zurück in die Diode beugt. Durch Verkippen des Gitters kann die Wellenlänge verstimmt werden. Das System ist eine Kopplung von 3 Resonatoren, also

müssen alle drei gleichartig verstimmt werden, damit ein modensprungfreies Scannen der Wellenlänge möglich ist. Der Winkel des Gitters zum Licht und der Abstand des Gitters zur Diode sind 2 der Resonatoren. Die Verkippung des Gitters ist mechanisch durch den Drehpunkt mit dem Abstand des Gitters zur Diode gekoppelt. Der 3. Resonator ist der interne Resonator der Diode, der durch die Reflexion an den Randflächen der Diode entsteht. Dieser lässt sich durch den Diodenstrom und die Diodentemperatur beeinflussen. Für eine schnelle Modulation der Wellenlänge ist die Einstellung über die Temperatur zu langsam. Also muss diese konstant gehalten und dafür der Diodenstrom moduliert werden. Der erreichbare modensprungfrei scanbare Wellenlängenbereich ist dadurch begrenzt. Zum einen natürlich durch den maximalen und minimalen Diodenstrom an der Laserschwelle. Zum anderen aber auch weil es nicht möglich ist, die drei Resonatoren über einen beliebig großen Bereich synchron zu verstimmen. In der Regel erreicht man mit dieser Laserkonfiguration modensprungfrei abstimmbare Bereiche, die bis 20 GHz groß sind. Die optische Leistung beträgt 22 mW nach dem Resonator. Wegen der Verluste am optischen Isolator, dem Modulator und der Iodzelle erreichen das Plasma nur ca. 16 mW.

3.3.2 Kontrolle der Wellenlänge

An die Messung der Wellenlänge sind hohe Ansprüche gesetzt, da deren Genauigkeit die Genauigkeit der Messung der Ionengeschwindigkeit bestimmt. Zur Messung wurde eine kombinierte Methode gewählt. Zum einen eine direkte Messung mit Hilfe eines Wavemeters und eine Kalibrierung mittels einer Iodzelle deren Spektrum genau bekannt ist. Das Wavemeter ist notwendig um den gewünschten Wellenlängenbereich zu treffen, und um das nichtlineare Scanverhalten des Lasers zu bestimmen.

Das Wavemeter ist das Q8326 von Advantest. Das Messprinzip beruht auf der gleichzeitigen Verwendung zweier Michelson-Interferometer, bei denen einer der Spiegel mit konstanter Geschwindigkeit bewegt wird. Somit wird jeweils einer der Strahlengänge variiert, was zur Folge hat, dass sich die Überlagerung mit einer von der Laserwellenlänge abhängigen Frequenz wechselnd aufheben und verstärken. Es wird gleichzeitig ein stabilisierter HeNe-Laser und der zu messende Laser vermessen. Aus dem Unterschied der Frequenzen mit der die Interferenz blinkt, kann die Wellenlänge des zu messenden Lichts relativ zum stabilisierten HeNe-Lasers bestimmt werden. Die Genauigkeit liegt bei ± 2 ppm also $\pm 1,3$ pm bei 668 nm und die Auflösung beträgt bis zu 0,1 pm. Dies ist ausreichend, um den Laser auf den anzuregenden Übergang einzustellen und dessen Breite mit einer Genauigkeit von 0,1 pm zu bestimmen. Damit lässt sich die Iontemperatur prinzipiell auf 0,02 eV genau bestimmen, was in etwa der Zimmertemperatur entspricht und für Messungen im Plasma ausreicht. Allerdings sind die 1,3 pm Genauigkeit bei der Bestimmung der absoluten Wellenlänge zu ungenau für die Bestimmung der Ionendriftgeschwindigkeit. Aus diesem Grund wird die Wellenlängenkalibrierung mit Hilfe der Iodzelle

benötigt.

Die Iodzelle besteht aus einem Glaszylinder mit 20 mm Durchmesser und 100 mm Länge. An den Stirnseiten befinden sich Fenster in optischer Qualität. Die Zelle ist gefüllt mit Iod sowohl in der Dampfphase als auch im festen Zustand. Der Laser wird während jeder Messung zuerst durch die Iodzelle geleitet bevor er in das Plasma gelenkt wird. Somit kann das Iodspektrum benutzt werden um die Wellenlänge des Lasers, wie er in das Plasma eintritt, zu bestimmen. Es wird ein Fluoreszenzspektrum des Iods aufgenommen. Das wiederum entspricht dem Absorptionsspektrum, welches hinreichend bekannt ist. Durch Korrelation mit dem Referenzspektrum kann der Wellenlängenfehler bestimmt und damit korrigiert werden. Dies ermöglicht eine Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der Ionen auf 100 m/s. Es kann nicht gewährleistet werden, dass die Messung die gleiche spektrale Auflösung wie das Referenzspektrum hat. Deshalb muss das Referenzspektrum bei der Korrelationsanalyse interpoliert werden. Um die dabei entstehenden Ungenauigkeit möglichst klein zu halten, wird ein hoch aufgelöstes Referenzspektrum benötigt. In Ref.[25] wurde das Iodspektrum im ASCII Format veröffentlicht, die Auflösung dieses Spektrums ist allerdings begrenzt, da der komplette sichtbare Spektralbereich abgedeckt ist. Für die Messungen wurde daher ein hoch aufgelöstes Spektrum der Iodzelle gemessen Abb.(3.4), und dann mittels Korrelation mit der oben erwähnten Referenz kalibriert. Für die späteren Messungen wurde dann das selbst erzeugte hoch aufgelöste Spektrum verwendet.

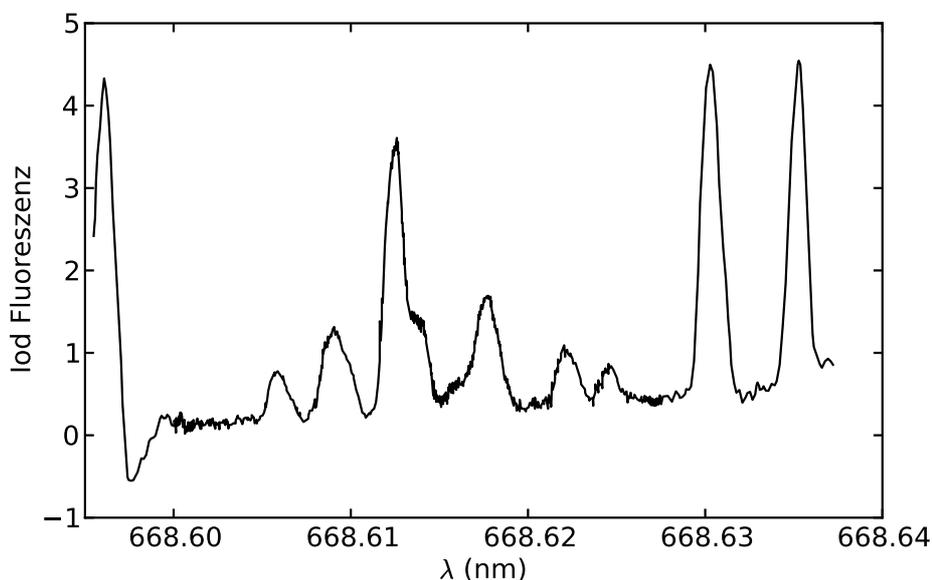


ABBILDUNG 3.4: Kalibriertes Iod-Referenzspektrum in dem für die LIF-Messung benötigten Wellenlängenbereich.

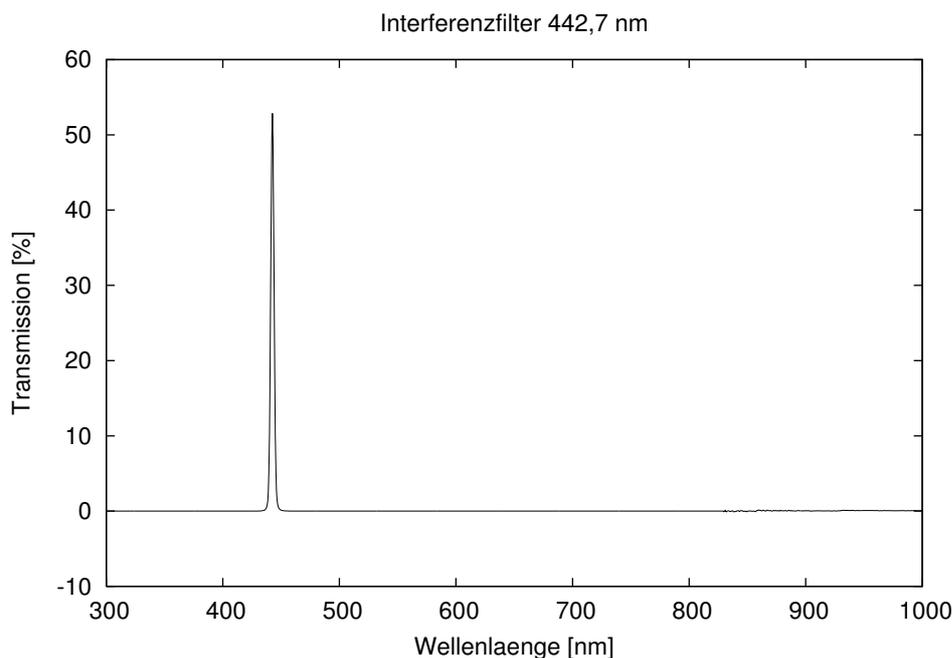


ABBILDUNG 3.5: Transmissionsmessung über den gesamten zu blockenden Bereich.

3.3.3 Der verwendete Interferenzfilter

Der Filter dient dazu, die zu beobachtende Fluoreszenzlinie aus dem Hintergrund zu filtern. Dazu muss zum einen die Blockung den ganzen Empfindlichkeitsbereich des Detektors abdecken, zum anderen muss der Filter bei der gewünschten Wellenlänge eine möglichst gute Transmission haben. Bei dem verwendeten Photomultiplier R928 von Hamamatsu liegt der Empfindlichkeitsbereich zwischen 300 und 900 nm. In Abbildung 3.5 sieht man, dass der verwendete Filter den ganzen Bereich abdeckt. Das Transmissionspektrum wurde mit einem Spektralphotometer von Shimadzu gemessen, es wurde eine Spaltbreite von 2 nm und eine Schrittweite von 0,5 nm benutzt.

In der Abbildung 3.6 ist der Transmissionsbereich genauer aufgelöst. Für diese Messungen wurde eine Spaltbreite von 0,1 nm und eine Schrittweite von 0,05 nm gewählt. Hier ist zu sehen, dass der Filter an der gewünschten Stelle bei 442,7 nm eine Transmission von ca 70 % erreicht. Der Unterschied in der Messung der Transmission zwischen der Übersichtsmessung und der genauen Messung liegt an der zu geringen Auflösung im Übersichtsspektrum.

3.4 Messmethoden

Das zu beobachtende Fluoreszenzlicht beträgt nur einen Bruchteil der gesamten vom Plasma abgestrahlten Leistung. Dies bedingt die Nutzung des Interferenzfilters. Außerdem ist die Intensität der spontanen Emission, bei der von der LIF verwendete Linie, aus dem Plasma etwa 100 mal stärker als die In-

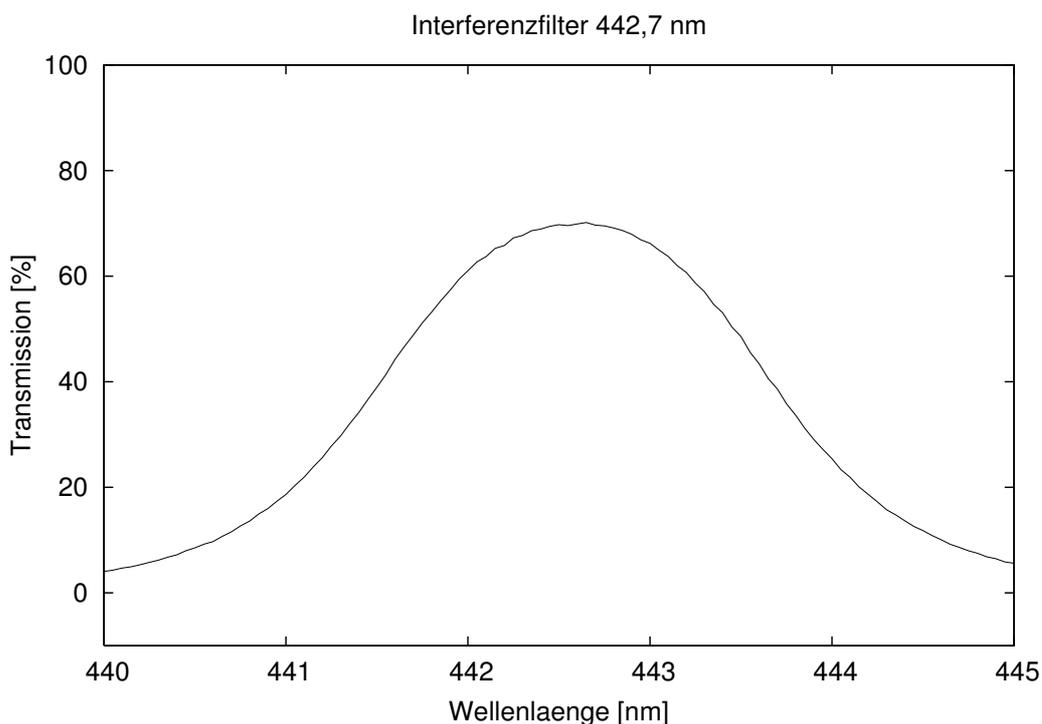


ABBILDUNG 3.6: Transmission durch Filter bei 442,7 nm.

tensität der angeregten Fluoreszenz. Aus diesem Grund muss eine Modulation des Lasers stattfinden und die Lockin-Technik verwendet werden. In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Ansätze zur Umsetzung gebraucht. In beiden Fällen wurde mit Hilfe eines A/D-Wandlers Zeitreihen der Fluoreszenz und der Laserleistung aufgenommen. Bei der einen Variante wird die Lockin-Technik realisiert, indem die mittelwertsbereinigten Zeitreihen gefaltet und integriert werden. Das ergibt den Mittelwert der durch den Laser induzierten Fluoreszenz über den Zeitraum der Zeitreihen. Die andere Methode liefert eine Zeitauflösung bei periodisch auftretenden Ereignissen. Dabei wird zusätzlich noch eine Zeitreihe oder ein Triggersignal, das Information über die Periode enthält, aufgenommen. Dadurch kann für jeden Zeitpunkt der Zeitreihe bestimmt werden, zu welcher Phase des Ereignisses er gehört, und ob der Laser an oder aus war. Somit kann das Fluoreszenzlicht für jeden Phasenpunkt vom Hintergrund bereinigt werden.

Die erste Methode der Messung ermöglicht eine höhere spektrale Auflösung, weshalb diese in der Regel gewählt wurde. Zur Bestimmung des Linien-Profiles muss die Intensität der Fluoreszenz gleichzeitig mit der Wellenlänge des Lasers bestimmt werden. Im Folgenden wird beschrieben, wie dies realisiert wurde. Die Messung ist in 2 Phasen unterteilt. Zuerst wird das Scan-Verhalten des Lasers kalibriert. Die später in der Messung verwendeten Steuerspannungen für die Wellenlängeneinstellung des Lasers werden schrittweise eingestellt, um jeweils die resultierende Wellenlänge des Lasers mit dem Wavemeter zu bestim-

men. Während der Messung der Fluoreszenz wird der Laser schrittweise auf die selben Steuerspannungen eingestellt. Jeder Schritt wird eine gewisse Zeit gehalten, in der die Fluoreszenz gemessen wird. Gleichzeitig wird auch die Fluoreszenz der Iodzelle und die Intensität des Lasers gemessen. Die Verweildauer entspricht der Integrationszeit der Lockin-Messung. Nach einem Durchlauf aller Wellenlängen wird wieder von vorne gestartet. Das geschieht so lange, bis die gewünschte gesamte Integrationszeit erreicht ist. Der einzelne Scan selber sollte nicht zu lange dauern, da der Drift der Laserwellenlänge nur Scan für Scan bestimmt werden kann und nicht innerhalb des Scans. Somit ist die Ungenauigkeit kleiner, wenn mehrere Scans aufsummiert werden, im Vergleich zu einem einzelnen langsameren Scan. In Abbildung 3.7 sind die gemessenen Daten dargestellt. Im oberen Diagramm ist die gemessene Fluoreszenz aus dem Plasma aufgetragen, im mittleren Diagramm ist die Fluoreszenz der Iodzelle zu sehen und im unteren Diagramm ist die Laserintensität während der Messungen dargestellt. Im oberen Diagrammen ist also das gewünschte Profil zu sehen. Das mittlere Diagramm dient zur Bestimmungen der absoluten Wellenlänge mithilfe eines Referenzspektrums. Das untere Diagramm dient dazu, Schwankungen der Laserleistung zu protokollieren, damit das Profil gegebenenfalls korrigiert werden kann. Anhand der Laserleistung kann auch erkannt werden, ob während der Messung ein Modensprung aufgetreten ist. Üblicherweise werden mehrere solcher Scans durchgeführt. Die benötigte Integrationszeit pro Wellenlänge hängt natürlich von den Plasmametern und dem Optischen Weg ab. In der Regel sind bei einem gutes Signal ca. 5 bis 10 Sekunden ausreichend. Da ca. 50 bis 100 Wellenlängen gemessen werden benötigt die Messung ungefähr 5 bis 15 Minuten.

Die für die LIF benötigte Integrationszeit im Sekundenbereich pro Wellenlängenschritt verhindert eine zeitaufgelöste Messung von dynamischen Prozessen im Plasma. Ist das interessante Ereignis periodisch triggerbar, dann kann eine phasenaufgelöste Messung durchgeführt werden. Dabei wird nur sichtbar was tatsächlich wiederholbar ist. Alle statistischen Fluktuationen gehen dabei verloren. In Abbildung 3.8 ist das Prinzip skizziert. In der oberen Spur sind die An/Aus-Phasen des Lasers aufgetragen. In der zweiten Spur darunter ist der Trigger des periodischen Signals dargestellt. Es wird also immer nur jedes zweite Ereignis mit dem Laser beleuchtet. Nun kann das Ereignis in kleine Phasenschritte zerlegt werden, für die jeweils die Signale ohne Laser von denen mit Laser abgezogen werden. Durch die Summierung vieler solcher Ereignisse erhält man die phasenaufgelöste Geschwindigkeitsverteilung im Plasma. Man benötigt auch hier pro Wellenlänge und Phasenpunkt 5 bis 10 Sekunden Integrationszeit. So kommen je nach Anzahl der Wellenlängen und Phasenpunkten leicht einige Stunden Messzeit zusammen. Bei diesem Messverfahren ist die Verwendung der Iodzelle nicht möglich, da für die Messung mit Iodzelle möglichst kurze Scans der Wellenlänge durchgeführt werden müssen. Das Messprinzip verlangt aber das verharren des Laser auf einer Wellenlänge. Deshalb ist die absolute Genauigkeit der Geschwindigkeit auf ± 600 m/s begrenzt.

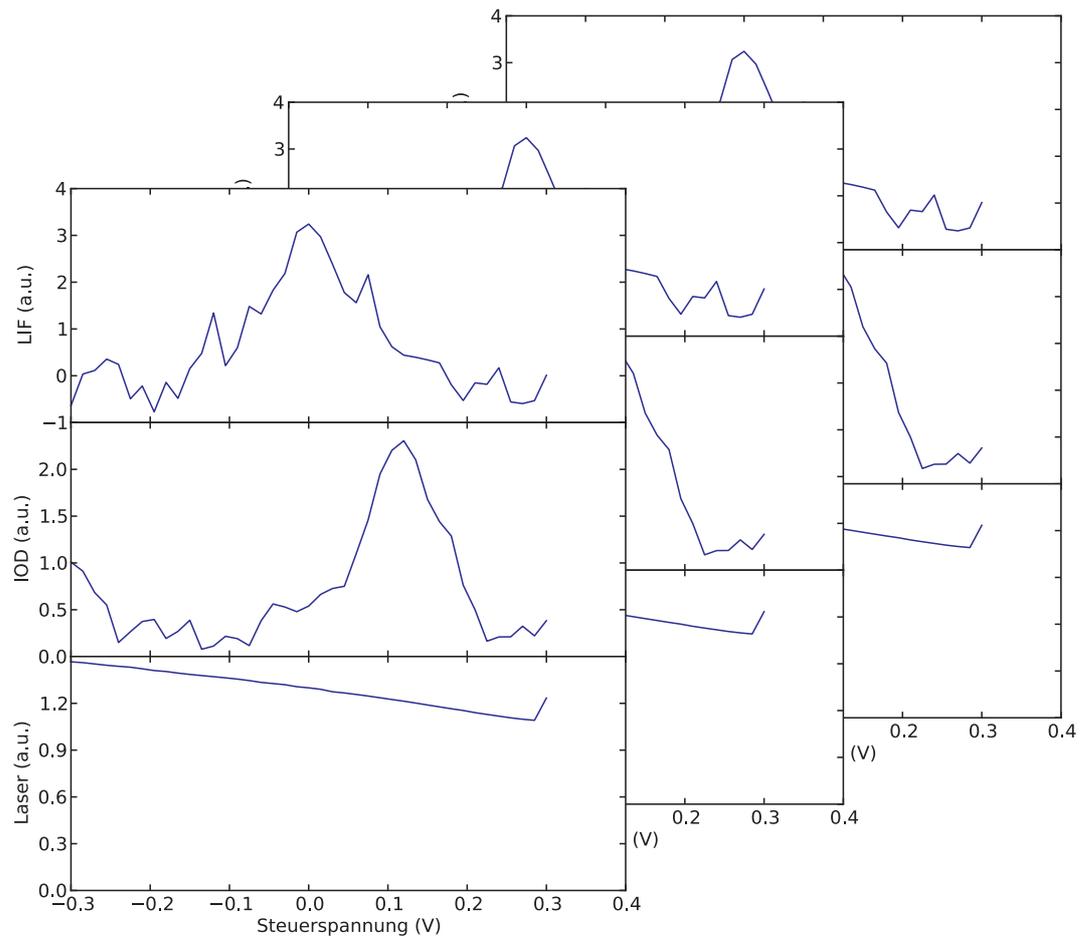


ABBILDUNG 3.7: Darstellung der während der Messung aufgenommenen Daten. Untereinander liegende Werte sind gleichzeitig aufgenommen. Die Stapelung soll andeuten, dass mehrere Scans hintereinander aufsummiert werden.

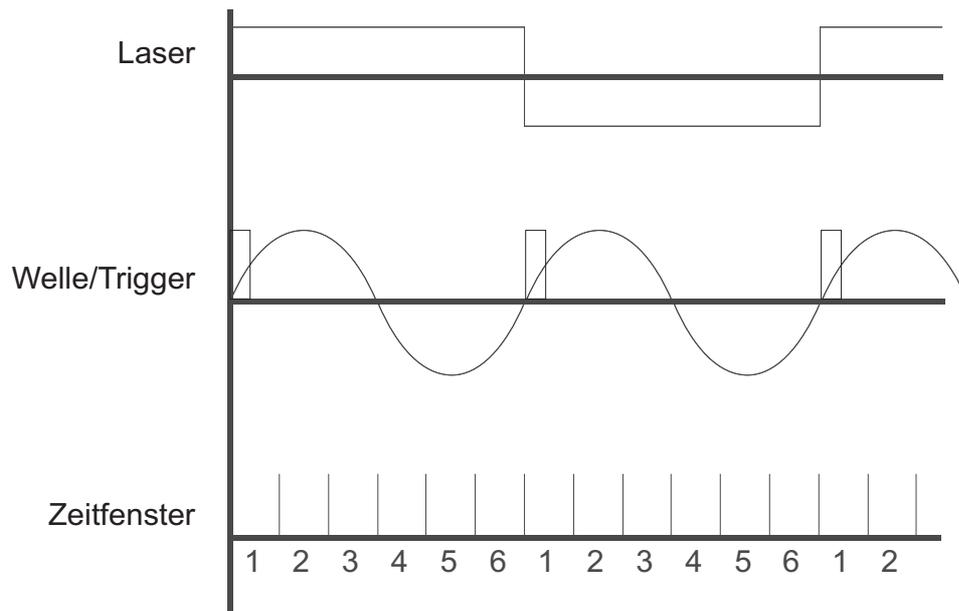


ABBILDUNG 3.8: Diagramm über die zeitliche Abfolge der phasengelösten Messung. Obere Spur zeigt die Lasermodulation. Mittlere Spur zeigt Welle, bzw. den Trigger für das Ereignis. Unter sind die Zeitfenster dargestellt.

3.5 Passive Spektroskopie

Für die passive Spektroskopie, bei der das Linienprofil durch Messung der Emission bestimmt wird, wurde ein Echelle-Spektrometer verwendet. Das Echelle-Spektrometer [26] ist ein Gitterspektrometer, das mit höheren Beugungsordnungen arbeitet. Das hat den Vorteil, dass dort die Dispersion größer ist. In den höheren Ordnungen überlagern sich aber verschiedene spektrale Bereiche des Spektrums. Aus diesem Grund muss der spektrale Bereich des zu messenden Lichts eingeschränkt werden, so dass die Beugungsordnungen nicht mehr überlappen. Das Prinzip ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Dies wird entweder durch ein weiteres Gitter oder durch ein Prisma vor oder nach dem Echelle-Gitter bewerkstelligt. Erfolgt die Ordnungstrennung nach dem Gitter, dann kann mit Hilfe einer Kamera das ganze erfassbare Spektrum mit einer sehr hohen Auflösung auf einmal gemessen werden. Die Beugungsordnungen liegen als Streifen übereinander auf dem Chip. Es müssen dann keine Teile mechanisch bewegt werden. Das hier verwendete Spektrometer nutzt den Aufbau mit einem Prismenspektrographen als Vormonochromator. Somit bleibt eine eindimensionale Ortsauflösung erhalten, die, bei der Verwendung einer Kamera als Detektor, genutzt werden kann. Allerdings müssen dafür sowohl das Prisma als auch das Echelle-Gitter mechanisch bewegt werden. Außer der erhaltenen eindimensionalen Ortsauflösung erreicht man in dieser Konfiguration eine höhere spektrale Auflösung.

In Tabelle 3.1 sind die in dieser Arbeit verwendeten Linien aufgeführt. Sie wurden zur Bestimmung der Neutralteilchen- bzw. Iontemperatur verwen-

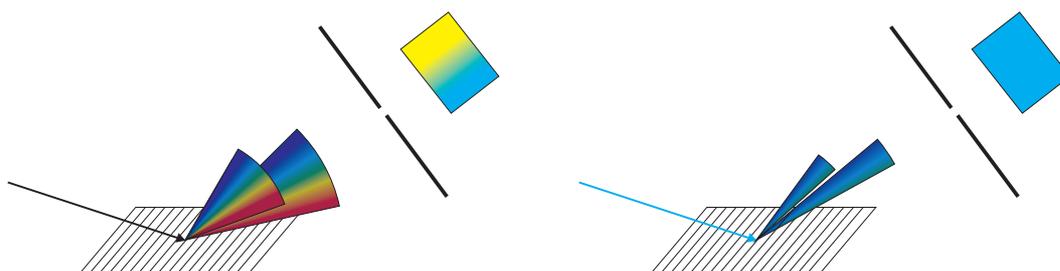


ABBILDUNG 3.9: Prinzipskizze des Echelle-Aufbaus. Das von links eingestrahlte Licht wird am Echelle-Gitter gebeugt und hinter einem Spalt detektiert. Links überlagern sich die Beugungsordnungen, womit die Messung unmöglich ist. Rechts ist die Wirkung des Vormonochromators zu sehen - nur blaues Licht fällt auf das Gitter, wodurch das Licht verschiedener Ordnung nicht mehr überlagert ist.

	λ (nm)	Konfiguration	Terme
Ar I	420.067	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^o) 4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^o) 5p$	${}^2[3/2]_2^o - {}^2[5/2]_3$
Ar II	487.986	$3s^2 3p^4 ({}^3P) 4s - 3s^2 3p^4 ({}^5P) 4p$	${}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}^o$
Ne I	540.056	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^o) 3s - 2s^2 2p^5 ({}^2P_{1/2}^o) 3p$	${}^2[3/2]_1^o - {}^2[1/2]_0$
Ne II	356.85	$2s^2 2p^4 ({}^1D) 3s - 2s^2 sp^4 ({}^1D) 3p$	${}^2D_{5/2} - {}^2F_{7/2}^o$
He I	501.568	$1s2s - 1s3p$	${}^1S_0 - {}^1P_1^o$
He II	468.57	$3d - 4f$	${}^2D_{3/2} - {}^2F_{5/2}^o$

TABELLE 3.1: Die für die passive Spektroskopie verwendeten Linien. Konfiguration und Terme aus [27, 28].

det. Das Kriterium für die Auswahl der Linien war die Intensität der Linien. Die Zeeman-Aufspaltung wurde anhand der in Tabelle 3.1 aufgeführten Terme bestimmt.

In Abbildung 3.10 ist der Aufbau des Spektrometers an TJ-K skizziert. Die zwei Spiegel werden benötigt, um den Höhenunterschied von Experiment und Spektrometer auszugleichen. Der Eintrittsspalt des Spektrometers liegt in der Zeichnung auf der Rückseite. Vor dem Spalt ist eine abbildende Linse, die den Spalt über die beiden Spiegel auf die Zwischenabbildung abbildet. Eine weitere Linse bildet das Plasma auf die Zwischenabbildung ab. In der Ebene der Zwischenabbildung ist eine dritte Linse, die als Feldlinse arbeitet und dabei die Abbildung an sich nicht beeinflusst. Durch die Feldlinse kann ein größerer Teil des Plasma abgebildet werden, weshalb mehr Licht in das Spektrometer gelangt.

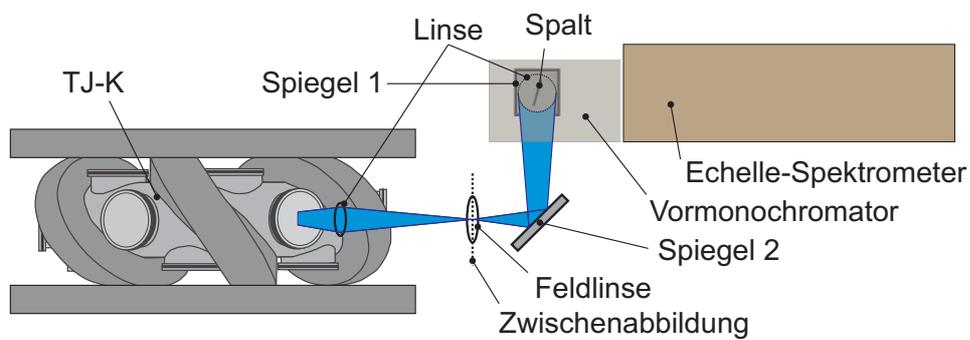


ABBILDUNG 3.10: Der Aufbau des Echelle-Spektrometers an TJ-K ist skizziert. Das Licht wird über zwei Spiegel gelenkt. Die Abbildung wird über eine Zwischenabbildung realisiert.

Kapitel 4

Doppelplasmaanlage Flips

Die LIF-Diagnostik wurde an einem unmagnetisierten Plasma in Betrieb genommen. Das Plasma ist fluktuationsarm und ermöglicht den Dauerbetrieb. Dadurch ist es ideal zur Optimierung der LIF-Diagnostik geeignet. Aber auch die Untersuchung von Wellen bietet sich an. Ziel dieser Messungen war es, die LIF Diagnostik zu verstehen und zu optimieren sowie die Plasmarandschicht und die Wellenausbreitung zu untersuchen. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse sind in diesem Kapitel aufgeführt.

4.1 Aufbau und Kenndaten von Flips

Das Akronym Flips steht für *Flexibles Plasmaexperiment Stuttgart*. Flexibel bezieht sich zum einen auf den Aufbau aus 5 Modulen, von denen 2 immer notwendig sind. Das mittlere kann durch ein anderes ausgetauscht werden und die beiden äußeren können nach Bedarf verwendet werden. Zum anderen bezieht sich „flexibel“ auf die Magnetfeldkonfiguration. Man kann ein Multipolfeld aus Permanentmagneten installieren, das für die Nutzung als Doppelplasma notwendig ist. Und man kann mittels Magnetfeldspulen ein achsiales Magnetfeld erzeugen. Flips wurde im Rahmen dieser Arbeit mit aufgebaut.

In Abbildung 4.1 ist das Experiment dargestellt. In hellblau ist das Gestell zu sehen, auf dem Schienen angebracht sind, auf welchen die Stützstruktur (hellgrau) auseinander gefahren werden kann. Die Stützstruktur ist für die Sicherung der Elektromagnete (braun) verantwortlich, zusätzlich liegt das Vakuumgefäß auf dieser auf. Die Schienen ermöglichen es nun, die beiden Hälften der Stützstruktur auseinander zu fahren, und somit einen Austausch von Einbauten im mittleren Modul oder des Moduls selbst vorzunehmen. Die Module werden von links nach rechts von 1 bis 5 durchnummeriert. Modul 1 ist als Übergang zu einer Erweiterung des Experiments gedacht. Modul 2 wird in der Konfiguration als Doppelplasmaanlage als Target-Kammer verwendet. Es hat zwei rechteckige Flansche, die achsiale und 2-dimensionale radiale Messungen ermöglichen. Das Modul 3 hat auch einen rechteckigen Flansch und 3 weitere runde Flansche. An Modul 4 befinden sich nur runde Flansche, weshalb dort bevorzugt Gaszuführung und die Druckmessung angebracht werden. Modul 5

ist zur Einkopplung einer Mikrowellenheizung bei 2,45 GHz gedacht. Die Länge aller Module zusammen ist 2106 mm, die Module 1, 2, 4 und 5 sind 468 mm und das Modul 3 ist 234 mm lang. Der Innendurchmesser aller Module beträgt $525 \pm 0,2$ mm.

Das Vakuumsystem besteht aus zwei identischen Einheiten, die an den Modulen 2 und 4 angebracht sind. Eine Einheit besteht wiederum aus einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe und einer Turbomolekularpumpe als Hauptpumpe. Der erreichbare Druck liegt bei $5 \cdot 10^{-5}$ mPa. Die Druckmessung erfolgt mittels zweier Druckmessköpfe. Eine kapazitive Messröhre vom Typ ASD 1004, welche eine Druckmessung unabhängig von der Gasart ermöglicht, und bis 0.01 Pa einsetzbar ist. Und eine Heißkathoden-Pirani-Messröhre vom Typ AHC 1010, die durch die Kombination zweier Messröhren einen Druckbereich von Normaldruck bis $5 \cdot 10^{-8}$ Pa abdeckt.

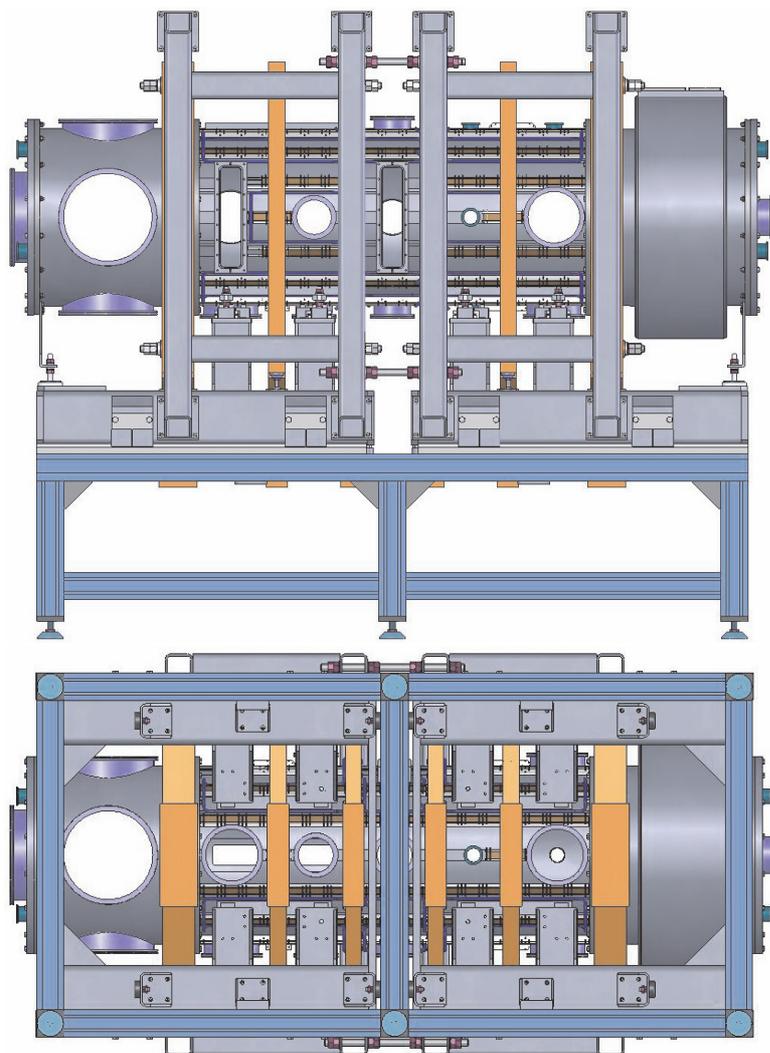


ABBILDUNG 4.1: Oben Seitenansicht auf das Experiment, unten Ansicht von unten. In Braun sind die Magnete dargestellt, das Gestell ist hellblau, die Stützstruktur ist hellgrau und das Gefäß ist dunkel grau [29].

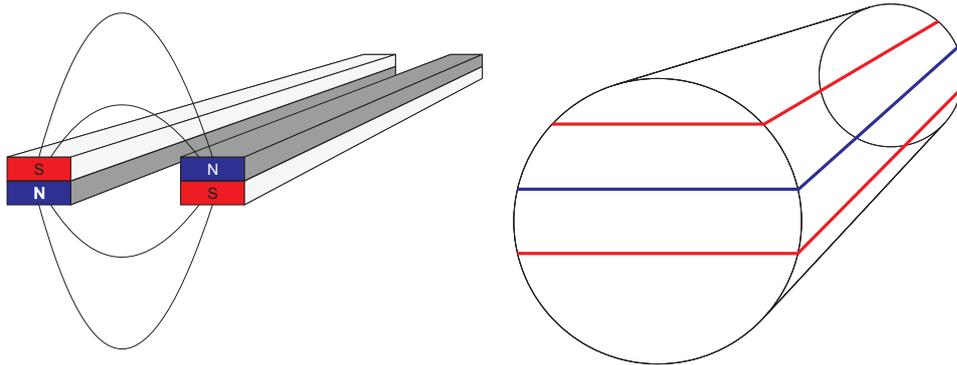


ABBILDUNG 4.2: Links schematische Darstellung der Full-line-Cusp Konfiguration. Rechts schematische Darstellung wie die Reihen vom Mantel zum Deckel fortgesetzt werden.

4.1.1 Magnetfeldkonfiguration von Flips

Die Permanentmagnete sind in einer so genannten Full-line-cusp-Anordnung auf dem Vakuumgefäß angebracht. Das heißt, dass Reihen von Permanentmagneten, in denen die einzelnen Magnete jeweils gleich ausgerichtet sind, auf der Oberfläche angebracht sind. Die Reihen auf dem Mantel sind parallel zur Zylinderachse angeordnet. Die Reihen auf den Deckeln setzen die Reihen vom Mantel so fort, dass kein Polaritätswechsel auftritt. In Abbildung 4.2 ist die Konfiguration der Magnete schematisch dargestellt.

Die Magnete bestehen aus einer Neodym-Eisen-Bor-Legierung (NdFeB) und haben ein Energieprodukt von 35 MGOe. Die maximale Einsatztemperatur liegt bei 120 °C. Bei den hier verwendeten quaderförmigen Magneten mit Kantenlängen von $60 \times 20 \times 15$ mm und einer Magnetisierungsrichtung entlang der kurzen Achse erhält man in der Mitte der Polflächen eine Flussdichte von ca. 370 mT; an den Kanten ist die Feldstärke ca. 750 mT. In Abbildung 4.3 ist ein radialer Schnitt des Magnetfelds zu sehen. Die Feldlinien verlaufen von Magnetreihe zu Magnetreihe, da bei benachbarten Reihen die Polarität entgegengesetzt ist. Das Magnetfeld ist dadurch zwischen zwei Reihen parallel zur Gefäßwand und hat eine Krümmung die nach Außen gerichtet ist. Dadurch ist zwischen den Reihen die magnetische Isolation sehr gut. Über den Reihen liegt das Magnetfeld senkrecht zur Gefäßwand. Dadurch können die geladenen Teilchen aus dem Plasma entlang der Feldlinien auf die Wand treffen. Aber auch dort ist durch den magnetischen Spiegeleffekt [30] der Fluss auf die Wand reduziert. Aus diesem Grund erhöht die Full-line-cusp-Anordnung die erreichbare Plasmadichte um den Faktor 100 [31]. Weiter ist zu bemerken, dass die für die Elektron-Zyklotronresonanz bei 2,45 GHz benötigte Flussdichte von 87,5 mT innerhalb des Gefäßes liegt. Das erlaubt zusätzlich zur thermionischen Entladung ein mittels Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH) erzeugtes Plasma.

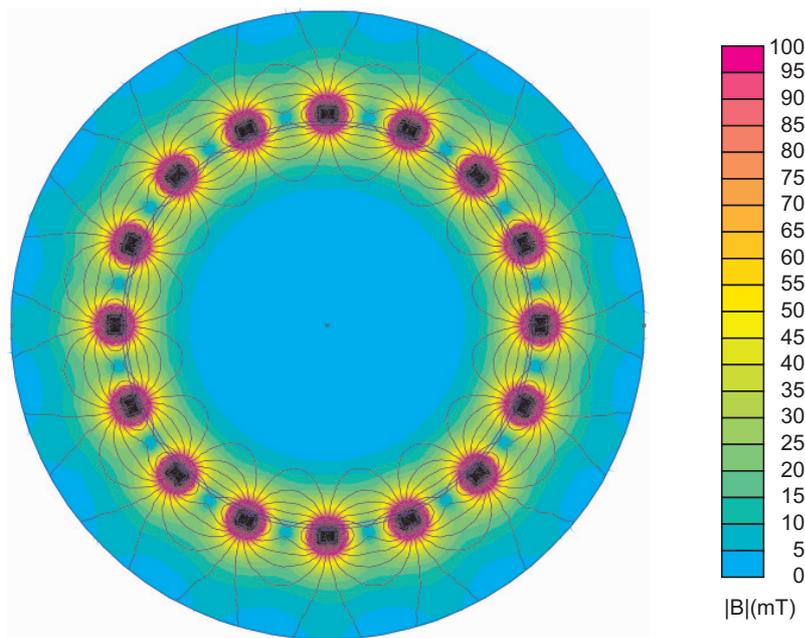


ABBILDUNG 4.3: Magnetfeldverlauf in Flips. $|B|$ ist durch die Farbe kodiert, Feldlinien sind durch Linien gekennzeichnet.

4.2 Prinzip des Doppelplasmas

Ein Doppelplasma wird in einer Plasmakammer erzeugt, die durch ein Gitter in zwei Hälften unterteilt ist. Das Gitter bewirkt, dass sich die Plasmapotentiale in den beiden Kammern nicht gegenseitig beeinflussen. Trotzdem ist ein Teilchenaustausch durch das Gitter möglich. Auf diese Weise können Plasmaströmungen erzeugt werden.

In der Regel wird in einer Doppelplasmaanlage das Plasma thermionisch erzeugt. Es entsteht eine Gleichstromentladung, bei der aus der Kathode auf Grund der hohen Temperatur Elektronen emittieren. Die Kathode wird dabei durch eine externe Heizung aufgeheizt. Darin unterscheidet sich diese Entladung von einer Bogenentladung, bei der die Wärme durch den Entladungsstrom selbst eingebracht wird. Der Entladungstyp zeichnet sich durch besonders geringe Fluktuationen aus.

In Abbildung 4.4 ist der Aufbau von Flips für die Konfiguration als Doppelplasmaanlage dargestellt. Die Kammer ist in der Mitte durch ein Gitter geteilt, das Potential des Gitters kann individuell über U_G eingestellt werden. Die beiden Kammerhälften sind prinzipiell identisch, und unterscheiden sich hauptsächlich bezüglich der eingestellten Parameter für U_A , U_D und I_D . In der Regel werden Messungen in der Target-Kammer durchgeführt. Typische Werte für die Entladungsspannungen U_{DS} und U_{DT} liegen zwischen 50 und 100 V. Die Entladungsströme I_{DS} und I_{DT} werden hauptsächlich zwischen 300 und 500 mA eingestellt. Das Gitter lässt man in der Regel floaten.

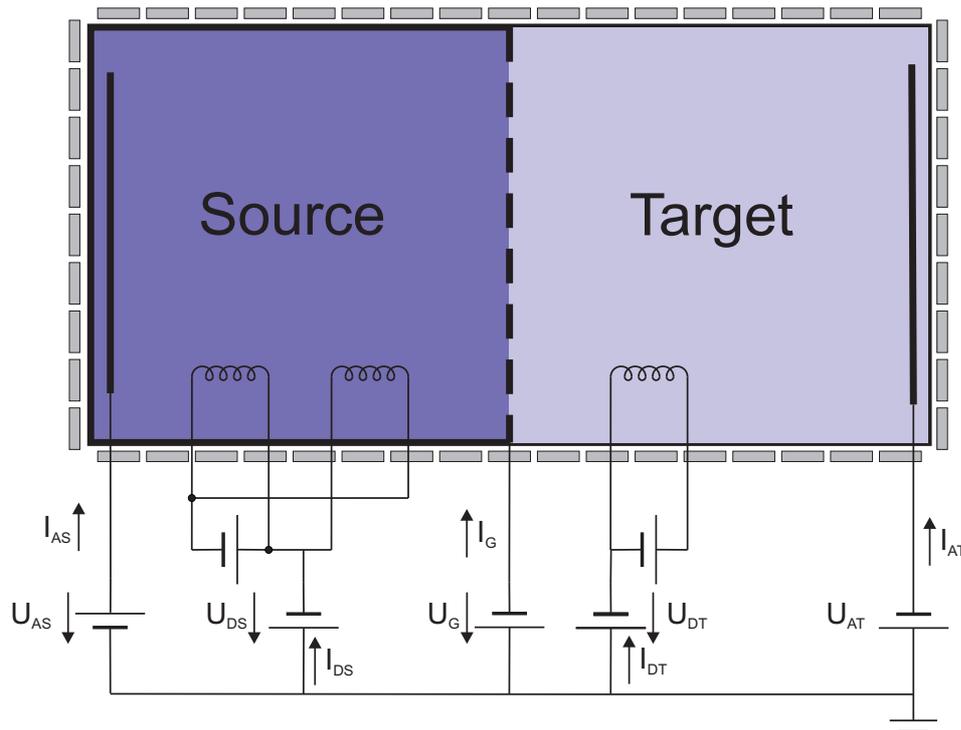


ABBILDUNG 4.4: Prinzipskizze für den Aufbau als Doppelplasmaanlage.

4.2.1 Thermionische Entladung

Bei der thermionischen Entladung werden die aus der geheizten Kathode austretenden Elektronen genutzt, um das Plasma zu erzeugen. Durch eine von außen angelegte Vorspannung gegen das Gefäß erhalten die Elektronen genug Energie, um Atome zu ionisieren und somit ein Plasma zu erzeugen. Der Entladungsstrom wird hauptsächlich von den emittierten Elektronen getragen, der Anteil des Ionenstroms auf die Kathode ist zu vernachlässigen. Der Emissionsstrom ist stark temperaturabhängig und wird durch die Richardson-Gleichung [19] beschrieben.

$$i = CT^2 e^{-\frac{W}{k_B T}} \quad (4.1)$$

C ist der Emissionskoeffizient und W ist die Austrittsarbeit, beide sind materialabhängige Größen. Wobei dieser Strom nur fließen kann, wenn durch ein angelegtes elektrisches Feld die ausgetretenen Elektronen abgesaugt werden. Ansonsten bilden diese nur eine Raumladungswolke um die Kathode. Wie groß der Anteil tatsächlich abgesaugter Elektronen ist, hängt von der Feldstärke ab. Ist das Elektrische Feld hinreichend groß, so fließt der durch die Richardson-Gleichung beschriebene Strom. In einem Plasma führt die Plasmarandschicht dazu, dass an der Oberfläche starke elektrische Felder auftreten, die alle verfügbaren Elektronen absaugen. Das führt dazu, dass, in Grenzen, der Entladungsstrom nur von der Temperatur der Kathode abhängt.

In Abbildung 4.5 ist die Druckabhängigkeit der Entladung dargestellt. Bei niedrigen Drücken im Bereich bis etwa $2 \cdot 10^{-4}$ Pa können die Elektronen keine

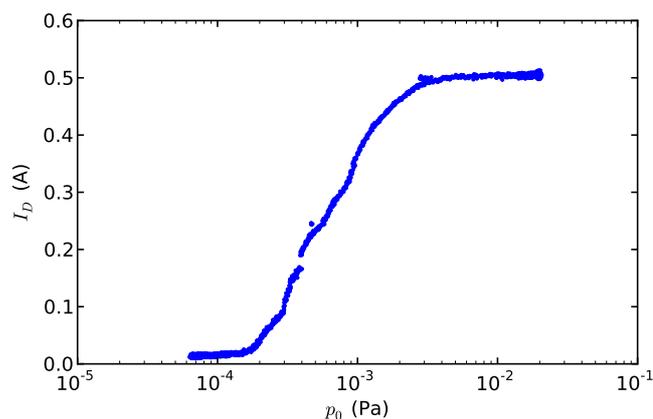


ABBILDUNG 4.5: Druckabhängigkeit des Entladungsstroms [32]
bei $U_D = 90$ V.

Atome Ionisieren, da die mittlere freie Weglänge mit $\lambda_{eo} \approx 30$ m die Experimentdimensionen um ein Vielfaches überschreitet. Da somit auch kein Plasma vorhanden ist, ist die Feldstärke nur von der angelegten Spannung und dem Abstand zwischen Kathode und Wand gegeben. Somit ist der Entladungsstrom I_D klein und zeigt nur eine schwache Abhängigkeit vom Druck. Im Druckbereich bis etwa $3 \cdot 10^{-3}$ Pa spielen die Ionisationsprozesse zunehmend eine Rolle. Zuerst bildet sich ein dünnes Plasma, das auf Grund der Quasineutralität eine Plasmarandschicht um die Kathode ausbildet. Dies führt, wie oben beschrieben, zu einer Verstärkung des elektrischen Feldes an der Oberfläche woraus ein größerer Emissionsstrom resultiert. Es entsteht dann eine sich selbst verstärkende Kette von Wirkungen. Der erhöhte Strom führt auch zu einer höheren Plasmadichte, und somit auch zu einer kleineren Plasmarandschicht und damit größerem Feld und somit höherem Strom. Dieser selbst verstärkende Mechanismus wird nur durch die Wandverluste ausgeglichen. Letztendlich balancieren sich die Ionisationsrate und die Wandverluste. Da die Ionisationsrate stark druckabhängig ist, erklärt das die starke Druckabhängigkeit des Entladungsstroms in diesem Bereich. Bei Drücken über $3 \cdot 10^{-3}$ Pa wird der auf Grund der thermischen Emission mögliche Strom erreicht, welcher dann nur noch von der Temperatur der Kathode abhängt.

In den Abbildungen 4.6 und 4.7 sind die Elektronendichten und Temperaturen in Abhängigkeit des Entladungsstroms und des Druckes abgebildet. Sowohl die Dichte als auch die Temperatur steigen mit zunehmenden Entladungsstrom an. Im statistischen Mittel wird jedes Elektron die gleiche Anzahl an Ionisationsstößen durchführen, was zu einer nahezu linearen Beziehung zwischen Dichte und Strom führt. Bei genauerer Betrachtung fällt auf, dass bei hohen Strömen die Dichte schwächer als linear ansteigt. Der Teilchenverlust an der Wand kompensiert die Teilchenquelle durch Ionisation. Nach dem Bohm-Kriterium sind die Wandverluste proportional zu $n_e \times \sqrt{T_e}$. Durch die ansteigende Elektronentemperatur muss also die Dichte von dem linearen Verlauf

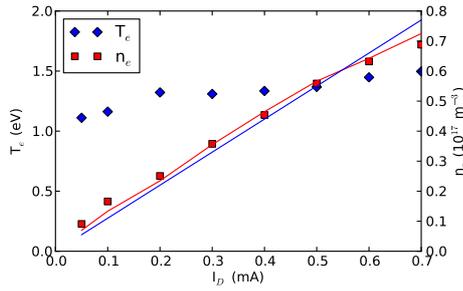


ABBILDUNG 4.6: Elektronendichte n_e und -temperatur T_e bei Variation des Entladungsstroms I_D bei $U_D = 90$ V und $p_0 = 31$ mPa [32].

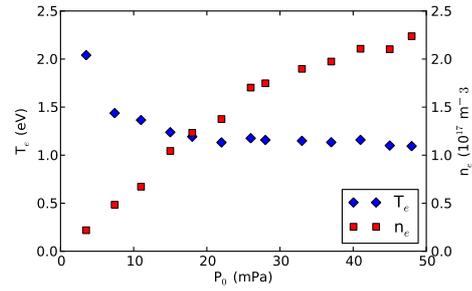


ABBILDUNG 4.7: Elektronendichte n_e und -temperatur T_e bei Variation des Druckes p_0 [32] bei $U_D = 110$ V und $I_D = 400$ mA.

abweichen.

Die Druckabhängigkeit von Elektronendichte und -temperatur ist qualitativ unterschiedlich. Die Dichte steigt zwar auch mit dem Druck an, während die Temperatur sinkt. Durch die höhere Neutralgasdichte bei steigendem Druck wird die mittlere freie Weglänge für Ionisationsstöße kürzer. Weshalb die Primärelektronen mehr Sekundärelektronen erzeugen können. Allerdings bedingt das auch einen stärkeren Energieverlust durch die Ionisation der Atome. Durch die Kombination von U_D und p_0 können Elektronendichte und Temperatur nahezu unabhängig voneinander eingestellt werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt der Doppelplasmaanlage ist, dass die Potentiale in den beiden Kammern getrennt voneinander einstellbar sind. In Abbildung 4.8 sind die Plasmapotentiale der beiden Kammer unter Variation der Spannung der Source-Anode aufgetragen. Man sieht deutlich, dass das Potential in der Source-Kammer der Anodenspannung folgt, während das Potential in der Target-Kammer unverändert bleibt. Der Effekt wird möglich, da Plasmen negative Wandpotentiale sehr gut abschirmen können, während positive Wandpotentiale die Elektronen absaugen und somit das Plasmapotential anheben.

4.2.2 LIF am Doppelplasma

In Abbildung 4.9 ist dargestellt, wie die LIF-Diagnostik an dem Doppelplasma installiert ist. Es gibt zwei Varianten dieses Aufbaus, eine zur Messung der Schicht und eine zur Messung der Solitonen. Bei beiden wird der Laser axial durch das Gefäß geleitet, die Fluoreszenz wird senkrecht dazu durch ein Fenster am Zylindermantel beobachtet. Bei dem Aufbau zur Messung der Schicht ist eine bewegliche Platte im Plasma eingebracht, die für die Messung als Wand zur Erzeugung der zu vermessenden Schicht dient. In der Konfiguration für die Solitonen Messung hat das Beobachtungsvolumen einen Abstand von 16,35 cm zu Gitter und ist somit näher an diesem gelegen. Der Abstand ist so gewählt,

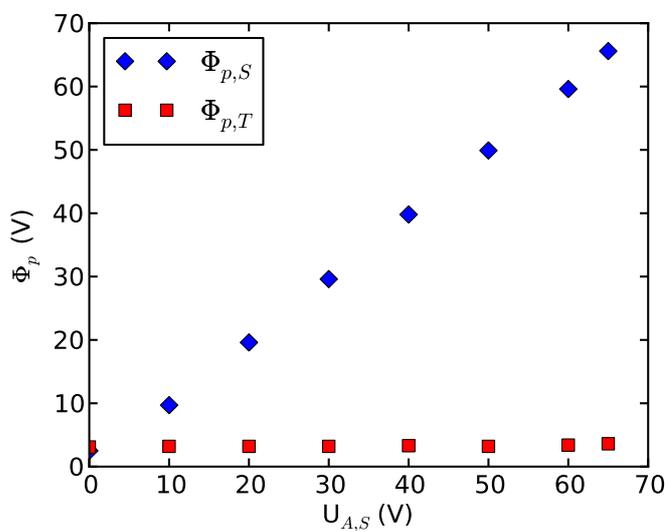


ABBILDUNG 4.8: Plasmapotential in Source- und Target-Kammer unter Variation der Anodenspannung in der Source-Kammer [32].

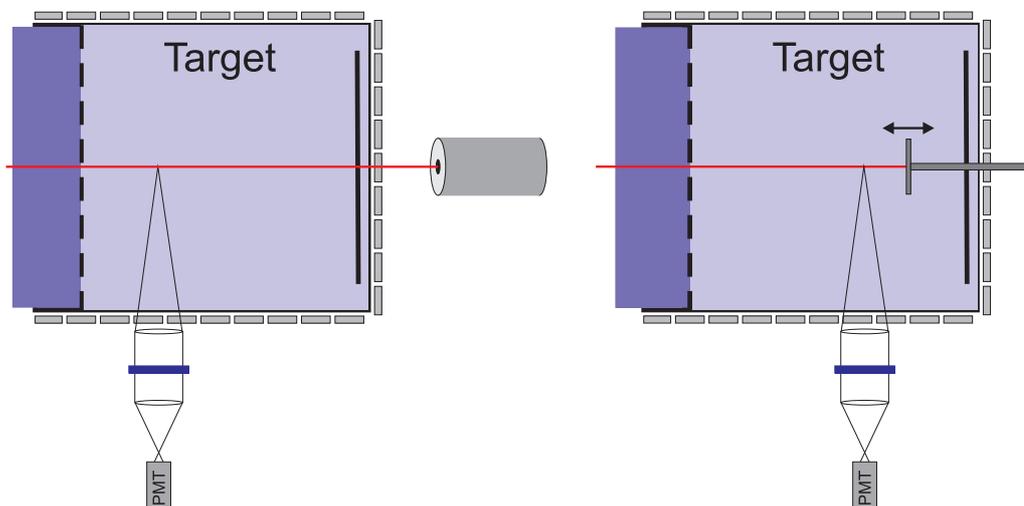


ABBILDUNG 4.9: Skizze des Aufbaus der LIF-Diagnostik an dem Doppelplasma. Links ist der Aufbau für die Wellenmessung zu sehen. Das Beobachtungsvolumen ist 16,35 cm hinter dem Gitter. Der Laser verläuft axial durch das Plasma und wird in einem Strahlensumpf absorbiert. Rechts ist der Aufbau für die Schichtmessung zu sehen. Das Beobachtungsvolumen ist weiter vom Gitter entfernt. Es ist eine axial bewegliche Platte installiert. Der Laser wird teilweise an der Platte reflektiert.

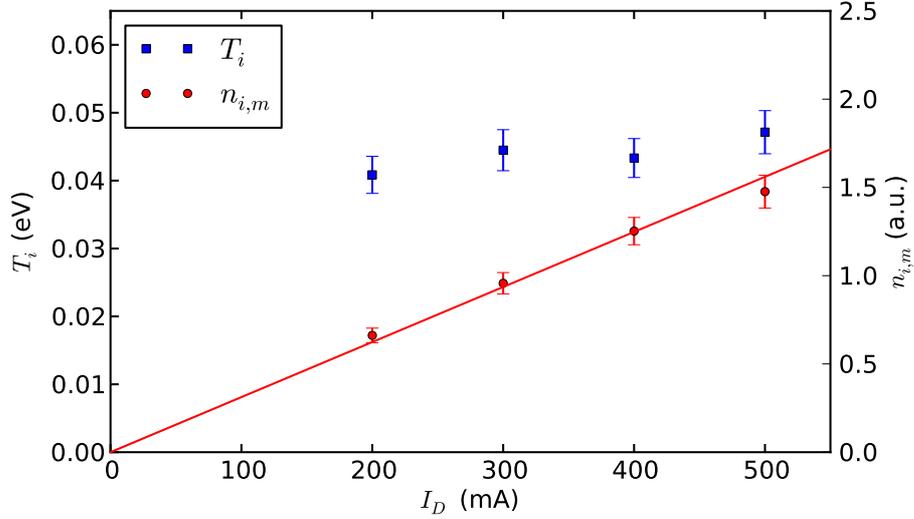


ABBILDUNG 4.10: Ionentemperatur und metastabile Ionendichte in Abhängigkeit des Entladungsstroms.

dass die Solitonen genug Weg durchlaufen können um sich zu entwickeln, aber noch nicht so viel Weg, um zu stark gedämpft zu werden.

Zuerst wurde eine Parameterstudie für die Ionentemperatur T_i und die Dichte der metastabilen Ionen $n_{i,m}$ durchgeführt. Dazu wurde die Konfiguration gewählt, die auch für die Solitonenmessung gedacht ist. In Abbildung 4.10 sind mittels LIF gemessene T_i und $n_{i,m}$ über den Entladungsstrom bei $p_0 = 30$ mPa und $U_{DT} = 110$ V aufgetragen. $n_{i,m}$ ist die Dichte der metastabilen Ionen. Da die Dichte nicht kalibriert wurde, können keine absoluten Zahlen angegeben werden. Der Anstieg von $n_{i,m}$ ist zwischen 200 und 500 mA zum Entladungsstrom linear, sie verhält sich also nicht wie die Elektronendichte aus Abbildung 4.6. Das ist auf Grund der Quasineutralität zunächst nicht zu erwarten, allerdings ist das Dichteverhältnis der metastabilen Ionen zu denen im Grundzustand von den Plasmaparametern abhängig. Die erhöhte Elektronentemperatur erzeugt einen höheren Anteil an metastabilen Ionen und gleicht somit die höheren Ionenflüsse auf die Wand aus. Der Einfluss auf die Ionentemperatur T_i ist gering; sie steigt leicht von 40 auf 45 meV an.

In Abbildung 4.11 sind T_i und $n_{i,m}$ über den Neutralgasdruck, bei $U_{DT} = 110$ V und $I_{DT} = 500$ mA, aufgetragen. Sowohl Dichte als auch Temperatur der metastabilen Ionen steigt mit zunehmendem Druck an. Die Zunahme der Dichte ist dadurch begründet, dass die Plasmadichte mit dem Druck ansteigt, wie in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Zunahme der Temperatur wird durch die zunehmende Stoßrate für Elektronen-Ionen-Stöße verursacht, da diese von n^2 abhängt. Dagegen ist die Kühlung durch die Neutralteilchen vernachlässigbar klein, da die Ionentemperatur nur etwa das zweifache der Neutralgastemperatur beträgt.

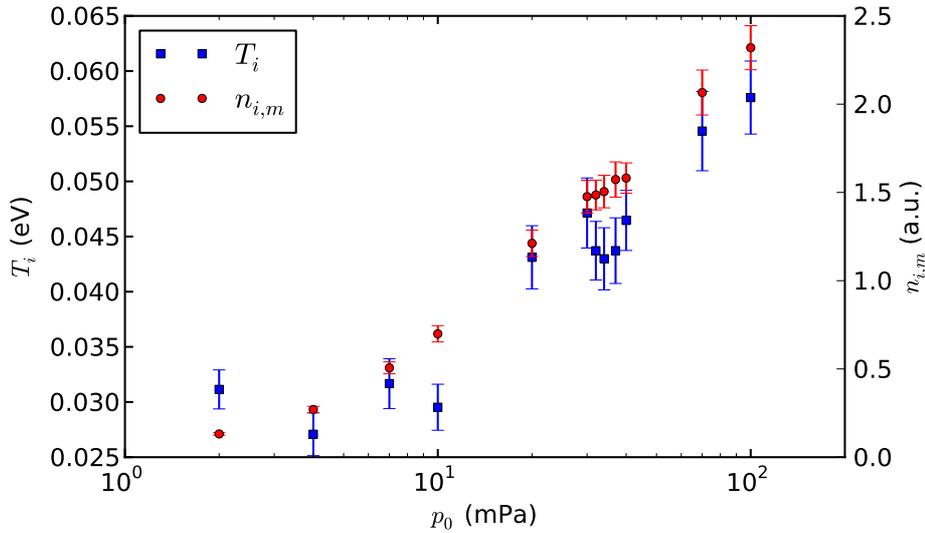


ABBILDUNG 4.11: Ionentemperatur und Dichte in Abhängigkeit des Druckes.

Es stellt sich die Frage, welche Plasmaparameter die Signalstärke beeinflussen. Im Wesentlichen ist die Dichte der metastabilen Ionen, die durch den Laser angeregt werden, verantwortlich für die Signalstärke. Die Dichte der metastabilen Ionen ist gekoppelt an die Dichte aller Ionen. Der Anteil der metastabilen Ionen ist allerdings von der Elektronentemperatur abhängig. In Abbildung 4.12 ist dieser Zusammenhang dargestellt. Es wurden bei den Messungen nacheinander der Neutralgasdruck, der Entladungsstrom und die Entladungsspannung variiert, um einen möglichst weiten Parameterbereich abzudecken. Für jeden Parameter wurde T_i und $n_{i,m}$ mittels LIF gemessen, T_e und n_e wurden mit Hilfe von Langmuir-Sonden bestimmt. Aufgetragen ist der Anteil der metastabilen Ionen $n_{i,m}/n_e$ über der Elektronentemperatur T_e . Bis zu Elektronentemperaturen von 2 eV steigt der Anteil der Metastabilen an, für Temperaturen über 2 eV sinkt der Anteil drastisch ab. Das beste Signal ist also bei $T_e = 2$ eV zu erwarten.

4.3 Plasmarandschicht

In diesem Abschnitt soll der Einfluss von Sauerstoff auf die Plasmarandschicht untersucht werden. Sauerstoff kann Elektronen einfangen und dadurch negative Ionen bilden [33, 34]. Die negativen Ionen können das Ausbilden der Plasmarandschicht beeinflussen [21, 35–39]. Die Randschicht spielt in vielen technologischen Prozessen eine wichtige Rolle [40, 41], da sie maßgeblich die Energie liefert, mit der die Ionen auf die Wand treffen. Hier wird der Verlauf der Ionen-Geschwindigkeitsverteilung vor einer isolierten Platte unter Variation des Sauerstoffanteils im Neutralgas untersucht.

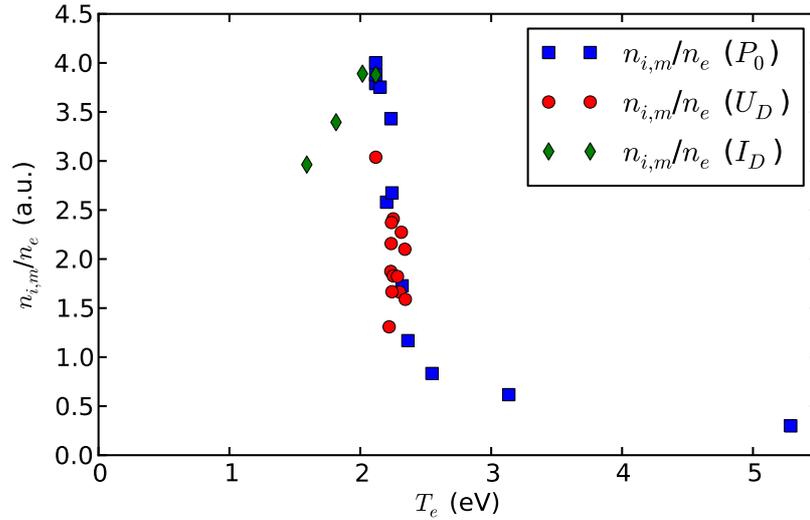


ABBILDUNG 4.12: Anteil der metastabilen an der Ionendichte in willkürlichen Einheiten. Die Blauen Werte wurden unter Variation des Drucken gewonnen, die roten unter Variation der Entladungsspannung und die grünen unter Variation des Entladungsstroms.

4.3.1 Experimenteller Aufbau

In Abbildung 4.13 ist der Aufbau skizziert, mit dem die Plasmarandschicht vermessen wurde. Es wurde ein Aufbau gewählt, bei dem die Optik starr ist, also das Messvolumen immer am selben Ort ist. Das erleichtert die Justage der Diagnostik. Der Laser wird axial durch das Plasma auf eine bewegliche Platte gestrahlt, so dass die Ortsvariation durch die Bewegung der Platte erreicht wird. Die Beobachtungsoptik ist nicht senkrecht zum Laser ausgerichtet, sondern sieht die Oberfläche der Platte. Dadurch wird bei Messungen in kleinen Abständen vor der Platte weniger Licht abgeschattet.

Die Platte ist aus Edelstahl und nicht geschwärzt, weshalb sowohl das Laser- als auch das Fluoreszenzlicht an der Platte reflektiert wird. In Abbildung 4.14 ist der Fall skizziert, dass die Platte vor dem Beobachtungsvolumen ist. In diesem Fall wird der Sichtkegel des Photoelektronenvervielfachers(PMT) an der Platte gespiegelt, so dass Fluoreszenzlicht gesehen wird, das vor der Platte entstanden ist. Man misst also anstatt δx hinter der Platte δx vor der Platte. Der Verlauf der Messung wird also gespiegelt. Dies bietet die Möglichkeit die Position der Platte relativ zum Beobachtungsvolumen zu bestimmen.

Die Spiegelung des Lasers an der Platte führt dazu, dass das Laserlicht ein weiteres mal durch das Beobachtungsvolumen läuft und ebenfalls Fluoreszenz anregt. Da die Ausbreitungsrichtungen der beiden Anteile des anregenden Lichts in entgegengesetzter Richtung sind, sind auch die Dopplerverschiebung auf Grund der Drift in entgegengesetzter Richtung. Bei genügend

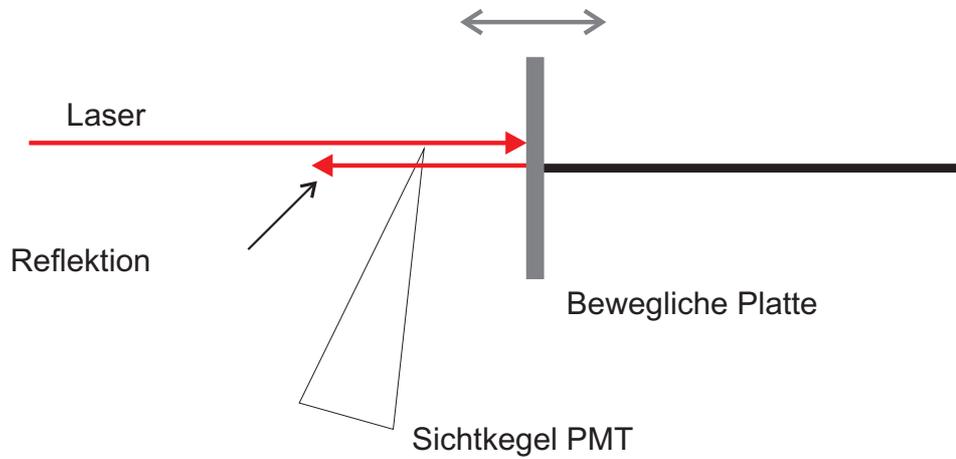


ABBILDUNG 4.13: Prinzip der LIF-Messung vor einer Beweglichen Platte. Der Laser ist in Rot dargestellt, die bewegliche Platte ist grau und das Dreieck symbolisiert den Sichtwinkel der Beobachtungsoptik.

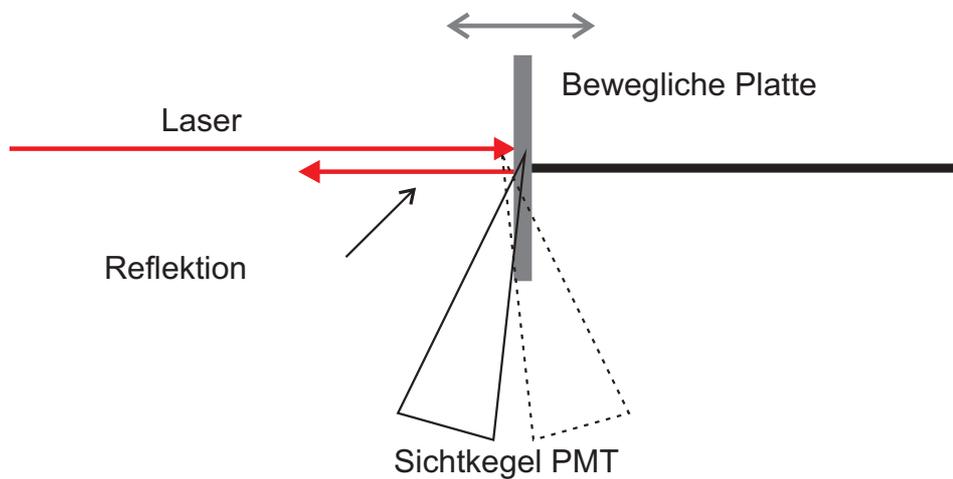


ABBILDUNG 4.14: Beobachtungsvolumen liegt hinter der Platte.

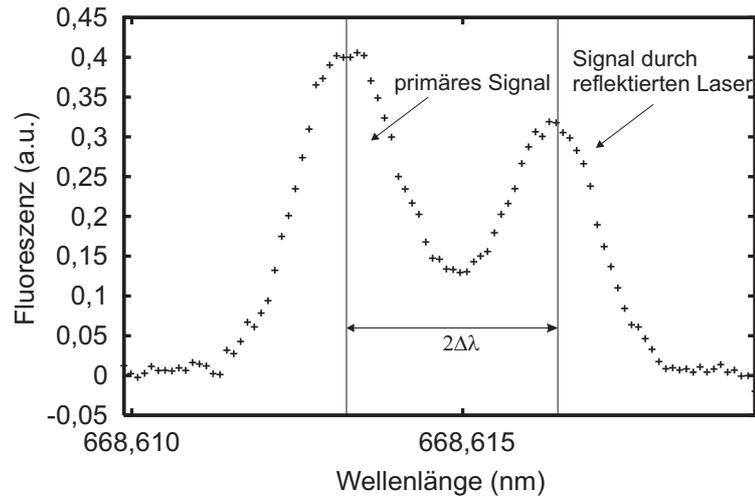


ABBILDUNG 4.15: Geschwindigkeitsverteilungsfunktion vor einer elektrisch isolierten Platte. Der reflektierte Laser erzeugt ein weiteres Maximum, das entgegengesetzt Doppler-verschoben ist.

starker Dopplerverschiebung sind also zwei getrennte Verteilungen zu sehen, die eigentlich die gleichen sind. In Abbildung 4.15 ist eine Messung dargestellt. Es sind zwei Peaks vorhanden, der höhere gehört zu der Fluoreszenz, die beim ersten Durchlauf des Lasers erzeugt wird und der kleinere zu der Fluoreszenz, die durch den reflektierten Laserstrahl entsteht. Wegen der Reflektionsverluste an der nicht perfekt spiegelnden Oberfläche ist dieser kleiner. Der Abstand der Peaks ist genau die doppelte Doppler-Verschiebung, deshalb kann daraus die Driftgeschwindigkeit genau bestimmt werden. Bei größeren Abständen zur Platte ist die Doppler-Verschiebung nicht groß genug, um die beiden Anteile voneinander zu trennen. Da dort das Signal des reflektierten Strahls noch stärker abgeschwächt ist, kann man die beiden Anteile trotzdem gut voneinander unterscheiden. Dies wird durch eine Kurvenanpassung mit 2 Gauss-Kurven, die unterschiedliche Amplituden haben, erreicht.

4.3.2 Randschichtverlauf

Die Messungen wurden in einer Doppelplasmaanlage mit 90 cm Länge und 31,5 cm Durchmesser durchgeführt.

In Abbildung 4.16 sind Messungen der Ionengeschwindigkeit vor einer Platte bei verschiedenen Drücken dargestellt. Die übrigen Entladungsparameter sind bei allen drei Messungen gleich: $U_{DT} = U_{AT} = U_{AS} = I_{DT} = 0$, $I_{DS} = 300$ mA, $U_{DS} = 75$ V und $U_G = \phi_{fl}$. Es wurde also ein asymmetrischer Betrieb gewählt, ohne Einfluss auf das Plasmapotential zu nehmen. Die Plasmaparameter bei den Entladungen mit 10 mPa sind: $n_e = 4 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 1,7$ eV und $T_i = 0,07$ eV. Die Bohm-Geschwindigkeit ist demnach $v_B = 2100$ m/s und die Debye-Länge ist $\lambda_D = 150 \mu\text{m}$. Aufgetragen sind die Ionengeschwindigkeiten senkrecht zur Platte in Abhängigkeit vom Abstand zur Platte. Geschwindig-

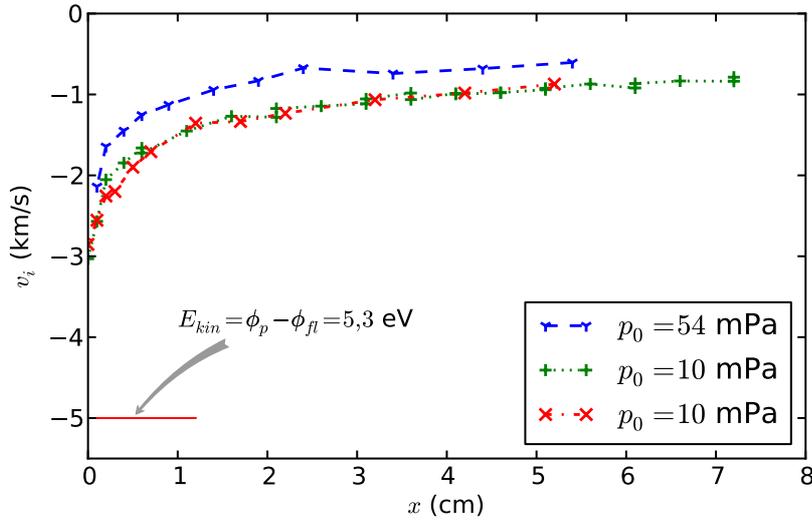


ABBILDUNG 4.16: Ionengeschwindigkeiten innerhalb der Plasmavorschicht für zwei verschiedene Drücke.

keiten auf die Platte zu sind negativ, von der Platte weg positiv. Die beiden Verläufe bei 10 mPa stimmen gut überein. Betrachtet man den Geschwindigkeitsverlauf beginnend bei großen Distanzen, so ist zunächst die Beschleunigung auf die Platte zu eher klein und nahezu konstant. Ab einem Abstand von ungefähr 1,5 cm nimmt die Beschleunigung zu. Aus der Potentialdifferenz von Plasmapotential und Floatingpotential erhalten die Ionen ihre kinetische Energie. Für $T_e = 1,7$ eV ist die Differenz nach

$$\phi_p - \phi_{fl} = \frac{T_e}{2e} \ln \left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i} \right) = 5,3 \text{ eV.}$$

Das entspricht einer Ionengeschwindigkeit von 5 km/s, mit der die Ionen auf die Oberfläche treffen sollten. Die letzte Messung der Ionen vor der Platte ergab knapp 3 km/s. Die Auflösung reicht also nicht aus, um die Randschicht, die nur einige Debye-Längen groß ist, ausreichend aufzulösen. Statt dessen sieht man hauptsächlich die Vorschicht, in der die Bohm-Geschwindigkeit erreicht werden muss. Diese wird in einem Abstand von 3 bis 5 mm vor der Platte erreicht, also hat die Schicht eine Ausdehnung von 20 bis 30 mal λ_D , während die Vorschicht 300 bis 400 mal λ_D groß ist. In dem Plasma mit 54 mPa sind Plasmarandschicht und Vorschicht deutlich kleiner. Was zurückzuführen ist auf die höhere Plasmadichte und damit kürzere Debye-Länge λ_D , und die höhere Ionisationsrate auf Grund der höheren Neutralgasdichte.

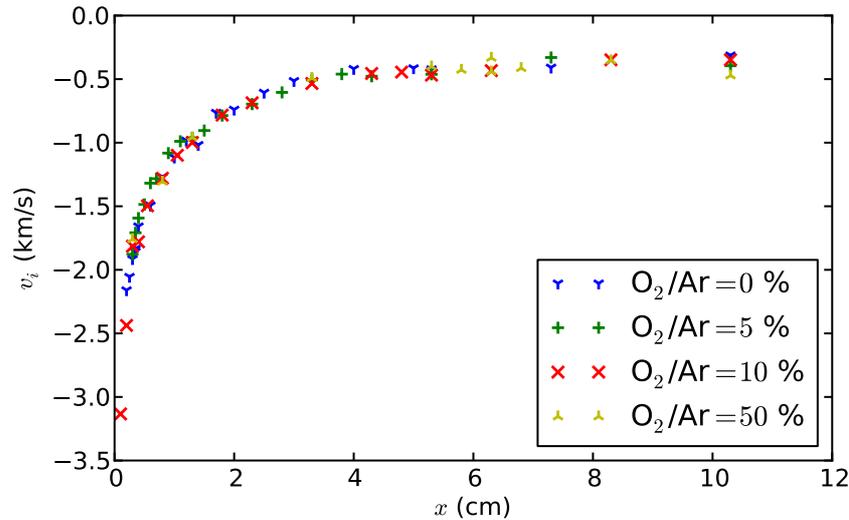


ABBILDUNG 4.17: Ionengeschwindigkeiten vor einer elektrisch leitenden aber nicht geerdeten Platte. Ergebnisse für verschiedene Sauerstoff/Argon-Mischungsverhältnisse sind dargestellt.

4.4 Randschicht im elektronegativen Plasma

Nun soll der Einfluss negativer Ionen auf die Plasmarandschicht untersucht werden. Die negativen Ionen sollen durch die Zugabe von Sauerstoff in das Plasma erzeugt werden. Damit soll eine realistische Situation geschaffen werden, wie sie z.B. in technologischen Plasmen vorkommt. Dort wird Sauerstoff bei plasmaunterstütztem Ätzen aber auch bei der „plasma enhanced chemical vapor deposition“ (PECVD) eingesetzt. In beiden Fällen ist der Energieeintrag durch die Ionen auf das zu bearbeitende Substrat von entscheidender Bedeutung. Deshalb ist es wichtig, eine mögliche Modifikation der Plasmarandschicht durch den Sauerstoff zu untersuchen.

Der Messaufbau zur Messung der Schicht ist der gleiche, wie im Abschnitt zuvor. Die Anteile an Argon und Sauerstoff werden mit Hilfe von Massflussreglern kontrolliert. In Abbildung 4.17 sind die Ionengeschwindigkeiten vor einer elektrisch leitenden, nicht geerdeten Platte für Plasmen mit unterschiedlichem Sauerstoff/Argon-Mischungsverhältnis dargestellt. Es wurde wieder ein asymmetrischer Betrieb gewählt, ohne Einfluss auf das Plasmapotential zu nehmen. Die Entladungparameter sind bei allen Messungen: $U_{DT} = U_{AT} = U_{AS} = I_{DT} = 0$, $I_{DS} = 300$ mA, $U_{DS} = 75$ V, $U_G = \phi_{fl}$ und $p_0 = 54$ mPa. Es wurden Gasmischungen mit 0, 5, 10 und 50 % Sauerstoff in Argon verwendet. Wie in Abbildung 4.17 zu sehen, ist kein Unterschied im Schichtverlauf zwischen den einzelnen Messungen auszumachen. Das bedeutet, dass die Plasmaparameter T_e und n_e nahezu konstant bleiben, was im Einklang zu Messungen mit Langmuir-Sonden steht, die gezeigt haben,

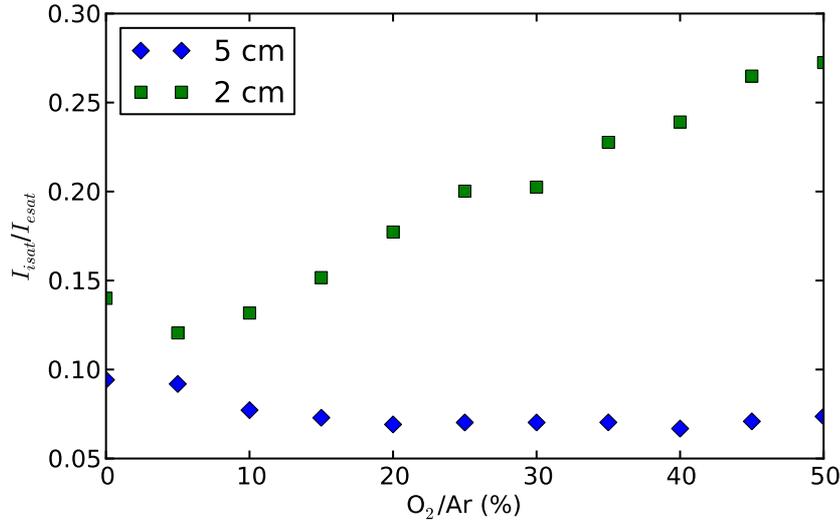


ABBILDUNG 4.18: Verhältnis von I_{isat} zu I_{esat} über dem Sauerstoffanteil im Plasma an zwei Positionen. Grüne Messpunkte wurden 2 cm vor der Gefäßwand, die blauen 5 cm vor der Gefäßwand bestimmt.

dass sich die Dichte um weniger als 10 % und die Elektronentemperatur um weniger als 20 % verändert. Offensichtlich wird das Plasma nicht durch die negativen Ionen beeinflusst. Das bedeutet, dass der Anteil an negativen Ionen im Plasma zu klein ist. Um einen Effekt auf die Plasmarandschicht und die Vorschicht zu erzeugen, benötigt man also einen höheren Anteil an negativen Ionen. Zur Optimierung des Plasmas auf höhere Anteile an negativen Ionen $\alpha = n_{i-}/n_e$ benötigt man eine einfache Möglichkeit, die Dichte oder zumindest die Änderung der negativen Ionendichte zu messen.

In Ref.[42] wird eine Methode zur Bestimmung der negativen Ionendichte aus Kennlinien von Langmuir-Sonden vorgestellt. Die Methode beruht auf der Änderung der Sättigungsströme von Elektronen und Ionen. Der Unterschied der beiden Sättigungsströme entsteht hauptsächlich durch den Massenunterschied zwischen Elektronen und Ionen. Werden nun die Elektronen durch negative Ionen ersetzt, so gleicht sich das Verhältnis an, da die Elektronendichte kleiner wird. In Plasmen mit $\alpha < 100$ wird der Sättigungsstrom der negativen Teilchen immer noch hauptsächlich durch die Elektronen getragen. Das Verhältnis zwischen Elektronen- und Ionensättigungsstrom R wird durch den Anteil an negativen Ionen α beeinflusst:

$$R = \frac{1}{4} \left(\frac{A_2}{A_1} \right) \sqrt{\frac{8m_i}{\pi m_e} \frac{n_{e0} c_s}{\Gamma_s \alpha}} \quad (4.2)$$

Wobei (A_2/A_1) das Verhältnis der effektiven Sondenoberflächen, c_s die Schallgeschwindigkeit und Γ_s der normierte Bohm-Fluss der Ionen ist. Γ_s ist nicht nur von α , sondern auch vom Verhältnis der Temperaturen der negativen Teilchen $\gamma = T_e/T_-$ abhängig [43]. Ohne die Kenntnis von γ kann keine Aussage

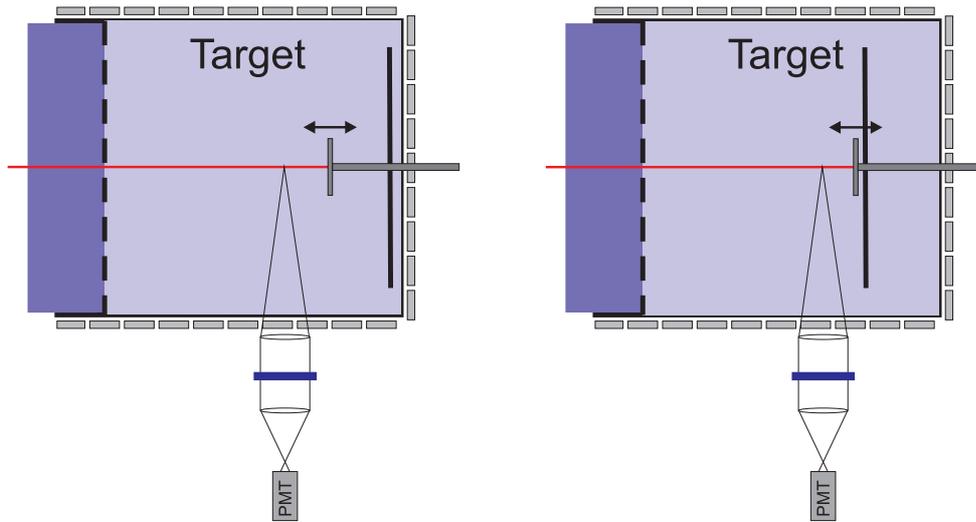


ABBILDUNG 4.19: Vergleich zwischen modifiziertem (rechts) und unverändertem (links) Aufbau zu Schichtmessung. Durch die veränderte Anodenposition wird die Schichtmessung in den Randbereich des Plasmas verlagert.

über die absoluten Werte von α getroffen werden. Allerdings können relative Änderungen von α gemessen werden, da $\Gamma_s(\alpha)$ eine monoton wachsende Funktion von α ist.

In Abbildung 4.18 ist das Verhältnis $R = I_{isat}/I_{esat}$ über dem Sauerstoffanteil im Plasma aufgetragen. Die Messungen wurden nicht auf der Zylinderachse durchgeführt, sondern nahe des Zylindermantels, also in einem Bereich in dem das Magnetfeld das Plasma beeinflusst. Die Feldlinien sind am Ort der Messung parallel zur Gefäßwand. Die blauen Punkte gehören zu einer Messung 5 cm und die grünen Punkte zu einer Messung 2 cm vor der Gefäßwand. Bei den Messungen, die 5 cm vor der Wand aufgenommen wurden, nimmt das Verhältnis zwischen Ionen- und Elektronen-Sättigungsstrom leicht ab. 2 cm vor der Wand steigt R mit der Sauerstoffkonzentration an, was auf eine Zunahme von α , also der Dichte der negativen Ionen hindeutet. Zum einen ist das ein Hinweis auf die Existenz der negativen Ionen in diesem Plasma, zum anderen zeigt es, dass die negativen Ionen nur im Randbereich des Plasmas messbar sind. Das ist insofern ungewöhnlich, da unter der Annahme, dass die Elektronen wärmer als die negativen Ionen sind, die negativen Ionen durch das Plasmapotential im Zentrum eingeschlossen sein sollten.

Wenn die negativen Ionen die Kennlinie der Langmuir-Sonde beeinflussen, müsste auch die Plasmarandschicht beeinflusst sein. Um das zu überprüfen, wurde die LIF-Messung der Schicht aus dem Bereich homogenen Plasmas in Richtung der Wand verlagert. Erreicht wurde das durch Verschieben der Anode von der Gefäßwand weg in das Plasma hinein. In Abbildung 4.19 ist die Modifikation illustriert. Links ist der unveränderte Aufbau zu sehen und rechts der modifizierte. Im modifizierten Aufbau wird die Anodenplatte von der Gefäßwand abgesetzt, so dass die Schichtmessung im Plasmarandbereich

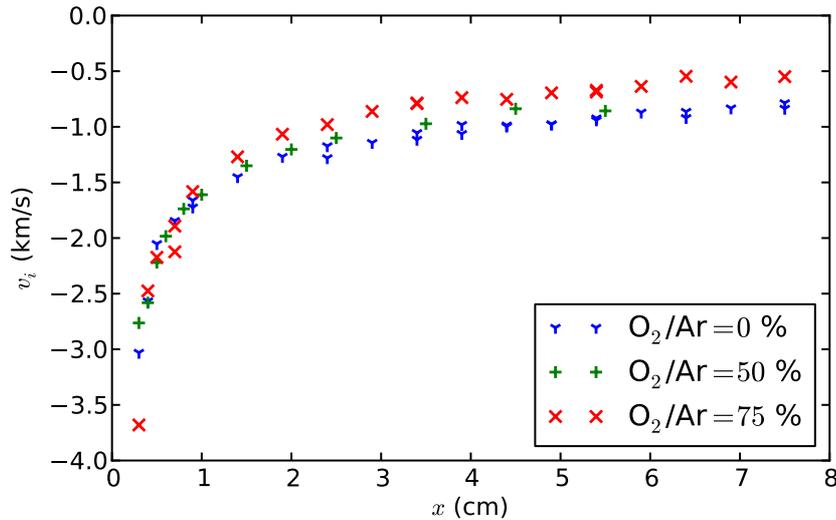


ABBILDUNG 4.20: Ionengeschwindigkeiten vor einer elektrisch leitenden aber nicht geerdeten Platte. Die Messung wurde in den Gradientenbereich nahe der Wand des Plasmas gelegt. Ergebnisse für verschiedene Sauerstoff/Argon Mischungsverhältnisse sind dargestellt.

liegt. In Abbildung 4.20 sind die Schichtverläufe der Ionengeschwindigkeit für drei verschiedenen Sauerstoff Argon Mischungen dargestellt. Hier ist ein Unterschied zwischen den Plasmen zu erkennen. Während die Schichten von 0 % und 50 %-Plasmen noch keinen Unterschied aufweisen, ist bei der Messung des Plasmas mit 75 % Sauerstoffanteil im Vergleich mit den beiden anderen ein größeres Potentialgefälle zu beobachten. Dies ist allerdings nicht auf einen Einfluss der negativen Ionen zurück zu führen, sondern kann nur an einer Änderung der Plasmaparameter liegen, hervorgerufen durch das stark modifizierte Neutralgas. Hier ist anzumerken, dass bei den Messungen im Plasmazentrum Plasmen mit 75 % Sauerstoffanteil nicht genutzt wurden.

Eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen Ergebnisse aus LIF- und Langmuir-Sonden-Messungen ist das Magnetfeld. Am Ort der Sondenmessung ist ein Magnetfeld parallel zur Wand vorhanden und am Ort der LIF-Messung, der einen größeren Abstand zu den Magneten hat, nicht. Am Kopf des Gefäßes, wo die Anode die Wand bildet, welche einen Abstand zu Gefäßwand und damit zu den Magneten von 10 cm hat, ist das Magnetfeld abgefallen. In Abbildung 4.21 ist eine mögliche Erklärung skizziert. Der entscheidende Punkt ist, dass am Ort der Messung ein Magnetfeld parallel zur Wand herrscht. Der Schwarze Balken stellt die Wand dar, der grau verlaufende Hintergrund soll den Plasmagradienten darstellen. Mögliche Bahnen der Teilchen sind farbig kodiert, blau entspricht den Elektronenbahnen, rot entspricht den Ionenbahnen und grün den Bahnen der negativen Ionen. Betrachtet wird zuerst der Fall ohne negative Ionen, dargestellt in der oberen Reihe. Die Teilbilder entsprechen keinem

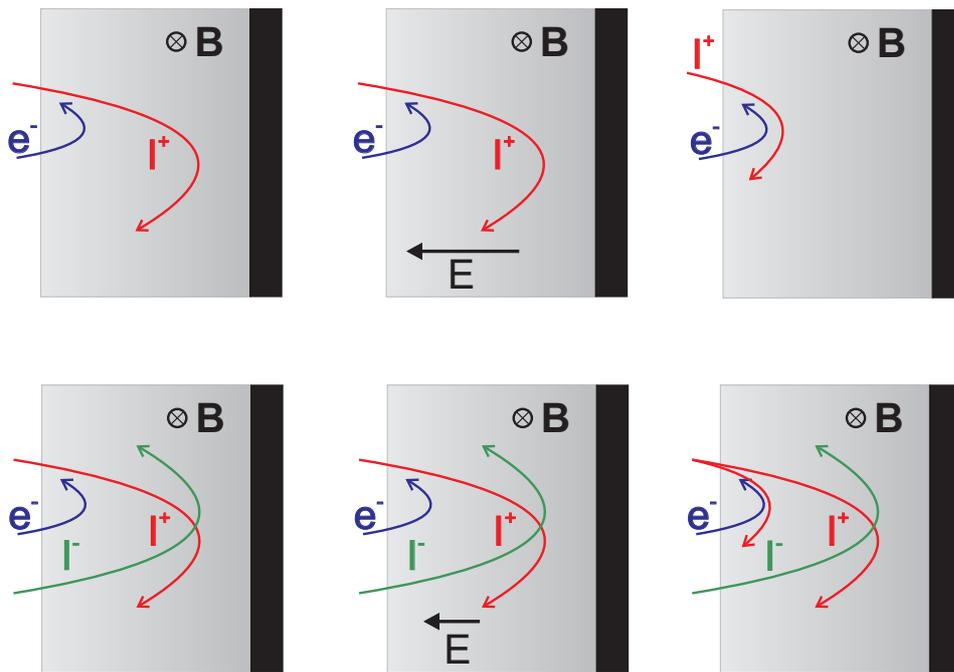


ABBILDUNG 4.21: Teilchenbahnen am Pulsarand sind dargestellt. Elektronenbahnen sind blau, Bahnen positiver Ionen sind rot und Bahnen negativer Ionen sind grün.

zeitlichen Ablauf, sondern sollen nur den Gedankengang näher erläutern. Die Teilchen, die aus dem unmagnetisierten Plasma auf die Wand zufliegen, werden durch das Magnetfeld reflektiert. Dabei ist der Ort der Reflexion abhängig vom Bahnradius der Teilchen im Magnetfeld. Dieser ist bei den Elektronen auf Grund der geringeren Masse trotz der höheren Energie deutlich kleiner als der der Ionen. Also werden die Elektronen früher vor der Wand reflektiert als die Ionen. Die so erzeugte Ladungstrennung würde ein enormes elektrisches Feld erzeugen, das die Ionen davon abhält, weiter als die Elektronen zu fliegen. Die Ionen werden also mit den Elektronen reflektiert, wodurch die Quasineutralität erhalten bleibt. Im Fall mit negativen Ionen gibt es nun zwei negative Spezies im Plasma mit unterschiedlichen Larmorradien im Magnetfeld. Die Elektronen werden wieder früher reflektiert als die restlichen Spezies. Nun wird wieder für jedes Elektron auch ein positives Ion reflektiert. Allerdings kann jedes Elektron nur ein Ion zurückhalten. Also können die negativen Ionen mit den restlichen positiven Ionen zusammen etwas weiter in Richtung Wand fliegen. In diesem Fall wirkt das Magnetfeld wie ein Filter, der die Elektronen zurückhält. So ist auch zu verstehen, weshalb die negativen Ionen nur nahe der Wand hinter einem Magnetfeld nachweisbar sind.

4.5 Ionenakustische Wellen

Die Messung der ionenakustischen Wellen wurden an Flips in reinen Argonplasma durchgeführt.

4.5.1 Aufbau

Die Wellen wurden über das Gitter zwischen Source und Targetplasma (vgl. Abb. 4.4] angeregt. Das Gitter wurde kapazitiv an einen Funktionsgenerator angeschlossen, so dass die Gitterspannung um das Floatingpotential herum moduliert wurde. Die Welle wurde über die Dichtestörung im Targetplasma detektiert. Dazu wurde eine axial verfahrbare Langmuir-Sonde im Elektronen-Sättigungsbereich betrieben. Die Stromänderung ist proportional zur Dichteänderung. Wegen der Quasineutralität ist $n_e \approx n_i$. Im Elektronensättigungsbereich ist das Signal stärker, wodurch Störeinflüsse z.B. durch eine kapazitive Einstreuung der Anregungsspannung an Einfluss verlieren. Diese Einstreuung wurde durch eine koaxiale Schirmung der Langmuir-Sonde weiter verringert.

In Abbildung 4.22 ist der Aufbau für die Wellenmessung zu sehen. Das Gitter wird über eine kapazitive Kopplung mit Hilfe eines Funktionsgenerators moduliert. Die Sonde zur Messung der ionenakustischen Welle besteht aus einem Wolfram-Draht, der an der Spitze zu einer Spirale gewickelt ist. Der Schaft der Sonde besteht aus drei Röhrcchen. Das innere besteht aus einer Al_2O_3 -Keramik und dient zur Isolierung des Drahtes. Das mittlere Röhrcchen ist aus Edelstahl und dient zur Abschirmung von elektrischen Feldern. Das äußere Röhrcchen ist wiederum aus der Al_2O_3 -Keramik gefertigt, und dient zur Isolierung des Edelstahlröhrcchens vom Plasma. Die Sonde wurde im Elektronensättigungsbereich betrieben. Das Signal wurde kapazitiv ausgekoppelt; es wurden also nur die Fluktuationen gemessen. Der Abstand der Sonde zum Gitter kann durch Verfahren der Sonde variiert werden. Zu jedem Abstand zwischen Sonde und Gitter kann die Phase der Welle bezüglich der Anregung gemessen werden. Auf diese Weise kann die Wellenlänge der Welle bestimmt werden. Durch die Messungen bei verschiedenen Anregungsfrequenzen kann die Dispersionsrelation der Welle ermittelt werden.

4.5.2 Dispersionsrelationen

In Abbildung 4.23 sind drei Dispersionsrelationen dargestellt, die bei unterschiedlichen Elektronentemperaturen gemessen wurden. Die Symbole repräsentieren die Messwerte. Es ist zu erkennen, dass die Gruppengeschwindigkeit von der Elektronentemperatur abhängt. Die Linien entsprechen Dispersionsrelationen mit einer Gruppengeschwindigkeit, die aus der Elektronentemperatur nach $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ berechnet wurde. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Geschwindigkeiten ist gut. Insbesondere zeigen die Messungen die richtige Abhängigkeit von der Elektronentemperatur. Dies lässt den Schluss zu, dass es sich hier um ionenakustische Wellen handelt.

4.5.3 Solitonen

Solitonen sind ein nichtlineares Phänomen der ionenakustischen Wellenausbreitung. Zur Erzeugung der Nichtlinearität benötigt man eine große Störungsam-

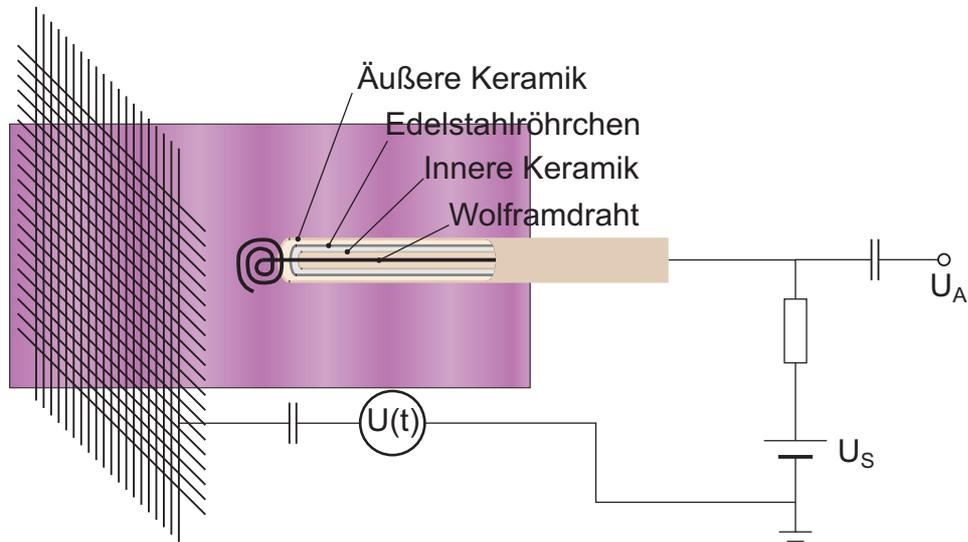


ABBILDUNG 4.22: Skizze des Messaufbaus der Wellenmessung.

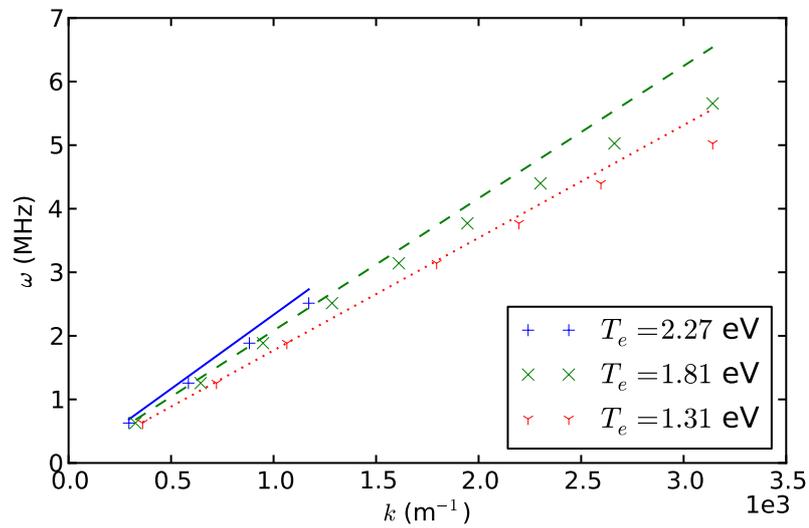


ABBILDUNG 4.23: Dispersionsrelationen in Plasmen mit verschiedenen Elektronentemperaturen. Die Punkte repräsentieren die Messungen, die Linien entsprechen Schallgeschwindigkeiten bei der jeweiligen Elektronentemperatur.

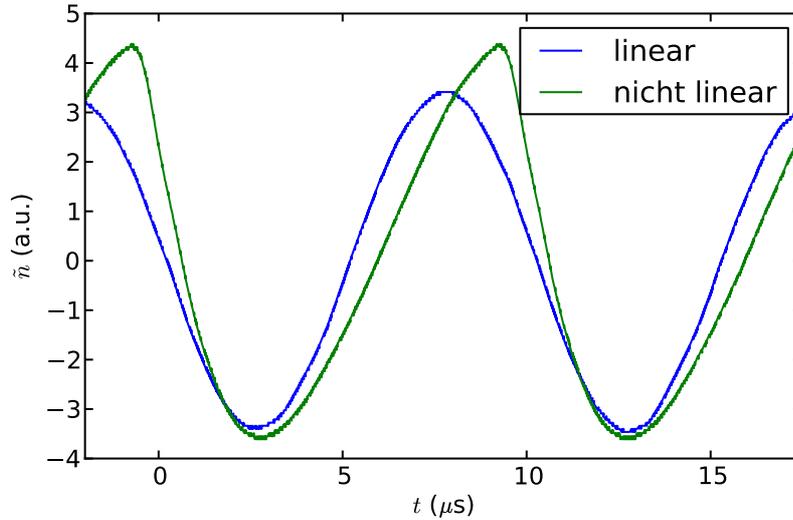


ABBILDUNG 4.24: Signal der Langmuir-Sonde während der Wellenanregung. In blau ist das Signal das zu einer linearen Anregung gehört und grün ist das Signal, das zu einer nicht linearen Anregung gehört.

plitude. Es ist aber nicht ausreichend, einfach nur die Anregung der Amplitude des Gitters zu verstärken. Es treten zwar nichtlineare Effekte auf, aber das Ausbilden von Solitonen kann nicht beobachtet werden. In Abbildung 4.24 sind zwei ionenakustische Wellen dargestellt. Bei der blauen ist die Anregungsamplitude klein genug, um nichtlineare Effekte auszuschließen. Bei der grünen ist die Anregungsamplitude groß genug, um nichtlineare Effekte zu erzeugen. Eine Flanke der Welle steilt sich auf, während die andere flacher wird. Dadurch nähert sich die Wellenformen einem Sägezahn an. Aus dieser Anregung können sich keine Solitonen entwickeln, da die einzelnen Solitonen zu kurz aufeinander folgen müssten, weshalb sie sich gegenseitig stören würden. Außerdem bezeichnet der Begriff Soliton eine Struktur die sich alleine, also solitär in einem Medium ausbreitet.

Zur Erzeugung von Solitonen sind in der Literatur verschiedene Möglichkeiten beschrieben [13]. Eine Möglichkeit ist, einen kurzen Puls auf das Gitter zu geben. Dieser erzeugt eine Dichtestörung, die sich dann als Soliton im Plasma ausbreitet. Eine andere Möglichkeit ist, für eine kurze Zeit eine Hochfrequenzmodulation an das Gitter anzulegen, deren Frequenz knapp über der Ionenplasmafrequenz liegt. Während der Modulation des Gitters erhöht sich der Plasmazufuss aus der Source-Kammer. Aus diesem Grund wird das Soliton durch den Beginn der Modulation erzeugt.

Hier wurde die zweite Methode gewählt, um ein Soliton zu erzeugen. In Abbildung 4.25 sind die Elektronendichtestörungen, die durch eine Soliton hervorgerufen wurden, dargestellt. Die Messungen wurden in einem Plasma mit $p_0 = 26$ mPa, $U_{DS} = 75$ V, $I_{DS} = 500$ mA, $U_{DT} = 50$ V $I_{DT} = 500$ mA

und $U_{AT} = U_{AS} = 0$ V durchgeführt. Die Zeitspuren der Dichtestörungen an drei verschiedenen Orten sind dargestellt. Die gerade Linie kennzeichnet die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Solitonen. Die obere Kurve repräsentiert das Soliton 10 cm, die zweite Kurve 18 cm und die dritte Kurve 24 cm hinter dem Gitter. Der schmale sehr ausgeprägte Puls ist das Soliton, es verändert seine Form nicht während es sich im Plasma ausbreitet. Die Geschwindigkeit des Solitons beträgt $v_s = 2224$ m/s. Die Ionenschallgeschwindigkeit, welche aus der Dispersionsrelation gewonnen wurde, ist $c_s = 1928$ m/s. Also hat das Soliton eine Machzahl von $M = 1,15$.

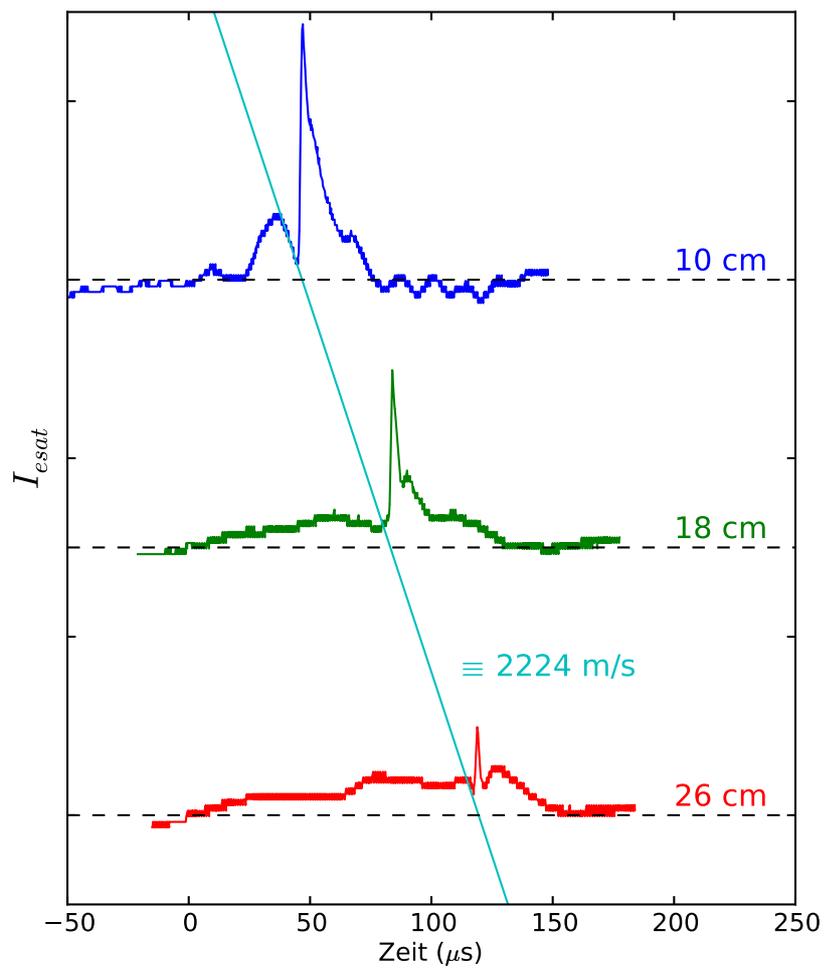


ABBILDUNG 4.25: Signal der Langmuir-Sonde während der Solitonenanregung bei unterschiedlichen Entfernungen zum Gitter.

4.5.4 Störung der Ionengeschwindigkeitsverteilung durch ein Soliton

Zur Messung der Ionengeschwindigkeitsverteilung während eines Solitons wurde die phasenaufgelösten LIF-Diagnostik verwendet. Die Solitonen wurden mit einer Wiederholrate von 4 kHz erzeugt. Die Anregung erfolgte, wie im Abschnitt zuvor, durch kurzes anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung an das Gitter. Durch diese Messungen erhält man die zeitaufgelöste Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Ionen beim Durchgang eines Solitons. In Abbildung 4.26 ist diese als zweidimensionaler Kontourplot dargestellt. Die Farbe stellt die Intensität der Fluoreszenz dar, entspricht also der Dichte der Teilchen im Geschwindigkeitsraum. Auf der y -Achse ist die Verstimmung des Lasers aufgetragen, welche einer relativen Geschwindigkeit bezüglich des Lasers entspricht. Negative Wellenlängen entsprechen Geschwindigkeiten in der Richtung des Lasers also in Ausbreitungsrichtung des Solitons. Der Beobachtungspunkt der LIF-Diagnostik ist 16,35 cm vom Gitter entfernt. Das Soliton passiert diesen Punkt nach ca. 80 μ s. Die komplette Verteilungsfunktion wird während des Durchgangs zu Geschwindigkeiten in Ausbreitungsrichtung des Solitons verschoben. Es fällt auf, dass das LIF-Signal zu Beginn der Periode stärker ist als am Ende. Das liegt daran, dass metastabile Ionen, die in Resonanz mit dem Laser sind, verbraucht werden. Man sieht also die Abnahme der Dichte der metastabilen Ionen. Zur weiteren Analyse wurde für jeden Zeitpunkt die Iontemperatur, Metastabilendichte und Ionengeschwindigkeit bestimmt. Im zweiten Graph von oben ist die Änderung der Metastabilendichte und die Fluktuation des Elektronensättigungsstrom der Langmuir-Sonde aufgetragen. In blau ist die Dichteänderung der metastabilen Ionen, welche aus der LIF-Messung bestimmt wurde, dargestellt. Die grüne Kurve entspricht der Messung mithilfe der Langmuir-Sonde. Im dritten Graph von oben ist die Iontemperatur dargestellt und im untersten Graph ist die Ionengeschwindigkeit dargestellt.

Die im zweiten Graph dargestellte Dichte steigt bei beiden Diagnostiken gleichzeitig an. Die Werte aus der LIF-Diagnostik haben eine deutlich schlechtere Zeitauflösung. Weshalb das Soliton nicht vollständig aufgelöst werden kann. Während der Auslenkung wird das Plasma komprimiert, was zu eine Iontemperaturerhöhung um etwa 3 meV führt, da bei diesen Zeiten die Ionen adiabatisch sind. Im untersten Graph ist die Ionengeschwindigkeit dargestellt. Die mittlere Geschwindigkeit ist ca. 425 m/s. Beim Durchgang des Solitons zeigt sich zunächst eine kurzzeitige Reduktion der Geschwindigkeit um ca. 75 m/s. In der zweiten Hälfte der Periode erhöht sich die Geschwindigkeit um ca. 50 m/s allerdings für einen längeren Zeitraum. Also werden, wie schon aus dem Kontourplot ersichtlich, die Ionen durch das Soliton ausgelenkt. Der Charakter der Solitons zeigt sich darin, dass es nur einen Ausschlag der Geschwindigkeit in eine Richtung gibt und keine Schwingung. So erzeugt das Soliton einen kleinen Nettofluss des Plasmas. Das Plasma fließt dann in der zweiten Hälfte der Periode wieder zurück.

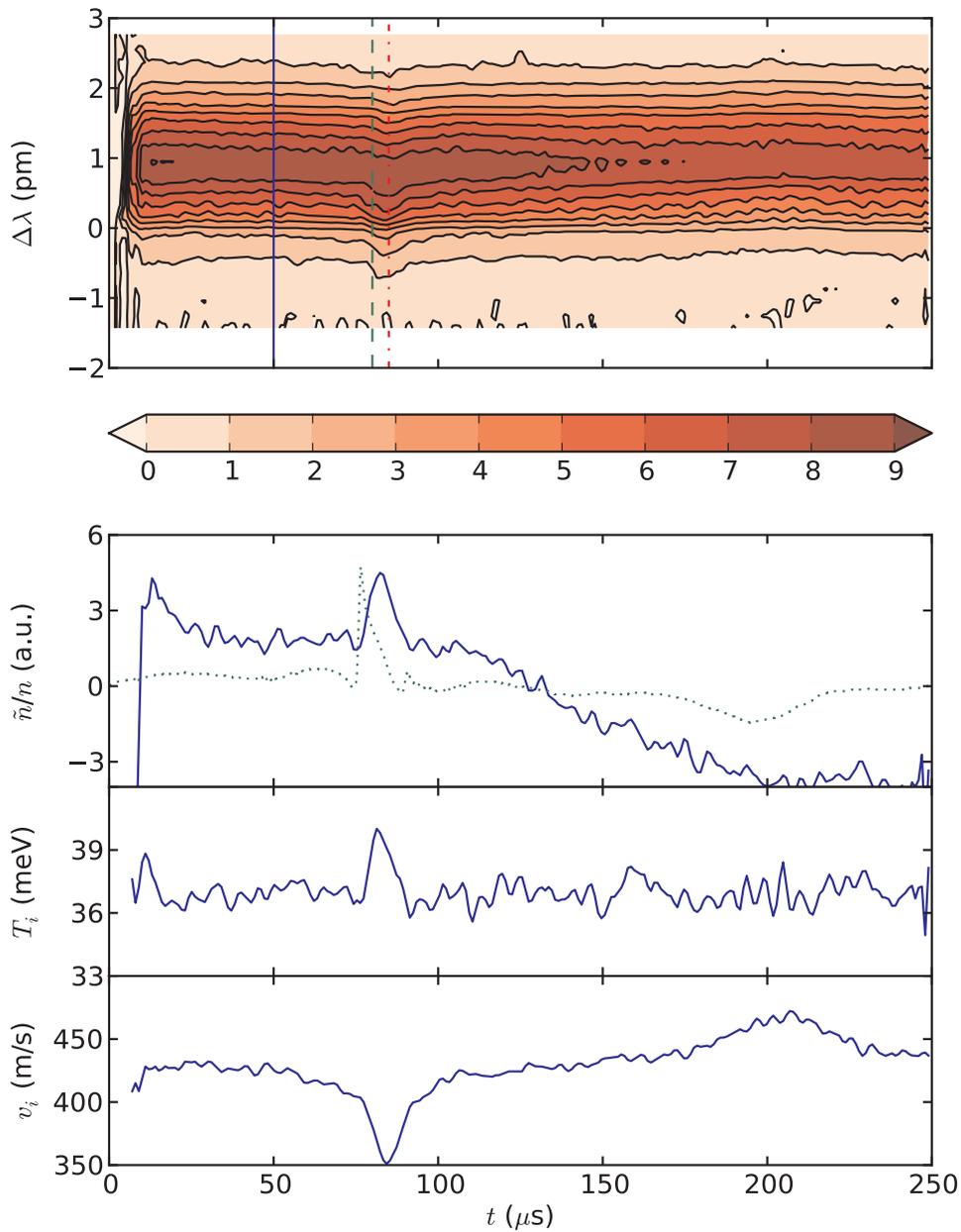


ABBILDUNG 4.26: Im oberen Diagramm ist die LIF-Intensität im Abstand von 16,35 cm hinter dem Gitter abhängig von der Zeit und der Abstimmung des Lasers dargestellt. Im 2. Diagramm von oben ist relative Dichteänderung dargestellt. Die blaue durchgezogene Kurve entspricht der metastabilen Ionendichte, aus dem LIF-Signal ausgewertet, die grüne gepunktete Kurve entspricht der Elektronendichte aus dem Elektronensättigungsstrom der Langmuir-Sonde. Das 3. Diagramm von oben zeigt die Ionentemperatur und das 4. Diagramm die Ionengeschwindigkeit.

In Abbildung 4.27 sind für drei Zeitpunkte die Ionengeschwindigkeitsverteilungen aus der LIF-Messung dargestellt. Im oberen Diagramm ist das Plasma, bei $t = 50 \mu\text{s}$ noch nicht durch das Soliton gestört. Die Verteilung stimmt gut mit der Gaußkurve überein. Im mittlere Diagramm bei $t = 80 \mu\text{s}$ läuft das Soliton gerade in das Beobachtungsvolumen und im dritten Diagramm bei $t = 85 \mu\text{s}$ ist die Auslenkung durch das Soliton maximal. In beiden Fällen wird die Verteilungsfunktion durch das Soliton gestört. Die linke Seite der Verteilungsfunktion ist steiler als die rechte, also haben die Ionen während des Soliton keine Maxwell-Verteilung, weshalb die Temperatur eigentlich nicht definiert ist. Insgesamt wird die Verteilung nach links verschoben. Nach dem Durchlauf des Solitons stellt sich die ungestörte Verteilungsfunktion wieder ein.

Es gibt eine Reihe von Untersuchungen der Ionendynamik mittels LIF in Doppelplasmen bei denen Störungen durch das Gitter induziert wurden [44, 15, 16]. Dabei wurde auch ein Soliton mithilfe der LIF gemessen [17]. Dort wurde beim Durchgang des Solitons ein starker Anstieg der Fluoreszenz beobachtet, der sich nur durch einen Pumpeffekt erklären lässt. Ist die Laserintensität hoch, so werden die in Resonanz befindlichen Ionen vollständig angeregt und somit aufgebraucht. In diesem Zustand ist die Intensität der Fluoreszenz vom Zufluss neuer Ionen aus dem umgebenden Plasma abhängig. Läuft nun das Soliton durch das Beobachtungsvolumen, so werden kurzzeitig viele Ionen in das Beobachtungsvolumen gespült. So erhöht sich das LIF-Signal dramatisch. In den Messungen hier kann dieser Effekt nicht beobachtet werden. Das liegt an der deutlich geringeren Laserintensität auf Grund des Diodenlasers, der hier verwendet wurde.

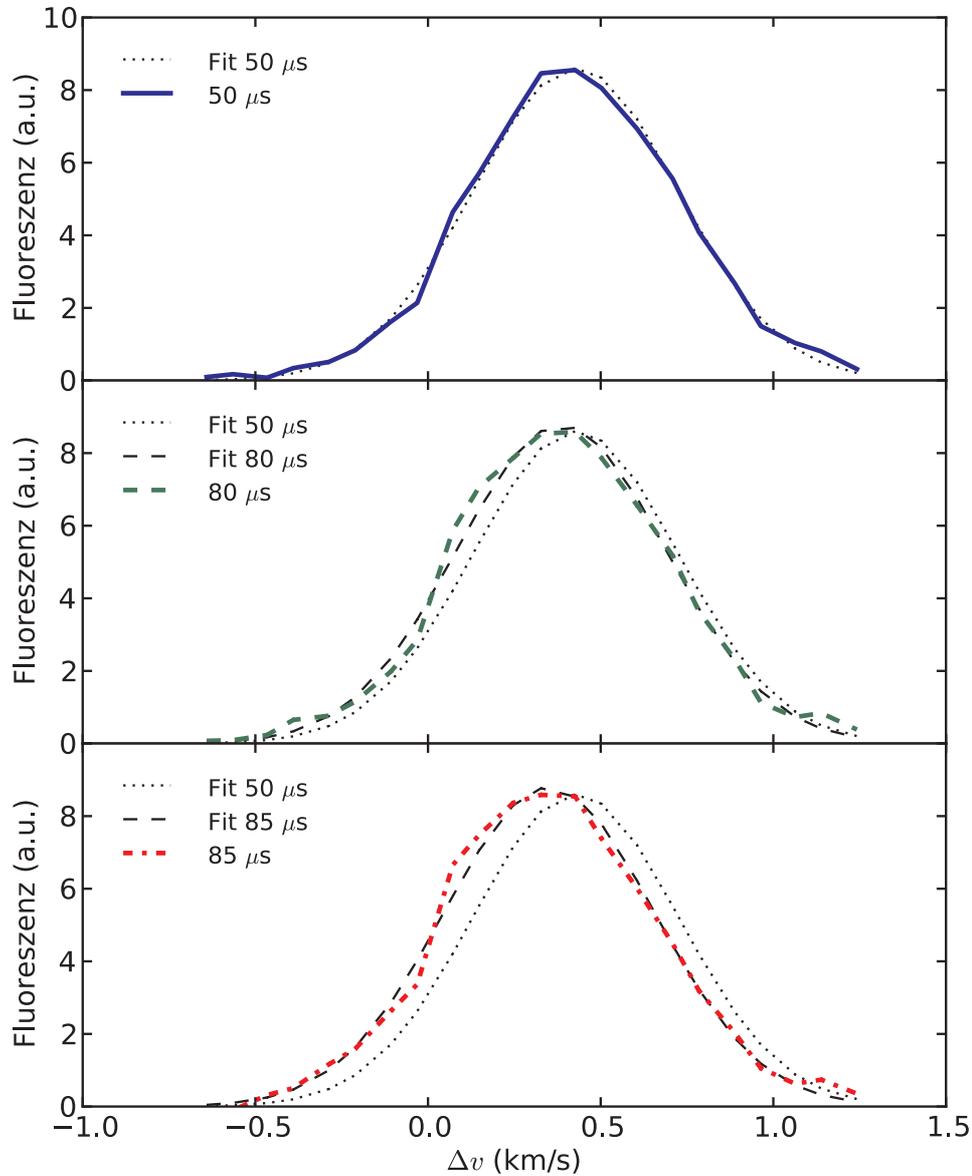


ABBILDUNG 4.27: Ionenverteilungsfunktionen während der Solitonenmessung, zu drei verschiedenen Zeitpunkten, sind dargestellt. Der Zeitpunkt $t = 50 \mu\text{s}$ ist vor dem Soliton und die Zeitpunkte $t = 80$ und $t = 85 \mu\text{s}$ sind während des Solitons. Die gepunktete Linie, die in allen drei Teildiagrammen dargestellt ist, zeigt den Gaußfit an die Verteilung zum Zeitpunkt $t = 50 \mu\text{s}$. Die gestrichelte Linien sind die Gaußfits an die entsprechende Verteilungen.

Kapitel 5

Ionendynamik im magnetisierten Plasma

Die Messungen zur Ionendynamik in magnetisierten Plasmen wurden an dem Experiment TJ-K durchgeführt. Dabei handelt es sich um ein toroidal eingeschlossenes magnetisiertes Niedertemperaturplasma. Die Turbulenz bestimmenden dimensionslosen Parameter [12] sind ähnlich zu denen in Randbereich von Fusionsexperimenten. Es ist also anzunehmen, dass die Turbulenz den selben Charakter hat wie in einem Fusionsplasma. Durch die reduzierten Plasmaparameter ist dieses Plasma besser zugänglich für diagnostische Methoden. Langmuir-Sonden können in TJ-K im Zentrum eingesetzt werden und liefern hohe Ortsauflösung insbesondere bei der Verwendung von so genannten Multisondenarrays [14]. Entladungen, die bis zu 45 Minuten lang sein können, ermöglichen, statistische Methoden zur Turbulenzanalyse mit einer bisher unerreichten Genauigkeit durchzuführen. Aber auch optische Messmethoden sind möglich, da die Ionen auf Grund der niederen Temperaturen in der Regel nur einfach ionisiert sind. Hier wurden nichtinvasive Messungen an Ionen und Neutralteilchen durchgeführt.

In Abbildung 5.1 ist das Experiment dargestellt. Es ist ein Stellarator vom Typ Torsatron mit einer 6-fach helikal gewundenen Spule und zwei Vertikalfeld-Spulen. Der große Plasmaradius beträgt $R_0 = 0,6$ m und der kleine Plasmaradius $a = 0,1$ m. Das Magnetfeld kann so eingestellt werden, dass die Elektronen entweder bei 2,45 GHz oder bei 8 GHz in Resonanz sind. Die beiden Heizmechanismen sind dementsprechend Mikrowellen mit 2,45 GHz bei den Niederfeldentladungen und 8 GHz bei Hochfeldentladungen. Typische Plasmaparameter sind $T_e \approx 7$ eV und $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

5.1 Messaufbau am TJ-K

Die LIF-Diagnostik wurde an TJ-K in drei verschiedenen Konfigurationen installiert. In Abbildung 5.2 ist die erste mögliche Konfiguration, welche die Messungen der poloidalen Ionengeschwindigkeit ermöglicht, dargestellt. Der

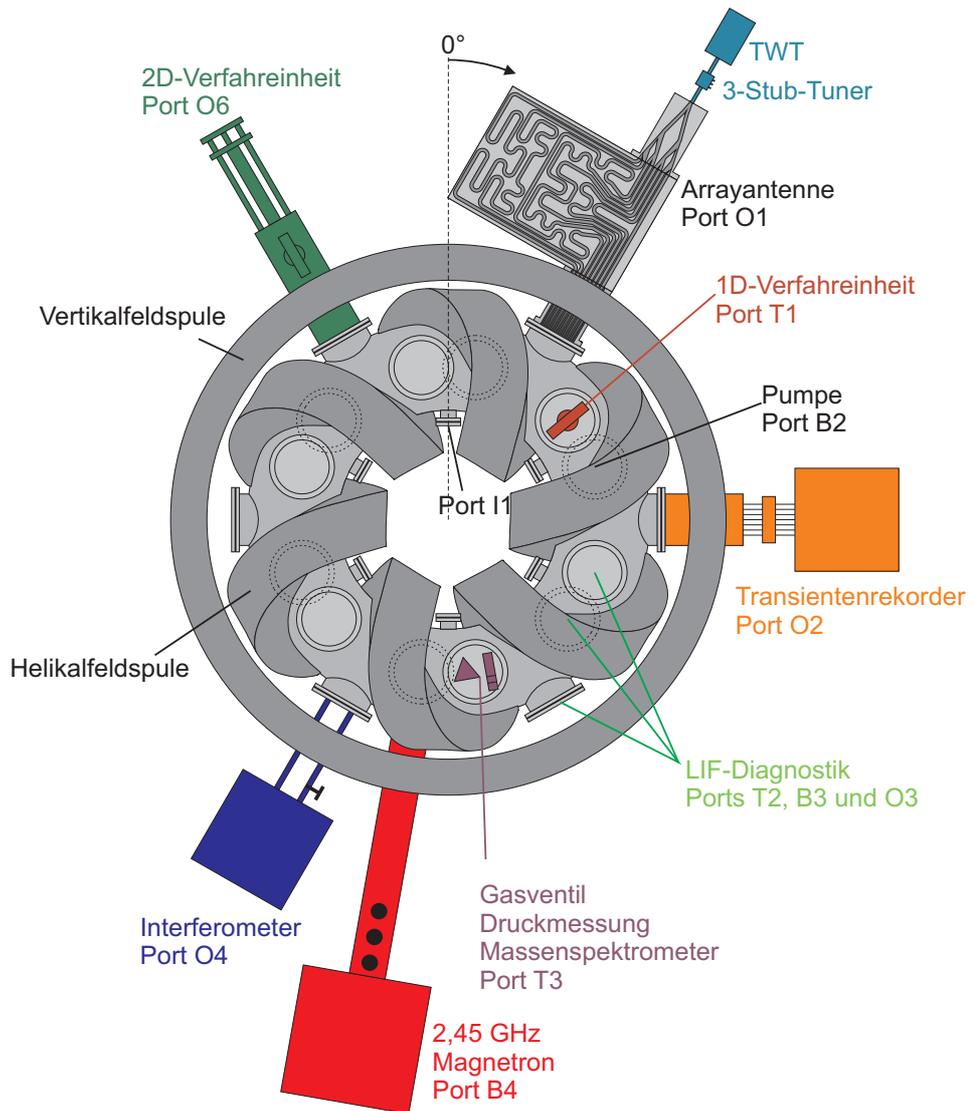


ABBILDUNG 5.1: Aufbau des TJ-K ist skizziert.

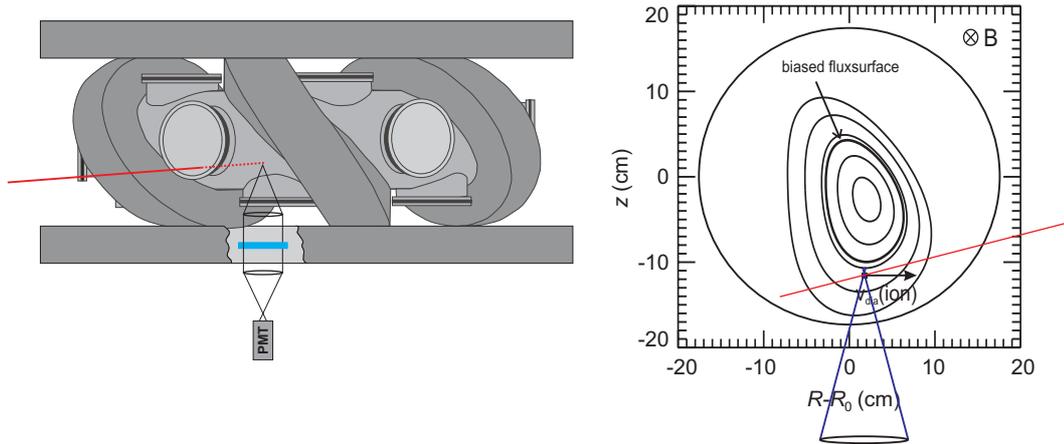


ABBILDUNG 5.2: Skizze der ersten Konfiguration. Links Seitenansicht des Abschnitts von TJ-K an dem die LIF-Messung stattfindet. Der Laser wird annähernd radial durch den äußeren Port eingestrahlt, und durch den unteren Port wird die Fluoreszenz beobachtet. Das Magnetfeld zeigt hier nach rechts. Rechts sind die Flussflächen am Ort der Messung dargestellt.

Laser wurde durch einen äußeren Port (O3) eingestrahlt, die Fluoreszenz wurde durch den rechts daneben liegenden unteren Port (B3) beobachtet. Das Beobachtungsvolumen lag demnach zwischen diesen beiden Ports, 11,5 oder 5,5 cm unterhalb der Torusachse. So konnte die poloidale Ionengeschwindigkeit im Randbereich und nahe des Zentrum des Plasmas gemessen werden. Am Ort der Messung ist das Magnetfeld quer zur Ausbreitungsrichtung des Lasers und ist „linkshändig“ verdrillt. Da die Messung unterhalb der magnetischen Achse stattfindet, ist die diamagnetische Drift der Ionen auf den Laser zu gerichtet und erzeugt in der Messung positive Geschwindigkeiten. Beim $E \times B$ -Drift hängt es davon ab, wie das Plasmapotential ausgebildet ist. Zeigt das elektrische Feld nach außen, so wird die $E \times B$ -Drift ebenfalls positiv gemessen.

Eine weitere Konfiguration ermöglicht die Messung nahe der magnetischen Achse. In Abbildung 5.3 sind die Strahlengänge dargestellt. Der Laser wird wieder durch den selben äußeren Port (O3) in das Plasma eingestrahlt, die Fluoreszenz wurde ebenfalls durch den rechts daneben liegenden, unteren Port (B3) beobachtet. Hier ist das Beobachtungsvolumen nahe der magnetischen Achse und näher am äußeren Port gelegen. In dieser Konfiguration ist es möglich den Laser aus zwei unterschiedlichen Richtungen, bezogen auf die Magnetfeldrichtung, einzustrahlen. Zum einen parallel und zum anderen senkrecht zum Magnetfeld. Das Herausnehmen des ersten Spiegels aus dem Strahlengang ermöglicht das Umschalten von senkrechter zu toroidaler Einstrahlung, ohne dass neu justiert werden muss. Der herausgenommene Spiegel kann Dank Markierungen an dieselbe Stelle zurückgesetzt werden, wodurch das Zurückschalten zu senkrechter Messung ebenfalls ohne neue Justage ermöglicht wird.

Die dritte Konfiguration, die in Abbildung 5.4 dargestellt ist, ermöglicht

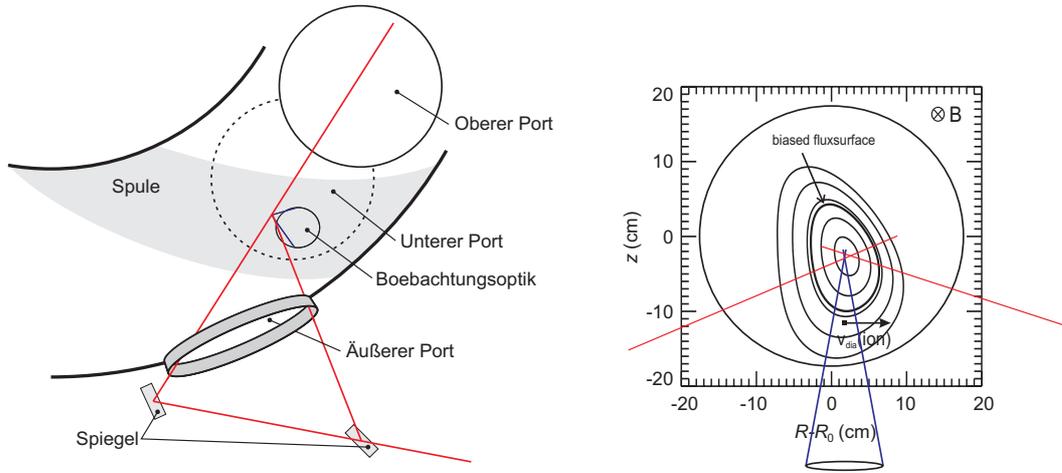


ABBILDUNG 5.3: Skizze der 2. Konfiguration. Links ist die Aufsicht des Abschnitts von TJ-K, an dem die LIF-Messung stattfindet, dargestellt. Der Laser kann durch den äußeren Port wahlweise radial oder tangential eingestrahlt werden. Rechts sind die Flussflächen am Ort der Messung dargestellt. Die Messung erfolgt im Plasmazentrum.

die Messung von radialen Profilen. Der Laser wird auch hier über einen Spiegel durch den äußeren Port (O3) in das Plasma eingestrahlt. Beobachtet wird die Fluoreszenz durch den rechts gelegenen oberen Port (T2), auf dem eine radial bewegliche Beobachtungsoptik sitzt. Die Bestimmung des Messpunkts erfolgt über die Beobachtungsoptik. Der Laser wird für jede Position mit Hilfe des kippbaren Spiegels auf maximales Signal justiert. Man erhält für unterschiedliche radiale Positionen die Ionentemperatur sowie die toroidale Ionen­geschwindigkeit.

5.2 Messung der poloidalen Rotation

Die erste Konfiguration bei $z = -5,5$ cm ermöglicht die Messung der selbst induzierten poloidalen Rotation der Ionen. In Abbildung 5.5 sind die Ionen­geschwindigkeit und Temperatur über der eingestrahlt­en Mikrowellenleistung bei zwei unterschiedlichen Drücken dargestellt. Die Temperaturen steigen mit der Heizleistung an. Bei 1,6 mPa und kleinen Leistungen ist die poloidale Rotation entgegengesetzt der diamagnetischen Driftrichtung. Also muss die $E \times B$ -Drift dafür verantwortlich sein. Das ist allerdings nur möglich, wenn die Coulomb-Kraft entgegengesetzt der Druckkraft ist, also das Plasmapotential hohl sein müsste. Bei steigender Leistung überwiegt entweder die diamagnetische Drift oder die $E \times B$ -Drift wird schwächer bzw. dreht um. Die diamagnetische Driftgeschwindigkeit, die aus $n(r)$ bei $P_{\mu W} = 1,8$ kW berechnet wurde ist $v_{dia} \approx 150$ m/s. Schon ein moderates elektrisches Feld von 0,13 V/cm ist ausreichend, um die Rotation der diamagnetischen Drift aufzuheben. Die Io-

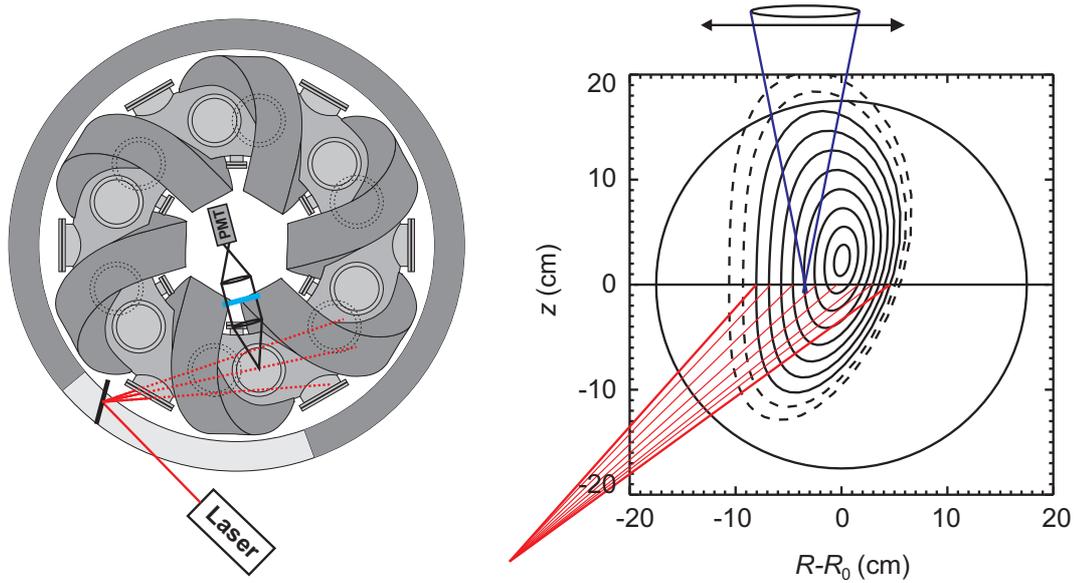


ABBILDUNG 5.4: Skizze der 3. Konfiguration. Links ist die Aufsicht auf TJ-K zu sehen. Der Laser wird über einen kippbaren Spiegel tangential eingestrahlt. Die Beobachtung erfolgt durch den oberen Port, die Beobachtungsoptik ist radial verfahrbar. Rechts ist die Flussfläche am Ort der Messung dargestellt. Der Fächer der Laserstrahlen deutet auf die Justagemöglichkeit des Lasers hin.

nenrotation wird durch die $E \times B$ -Drift dominiert. Bei 3,5 mPa ist der Verlauf der Geschwindigkeit ähnlich, allerdings heben sich $E \times B$ - und diamagnetische Drift schon bei einer Leistung von 600 W auf. Es scheint, dass der Effekt des hohlen Plasmapotentials hauptsächlich bei sehr geringen Drücken auftritt. Bei diesen Messungen war die Iodzelle noch nicht installiert weshalb die Effekte im Fehler versinken.

Das Plasmapotential lässt sich durch Biasing [45] beeinflussen. Dabei wird durch Anlegen einer Spannung (Bias) an eine Elektrode, welche an der Flussfläche angepasst ist, das Plasmapotential einer Flussfläche gesteuert. Das Anlegen positiver Spannungen verspricht den größeren Erfolg, da durch den Elektronenstrom höhere Ströme getrieben werden können als über den Ionenstrom. Man erzeugt so ein starkes elektrisches Feld im Plasma, das zu einer poloidalen Rotation der Ionen auf Grund der $E \times B$ -Drift führt. Messungen dazu wurden in allen drei Konfigurationen der LIF-Diagnostik durchgeführt. Durch das Biasing kann die poloidale Rotation von 500 auf 2500 m/s erhöht werden.

In Abbildung 5.6 sind Entladungen dargestellt, in denen Gemische aus Wasserstoff und Argon als Neutralgas verwendet wurden. Das Mischungsverhältnis wurde aus den Partialdrücken, welche mit einem Massenspektrometer ermittelt wurden, bestimmt. Das Verwenden von Gasmischungen sollte die Auswirkungen des Biasing verbessern, da in früheren Experimenten [45] in Wasserstoffentladungen die besten Ergebnisse erzielt wurden. Das Argon wurde benötigt, da die LIF-Diagnostik nur mit Argon funktioniert. Die Messungen wurden mit der ersten Konfiguration bei $z = -11,5$ cm durchgeführt. Die Biasspannungen

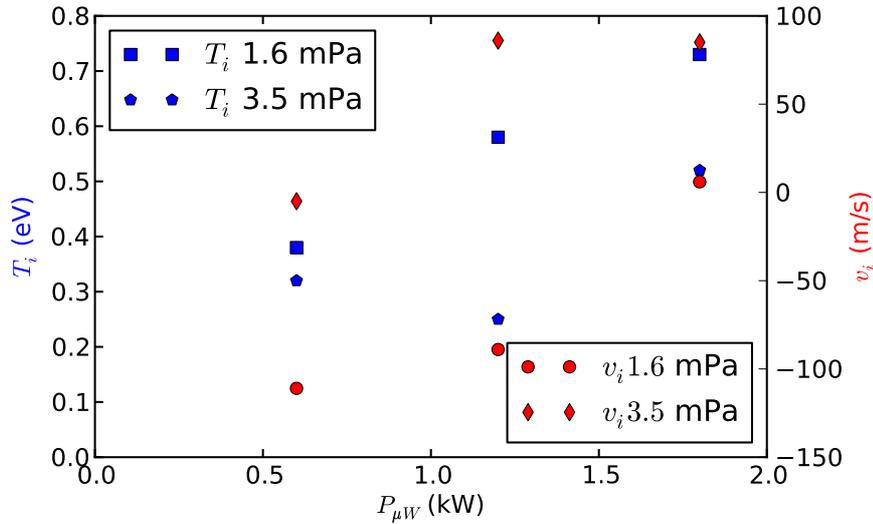


ABBILDUNG 5.5: Ionentemperaturen und Geschwindigkeiten bei $z = -5,5$ und $\phi = 11$ deg sind dargestellt. Die roten Symbole stellen die Geschwindigkeit und die blauen Symbolen die Temperatur dar. Die Quadrate und Kreise wurden bei einem Neutralgasdruck von 1,6 mPa, die Diamanten und Fünfecke bei 3,5 mPa gemessen.

wurden so lang erhöht, bis eine abrupte Reaktion des Plasmas zu erkennen war. Dadurch ist die Spannung nicht bei jedem Punkt gleich. Die blaue Kurve zeigt die Messpunkte, die ohne Biasing aufgenommen wurden. Anders als bei den Messungen bei $z = -5,5$ cm ist hier die Rotation bei hohen Argon Anteilen in die diamagnetische Richtung der Ionen. Anscheinend ist das Potentialgefälle nahe der Separatrix dafür verantwortlich. Bei steigendem Wasserstoffanteil sinkt die Rotationsgeschwindigkeit bis sie schließlich die Richtung dreht. Die Ionenrotation unter Einfluss des Biasings ist bei allen Punkten ca 2 km/s höher, als bei den Messungen ohne Biasing. Das ist insofern interessant, dass obwohl sich die Vorspannungen unterscheiden, die induzierte Rotation gleich ist. Das liegt daran, dass, auf Grund der Debye-Abschirmung, elektrische Felder im Plasma abgeschirmt werden. Die Potentialdifferenz wird zum Teil im Plasmazentrum aber hauptsächlich in der Nähe der Separatrix abfallen. Eine Erhöhung der Biasspannung würde also nur in der Nähe oder außerhalb der Separatrix das elektrische Feld und damit die $E \times B$ -Drift weiter erhöhen. Das Beobachtungsvolumen der LIF-Messung liegt zwar zwischen Biasring und Separatrix, aber offensichtlich zu nahe am Biasring, um die Erhöhung der Rotation bei stärkerer Vorspannung zu sehen.

Um das Umkehren der selbst erzeugten Rotation zu untersuchen sind die Profile des Ionensättigungsstroms und des Floatingpotentials während der Messungen mit aufgenommen worden. In Abbildung 5.7 sind die Ergebnisse dargestellt. Jedes Teildiagramm stellt den Ionensättigungsstrom (blau durchgezogen) und das Floatingpotential (rot gestrichelt) dar. Links sind die Messun-

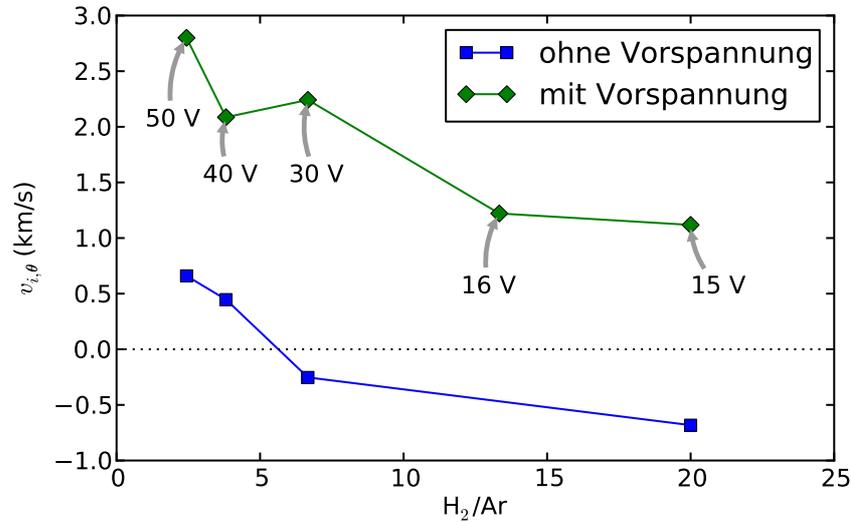


ABBILDUNG 5.6: Poloidal Ionengeschwindigkeit in Plasmen mit unterschiedlichen Wasserstoff/Argon-Mischungen sind dargestellt. Die blauen Quadrate stehen für Messungen ohne biasing einer Flussfläche und die grünen Diamanten stehen für Messungen mit einer vorgespannten Flussfläche

gen ohne Biasing und rechts die mit Biasing dargestellt. Von oben nach unten nimmt der Wasserstoffanteil zu. Betrachtet man zunächst die Entladungen ohne Biasing auf der linken Seite, so stellt man fest, dass die Dichte von einem zugespitzten Profil bei wenig Wasserstoff zu einem hohlen Profil bei viel Wasserstoff übergeht. Im Vergleich mit Abbildung 5.6 fällt auf, dass der Übergang von einem spitzen zu einem hohlen Dichteprofil mit der Umkehrung der poloidalen Ionenrotation einhergeht. Ursache und Wirkung sind allerdings nicht zu unterscheiden. Die Messung der Ionenrotation erfasst nur die Bewegung der Argon-Ionen, während die Messung der Ionenströmung nicht zwischen Argon und Wasserstoff unterscheidet bzw. eher den Wasserstoff misst, da dieser eine kleinere Ionenmasse hat und damit einen höheren Sättigungsstrom bewirkt. Aus dem Floatingpotential sind elektrische Felder abgeleitet worden, um daraus die erwartete $E \times B$ -Drift zu berechnen. Die so gewonnene $E \times B$ -Drift liegt zwischen 2 und 5 km/s. Allerdings ist keine systematische Erhöhung der Drift durch das Biasing zu sehen, während die LIF-Messungen eine solche gezeigt haben. Das lässt darauf schließen, dass man hier aus dem Floatingpotential nicht das elektrische Feld bestimmen kann. Die Form des Plasmapotentials kann sich also von der des Floatingpotentials unterscheiden.

Das Biasing bewirkt in jedem Fall ein stärker zugespitztes Profil des Ionenströmungsstroms und damit der Dichte. Bei niedrigen Wasserstoffanteilen gibt es einen Bereich, wo die Dichte keinen Gradienten hat. Es ist anzunehmen, dass die Ionenrotation und die damit verbundene Reibungskraft die Ionen nach außen transportiert. Während die Ionen innerhalb der vorgespannten Fluss-

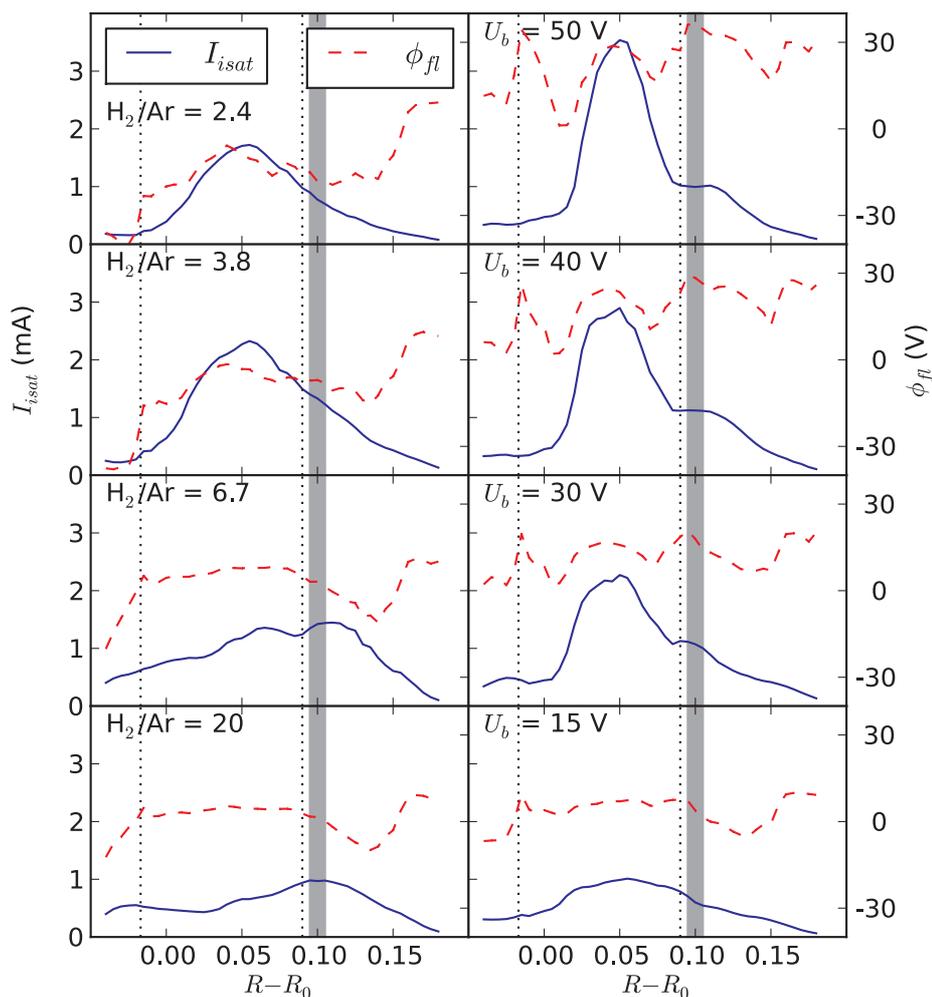


ABBILDUNG 5.7: Messung des Ionensättigungsstroms und des Floatingpotentials in Entladungen mit unterschiedlichen H₂/Ar Mischungsverhältnissen sind dargestellt. Von oben nach unten nimmt der Wasserstoffanteil zu. Zwei nebeneinander liegende Diagramme haben den selben Anteil. Die Diagramme links sind ohne Biasing die Diagramme rechts sind mit Biasing. Die Biasspannungen sind in den Graphen aufgeführt.

fläche zum Plasmazentrum gedrückt werden, da innerhalb der Biaselektrode das elektrische Feld und damit die $E \times B$ -Rotation in die andere Richtung geht. Der Effekt ist bei allen Messungen zu sehen. Bei den wasserstoffreichen Entladungen wird das hohle Dichteprofil durch das Biasing zu einem zentral zugespitztem Profil.

Schuss	p_0 (mPa)	U_{bias} (V)	$T_{i\perp}$ (eV)	$T_{i\parallel}$ (eV)
5411	2,2	0	0,48	0,43
5421	1,9	30	0,39	0,35
5422	1,9	35	0,38	0,39
5423	1,9	40	0,43	0,41
5412	3,1	50	0,62	0,37

TABELLE 5.1: Ionentemperaturen parallel und senkrecht zum Magnetfeld gemessen, bei unterschiedlichen Biasspannungen, sind aufgeführt.

Die zweite LIF-Konfiguration wurde verwendet, um eventuelle Unterschiede der Ionengeschwindigkeitsverteilungen in senkrechter und paralleler Richtung zum Magnetfeld aufzuzeigen. Durch Stöße sollten sich mögliche Unterschiede zwischen senkrechter und paralleler Richtung ausgleichen. In Anwesenheit starker radialer elektrischer Felder, die hauptsächlich die Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld beeinflussen, können die Geschwindigkeiten senkrecht und parallel zum Magnetfeld aber abweichen. In Tabelle 5.1 sind die parallel und senkrecht zum Magnetfeld gemessenen Ionentemperaturen bei unterschiedlichen Biasspannungen aufgeführt. In den ersten 4 aufgeführten Fällen bei Biasspannungen bis 40 V sind senkrechte und parallele Geschwindigkeit gleich groß. Bei 50 V allerdings ist die Ionentemperatur, die senkrecht zum Magnetfeld gemessen wurde, etwa doppelt so hoch wie die parallel zum Magnetfeld gemessene Temperatur.

5.3 Druckabhängigkeit der LIF

Es hat sich gezeigt, dass in der dritten Konfiguration das LIF-Signal stark vom Druck abhängt. Die Abhängigkeit der metastabilen Ionendichte und damit der LIF-Signalqualität vom Neutralgasdruck wurde weiter untersucht. In Abbildung 5.8 sind die Fluoreszenzsignale bei der zentralen Wellenlänge der Anregung dargestellt. Das Signal ist bei ca. 1,3 mPa am stärksten, unterhalb von 1 mPa ist kein stabiles Plasma zu erhalten und über 2 mPa verschwindet das LIF-Signal. Die Messung ist also nur im Bereich von 1 – 1,5 mPa sinnvoll durchführbar.

5.4 Pfirsch-Schlüter-Strom

In Abbildung 5.9 sind Profile der Ionengeschwindigkeit, die am oberen Port gemessen wurden, dargestellt. Auf der x -Achse ist $R - R_0$ und auf der y -Achse ist die Ionengeschwindigkeit aufgetragen. Dargestellt sind die Daten aus drei verschiedenen Entladungen mit ähnlichen Drücken um 1 mPa. Die Profile liegen

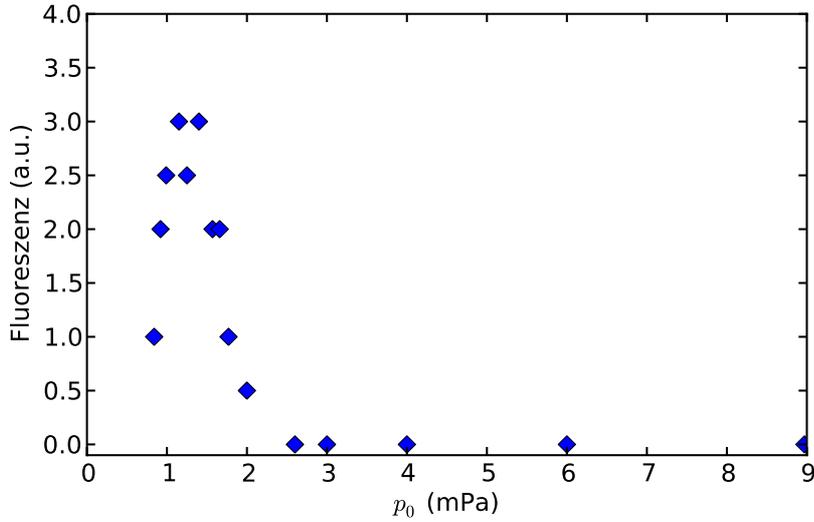


ABBILDUNG 5.8: Intensität des LIF-Signals, in Konfiguration 3 unter Variation des Neutralgasdruckes ist dargestellt.

im Rahmen der Fehlerbalken übereinander. Die Ionengeschwindigkeitsprofile haben eine deutlich Asymmetrie bezüglich der magnetischen Achse. Auf der Innenseite strömen die Ionen auf den Laser zu und auf der Außenseite strömen sie mit bis zu 500 m/s vom Laser weg.

Diese Asymmetrie deutet auf einen Pfirsch-Schlüter-Fluss hin. Wie in den Grundlagen beschrieben, erzeugt die poloidale Asymmetrie des diamagnetischen Stroms eine Ladungsanhäufung, welche, dank der Magnetfeldverdrillung, als Pfirsch-Schlüter-Strom parallel zu den Feldlinien abfließen kann. Prinzipiell erzeugt jede durch eine Drift verursachte poloidale Rotation einen ähnlichen Teilchenfluss. Die $E \times B$ -Drift ist dabei ein Sonderfall, da sie keinen elektrischen Strom erzeugt, sondern einen Massenfluss. Die $E \times B$ -Drift erzeugt über den gleichen Mechanismus einen Teilchenstrom parallel zum Magnetfeld.

In Abbildung 5.10 sind die auftretenden Ionenflüsse skizziert. Links ist ein Magnetfeld dargestellt, wie es in einer Tokamak Geometrie auftritt. Rechts ist die Situation in TJ-K am oberen Port bei $z = 0$ dargestellt. Durch die Verdrillung des Magnetfeldes haben sowohl u_{\perp} als auch u_{\parallel} eine toroidale Komponente. Die toroidale Geschwindigkeitsmessung sieht also u_{\perp} und u_{\parallel} in einem bestimmten Verhältnis, das von der Steigung der Magnetfeldlinien abhängt. In TJ-K am oberen Port auf der $z = 0$ Ebene sind alle Feldlinien nach oben gerichtet. Im Gegensatz zur Tokamak-Geometrie sind hier die toroidalen Anteile von u_{\perp} und u_{\parallel} auf der Innen- und Außenseite entgegengesetzt gerichtet. Da die Feldlinien mit einer Steigung von $m = 0.15$ relative flach sind, ist der Anteil von u_{\perp} mit 15% relative klein, weshalb die toroidale Geschwindigkeit hauptsächlich von u_{\parallel} bestimmt wird. Auf Grund der diamagnetischen Drift fließen die Ionen an der Außenseite des Plasmas nach oben. Die an der Oberseite angehäuften

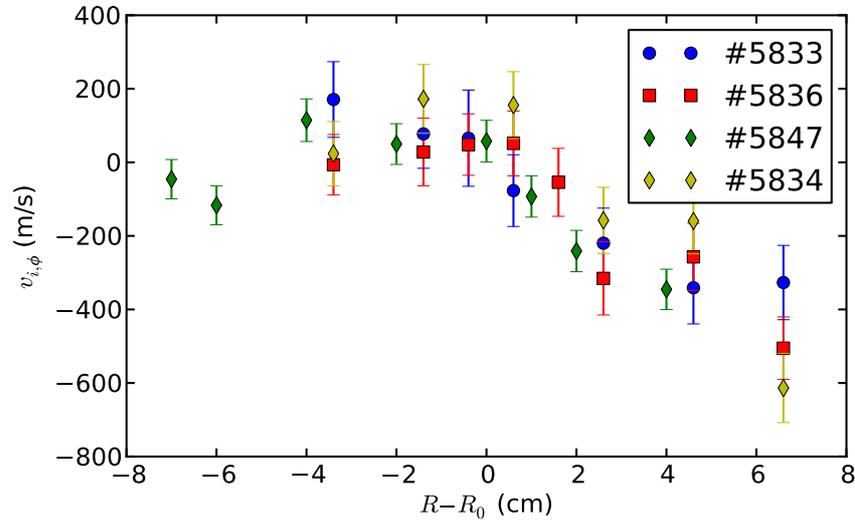


ABBILDUNG 5.9: Profile der toroidalen Ionengeschwindigkeit, gemessen am oberen Port.

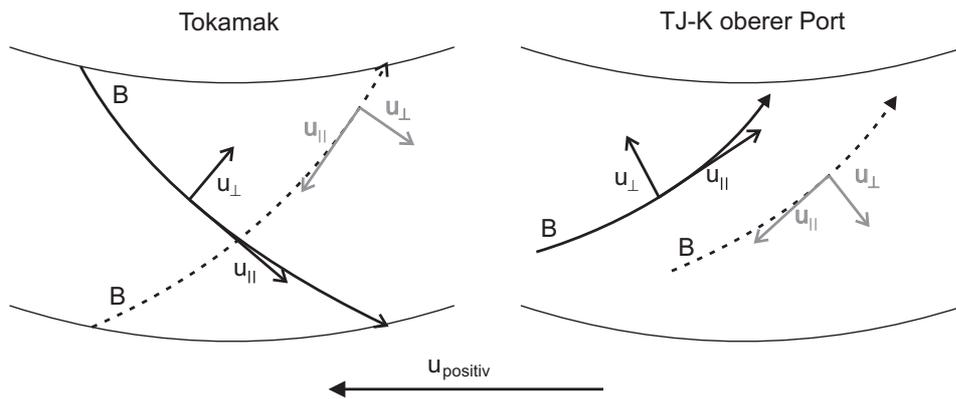


ABBILDUNG 5.10: Skizze zu den Ionenflüssen im Magnetfeld. Die gestrichelten Feldlinien und die grauen Geschwindigkeiten sind auf der Innenseite. Toroidale Ionengeschwindigkeiten sind von rechts nach links in der LIF-Messung positiv.

Ionen fließen, wegen der rechtshändigen Verdrillung des B -Feldes, an der Außenseite vom Laser weg und an der Innenseite auf den Laser zu. Das entspricht den gemessenen Flüssen.

Zur weiteren Untersuchung wurde eine Messung mit vorgespannter Flussfläche durchgeführt. Durch eine positive Spannung erreicht man ein elektrisches Feld außerhalb der Flussfläche, welches nach außen gerichtet ist. Somit ist die induzierte $E \times B$ -Drift in die selbe Richtung gerichtet wie die diamagnetische Drift. In Abbildung 5.11 ist das Ergebnis dieses Experiments dargestellt. In blau sind die ungestörten Geschwindigkeitsprofile aus Abbildung 5.9 zum Vergleich dargestellt. In Rot ist das Geschwindigkeitsprofil unter Einfluss des Biasing dargestellt. Innerhalb der vorgespannten Flussfläche sind die Geschwindigkeiten nach unten versetzt, die Struktur der Geschwindigkeit ist aber ansonsten die gleiche, auf der Außenseite bewegen sich die Ionen schneller vom Laser weg als auf der Innenseite. Außerhalb der vorgespannten Flussfläche sieht man auf der Außenseite des Plasmas einen Sprung der Ionengeschwindigkeit. Dies ist entgegengesetzt zu den Erwartungen nach denen das Biasing die Geschwindigkeiten erhöhen müsste, da die induzierte $E \times B$ -Drift in die diamagnetische Driftrichtung geht. Eine Möglichkeit wäre, dass die toroidalen Strömungen außerhalb des Rings durch das Biasing zum Erliegen kommen. Eine weitere Möglichkeit ist, dass die Biasspannung die Ionen entlang der Feldlinien weggedrückt. Allerdings ist der Biasring am der LIF-Messung gegenüberliegenden Port installiert. Deshalb würde man keinen toroidalen Nettostrom erwarten. Allerdings laufen die Ionen auf den Driftflächen, die aufgrund der Krümmungs- und ∇B -Driften von den Flussflächen abweichen. Ob die Driftflächen kleiner oder größer als die Flussflächen sind, liegt zum einen an der Richtung, in der die Teilchen fliegen, und zum anderen von welcher poloidalen Position man ausgeht. In TJ-K ist die Magnetfeldgeometrie zu kompliziert, um die auftretenden Strömungen mit Biasing durch ein einfaches geometrisches Bild zu erklären. Eine detaillierte numerische Analyse aller auftretenden toroidalen Strömungen, unter vollständiger Berücksichtigung der magnetischen Geometrie, müsste durchgeführt werden.

In Abbildung 5.12 sind wieder die Ionengeschwindigkeitsprofile aus Abbildung 5.9 und ein Geschwindigkeitsprofil bei einer Hochfeldentladung dargestellt. Das Profil stimmt sowohl in der Form, als auch in den absoluten Werten gut mit denen aus den Niederfeldentladungen überein. Dies ist ebenfalls ein Hinweis darauf, dass die Ionenströmung durch die $E \times B$ -Drift dominiert wird, da der Druckgradient bei den Hochfeldentladungen auf Grund der höheren Dichte und höheren Iontemperatur größer ist als bei den Niederfeldentladungen. Dies wird im folgenden gezeigt.

Im Abbildung 5.13 sind die Profile der Iontemperatur dargestellt. Die Profile der Niederfeldentladungen liegen übereinander und sind im wesentlichen flach. Die Messung der Hochfeldentladung hat einen größeren Fehler, da die Messzeit pro Messpunkt auf die Entladungsdauer von maximal 2 Minuten bei der Hochfeldentladung begrenzt ist. Das Iontemperatur-Profil in der Hochfeldentladung ist ebenfalls flach. Die Temperaturen liegen bei ca. 1,5 eV

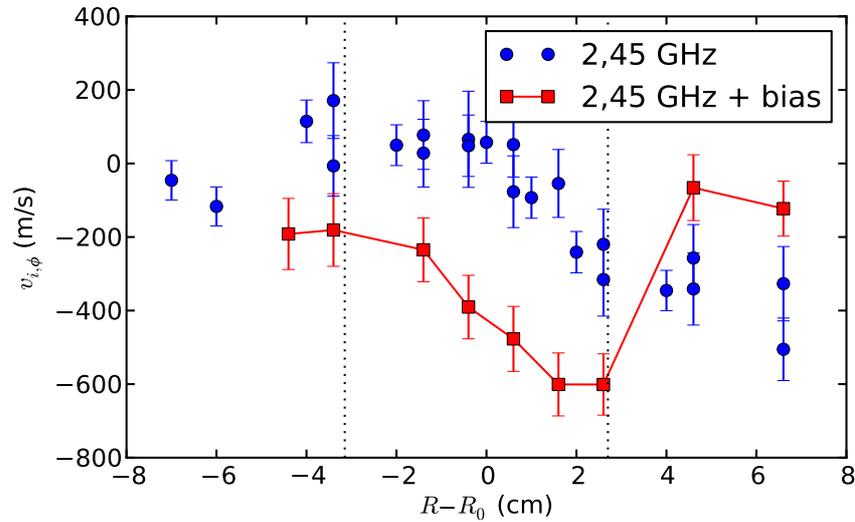


ABBILDUNG 5.11: Profile der toroidalen Ionengeschwindigkeit. In blau sind Messungen bei niedrigem Feld und ohne Biasing dargestellt. In rot ist die Messung mit biasing $U_b = 50$ V. Die schwarzen gestrichelten Linien symbolisieren die Position des Biasrings.

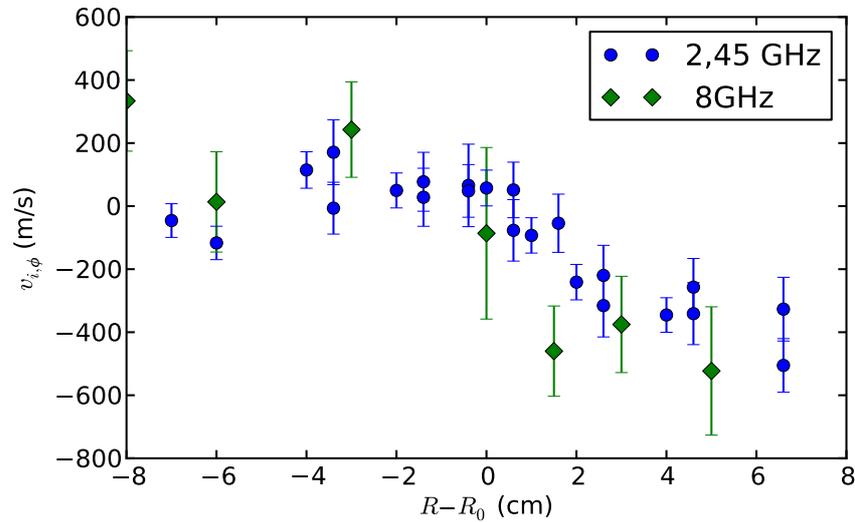


ABBILDUNG 5.12: Profile der toroidalen Ionengeschwindigkeit. In blau sind Messungen bei niedrigem Feld dargestellt. In grün ist die Messung bei hohem B-Feld und 8 GHz Mikrowellenheizung dargestellt.

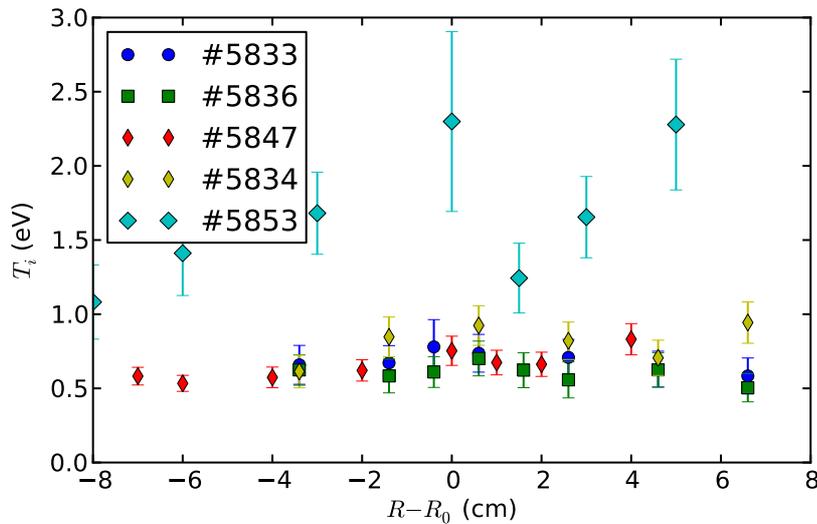


ABBILDUNG 5.13: Profile der Iontemperatur am oberen Port. #5833 #5836 #5847 sind Niederfeldschüsse und #5853 ist ein Hochfeldschuss.

und sind damit gut doppelt so groß wie bei den Niederfeldentladungen. Das führt, wie oben angesprochen, bei gleichzeitig höherer Dichte auch zu einem stärkeren Ionendruck und Druckgradient und damit zu einer stärkeren diamagnetischen Drift.

5.5 Modulation der Heizleistung

Die Mikrowellenheizung an TJ-K erlaubt eine Modulation der Leistung von 0–2 kW. Dadurch kann ein gepulstes Plasma erzeugt werden. Die phasenaufgelöste LIF-Messung eignet sich, um die Iontemperaturen und -dichten in diesen gepulsten Entladungen zu messen. Die Messungen wurden in Argon-Plasmen bei 1,2 mPa durchgeführt. Die Mikrowelle wurde mit einem Puls-Pause-Verhältnis von 1:1 von 0 bis 2 kW moduliert. Es wurden 3 verschiedene Modulationsfrequenzen (10 Hz, 1 kHz und 21 kHz) benutzt.

In Abbildung 5.14 sind die phasenaufgelösten Iontemperaturen und -dichten bei einer Modulationsfrequenz von 10 Hz aufgetragen. Auf der x -Achse ist die Phase der Modulation von 0 bis 2π aufgetragen. In der ersten Hälfte, also von 0 bis π , ist die Mikrowelle ein-, und in der zweiten Hälfte ist sie ausgeschaltet. Die Zündung des Plasmas erfolgt nicht sofort, sondern mit einer gewissen Verzögerung. Dann steigen Dichte und Temperatur während zwei gemessenen Phasenpunkten auf das Gleichgewichtsniveau an. Hierbei ist zu bedenken, dass diese Ergebnisse aus der Mittelung über sehr viele Perioden erzielt wurden. Die Verzögerung ist also keineswegs nur bei der ersten Zündung des Plasmas zu beobachten, sondern bei jedem Zyklus von neuem. Daraus lässt sich schließen, dass das Plasma in der zweiten Hälfte der Periode seine Dichte

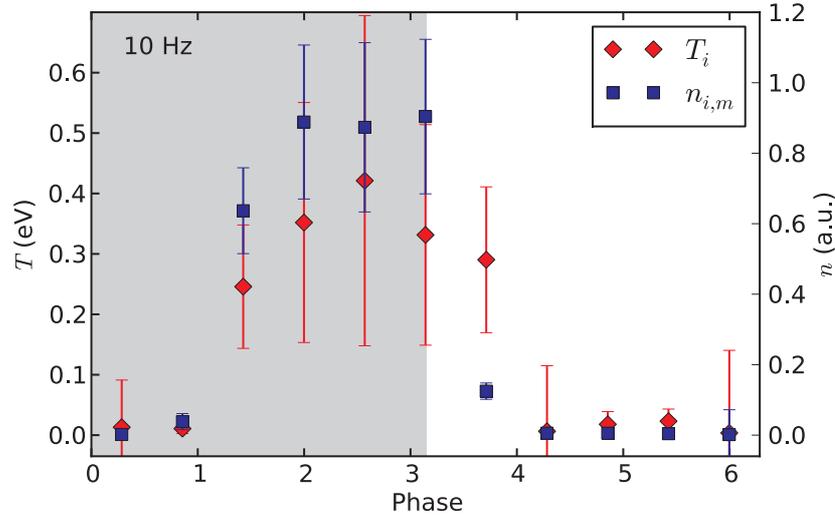


ABBILDUNG 5.14: Ionentemperatur und -dichte sind während einer Periode der Plasmodulation bei 10 Hz dargestellt. Die roten Diamanten stellen die Temperatur und die blauen Quadrate stellen die Dichte dar. In der ersten Hälfte der Periode ist die Mikrowelle ein- in der zweiten ausgeschaltet.

komplett abbaut und jede Information von der vorherigen Periode verliert.

Der Zündzeitpunkt des Plasmas ist ein statistischer Prozess, weshalb der Zündzeitpunkt von Zyklus zu Zyklus variiert und in der Mittelung einen verschmierten Anstieg erzeugt. Man sieht das beim Vergleich zwischen Anstieg und Abfall der Parameter. Der Abfall der Parameter nach dem Abschalten der Mikrowelle erfolgt instantan und ist somit bei jedem Zyklus gleich, was die Mittelung der Parameter während des Abfalls rechtfertigt. Es ist zu sehen, dass die Ionentemperatur langsamer abfällt als die Dichte. Dies lässt sich erklären, da nach dem Abschalten der Mikrowelle die Elektronentemperatur sehr schnell abfällt. Dadurch kommt die Produktion neuer Ionen durch Ionisation zum Erliegen und damit auch der wichtigste Wärmeverlust der Ionen. Es werden keine neuen kalten Ionen gebildet. Die Ionen behalten weitgehend ihre Temperatur bis sie rekombinieren oder auf die Wand treffen.

In Abbildung 5.15 ist die Messung bei einer Modulationsfrequenz von 1 kHz aufgetragen. Die Mikrowelle ist wieder von 0 bis π an und von π bis 2π aus. Die Periodendauer bei 1 kHz ist zu kurz, als dass das Plasma in dieser Zeit komplett rekombiniert und die Dichte auf ein Niveau fällt, das einem Zustand ohne Mikrowelle entspricht. Man sieht das daran, dass die Dichte direkt nach dem Anschalten der Mikrowelle ansteigt, also eine Restdichte vorhanden sein muss, an die die Mikrowelle die Energie koppeln kann. Dies steht im Gegensatz zu den Entladungen mit einer Modulation von 10 Hz, wo die Dichte erst verzögert ansteigt. Also kann hier auch der Anstieg der Parameter beobachtet werden. Man beobachtet für den Anstieg und den Abfall der Dichte in etwa die

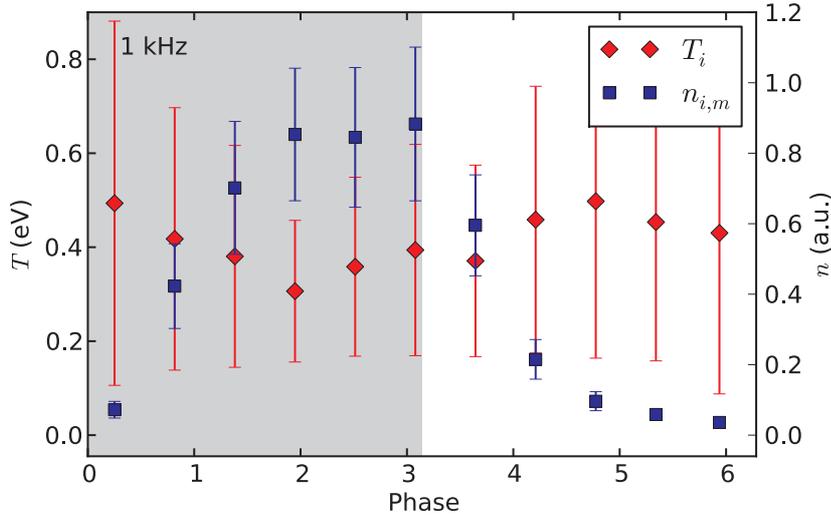


ABBILDUNG 5.15: Iontemperatur und -Dichte sind während einer Periode der Plasmodulation bei 1 kHz dargestellt. Die roten Diamanten stellen die Temperatur und die blauen Quadrate stellen die Dichte dar. In der ersten Hälfte der Periode ist die Mikrowelle an in der zweiten aus.

gleiche Zeitkonstante. Die Iontemperatur bleibt innerhalb der Fehlergrenzen konstant, das ist konsistent mit dem Ergebnis bei 10 Hz. Dort fiel die Temperatur langsamer ab als die Dichte. Bei einer Modulationsfrequenz von 21 kHz, die hier nicht dargestellt ist, blieben die Parameter konstant.

5.6 Ionenenergiebilanz

In den vorangegangenen Messungen haben sich verhältnismäßig hohe Iontemperaturen, bei gleichzeitig flachem Temperaturprofil, ergeben. Das ist insofern ungewöhnlich, als ein flaches Iontemperaturprofil ein Hinweis auf eine starke Ionenwärmediffusion ist, die eigentlich keine hohen Temperaturen erlauben sollte. Zur Klärung des Problems ist eine detaillierte Untersuchung in Form einer Ionenenergiebilanz erforderlich.

5.6.1 Beobachtung

Die LIF-Messungen wurden in der dritten Konfiguration durchgeführt, wodurch Iontemperaturprofile bestimmt werden konnten. Unter der Annahme, dass die Plasmaparameter auf den Flussflächen konstant sind, wurden die Messpunkte, die am oberen Port gemessen wurden, auf die entsprechenden Flussflächen am äußeren Port projiziert, an dem die Sondenmessungen stattfinden. Ebenfalls wurden mit dem Echelle-Spektrometer liniengemittelte Iontemperaturen gemessen. Abbildung 5.16 stellt eine Profilmessung der

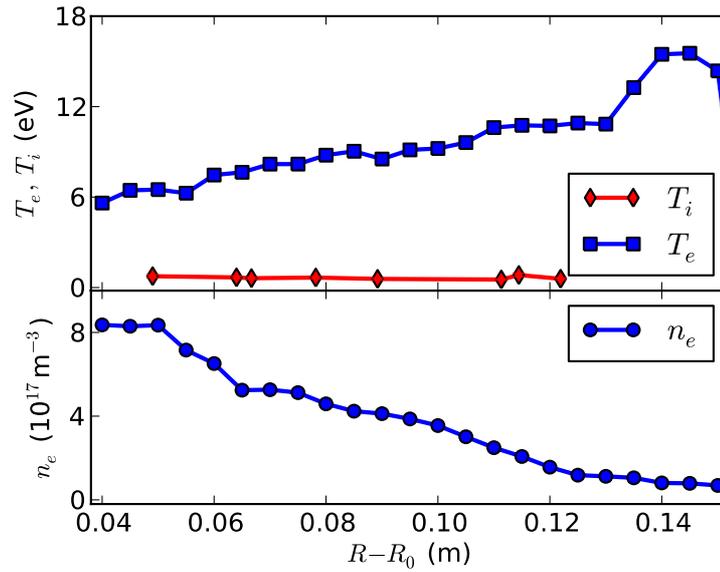


ABBILDUNG 5.16: Profile der Ionen- und Elektronentemperatur und der Plasmadichte.

Elektronen-Dichte und -Temperatur sowie der Iontentemperatur dar. Die Daten stammen aus einer Argonentladung bei 1.8 mPa. Auf der x -Achse ist $R - R_0$ am äußeren Port aufgetragen, die Iontentemperaturen wurden auf den äußeren Port projiziert. Die Entladung hat ein zugespitztes Dichteprofil mit einem liniengemittelten Wert von $3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Die Mikrowelle wird an der oberen Hybrid-Resonanz absorbiert, welche in der Nähe der Separatrix liegt [46]. Das führt zu hohlen Elektronentemperaturprofilen, wobei die Temperatur auf der magnetischen Achse etwa 5 eV beträgt. Die Iontentemperatur hat ein flaches Profil und liegt mit 0,9 eV deutlich über der Zimmertemperatur des Neutralgases, obwohl die Mikrowelle ausschließlich die Elektronen heizen kann. Wie im Folgenden beschrieben, kann eine Iontentemperatur von ca. 1 eV nicht durch Elektronenstoßheizung verstanden werden.

Um die Einflüsse der Neutralteilchen besser differenzieren zu können, wurden Messungen bei unterschiedlichen Drücken ausgewertet. Die Druckvariation ist mit der LIF in der verwendeten 3. Konfiguration nicht zugänglich. Aus diesem Grund wurden die Temperaturen mit Hilfe des Echelle-Spektrometers bestimmt. In Abbildung 5.17 ist die mit Hilfe des Spektrometers gemessene mittlere Iontentemperatur für verschiedene Gase dargestellt. Der nutzbare Druckbereich hängt jeweils von dem verwendeten Gas ab. Bei Drücken, die unterschiedliche Gase zulassen, ist die Iontentemperatur unabhängig vom verwendeten Gas. Unter 10 mPa sind nur Argon- und Neon-Entladungen möglich. Beide Gase zeigen einen Anstieg der Iontentemperatur bei sinkenden Druck bis etwa 1 eV bei 1 mPa. Bei Drücken über 12 mPa fällt die Iontentemperatur auf Zimmertemperatur ab. Da die Helium-Entladungen auf Drücke über 8,8 mPa beschränkt sind, sind dort die Iontentemperaturen nahe der Zimmertempera-

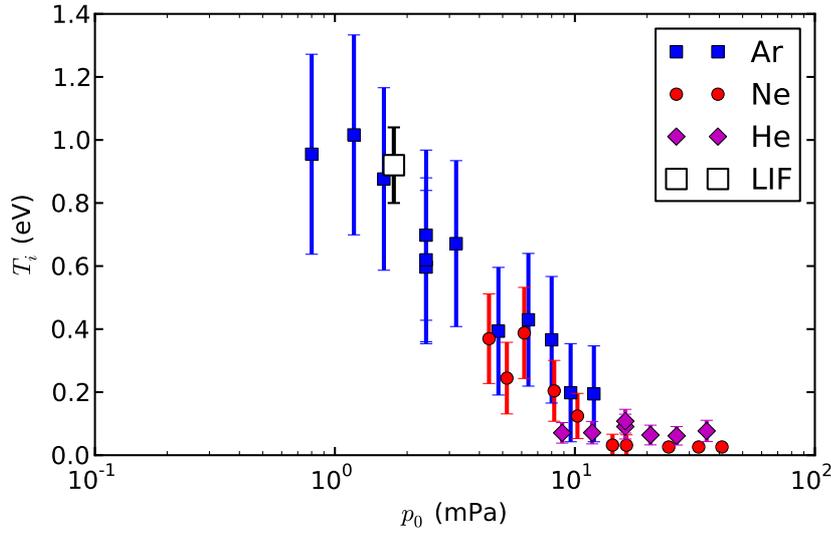


ABBILDUNG 5.17: Ionentemperaturen als Funktion des Neutralgasdruck in Argon, Neon und Helium Entladungen.

tur. Die mittels LIF gemessene Argonionentemperatur, welche durch das große Quadrat gekennzeichnet ist, liegt in guter Übereinstimmung zu dem liniengemittelten Wert aus der passiven Spektroskopie und hat im Vergleich einen deutlich kleineren Fehler. Die Neutralgastemperaturen werden nicht explizit aufgeführt und weichen innerhalb der Fehler nicht von der Zimmertemperatur ab.

5.6.2 Aufstellung der Energiebilanz

Die verhältnismäßig hohen Ionentemperaturen von bis zu 1 eV sind für Niedertemperaturplasmen eigentlich nicht zu erwarten. Insbesondere, da die Ionen ein flaches Temperaturprofil haben, das normalerweise auf eine hohe Wärmediffusion hindeutet. Da die Temperaturen durch zwei Diagnostiken bestätigt wurden, soll nun mit Hilfe einer Ionenenergiebilanz gezeigt werden, wie die Temperaturen zustande kommen. Bei der Ionenenergiebilanz werden alle Quellen und Senken für die Ionenenergie integriert und mit dem Wärmefluss bilanziert. Die dabei auftretenden Energiequellen sind durch Elektronen-Ionen-Stöße

$$P_{ei} = \frac{3}{2} \frac{(T_e - T_i) k_B n}{\tau_E^{ei}}, \quad (5.1)$$

gegeben, wobei k_B der Boltzman-Faktor ist und τ_E^{ei} nach Gl. (2.26) die Energie-relaxationszeit zwischen Elektronen und Ionen ist, sowie durch die Ionisation

$$P_{ion} = \frac{3}{2} n_e n_n k_B T_n \langle \sigma v \rangle_{ion}(T_e), \quad (5.2)$$

wobei $\langle \sigma v \rangle_{ion}$ die Ionisationsrate ist, die von der Elektronentemperatur abhängt. Als Energiesenken kommen die Rekombination

$$P_{rek} = -\frac{3}{2}n_e n_i k_B T_i \langle \sigma v \rangle_{rek}(T_e), \quad (5.3)$$

und die Neutralteilchenstöße in Frage

$$P_{in} = \frac{3}{2}n_i n_n k_B (T_n - T_i) \langle \sigma v \rangle_{in}(T_i, T_n). \quad (5.4)$$

Der Wärmefluss ist gegeben durch die vom Teilchentransport getragene Energie und durch die Wärmediffusion. Die Bilanzgleichung sieht dann folgendermaßen aus

$$\int_V P_{ei} + P_{ion} + P_{rek} + P_{in} d^3r = \frac{3}{2}\Gamma_{konv}^p k_B T_i + \Gamma_{diff}^e. \quad (5.5)$$

Wobei Γ_{konv}^p der Teilchenfluss durch die Konvektion und Γ_{diff}^e der Wärmefluss durch die Wärmediffusion ist. Letztendlich dient die Bilanz dazu, den durch den Temperaturgradienten erzeugten Energietransport zu bestimmen. Er setzt sich aus der Diffusion durch Stöße und einem turbulenten Anteil zusammen. Im magnetisch eingeschlossenen Plasma ist es sinnvoll, den Transport über eine Flussfläche bei r_{eff} zu bestimmen. Also wird das Volumenintegral auf der linken Seite über das Volumen innerhalb einer bestimmten Flussfläche gebildet. Das Flächenintegral auf der rechten Seite wird über die Flussfläche selber geführt. In Toruskoordinaten und unter der Annahme von torusförmigen Flussflächen erhält man für das Volumenintegral auf der linken Seite

$$4\pi R_0 \int_0^{r_{eff}} \left(\sum P(r) \right) r dr. \quad (5.6)$$

Der Teilchenfluss aus einer Flussfläche heraus, Γ_{konv}^p ist gegeben durch die Teilchenproduktion innerhalb der Flussfläche. Deshalb kann Γ_{konv}^p durch eine Integration der Teilchenquellen und Senken innerhalb der Flussfläche bestimmt werden. Man erhält dann für die rechte Seite

$$\int_A \frac{3}{2}\Gamma_{konv}^p k_B T_i d^2r = 4\pi R_0 \frac{3}{2}k_B T_i \int_0^{r_{eff}} (\langle \sigma v \rangle_{ion}(r) - \langle \sigma v \rangle_{rek}(r)) r dr \quad (5.7)$$

Die Ratenkoeffizienten für die Ionisation und Rekombination wurden aus Ref. [47] entnommen. Die Wirkungsquerschnitte für die Ionen-Neutralteilchenstöße wurden aus [18] bestimmt. Der benötigte Energieübertragungsquerschnitt für Ionen-Neutralteilchen-Stöße Q_{in} ist nicht explizit aufgeführt. Er lässt sich aber aus dem isotropen Q_i und dem Rückstreu-Querschnitt Q_b bestimmen. Man erhält für $Q_{in} = Q_b + 2/3Q_i$. Für die benötigten Ionen- und Neutralteilchentemperaturen wurden Messwerte der passiven Spektroskopie und für die Elektronendichte und Temperatur Messwerte von Langmuir-Sonden verwendet.

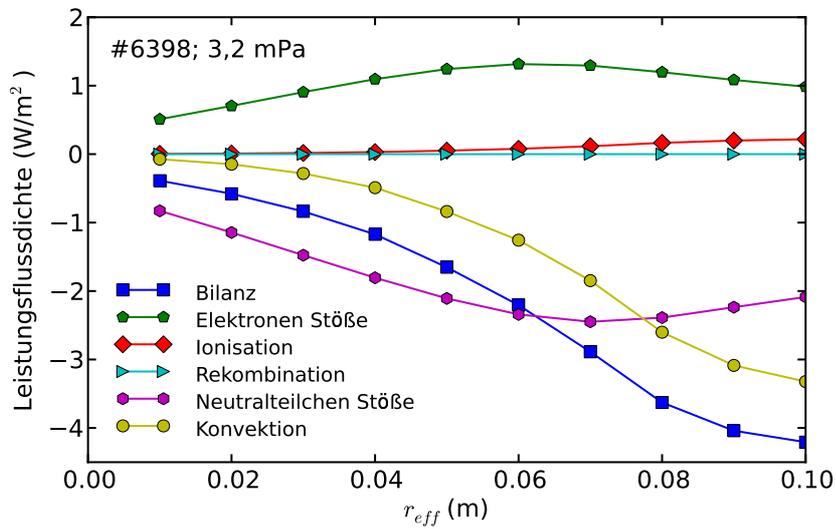


ABBILDUNG 5.18: Ionenenergiebilanz einer Niederfeldentladung mit 4 mPa Argon als Neutralgas.

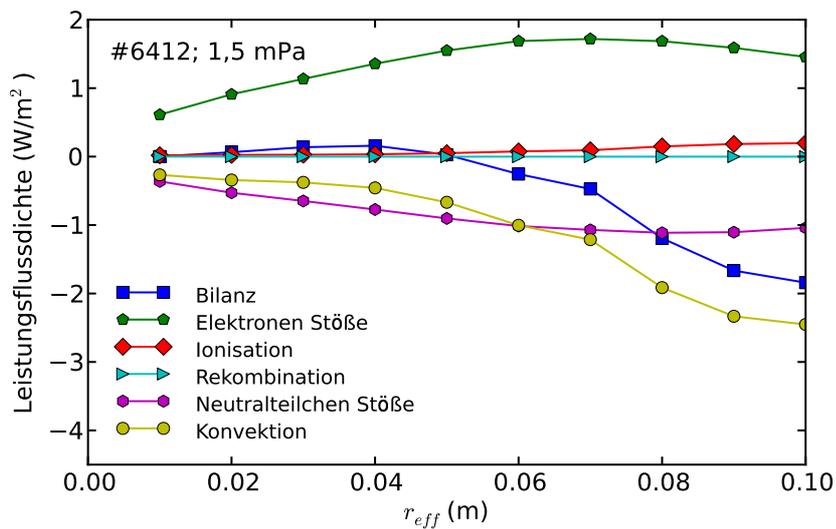


ABBILDUNG 5.19: Ionenenergiebilanz einer Hochfeldentladung mit 1,5 mPa Argon als Neutralgas.

Abbildung 5.18 stellt die Integrale der unterschiedlichen Beiträge zur Ionenenergiebilanz für eine Argon-Entladung bei 3,2 mPa dar. Der dominante Energiegewinn wird durch die Elektronen-Ionen-Stöße beigesteuert. Wegen der geringen Neutralgastemperatur ist der Beitrag aus den Ionisationsprozessen dagegen vernachlässigbar. Die dominante Energiesenke sind die Ionen-Neutralteilchen-Stöße; die Verluste durch Rekombinationen können vernachlässigt werden. Im Plasmazentrum heben sich die Heizung durch Elektronenstöße und der Verlust durch Ionen-Neutralteilchen-Stöße ungefähr auf. Ab etwa dem halbem Plasmaradius überwiegen die Verlustterme deutlich gegenüber den Gewinntermen. Der Anstieg, der dafür verantwortlichen konvektiven Verluste, wird durch die nach außen zunehmende Elektronentemperatur und der sehr starken Abhängigkeit des Ratenkoeffizienten für die Ionisation von dieser verursacht. In diesem Bereich übersteigen die konvektiven Verluste deutlich die Gewinne. Also müsste der diffusive Wärmefluss von außen nach innen fließen. Es stellt sich die Frage, woher die Ionen außen die Energie gewinnen sollen. Außerdem müssten dann die Ionentemperaturprofile hohl sein. Die Profile sind aber flach mit der Tendenz zu einer zugespitzten Form. In Abbildung 5.19 ist die Ionenenergiebilanz für eine Hochfeldentladung mit 8-GHz-Mikrowellenheizung dargestellt. Die Bilanz sieht ähnlich aus, die dominante Ionenheizung wird durch die Elektronen Ionenstöße verursacht. Ionisation und Rekombination fallen nicht ins Gewicht. Die Ionen-Neutralteilchen-Stöße können den Energiegewinn alleine nicht aufbrauchen. Deshalb ist die Bilanz im Plasmazentrum leicht positiv. Weiter außen steigen auch hier die konvektiven Verluste stark an und ziehen die Bilanz ins Negative. Hier ist die fehlende Leistung etwa so groß wie der Gewinn durch die Elektronen-Ionen-Stöße.

Ein Möglichkeit für die fehlende Energie könnte sein, dass die konvektiven Verluste überschätzt werden, wenn das Neutralgas durch Ionisationsprozesse ausgedünnt wird. Allerdings ist die Diffusion der Neutralteilchen so groß, dass die Reduzierung der Neutralgasdichte nur etwa 0,3‰ beträgt. Somit ist die Auswirkung auf den konvektiven Fluss zu vernachlässigen. Also deutet dieses Defizit in der Ionenheizung auf einen weiteren Heizmechanismus der Ionen hin.

Die selbe Analyse wurde auch auf andere Niederfeldentladungen in Argon mit unterschiedlichen Drücken angewendet. Als Messgröße für das Defizit wurde der Wert der Bilanz bei $r_{eff} = 0.1$ m genommen. Abbildung 5.20 zeigt die Ergebnisse für Drücke im Bereich von 1,2 bis 12 mPa. Die fehlende Leistung liegt bei allen Drücken im Bereich von einigen Watt, was nur in der Größenordnung von 1‰ der Mikrowellenleistung liegt, aber trotzdem signifikant ist gegenüber der Elektronen-Ionen-Stoß-Heizung. Die großen Fehler resultieren hauptsächlich aus dem großen Fehler bei der Bestimmung von T_i durch die passive Spektroskopie. An dieser Stelle ist es wichtig, einen Punkt zu haben, der mittels LIF gemessen wurde und dadurch einen kleineren Fehler hat. Er zeigt deutlich, dass ein Leistungsdefizit vorhanden ist. Aber auch die anderen Werte sind systematisch größer Null und sind um einen Faktor 3 – 5 größer als die Elektron-Stoß-Heizung. Zusätzlich sind die Fluktuationsamplituden des Ionensättigungsstroms aufgetragen. Aus Gründen der Vergleichbarkeit

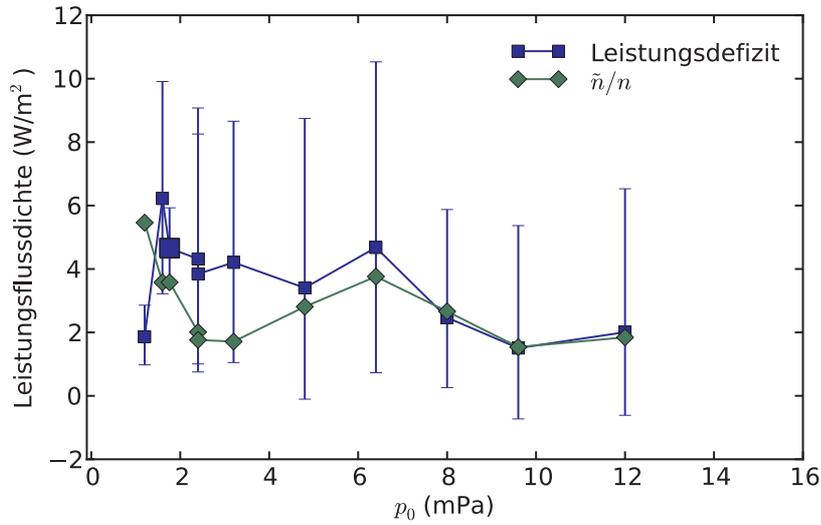


ABBILDUNG 5.20: Leistungsdefizit innerhalb der Flussfläche bei $r_{eff} = 0.1$ m bei Argonentladungen mit verschiedenen Drücken verglichen mit der Fluktuationsamplitude \tilde{n}/n . Der Punkt bei 1.8 mPa, angezeigt durch ein größeres Symbol, basiert auf Iontemperaturen, die mittels LIF gemessen wurden und hat deshalb einen kleineren Fehler.

sind diese ebenfalls jeweils über das Volumen innerhalb der Separatrix integriert. Die Form der Kurve zeigt eine deutliche Korrelation mit dem Defizit aus der Bilanz. Insbesondere, dass die Kurve nicht monoton fällt, sondern genau an der gleichen Stelle ein lokales Maximum hat genau wie das Defizit aus der Bilanz.

5.6.3 Diskussion

Verschiedene Heizmechanismen zur Erklärung der fehlenden Heizleistung wurden in Betracht gezogen und ausgeschlossen: (i) Die Stochastische Heizung in Driftwellen [48–51] mit großen Amplituden erfordert eine Amplitude die über einem Schwellwert liegt. Für Werte von $\alpha = \frac{m_i k^2 \tilde{\phi}}{q B_0} \gg 0,8$ [49] werden die Ionenbahnen stochastisch. Setzt man die Werte für TJ-K von $k \approx 50 \text{ m}^{-1}$, $\phi = 2 \text{ V}$ und $B_0 = 0,08 \text{ T}$ ein, so erhält man $\alpha = 0,3$ das deutlich unterhalb der Schwelle von 0,8 liegt. (ii) Großskalige Alfvén-Moden, die dafür bekannt sind, Energie an die Ionen zu übertragen, sind in diesen Plasmen mit kleinem β ebenfalls nicht zu beobachten. (iii) Die Frequenz der Mikrowellenheizung ist viel zu hoch, um direkt an die Ionen koppeln zu können. (iv) Der Anteil der Mikrowellenleistung, der durch nichtlineare Effekte wie den parametrischen Zerfall in niedrige Frequenzen konvertiert wird, kann auf wenige mW abgeschätzt werden. Zerfällt eine Welle, so entstehen zwei neue Wellen bei denen die Summe der Frequenzen der Frequenz der Ursprungswelle entspricht. Entsprechend teilen sich auch

die Energien auf. Die Zerfallswellen lassen sich im oberen Frequenzband und im unteren Frequenzband detektieren [52]. Das Seitenband, das in Argonentladungen zu beobachten ist, ist ca 20 MHz breit und 40 dB schwächer als die Leistung bei der Frequenz der Heizung. Aus dem Verhältnis der Frequenzen von 20 MHz/2,45 GHz ergibt sich ein Faktor von 10^{-2} und mit den 10^{-4} aus den 40 dB ergibt sich die oben erwähnte Abschätzung für die Leistung von einigen mW im unteren Frequenzbereich, die von den Ionen absorbiert werden kann. Ein weiterer Punkt die, Zerfallswellen auszuschließen ist, dass in den Hochfeldentladungen keine Zerfallswellen detektiert werden konnten, aber trotzdem ein Leistungsdefizit vorhanden ist. (v) Ein weiterer möglicher Heizmechanismus ist die „randomization of the $E \times B$ -Drift“ [53], bei der sich die Driftgeschwindigkeit durch Stöße in thermische Geschwindigkeit umwandelt. Dort ist die thermische Geschwindigkeit gleich groß wie die Drift-Geschwindigkeit. In TJ-K wurden ohne Biasing keine Driftgeschwindigkeiten größer 700 m/s gemessen, während die eindimensionale thermische Geschwindigkeit bei 1 eV ca. 1500 m/s beträgt. Also kann das nicht der Mechanismus für die Ionenheizung sein.

Andererseits deuten zwei Beobachtungen darauf hin, dass Driftwellen-Turbulenz eine Schlüsselrolle bei dem Ionenheizmechanismus spielen kann: (i) Das Leistungsdefizit entsteht hauptsächlich in dem äußeren Bereich des Plasmas, wo auch die turbulenten Fluktuationsamplituden am größten sind. (ii) Fluktuationsamplitude und Leistungsdefizit zeigen ein ähnliches Verhalten unter Abhängigkeit des Druckes, wie es in Abbildung 5.20 dargestellt ist.

Im Folgenden wird eine quantitative Abschätzung für eine turbulente Ionenheizung durchgeführt. Wie in Ref.[54] beschrieben, können Driftwellen auch in Plasmen mit kleinem β Energie an die Ionen übertragen. In Ref.[55] wurde im Plasma von TJ-K die Präsenz eines Alfvénischen Anteils in der Driftwellen Turbulenz nachgewiesen. Die Ionenheizung wird durch den Ionen-Polarisationsdrift verursacht, die zu Kompressions-/Dekompressions-Zyklen führt. Die Energie wird aus dem mittleren Druckgradienten abgezweigt und nicht aus der Heizwelle. Der Gradient treibt die Driftwellenfluktuationen und gleichzeitig Elektronenströme parallel zu den Magnetfeldlinien. Die Stromschleife wird senkrecht zu den Magnetfeldlinien durch den Ionenpolarisationsdrift geschlossen. Dieser Prozess ist der dominante Kanal zwischen T_e und T_i bei Driftwellenturbulenz. Nach Ref. [54] kann die Transferrate durch einen einfachen Ausdruck abgeschätzt werden:

$$T_{ei} = n_e T_e \frac{c_s}{L_\perp} \epsilon^2 C^{-1}, \quad (5.8)$$

wobei $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ die Ionenschallgeschwindigkeit, L_\perp die radiale Gradientenabfallänge und $\epsilon = \tilde{n}/n$ die relative Fluktuationsamplitude ist. m_e und m_i sind die Elektronen- und Ionenmasse; die Elektronenstoßfrequenz ist ν_e in ihrer normalisierten Form [54]:

$$C = \left(0,51\nu_e \frac{L_\perp}{c_s}\right) \left(\frac{m_e}{m_i}\right) \left(\frac{q_s R}{L_\perp}\right)^2 \quad (5.9)$$

Für die Parameter in TJ-K, ein Sicherheitsfaktor von $q_s = 4$, ein großer Plas-

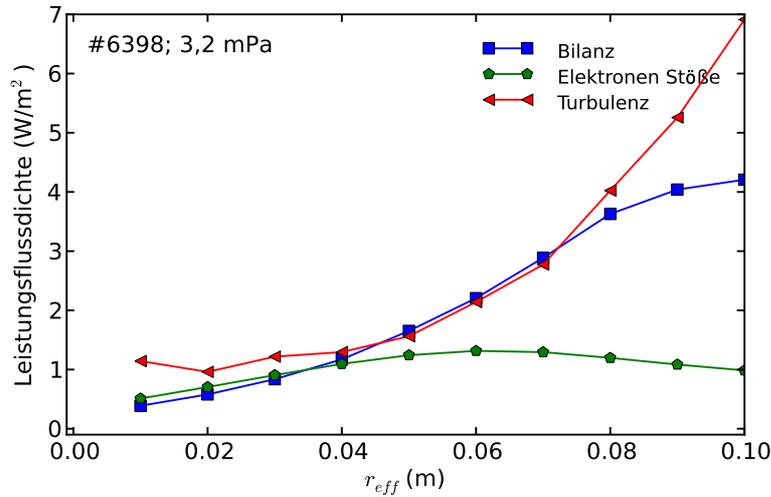


ABBILDUNG 5.21: Radiale Profile der fehlenden Leistung, der turbulenten Leistung und der Leistung durch Elektronen-Ionen-Stöße.

maradius von $R = 0,6$ m, ein Coulomb-Logarithmus von $\ln \lambda = 14$ und Argonionen, kann man Gleichung 5.8 in die einfache Form $T_{ei} = 132.26\epsilon^2 T^{3.5}$ W/m³ bringen, wobei T_e in Elektronenvolt einzusetzen ist. Diese Abschätzung ist gültig für $C > 1$, was in TJ-K für Drücke oberhalb 2 mPa erfüllt ist.

Abbildung 5.21 vergleicht die radialen Profile der integrierten Leistungsflüsse aufgrund der Turbulenz mit der fehlenden Leistung. Für die Abschätzung von T_{ei} wurde die lokale Fluktuationsamplitude aus Messungen des Ionensättigungsstromes gewonnen. Für die Elektronentemperatur wurde ein Mittelwert über das Einschlussgebiet verwendet. Wie erwartet, ist die turbulente Heizung dort am stärksten, wo die Fluktuationsamplituden und die Elektronentemperatur am größten sind. Sie erreicht dabei Werte die dem 5-fachen der Elektronen-Stoß-Heizung entsprechen. In Anbetracht der einfachen Abschätzung ist die quantitative Übereinstimmung bemerkenswert. Die turbulente Heizleistung wurde auch für die anderen Entladungen aus der Druckvariation abgeschätzt. In Abbildung 5.22 wird die integrierte turbulente Heizleistung mit dem Leistungsdefizit aus der Ionenenergiebilanz verglichen. In jedem Fall ist die Übereinstimmung zwischen turbulenter Heizung und Leistungsdefizit bemerkenswert gut. Es bleibt ein gewisser Leistungsüberschuss übrig, der durch die Wärmediffusion zur Wand getragen werden muss. Dass die Temperaturprofile flach sind, liegt allerdings nicht an einer starken Wärmediffusion der Ionen, sondern daran, dass die dominanten Quellen und Senken der Wärme am selben Ort, nämlich im Randbereich des Plasmas, liegen und sich somit aufheben, ohne dass ein starker Wärmefluss per Diffusion stattfinden muss. So können sich keine steileren Temperaturgradienten aufbauen. Dies ist ein klarer Beweis, dass die Ionen in diesem Plasma essentiell durch turbulente Fluktuationen geheizt werden.

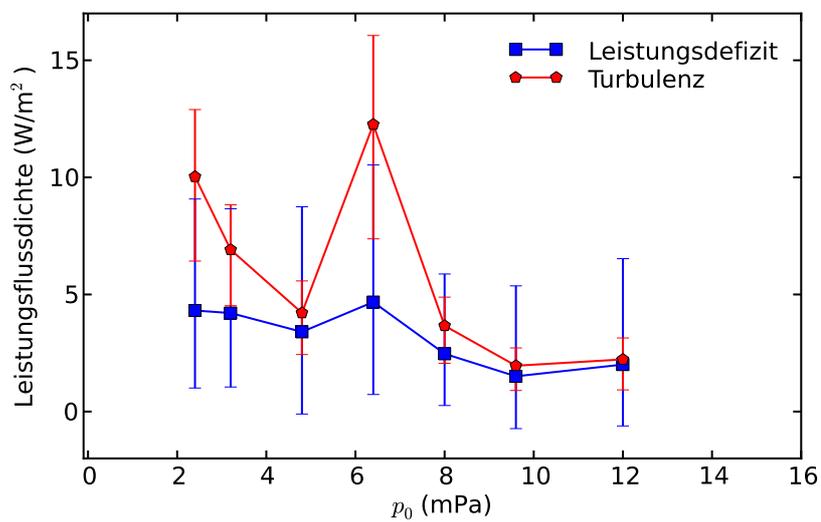


ABBILDUNG 5.22: Leistungsdefizit innerhalb des Einschlussgebiets verglichen mit der integrierten turbulenten Heizleistung.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Diagnostik, basierend auf der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF), aufgebaut und zur Messung der Ionengeschwindigkeitsverteilung eingesetzt. Bestandteil der Diagnostik ist ein Diodenlaser mit einer optische Leistung von 25 mW bei einer Wellenlänge von 668,6 nm und einem modensprungfreien Abstimmbereich von 20 GHz. Der Diodenlaser dient zur Anregung einfach ionisierter Argonionen aus einem metastabilen Zustand heraus. Das Fluoreszenzlicht, das beim Übergang in einen niedrigeren Zustand emittiert wird, ist ein Maß für das absorbierte Laserlicht und somit für die Form des Übergangs, welche wiederum Informationen über die Ionengeschwindigkeit enthält. Für eine präzise Messung muss die Wellenlänge des anregenden Lasers sehr genau bekannt sein. Dazu wurde ein Wavemeter in Kombination mit einer mit Iod gefüllten optischen Gaszelle verwendet. Die Wellenlänge konnte so auf 0,1 pm genau bestimmt werden, was Temperaturmessungen bis hinab zur Zimmertemperatur und Messungen der Geschwindigkeit ab $v_i = 100$ m/s ermöglicht. Eine Modulation der Laserintensität, die durch einen akustooptischen Modulator erreicht wird, erlaubt die Nutzung der Lockin-Technik, um die schwache laserinduzierte Fluoreszenz zu detektieren. Zwei leicht verschiedene Messmethoden wurden angewandt: Eine zeitintegrierte Messung, die eine hohe spektrale Auflösung bietet, und eine phasenaufgelöste Messung, die periodische Phänomene zeitlich auflösen kann.

Die Doppelplasmaanlage Flips, sowie ein kleineres Experiment (EHo) als Vorstufe, wurden im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut. An der Doppelplasmaanlage EHo wurde der Verlauf der Plasmarandschicht vermessen. Es wurde gezeigt, dass die Ionen, die für die Ausbildung der Schicht notwendige, Bohm-Geschwindigkeit erreichen. Eine Erhöhung des Neutralgasdruckes verringert die Ausdehnung der Vorschicht, da die Ionisationsrate zunimmt. Durch Argon/Sauerstoff-Gasmischungen konnten elektronegative Plasmen erzeugt werden. Die Existenz negativer Ionen konnte mit Langmuir-Sonden nachgewiesen werden. Eine Auswirkung der negativen Ionen auf die Ausbildung der Schicht konnten in den hier verwendeten Plasmen ausgeschlossen werden.

Ionenakustische Wellen wurden in Flips durch Modulation des Gitters, das die beiden Plasmen in der Doppelplasmaanlage voneinander abgrenzt,

mit einer sinusförmigen Spannung erzeugt. Diese Wellen wurden mit Hilfe von Langmuir-Sonden nachgewiesen. Die gemessenen Ionenschallgeschwindigkeiten entsprechen denen, die aus der Elektronentemperatur berechnet wurden. Durch die Anregung des Gitters mit kurzen Hochfrequenzpulsen, deren Frequenz geringfügig über der Ionenplasmafrequenz liegt, konnten Solitonen erzeugt werden. Mit Hilfe der phasenaufgelösten LIF-Messung wurde die zeitliche Änderung der Ionengeschwindigkeitsverteilung durch das Soliton gemessen. Der Effekt des optischen Pumpens, der frühere Messungen störte, war hier nicht zu beobachten. Die Ionen werden durch das Soliton adiabatisch komprimiert, weshalb die Dichte und die Temperatur der Ionen lokal ansteigen. Gleichzeitig werden die Ionen durch das Soliton etwas in Ausbreitungsrichtung des Solitons versetzt.

Die LIF-Diagnostik wurde weiterhin dazu eingesetzt die Iontemperaturen und Gleichgewichtsströmungen am toroidal eingeschlossenen Plasma zu untersuchen. Dazu wurde die Diagnostik am Stellarator TJ-K installiert. Die Messung der Ionengeschwindigkeit erlaubte es, die Hintergrundströmung der Ionen zu untersuchen, die für das Plasmagleichgewicht eine zentrale Rolle spielen. Die poloidale Strömung senkrecht zum Magnetfeld wird durch die diamagnetische und die $E \times B$ -Drift getragen. Dies ermöglicht die Induktion einer poloidalen Rotation durch Vorspannen (Biasing) einer Flussfläche. Die induzierte poloidale Rotation beträgt ca. 2000 m/s, was im Vergleich zu selbsterzeugten Rotation, die zwischen -500 und 500 m/s liegt, eine deutliche Erhöhung ist. Die toroidalen Ionengeschwindigkeiten zeigen ein Verhalten, das durch die Pfirsch-Schlüter-Strömung erklärt werden kann, die ebenfalls ein Teil der Gleichgewichtsströmung ist. Die Ionen strömen auf der Außenseite des Plasmas in Richtung des Magnetfeldes, während die Strömungsgeschwindigkeit auf der Innenseite nahezu Null ist. Die Pfirsch-Schlüter-Strömung wurde in dieser Arbeit erstmals direkt nachgewiesen. Der Effekt des Biasing auf die toroidale Strömung ist nicht mit einfachen Mitteln zu erklären. Eine numerische Analyse aller toroidalen Ionenflüsse ist dazu notwendig.

Als Maß für die Qualität des Plasmaeinschlusses dienen in der Regel die Einschlusszeiten für Temperatur und Dichte. Die Einschlusszeiten der Elektronen- und Ionendichte müssen, wegen der Ambipolarität, gleich sein, im Gegensatz zu den Einschlusszeiten der Temperatur, welche sich für Ionen und Elektronen unterscheiden. An TJ-K wurde, mit Hilfe der phasenaufgelösten LIF-Messung, die Entwicklung der Ionendichte und -temperatur in modulierten Entladungen untersucht. Dabei wurden drei unterschiedliche Modulationsfrequenzen genutzt (10 Hz, 1 kHz und 21 kHz). Es stellte sich dabei heraus, dass die Abfallszeit für die Ionendichte deutlich kürzer, als die der Iontemperatur ist. Das ist unterschiedlich zu den Elektronentemperaturen, die nach dem Abschalten der Mikrowelle sehr schnell abfallen.

Präzise Messungen der Iontemperatur erlaubten erstmals die Untersuchung des absoluten Betrags von turbulenten Heizprozessen, die in Fusionsplasmen ansonsten von der dominanten Heizung durch Elektronen-Ionen-Stöße überdeckt sind. Die radialen Iontemperaturprofile weisen einen geringen

Gradienten auf und erreichen im Plasmazentrum Werte von 1 eV bei Niederfeldentladungen und 2 eV bei Hochfeldentladungen. Unter Berücksichtigung der allgemein üblichen Energiegewinn- und -verlustterme, tritt ein Defizit an Heizleistung auf. Es muss also ein zusätzlicher Heizmechanismus auf die Ionen wirken. Die Druck- und Ortsabhängigkeit des Defizits deuten auf die turbulenten Fluktuationen als mögliche Ursache hin. Eine quantitative Analyse der turbulenten Heizung wurde mit Hilfe eines Drift-Alfvén-Turbulenzmodells durchgeführt. Die Übereinstimmung der theoretischen Abschätzung mit dem experimentell gewonnenen Energiedefizit ist bemerkenswert und untermauert somit die Vermutung der anormalen turbulenten Ionenheizung.

Literaturverzeichnis

- [1] R. A. Stern and J. A. Johnson, Phys. Rev. Lett. **34**, 1548 (1975).
- [2] D. N. Hill, S. Fornaca, and M. G. Wickham, Rev. Sci. Instrum. **54**, 309 (1983).
- [3] G. D. Severn, D. A. Edrich, and R. McWilliams, Rev. Sci. Instrum. **69**, 10 (1998).
- [4] D. C. Zimmerman, R. McWilliams, and D. A. Edrich, Plasma Sources Science and Technology **14**, 581 (2005).
- [5] X. Wang and N. Hershkowitz, Phys. Plasmas **13**, 053503 (2006).
- [6] X. Sun *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 235002 (2004).
- [7] A. Stark *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 235005 (2005).
- [8] T. B. Smith, B. B. Ngom, J. A. Linnell, and A. D. Gallimore, American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper **41**, 20054406 (2005).
- [9] F. Skiff, I. Uzun, and A. Diallo, Plasma Phys. Controll. Fusion **49**, B259 (2007).
- [10] F. Skiff, IEEE Trans. Plasma Sci. **30**, 26 (2002).
- [11] F. Skiff, G. Bachet, and F. Doveil, Phys. Plasmas **8**, 3139 (2001).
- [12] U. Stroth *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 2558 (2004).
- [13] Y. Nakamura, IEEE Trans. Plasma Sci. **10**, 180 (1982).
- [14] C. Lechte, *Microscopic Structure of Plasma Turbulence in the Torsatron TJ-K*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, 2003.
- [15] G. Bachet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3260 (1998).
- [16] G. Bachet, F. Skiff, F. Doveil, and R. A. Stern, Phys. Plasmas **8**, 3535 (2001).
- [17] N. Claire, G. Bachet, and F. Skiff, Phys. Plasmas **9**, 4887 (2002).

- [18] A. V. Phelps, J. Appl. Phys. **76**, 747 (1994).
- [19] C. Gerthsen and D. Meschede, *Physik, Springer-Lehrbuch*, 23., überarb. Aufl. (Springer, Berlin, 2006).
- [20] K. U. Riemann, Journal of Physics D: Applied Physics **24**, 493 (1991).
- [21] J. I. Fernández Palop, J. Ballesteros, M. A. Hernández, and R. Morales Crespo, Plasma Sources Science and Technology **16**, S76 (2007).
- [22] G. D. Severn, D. Lee, and N. Hershkowitz, Rev. Sci. Instrum. **78**, 116105 (2007).
- [23] H. Haken and H. C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik, Springer-Lehrbuch*, 7., überarb. Aufl. (Springer, Berlin, 2006).
- [24] W. Demtröder, *Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie, Hochschultext* (Springer, Berlin, 1977).
- [25] H. Salami and A. J. Ross, Journal of Molecular Spectroscopy **233**, 157 (2005).
- [26] S. Klenge, *Hochauflösende Emissions- und Absorptionsspektroskopie an Silizium in Randschichtplasmen*, Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, Stuttgart, 1998.
- [27] Y. Ralchenko, A. E. Kramida, J. Reader, and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectral Database (Version 3.1.5), 2008.
- [28] S. Bashkin and J. O. Stoner, *Atomic energy levels and Grotrian diagrams* (North-Holland Publ. Comp. [u.a.], Amsterdam, 1975).
- [29] NTG Neue Technologien GmbH & CoKG, Konstruktion der Doppelplasmaanlage Flips, 2007.
- [30] M. Kaufmann, *Plasmaphysik und Fusionsforschung* (Teubner, Stuttgart, 2003).
- [31] K. N. Leung, T. K. Samec, and A. Lamm, Phys. Lett., A **51**, 490 (1975).
- [32] M. Rzittka, *Charakterisierung der Doppelplasmaanlage FLIPS*, Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, 2009.
- [33] H. Katsch, C. Manthey, J. Wagner, and H. Döbele, Surface and Coatings Technology **200**, 831 (2005), pSE 2004.
- [34] J. A. Wagner and H.-M. Katsch, Plasma Sources Science and Technology **15**, 156 (2006).
- [35] T. H. Chung, Phys. Plasmas **13**, 024501 (2006).

- [36] J. I. Fernández Palop, J. Ballesteros, M. A. Hernández, and R. Morales Crespo, *J. Appl. Phys.* **91**, 2587 (2002).
- [37] J. I. Fernández Palop, J. Ballesteros, M. A. Hernández, and R. Morales Crespo, *Plasma Sources Science and Technology* **16**, S76 (2007).
- [38] R. M. Crespo *et al.*, *J. Appl. Phys.* **99**, 053303 (2006).
- [39] R. M. Crespo *et al.*, *J. Appl. Phys.* **96**, 4777 (2004).
- [40] S. Mraz and J. M. Schneider, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 051502 (2006).
- [41] S. Singh *et al.*, *Plasma Processes Polym.* **5**, 853 (2008).
- [42] P. Chabert, T. E. Sheridan, R. W. Boswell, and J. Perrin, *Plasma Sources Science and Technology* **8**, 561 (1999).
- [43] T. E. Sheridan, P. Chabert, and R. W. Boswell, *Plasma Sources Science and Technology* **8**, 457 (1999).
- [44] G. Bachet, L. Cherigier, and F. Doveil, *Phys. Plasmas* **2**, 1782 (1995).
- [45] M. Ramisch, *Scaling and Manipulation of Turbulent Structures in the Toratron TJ-K*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, 2005.
- [46] A. Köhn *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **52**, 035003 (2010).
- [47] C. Lechte, J. Stöber, and U. Stroth, *Phys. Plasmas* **9**, 2839 (2002).
- [48] F. Doveil, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 532 (1981).
- [49] J. M. McChesney, R. A. Stern, and P. M. Bellan, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1436 (1987).
- [50] F. Skiff, F. Anderegg, and M. Q. Tran, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1430 (1987).
- [51] S. J. Sanders, P. M. Bellan, and R. A. Stern, *Phys. Plasmas* **5**, 716 (1998).
- [52] A. Köhn, *Investigation of microwave heating scenarios in the magnetically confined low-temperature plasma of the stellarator TJ-K*, Dissertation, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, Stuttgart, 2010.
- [53] F. Anderegg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 329 (1986).
- [54] B. Scott, *Phys. Plasmas* **10**, 963 (2003).
- [55] K. Rahbarnia *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **50**, 085008 (2008).

Danksagung

Herr Prof. Dr. U. Stroth danke ich für die Möglichkeit am IPF zu Promovieren. Seine Betreuung hat entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Er hat durch viele erhellende Gespräche und Diskussionen meine Arbeit in die richtige Richtung gelenkt. Außerdem möchte ich mich bei alle Kollegen aus dem IPF für die tolle Zusammenarbeit bedanken. Die gute Stimmung am Institut hat dafür gesorgt, dass ich jeden Tag gerne ans IPF gegangen bin. Meiner Familie und meinen Freunden danke ich für die moralische Unterstützung und für all die Momente bei den ich mich von der Physik erholen konnte.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides Statt, dass ich diese Arbeit ausschließlich unter Anleitung meiner wissenschaftlichen Lehrer und unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Sie hat weder ganz noch zum Teil an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen.

Stuttgart, den

Sebastian Enge