

Hendrik Meyer

**Analyse der Plasmarotation in einer
linearen Magnetfeldkonfiguration**

Analysis of the Plasma Rotation in a
Linear Magnetic Configuration

MAX - PLANCK - INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

**Analyse der Plasmarotation in einer
linearen Magnetfeldkonfiguration**

H. Meyer

IPP 8/14

July 1998

Dissertation

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association
Bereich Plasmadiagnostik, Mohrenstr. 41, 10117 Berlin

"This IPP-Report has been printed as author's manuscript elaborated under the collaboration between the IPP and EURATOM on the field of plasma physics. All rights reserved."

Analyse der Plasmarotation in einer linearen Magnetfeldkonfiguration

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium

(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT I
DER HUMBOLDT-UNIVERSITÄT ZU BERLIN

von

DIPL. PHYS. HENDRIK MEYER

geboren am 18. Okt. 1967 in Berlin

angefertigt am

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Bereich Plasmadiagnostik

Mohrenstr. 41

D-10117 Berlin

PRÄSIDENT DER HUMBOLDT-UNIVERSITÄT ZU BERLIN

HERR PROF. DR. DR. H.C. HANS MEYER

DEKAN DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT I

HERR PROF. DR. JÜRGEN P. RABE

Gutachter/innen:

1. Prof. Dr. Gerd Fußmann
2. Prof. Dr. Karl-Heinz Rädler
3. Prof. Dr. Werner Ebeling

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juli 1998

...the luminous discharges are spectacular and fascinating; they have an intrinsic appeal, which the simpler but tamer phenomena want; they challenge attention for their beauty and variety and mystery, as well as their adaptability and their danger.

K.K. DARROW (1932)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Der Plasmagenerator PSI-1	5
1.1 Der Gashaushalt des PSI-1	7
1.2 Die elektrische Beschaltung des PSI-1	8
1.3 Das Magnetfeld	10
1.3.1 Die magnetische Koordinate	12
1.4 Eigenschaften der Entladung	14
1.4.1 Entladungen in verschiedenen Gasen	15
2 Diagnostik-Methoden	19
2.1 Optische Spektroskopie	20
2.1.1 Hochauflösende Emissionsspektroskopie (HIRES)	21
2.1.2 Linienprofile	25
2.1.3 Abelinversion rotierender Plasmen	28
2.1.4 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)	34
2.2 Elektrische Sonden	38
2.2.1 Die Einzelsonde	40
2.2.2 Die Doppelsonde	43
3 Untersuchungen zum Verhalten der Ionen	45
3.1 Linienemission	48
3.2 Experimentelle Befunde zur Ionenrotation	51
3.2.1 Abhängigkeit von den äußeren Parametern	53
3.2.2 Radiale Profile	57

3.2.3	Massenabhängigkeit	60
3.3	Experimentelle Befunde zur Ionentemperatur	63
3.3.1	Abhängigkeit von den äußeren Parametern	64
3.3.2	Radiale Profile	67
3.3.3	Massenabhängigkeit	70
4	Untersuchungen zum Verhalten der Elektronen	73
4.1	Abhängigkeit von den äußeren Parametern	75
4.2	Radiale Profile	78
5	Die Neutralen Teilchen	85
5.1	Wasserstoff und Deuterium	86
5.1.1	Dichte des atomaren Wasserstoffs	87
5.2	Die Rotation und Temperatur der Neutralen	93
6	Theoretische Modelle	95
6.1	Die Strom-Spannungs-Kennlinie des PSI-1	96
6.1.1	Teilchenbilanz	98
6.1.2	Energiebilanz	101
6.1.3	Vergleich mit Experimenten	102
6.2	Einfache Betrachtungen zur Rotation	103
6.2.1	Gesamtdrehimpulsbilanz	103
6.2.2	Die axiale Begrenzung des Plasmas	106
6.3	MHD-Mehrflüssigkeits-Beschreibung	106
6.3.1	M.H.D.-Ordnung	108
6.3.2	Der stromlose Drift-Bereich	110
6.4	Radiale Teilchenverluste an der Anode	113
7	Zusammenfassung	119
A	Liste der verwendeten Symbole	123
B	Wichtige Formeln	127

C Fehlerbetrachtung	129
C.1 Auswertung der Linienprofile	129
C.2 Fehler bei der Abelinversion	131
D Zusätzliche Betrachtungen	133
D.1 Strömung durch die Anode	133
D.2 Einfaches Modell der Raumladungsbegrenzung	134
Literaturverzeichnis	137

Einleitung

In den letzten hundert Jahren ist der Energieverbrauch der Menschheit dramatisch angestiegen. Die natürlichen Reserven wie Kohle, Erdöl und Uran können die Energieversorgung nicht langfristig sichern. Die Erforschung alternativer Energiequellen gewinnt damit zunehmend an Bedeutung. Sterne gewinnen ihre enormen Energiemengen aus der Verschmelzung (Fusion) leichter Atomkerne. Die Ausnutzung der *Kernfusion* zur Energieerzeugung auf der Erde besticht durch die fast unerschöpflichen und billigen Brennstoffreserven.

In der Sonne werden vier Wasserstoffkerne über mehrere Zwischenschritte zu einem Heliumkern ($4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu^e + 27 \text{ MeV}$) verschmolzen. Dieser Prozeß hat nur einen kleinen Wirkungsquerschnitt; die im Heliumkern enthalten Neutronen können nur über den seltenen β^+ -Zerfall eines Protons ($p \rightarrow n + \nu^e + e^+$) erzeugt werden. Unter terrestrischen Bedingungen läßt sich diese Kernfusion der Sterne nicht realisieren. Als Grundlage eines Fusions-Reaktors ist die Verschmelzung der schwereren Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium ($D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17.58 \text{ MeV}$) von den möglichen Fusionsreaktionen am besten geeignet. Diese Reaktion hat den größten Wirkungsquerschnitt bei der geringsten Energie. Dennoch sind einfache Coulombstöße viel wahrscheinlicher, als Stöße die zur Fusion führen. Nur wenn viele Reaktionspartner mit entsprechend hoher kinetischer Energie eine ausreichende Zeit zusammengebracht werden, kann eine *positive Energiebilanz* erzielt werden. Dies gelingt in einem eingeschlossenen Plasma bei Temperaturen von $10^7 \cdots 10^8 \text{ K}$. Der Einschluß des Plasmas in den Sternen erfolgt durch ihre eigene Gravitation. Dies ist auf der Erde nicht möglich. Hier wurden zwei andere Konzepte zum Plasmaeinschluß entwickelt.

Beim *Trägheitseinschluß* werden kleine Wasserstoffpellets mit Hochleistungs-Lasern oder Ionenstrahlen extrem schnell auf Dichten oberhalb derer von Festkörpern komprimiert. Durch die Kompression wird das Plasma auf die zur Fusion erforderliche Temperatur aufgeheizt. Die Trägheit der Teilchen sorgt für die nötige Zeit zum Erreichen einer positiven Energiebilanz.

Die Tatsache, daß die Materie unter fusionsrelevanten Bedingungen als Plasma vorliegt, wird bei dem favorisierten Konzept des *magnetischen Einschlusses* ausgenutzt. Das Plasma besteht aus freien Elektronen und Ionen. Diese geladenen Teilchen werden durch elektromagnetische Kräfte beeinflusst und können deshalb mit einem geeigneten „*magnetischen Käfig*“ zusammengehalten werden.

Bei einer linearen Magnetfeldkonfiguration lassen sich Verluste an den Enden nicht vermeiden. Deshalb werden toroidale Magnetfeldkonfigurationen für den Plasmaeinschluß verwendet. Die inhärente Inhomogenität eines solchen Magnetfeldes führt zu einer Auswärtsdrift des Plasmas, die durch eine Verscherung der Feldlinien verhindert werden kann. Beim sogenannten *Tokamak*-Konzept wird durch einen induzierten toroidalen Strom ein poloidales Feld erzeugt, das zu der gewünschten Helizität der Feldlinien führt und zusätzlich das Plasma aufheizt. Mit dieser Bauweise können aber nur gepulste Entladungen erzeugt werden. Bei der zweiten Entwicklungslinie, dem *Stellarator*-Konzept, wird durch eine komplizierte Geometrie der Magnetfeldspulen ohne induzierte Plasmaströme ein ideales Feld geformt. Die toroidale Symmetrie des Tokamaks ist bei Stellaratoren nicht vorhanden. Es können hier prinzipiell Entladungen beliebiger Zeitdauer betrieben werden.

Dennoch ist der Einschluß des Plasmas nicht vollkommen; wegen des bei der Fusion entstehenden Heliums darf das Plasma auch nicht perfekt eingeschlossen sein. Der Transport senkrecht zu den magnetischen Flußflächen kann zum größten Teil diffusiv beschrieben werden. Die stoßbedingte klassische Diffusion ist bei den in großen Fusionsanlagen verwandten Magnetfeldern zu klein, um die gemessenen senkrechten Diffusionskoeffizienten ($D_{\perp} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$) zu erklären. Auch im neoklassischen Bild, das die Effekte der Magnetfeldtopologie einschließt, lassen sich die gemessenen hohen senkrechten Transportkoeffizienten nicht verifizieren. Vielmehr erfolgt der senkrechte Transport durch Turbulenzen im Plasma. Dieser *anomale Transport* ist bislang noch nicht vollständig verstanden.

In Fusionsexperimenten kann der Plasmaeinschluß beim Übergang von der *L-Mode* (L für low confinement) zur *H-Mode* (H für high confinement) deutlich verbessert werden [119, 6]. In dem für einen zukünftigen Fusions-Reaktor favorisiertem H-Mode-Regime bildet sich eine Transport-Barriere nahe der letzten geschlossenen Flußfläche, der sogenannten Separatrix, aus. Diese reduziert den anomalen senkrechten Transport am Plasmarand und verbessert so den Einschluß des Plasmas.

Der Übergang von der L- zur H-Mode ist gegenwärtig noch Thema intensiver Studien. Die allgemeine Ansicht ist, daß die H-Mode durch ein verschertes, negatives radiales E-Feld mit einem positiven Gradienten erzeugt wird [103, 104, 17]. Dieses dekorreliert die Phasenbeziehung zwischen Dichte- und poloidalen E-Feld-Fluktuationen, wodurch der nach außen gerichtete senkrechte Transport reduziert wird [33, 30]. Anschaulich läßt sich dies so verstehen: Die durch das E-Feld erzeugte, verscherte poloidale Strömung (Rotation) zerstört die quasistationären Turbulenzmuster am Plasmarand. Die Ursache des verscherten radialen elektrischen Feldes ist bislang noch nicht geklärt. Daher gibt es noch keine befriedigende Theorie zur H-Mode.

Nahezu alle magnetisierte Plasmen zeigen eine ausgeprägte Rotation. So wird auch in linearen Anlagen, wie dem hier untersuchten Plasmagenerator PSI-1, eine azimutale Strömung beobachtet [14, 11, 12]. Diese ist ebenfalls mit einem radialen elektrischen Feld verknüpft. Es stellt sich hier – wie bei den Fusionsexperimenten – die Frage nach der Erzeugung dieses E-Feldes und damit die Frage nach der Ursache der Rotation. Die Entladungen der großen Fusionsexperimente dauern aus technischen Gründen nur wenige Sekunden. In den

linearen Anlagen lassen sich im Gegensatz dazu stationäre Entladungen in verschiedenen Gasen erzeugen. Dadurch und durch die einfachere Geometrie dieser Experimente lassen sich solche fundamentalen Effekte wie die Plasmarotation hier besonders gut studieren. Der senkrechte Transport und die Rotation hängen eng miteinander zusammen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen die physikalischen Effekte aufgeklärt werden, die zu der Rotation des Plasmas im linearen Plasmagenerator PSI-1 führen. Obwohl die im Plasmagenerator gemessene Rotation der in anderen Anlagen mit linearer Magnetfeldkonfiguration beobachteten ähnlich ist [85, 25, 12, 11, 75], sind die bisherigen Theorien zur Entstehung der Rotation [61, 121, 120, 5] auf den Plasmagenerator nicht anwendbar. Es sollen daher in dieser Arbeit zunächst die wesentlichen Abhängigkeiten der Plasmarotation im PSI-1 experimentell identifiziert und anschließend geeignete vorhandene und neue Modelle diskutiert werden, welche die Ursache der Rotation beleuchten. Hierzu sind aber auch Untersuchungen erforderlich, die Aufschluß über die wesentlichen physikalischen Vorgänge innerhalb der gesamten Anlage geben.

Der Plasmagenerator PSI-1 selbst wird im ersten Kapitel beschrieben. Hier ist für das weitere Verständnis der Arbeit, vor allem die im Abschnitt 1.3 behandelte Magnetfeldkonfiguration zu beachten. Das zweite Kapitel enthält die detaillierte Beschreibung der verwendeten Diagnostik-Methoden nebst der zur Auswertung benötigten Theorie.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt bei den Untersuchungen zum Verhalten der Plasmaionen. Die Ionen eignen sich ausgezeichnet zur Messung der Rotation. Ihre Dynamik wird anhand der, hauptsächlich durch hochauflösende Emissionsspektroskopie gewonnen, Meßergebnisse im dritten Kapitel diskutiert. Aus den liniengemittelten Daten wurden mit einem neuen, speziell für rotierende Plasmen entwickelten Abel-Inversionsverfahren [40] die radialen Profile der Emissivität, Winkelgeschwindigkeit und Temperatur rekonstruiert. Die theoretischen Grundlagen hierzu werden im Abschnitt 2.1.3 erarbeitet.

Für die Interpretation der Messungen an den Ionen und eine weitergehende Analyse mit Hilfe theoretischer Modelle sind auch die Temperatur und Dichte der Elektronen wichtig. Hierzu wurden mit langsamen, positionierbaren Sonden radiale Profile der Elektronenparameter in verschiedenen Bereichen des Plasmagenerators bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen werden im vierten Kapitel vorgestellt. Das fünfte Kapitel befaßt sich mit den ungeladenen Bestandteilen, den Atomen und Molekülen, des Plasmas. Für die Plasmarotation ist aber nur die Neutralgasdichte von Bedeutung.

Die theoretische Analyse der Rotation ist ein weiterer wichtiger Aspekt dieser Arbeit. Sie ist im sechsten Kapitel dargelegt. Aus den im Abschnitt 6.3 untersuchten Mehrflüssigkeitsgleichungen lassen sich mit Hilfe der obigen Messungen das radiale elektrische Feld, die klassische radiale Driftgeschwindigkeit und die Rotationsgeschwindigkeit der Elektronen berechnen. Besonders hervorzuheben ist der Abschnitt 6.4, der die radialen Teilchenverluste an der Anode behandelt. Im abschließenden siebenten Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse zusammengefaßt; die Bedeutung für die gegenwärtige Forschung erörtert; und außerdem ein Ausblick über weiterführende Arbeiten und zukünftige Anwendungen gegeben.

Kapitel 1

Der Plasmagenerator PSI-1

Im Plasmagenerator wird in einer Hochstrom-Bogenentladung zwischen einer hohlzylindrischen, geheizten, thermoemittierenden Kathode aus Lanthanhexaborid (LaB_6) und einer aus Kupfer (Cu) gefertigten, wassergekühlten Hohlanode ein stationäres Plasma erzeugt. Dieses strömt aufgrund des axialen Gradienten im Plasmadruck, durch ein äußeres, axial-symmetrisches Magnetfeld geführt, in den Drift-Bereich. Aus vakuumtechnischen Gründen

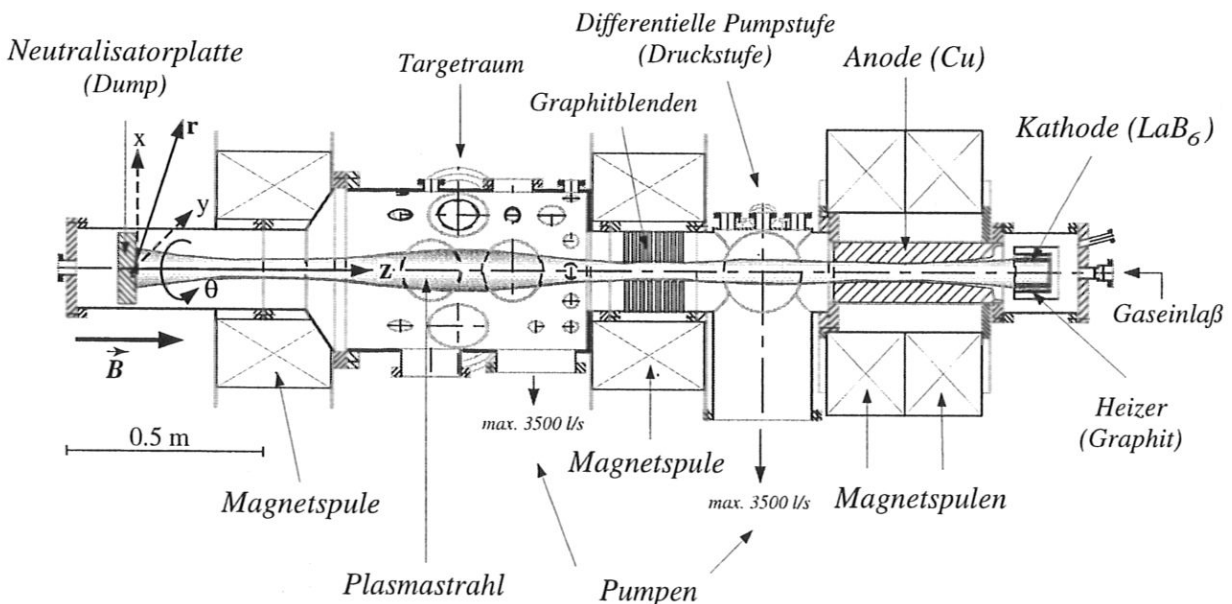


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Plasmagenerators PSI-1.

ist dieser Teil der Anlage durch ein Blendensystem in zwei Kammern unterteilt: die differentielle Pumpstufe und den Targetraum. Den Abschluß des PSI-1 bildet eine Neutra-

lisatorplatte¹ (Dump), die das Plasma nach 2.3 m terminiert. Das Experiment PSI-1 ist schematisch in Abbildung 1.1 dargestellt. Der maximale Radius der zylindersymmetrischen Plasmasäule beträgt c.a. 0.05 m. Die Elektrodenanordnung entspricht einer *Diode* [34, 42].

An dem Experiment sind diverse Diagnostiken wie

- optische Spektroskopie (siehe Abschnitt 2.1),
- VUV-Spektroskopie,
- elektrische Sonden (siehe Abschnitt 2.2),
- Thomson-Streuung,
- thermischer Heliumstrahl,
- zwei Photonen Spektroskopie an Lyman- α
- und Thermographie, Bolometrie sowie Kalorimetrie

zur Untersuchung des Plasmas vornehmlich innerhalb der Targetkammer vorhanden.

Die Anlage läßt sich in zwei physikalisch unterschiedliche Bereiche unterteilen:

1. den stromführenden Quellbereich zwischen Anode und Kathode, in dem das Plasma erzeugt wird,
2. den nahezu stromlosen Drift-Bereich hinter der Anode.

Im Bereich zwischen Anode und Kathode (AK) wird das Neutralgas nicht abgepumpt. Es strömt durch die Hohlanode in den Drift-Bereich, wo es in beiden Kammern (Druckstufe und Targetraum) abgepumpt wird. Die Pumpleistung ist regelbar, so daß die Druckverhältnisse innerhalb des Plasmagenerators über einen großen Bereich variiert werden können (siehe Abschnitt 1.1).

Die im PSI-1 erreichbare Elektronentemperatur (T_e) und Iontemperatur (T_i) im Wasserstoff bzw. Deuterium (siehe Tabelle 1.1) liegen in dem für die Divertor-Region von Fusionsexperimenten wie *ASDEX-Upgrade* [86] typischen Bereich. Die Elektronen- (n_e) und Iondichte (n_i) ist etwa ein bis zwei Größenordnungen niedriger. Vergleichbare Dichten lassen sich aber in Edelgasplasmen erreichen. Dadurch ist die Anlage zum Erproben und Entwickeln neuer Diagnostiken [67], zur Untersuchung vom Plasma-Wand-Wechselwirkungen wie der chemischen Erosion von Kohlenstoff [14] oder anderer fusionsrelevanter Fragestellungen [110] gut geeignet.

¹Die Prallplatte selbst ist normalerweise leitend (W,C) aber gegen die Anlage isoliert (*floatender Dump*). Kurzzeitig wurde auch mit einem Isolator aus Bornitrid (BN) experimentiert, um den Einfluß der Neutralisatorplatte auf das Plasmapotential zu untersuchen.

Tabelle 1.1: Plasmaparameter im Targetraum des PSI-1 für die Arbeitsgase H₂, D₂, He und Ar.

	n_e [m ⁻³]	T_e [eV]	T_i [eV]
H ₂	1.0 · 10 ¹⁷ ... 4.0 · 10 ¹⁸	2 ... 20	1 ... 10
D ₂	1.0 · 10 ¹⁷ ... 4.0 · 10 ¹⁸	2 ... 20	1 ... 10
He	2.0 · 10 ¹⁷ ... 8.0 · 10 ¹⁸	2 ... 25	2 ... 14
Ar	1.0 · 10 ¹⁸ ... 2.5 · 10 ¹⁹	1 ... 5	0.4 ... 4

Die Plasmaparameter hängen durch die unterschiedlichen atomaren bzw. molekularen Eigenschaften, stark von der Wahl des Arbeitsgases ab. Sie lassen sich reproduzierbar durch die Regelung der äußeren Parameter wie dem Druck (Abschnitt 1.1), dem Entladungsstrom und der Brennspannung (Abschnitt 1.2) und dem Magnetfeld (Abschnitt 1.3) einstellen. Die wichtigsten Arbeitsgase der Anlage sind Wasserstoff (H₂), Deuterium (D₂), Helium (He) und Argon (Ar). Die erreichbaren Plasmaparameter für die in diesen Gasen erzeugten Entladungen sind in Tabelle 1.1 aufgelistet. Die Werte gelten für den Targetraum.

1.1 Der Gashaushalt des PSI-1

Zum Plasmagenerator PSI-1 gehört ein komplexes Vakuumsystem bestehend aus: dem Gaseinlaßsystem mit der Gaseinlaß-, der Misch- und der Gasanalysekammer; dem Rezipienten mit dem Anoden-Kathoden-Raum, der Druckstufe und dem Targetraum; der Targetschleuse. Jede der hier aufgeführten Baugruppen kann unabhängig voneinander evakuiert werden. Der Basisdruck des Rezipienten liegt dabei im Ultrahochvakuum-Bereich bei einigen 10⁻⁶ Pa. Außerdem sind an das Vakuumsystem noch Diagnostik-Systeme wie das Lyman- α -Nachweissystem, der thermische Heliumstrahl und das UHV-Spektrometer angeschlossen, die ebenfalls separat abgepumpt werden können.

Der Plasmagenerator kann sowohl mit reinen Gasen als auch mit Gasmischungen betrieben werden. Das Gas oder die Gase werden dazu über eine Durchflußregelung in die Mischkammer eingelassen. Je nach Gasart stellt sich ein Druck von einigen 10² Pa ein. Von dort strömt das Arbeitsgas durch ein Dosierventil in den Anoden-Kathoden-Raum. Wahlweise kann der Durchfluß oder der Neutralgasdruck im Quellbereich als Regelgröße verwandt werden. Stabile Entladungen lassen sich bei Druckwerten zwischen 0.5 Pa und 3.0 Pa und einem Durchfluß von einigen 10¹⁹ Teilchen pro Sekunde² erzeugen. Durch drosselbare Vakuumpumpen wird das Gas in der Druckstufe und dem Targetraum abgepumpt. Die maximale Pumpleistung beträgt in der Druckstufe 1.0 m³/s und im Targetraum 4.5 m³/s.

Der Anoden-Kathoden-Raum besitzt keine eigene Vakuumpumpe. Das neutrale Gas strömt adiabatisch durch die Anode, die wie eine *Laval-Düse* geformt ist [70]. Durch die hohe

²Dies entspricht einem Durchfluß Q von einigen zehn Standard-Kubikzentimetern pro Minute (SCCM) (1 SCCM $\cong 4.078 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$)

Druckdifferenz zwischen Quellbereich und Drift-Bereich könnte eine turbulente Überschallströmung entstehen, die zu instabilen Betriebsbedingungen führt. Dies ist im PSI-1, wie eine Berechnung der Strömung innerhalb der Anode zeigt (Anhang D.1), nicht der Fall.

Tabelle 1.2: Parameter der Neutralgasströmung am Anodenausgang des PSI-1 ($T_0 = 400$ K, $L = 0.041$ m).

	p_K [Pa]	p_{DS} [Pa]	η [10^{-3} Pa·s]	$M = u_{out}/c_{out}$	Re_{out}	Q_{max}/Q	$Kn = \lambda/d$
H ₂	0.90	0.13	0.0089	0.032	0.12	12.9	0.33
D ₂	1.00	0.08	0.0125	0.041	0.24	7.2	0.30
He	1.00	0.11	0.0196	0.040	0.16	10.2	0.43
Ar	1.00	0.05	0.0220	0.138	1.58	3.0	0.19

In der Tabelle 1.2 sind die Strömungsparameter für die wichtigsten Arbeitsgase am Anodenausgang $A_{out} = 2.52 \cdot 10^{-3}$ m² des PSI-1 angegeben (Re: Reynoldssche-Zahl, Gleichung (D.2)). Der maximale Teilchenfluß Q_{max} , der sich aus der Forderung der lokalen Schallgeschwindigkeit an der engsten Stelle der Anode ergibt, ist für den üblichen Druckbereich im Anoden-Kathoden-Raum wesentlich höher als der experimentell vorgegebene Durchfluß. Das Gas bildet deshalb eine laminare Unterschallströmung innerhalb der Anode, bei der Temperatur, Druck und Teilchendichte fast unverändert bleiben. Der Druckabfall erfolgt adiabatisch hinter der Anode.

1.2 Die elektrische Beschaltung des PSI-1

Das Plasma im Plasmagenerator PSI-1 wird durch einen hohen Gleichstrom ($5 \dots 1000$ A) erzeugt. Dieser wird von vier Thyristor-Stromrichter [42] geliefert. Eine schematische Skizze der Beschaltung der Elektroden ist in Abbildung 1.2 gegeben. Nach der Gleichrichtung des Drehstroms (drei Phasen; 120° phasenverschoben) verbleibt eine 300 Hz Stromschwankung, die durch die Induktivität L nochmals geglättet wird.

Der parallel zur Entladung geschaltete Vorlastwiderstand $R_L = 1 \Omega$ erleichtert die Zündung des Plasmas. Die Regelung der Gleichrichter ist zu langsam, um auf die Zündung des Plasmas bei dem Über-

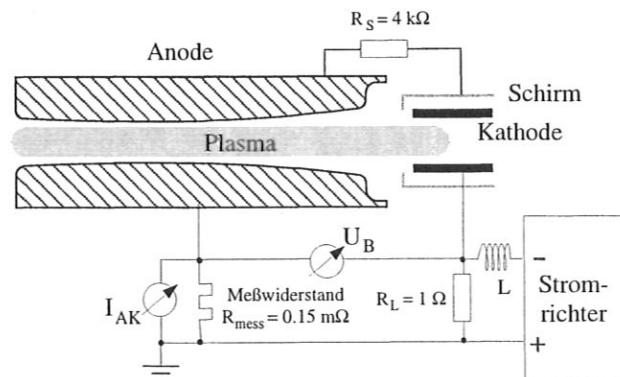


Abbildung 1.2: Schematische Schaltskizze des Plasmagenerators PSI-1.

Der parallel zur Entladung geschaltete Vorlastwiderstand $R_L = 1 \Omega$ erleichtert die Zündung des Plasmas. Die Regelung der Gleichrichter ist zu langsam, um auf die Zündung des Plasmas bei dem Über-

schreiten der Zündspannung zu reagieren. Die Zündspannung kann der *Paschen-Kurve* [35] entnommen werden. Ohne Plasma fließt zwischen den Elektroden aufgrund der Raumladungsbegrenzung vor der emittierenden Kathode nur ein geringer Strom von einigen mA. Angenommen es wäre kein Vorlastwiderstand vorhanden. Die Stromrichter würden durch Erhöhung der Spannung versuchen, den eingestellten Stromsollwert zu erreichen. Zündet das Plasma, stiege der Strom und die Leitfähigkeit sprunghaft an. Der Regelung würde zu einer drastischen Verringerung der Spannung führen, so daß die Entladung erlösche. Eine Zündung der Entladung wäre äußerst schwierig. Der Vorlastwiderstand glättet den Sprung in der Kennlinie bei der Zündspannung, so daß die Regelung folgen kann.

Die Leitfähigkeit eines Mediums hängt von der Zahl der vorhandenen Ladungsträger und deren Beweglichkeit ab. Diese beiden Größen sind im Plasma nicht konstant. Sie hängen für den Fall, daß die freien Weglängen für Elektronen-Stöße genügend klein sind³, von der Elektronentemperatur ab. Die Elektronen werden aber durch den Entladungsstrom geheizt. Die Leitfähigkeit und damit die Kennlinie des Plasmas wird nichtlinear. Im Abschnitt 6.1 wird die I-U-Charakteristik des PSI-1 ausführlich diskutiert.

Ein axiales Magnetfeld wie im PSI-1 (siehe Abschnitt 1.3) schränkt zudem die Beweglichkeit der Ladungsträger senkrecht zu \vec{B} drastisch ein. In einem vollionisierten Plasma verschwindet die senkrechte Leitfähigkeit völlig. Für den Stromtransport parallel zum Magnetfeld kann im hochionisierten Plasma die Leitfähigkeit von Spitzer [107]

$$\sigma_S = \lambda_S \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \propto T_e^{3/2}, \quad (1.1)$$

verwandt werden. Sie ist strenggenommen nur für ein vollionisiertes Plasma korrekt, stellt aber gerade bei hohen Stromdichten auch im nicht-vollionisierten Fall eine sehr gute Näherung dar. Der *Spitzer-Harm-Koeffizient* λ_S ist für einfach geladene Ionen $\lambda_S = 1.96$. Die Größe τ_{ei} (siehe Gleichung (B.11)) ist die charakteristische Zeit für Coulomb-Stöße zwischen Elektronen und Ionen. Die Spitzer-Leitfähigkeit ist unabhängig von der Ladungsträgerdichte⁴ und nimmt mit steigender Elektronentemperatur zu. Mit zunehmendem Strom steigt T_e . Damit sinkt der Widerstand des Plasmas. In der Regel treten deswegen in Hochstrombögen negative Kennlinien auf. Deshalb wird der Plasmagenerator über den Entladungsstrom I_{AK} und nicht über die Brennspannung U_B gesteuert.

Der durch das Plasma fließende Strom wird als Spannungsabfall von maximal $U_{\text{mess}} = 150$ mV über den Meßwiderstand von $R_{\text{mess}} = 0.15$ m Ω gemessen. Ein kleiner Teil des von den Stromrichtern eingespeisten Stroms fließt parallel über den Vorlastwiderstand zur Entladung. Die Entladungsspannung wird hochohmig zwischen Anode und Kathode gemessen. Die Anode und der gesamte Rezipient mit Ausnahme des Kathodenrohrs liegt auf Erdpotential, um ein ungefährliches Arbeiten zu ermöglichen.

³Dies unterscheidet eine Glimmentladung, in der die Elektronen selten stoßen und die zur Ionisation erforderliche Energie zwischen zwei Stößen vom Feld aufgenommen wird, von einer Bogenentladung, bei der das Gas durch ein hohes T_e im gesamten Volumen ionisiert wird.

⁴Mit steigender Ladungsträgerdichte verringert sich die Zeit zwischen zwei Stößen τ_{ei} , so daß in Gleichung (1.1) n_e herausfällt.

Die Kathode wird durch Strahlung über einen Graphitmäander $P_H \approx 5.6$ kW auf $T_K \approx 1900$ K geheizt. Damit die Heizleistung der Kathode zugeführt wird, sind Kathode und Heizer von einem metallischen Schirm (Ta, Mo) umgeben. Der Schirm ist über einen Widerstand von $R_S = 4$ k Ω mit der Anode verbunden. Zum Schutz der Viton-Dichtung, die das Kathodenrohr gegenüber der Anode isoliert, ragt außerdem ein Wolfram-Schirm in das Kathodenrohr hinein; dieser liegt ebenfalls auf Erdpotential.

Die Vakuumfeldverteilung wird durch das Plasma, da es eine hohe Leitfähigkeit besitzt, stark verzerrt. Trotzdem müssen die Äquipotentiallinien in dem Bereich nahe der Kathode und Anode parallel zu deren Oberflächen laufen. Im Plasma selbst stehen sie näherungsweise senkrecht zu den Magnetfeldlinien. Zwangsläufig entstehen, nahe den Elektroden, so Bereiche an denen das elektrische Feld nicht parallel zum Magnetfeld verläuft. Der Drift-Bereich ist ohne Plasma im Normalfall feldfrei.

Die Kathode ist die aktive Elektrode. Es werden durch Thermoemission entsprechend der durch *Schottky-Feldemission* korrigierten *Richardson-Dushman Gleichung* [89]

$$j_{ec} = A_R T_K^2 \exp \left\{ - \frac{e(\phi_W - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}})}{k_B T_K} \right\} \quad (1.2)$$

Elektronen freigesetzt. Dabei ist ϕ_W die Austrittsarbeit der Elektronen und A_R die sog. *Richardson-Konstante*. Für LaB₆ liegt die Austrittsarbeit bei $\phi_W = 2.67$ eV. Die Richardson-Konstante ist $A_R = 3 \cdot 10^5$ A/(m²K²). Bei der Betriebstemperatur der Kathode von etwa $T_K = 1900$ K wird eine Sättigungsstromdichte von $j_{ec} = 9.02 \cdot 10^4$ A/m² möglich. Die aktive Fläche der Kathode $F = 0.014$ m² ($R_{\min} = 0.03$ m, $R_{\max.} = 0.035$ m und $L = 0.07$ m) ist durch das Magnetfeld auf die Innenseite und die Stirnseite der Kathode beschränkt. Es läßt sich somit ein maximaler Strom von etwa $I_{\max} \approx 1280$ A bei dieser Temperatur realisieren.

Bei zu niedrigen Plasmadichten kann der Strom durch Raumladungen, die sich vor der Kathode bilden, begrenzt werden. Ein einfaches Modell für diese Begrenzung ist im Anhang D.2 gegeben. Eine ausführliche Diskussion findet sich im Abschnitt 6.1.

1.3 Das Magnetfeld

Die Eigenschaften eines Plasmas werden durch ein starkes Magnetfeld wesentlich beeinflusst. Der Plasmagenerator besitzt vier Feldspulen (siehe Abbildung 1.1), die ein Magnetfeld im Bereich von $0.02 \dots 0.25$ T erzeugen (Abbildung 1.3). Die Stärke und Konfiguration des Feldes kann über die Spulenströme variiert werden. Die beiden Spulen über der Targetkammer sind in Reihe geschaltet, so daß sie nur gemeinsam geregelt werden können. Auch die Richtung des Magnetfeldes kann durch Umpolung der Spulen umgekehrt werden.

Die Abbildung 1.3 zeigt das Magnetfeld des PSI-1 für die normale Konfiguration⁵. Entlang der Symmetrieachse ändert sich das Magnetfeld stark. Es ist in der normalen Konfiguration im Targetraum $B^{(T)} = 0.05$ T nur etwa halb so groß wie in der Druckstufe $B^{(DS)} = 0.11$ T und im Bereich zwischen Anode und Kathode $B^{(AK)} = 0.10$ T. Hingegen bleibt das Magnetfeld in allen drei Meßbereichen (T, DS und AK) radial konstant. In der Abbildung 1.4 ist zu sehen, daß es bei

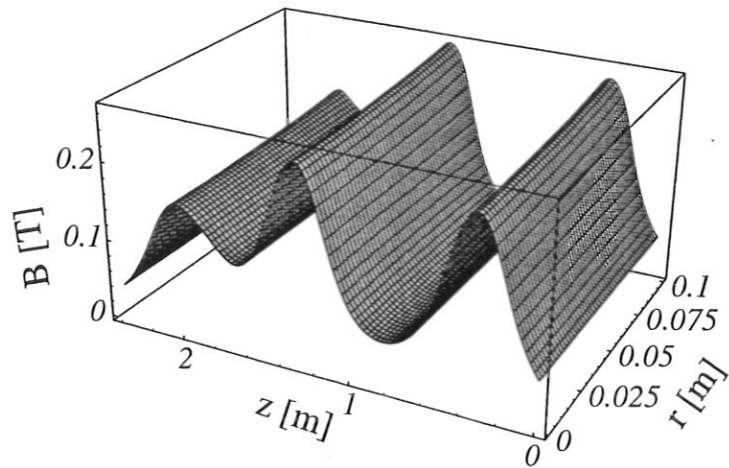


Abbildung 1.3: Das Magnetfeld des PSI-1 variiert entlang der Achse zwischen $B = 0.05$ T im Targetraum und $B = 0.25$ T in der Spulnmitte. Radial ist es weitgehend konstant.

normalem Verlauf der Magnetfeldlinien eine magnetische Verbindung zwischen Anode und Kathode gibt. Der Entladungsstrom kann also parallel zu \vec{B} fließen.

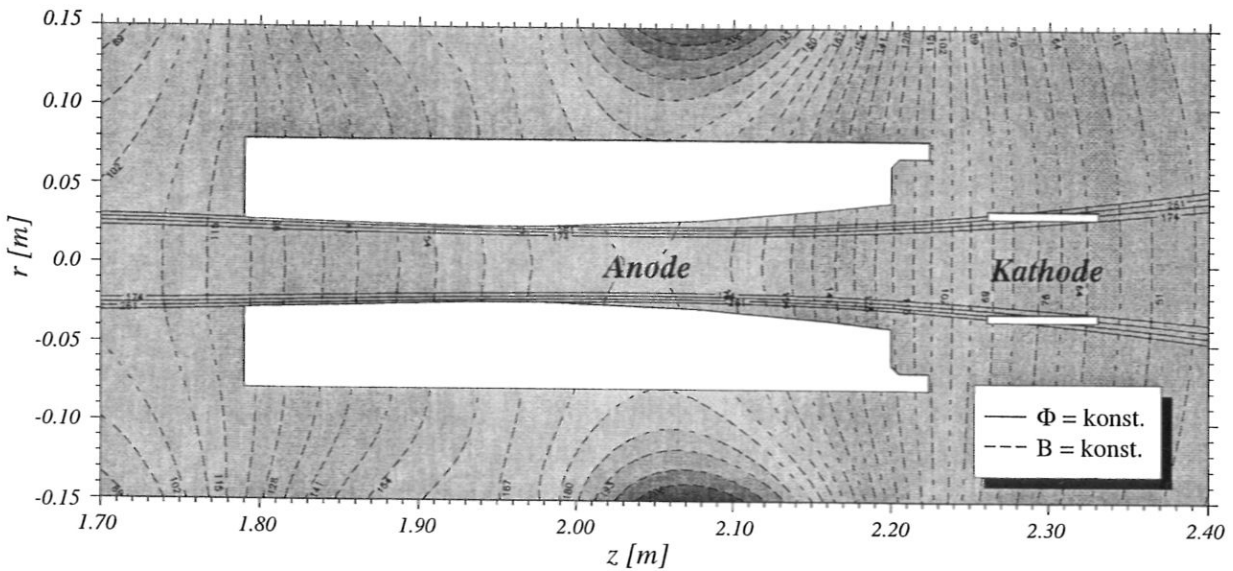


Abbildung 1.4: Konturgraphik der Magnetfeldstärke (B in mT) im Bereich zwischen Anode (links) und Kathode (rechts) bei normaler Magnetfeldgeometrie. Die Elektroden sind durch Feldlinien verbunden.

Das Magnetfeld schränkt die Bewegung senkrecht zu den Feldlinien ein. Es erzeugt eine Vorzugsrichtung parallel zu \vec{B} . Die Eigenschaften des Plasmas werden anisotrop. Die Elektronen sind wegen ihrer geringen Masse schon bei kleinen Feldstärken an die Feldli-

⁵Spulenströme: $I_{S_1} = 90$ A, $I_{S_2} = 45$ A und $I_{S_3,S_4} = 500$ A

nien gebunden. Dadurch erfolgt der radiale Transport diffusiv. Ein natürliches Koordinatensystem wird daher durch die magnetischen Flußflächen ψ bestimmt. Diese sind durch (Zylindersymmetrie: $\alpha = \theta$)

$$\vec{B} = \nabla\psi \times \nabla\alpha \quad \Rightarrow \quad \vec{B} = \nabla\psi \times \frac{\vec{e}_\theta}{r}$$

definiert. Das natürliche Koordinatensystem für ein axialsymmetrisches Magnetfeld wird durch

$$\vec{e}_\parallel := \frac{\vec{B}}{B} = \vec{b} \quad (1.3a)$$

$$\vec{e}_\perp := \frac{\nabla\psi}{|\nabla\psi|} \quad (1.3b)$$

$$\vec{e}_\lambda := \vec{e}_\perp \times \vec{b} \quad (1.3c)$$

aufgespannt.

Die Richtung des Magnetfeldes im PSI-1 läßt sich durch Umpolen der Spulen umkehren. Die z-Achse des in Abbildung 1.1 eingezeichneten „technischen“ Koordinatensystems zeigt vom Dump in Richtung Kathode. Diese Richtung stimmt nicht für alle Experimente mit der Richtung des Magnetfeldes überein. Im folgenden bezieht sich nur die Angabe der axialen Koordinate bezüglich des PSI-1 auf das technische Koordinatensystem. In allen anderen Fällen wird das natürliche Koordinatensystem verwandt. Näherungsweise kann im PSI-1 bei geringer axialer Inhomogenität von $B \vec{e}_\parallel \approx \vec{e}_z$, $\vec{e}_\perp \approx \vec{e}_r$ und $\vec{e}_\lambda \approx \vec{e}_\theta$ geschrieben werden.

1.3.1 Die magnetische Koordinate

Durch die axiale Variation des Magnetfeldes ändert sich der Plasmaradius. Ein Vergleich radialer Profile an verschiedenen axialen Positionen, ist deshalb nur mit einer normalisierten *magnetischen Flußkoordinate* ρ_B , die entlang der Flußflächen konstant bleibt, sinnvoll. Die Normalisierung der Koordinate ist willkürlich. In Fusionsexperimenten wird meist der Fluß auf der *Separatrix*⁶ als Bezugsgröße verwandt.

Im PSI-1 muß zuerst ein sinnvoller Bezugspunkt vergleichbar mit der Separatrix in Fusionsanlagen definiert werden. In der Geometrie des PSI-1 ist die folgende Definition einer Grenz-Flußfläche (LFS⁷) sinnvoll:

Definition 1 Die LFS des PSI-1 ist die äußerste Flußfläche Φ_S , die axial durch das gesamte Plasma läuft, ohne ein anderes Bauteil als die Kathode oder die Neutralisatorplatte zu berühren.

⁶Allgemein trennt eine Separatrix zwei topologisch unterschiedliche Gebiete in einer gegebenen Magnetfeldkonfiguration. Oft wird dieser Begriff aber auch auf die letzte Flußfläche angewandt, die kein festes Bauteil schneidet.

⁷LFS: limiting flux surface.

In Magnetfeldkonfigurationen, die Flußflächen haben, welche die Elektroden verbinden, ist diese Definition auch physikalisch sinnvoll. Der Hauptanteil des Entladungsstroms fließt parallel zu \vec{B} und damit entlang der die Elektroden verbindenden Feldlinien. Auf diesen Feldlinien wird im Quellbereich des PSI-1 hauptsächlich das Plasma erzeugt (siehe Abschnitt 6.1). Die LFS ist die Trennfläche zwischen dieser Haupt-Plasmaquelle und dem restlichen Plasma (Kernplasma). Im Drift-Bereich gilt: Außerhalb der LFS hat das Plasma parallel zu \vec{B} keinen Kontakt zum Quellbereich. Es wird durch die Anode abgeschattet. Das Plasma außerhalb der LFS ist also entweder aus dem Kernplasma diffundiert oder, was unwahrscheinlich ist, wurde dort durch Ionisation gebildet.

Innerhalb der LFS können die Feldlinien noch durch die Kathode mit Elektronen besetzt werden. Unter diesem Gesichtspunkt läßt sich noch eine *innere LFS* S_i wie folgt definieren:

Definition 2 Die *innere LFS* ist die *äußerste Flußfläche* Φ_{S_i} im Plasma, die keine der Elektroden berührt.

Ebenso ist es für manche Betrachtungen sinnvoll, eine *äußere LFS* S_a als

Definition 3 Die *äußere LFS* des PSI-1 ist die *letzte Flußfläche* Φ_{S_a} im Plasma, die hinter der Anode radial kein festes Bauteil mehr berührt,

zu definieren.

Der magnetische Fluß läßt sich in Zylindergeometrie als

$$\Phi(r, z) = \oint A_\varphi(r, z) dl = 2\pi r A_\varphi(r, z) \approx \pi r^2 B(r=0, z),$$

mit dem Vektorpotential \vec{A} schreiben. Er ist etwa proportional zu r^2 .

Die Definition der *radialen magnetischen Koordinate* oder *Flußkoordinate*

$$\rho_B(r, z) := \sqrt{\frac{\Phi(r, z)}{\Phi_S}} \quad (1.4)$$

ist somit in etwa proportional zu r . Innerhalb der LFS ist $\rho_B < 1$ und auf der magnetischen Achse, welche gleichzeitig die Symmetrieachse der Anlage ist, gilt: $\rho_B = 0$. Der Fluß auf der LFS ist für die normale Konfiguration des Magnetfeldes im PSI-1

$$\Phi_S = 269.38 \cdot 10^{-6} \text{ Wb.}$$

Als Näherung kann

$$\rho_B(r, z) \approx 107.99 r \sqrt{B(r=0, z)} \quad B \text{ in T, } r \text{ in m}$$

verwendet werden. In Tabelle 1.3 sind Umrechnungsfaktoren zwischen r und ρ_B , sowie den beiden anderen Flußkoordinaten im Falle des normalen Magnetfeldes angegeben.

Tabelle 1.3: Umrechnungen der Flußkoordinaten im PSI-1 für die normale Magnetfeldkonfiguration.

Umrechnung zwischen den Flußkoordinaten						
		ρ_B	ρ_{S_i}	ρ_{S_a}		
ρ_B		1	0.785	1.05		
Umrechnungsfaktoren für die Beobachtungsorte						
Meßort	Abkürzung	z [m]	ρ_B/r [m^{-1}]	ρ_{S_i}/r [m^{-1}]	ρ_{S_a}/r [m^{-1}]	
Quellbereich	AK	2.24	34.5	27.1	36.2	
Druckstufe	DS	1.61	36.5	28.7	38.4	
Targetraum	T (PTB)	0.96	28.4	22.3	29.8	
	T (Thomson)	0.82	24.9	19.6	26.2	
	T (Target)	0.75	25.9	20.3	27.2	

1.4 Eigenschaften der Entladung

Die äußeren Parameter des PSI-1 können über einen weiten Bereich geregelt werden. Ebenso können unterschiedliche Arbeitsgase verwendet werden. Dabei ändern sich T_e , T_i , oder n_e stark, wie der Tabelle 1.1 zu entnehmen ist. Die Entladungen in den verschiedenen Gasarten unterscheiden sich besonders stark voneinander. So werden in Argonentladungen weit höhere Elektronendichten als in Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmen erreicht. Die Temperatur der Elektronen ist in Argonplasmen jedoch wesentlich kleiner (siehe Kapitel 4). Zur besseren Einordnung der Entladung sollen in diesem Abschnitt einige prinzipielle Eigenschaften der erzeugten Plasmen diskutiert werden.

Die im PSI-1 generierbaren Plasmaregime ähneln denen von Hohlkathoden-Bögen [25, 12, 11]. Allerdings ist der Aufbau des Plasmagenerators mit solchen Anlagen nicht vergleichbar. Der wesentliche Unterschied ist die Kathode selbst, obwohl die Kathode des PSI-1 ebenfalls ein Hohlzylinder ist. Eine *Bogen-Hohlkathode*⁸ zeichnet sich dadurch aus, daß die Gasströmung innerhalb der Kathode eine Knudsenströmung $Kn = \lambda/d > 1$ ist und der Gasdruck innerhalb der Kathode abfällt. Das Aspektverhältnis von innerem Kathodenradius r_K zur Kathodenlänge L_K ist daher $r_K/L_K \ll 1$. Innerhalb der Hohlkathode stellt sich dadurch der für die Entladung optimale E/p -Wert [35, 25] ein. Dies gilt für die Kathode des Plasmagenerators nicht. Ein weiterer Unterschied ist der sich an den Quellbereich anschließende quasi stromlose Drift-Bereich.

Im PSI-1 brennt keine *selbständige Entladung*. Die Kathode muß extern geheizt werden, damit ein Plasma erzeugt werden kann. Eine zum PSI-1 vergleichbare Apparatur ist die Anlage *PISCES-A* [44] an der University of California San Diego.

⁸In Glimmentladungen wird der Begriff Hohlkathode dann verwendet, wenn das negative Glimmlicht nur innerhalb der Kathode ist.

1.4.1 Entladungen in verschiedenen Gasen

Die atomaren bzw. molekularen Eigenschaften der Arbeitsgase bestimmen die erreichbaren Plasmaparameter. Insbesondere Masse und Ionisationsenergie sind dabei von Bedeutung. Die Tabelle 1.4 faßt die wesentlichen atomaren Unterschiede der einzelnen Arbeitsgase zusammen. Zwischen den Entladungen in molekularen Gasen wie Wasserstoff und Deuterium und denen in atomaren Gasen lassen sich die größten Unterschiede feststellen.

Tabelle 1.4: Wichtige atomare Daten der verschiedenen Gase.

Gasart	Ladungszahl Z	Masse [amu]	Ionisationsenergie [eV]	Gaskinetischer Radius [10^{-10}m]
H	1	1.008	13.598	1.35 (H_2)
D	1	2.014	13.598	1.35 (D_2)
He	2	4.003	24.568	1.13
Ne	10	20.179	21.563	1.35
Ar	18	39.948	15.795	1.70
Kr	36	83.800	13.999	2.15
Xe	54	131.300	12.129	2.50

$$1 \text{ amu} \hat{=} 1.6605655 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Die Dissoziation der Moleküle hat einen starken Einfluß auf den Energiehaushalt des Plasmas. Für die elektronische Übergänge in Molekülen muß das *Franck-Condon Prinzip* [41] beachtet werden. Dieses besagt, daß die elektronischen Übergänge so schnell sind, daß sich weder die Lage der Kerne noch ihre Geschwindigkeit während des Übergangs ändert. Außerdem ist die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang dann besonders groß, wenn die Schwingungseigenfunktionen der beiden Zustände bei gleichen Kernabständen gleichzeitig große Werte annehmen. Für hohe Vibrationsquantenzahlen finden die Übergänge bevorzugt an den klassischen Umkehrpunkten der Schwingung statt. Die Dissoziation eines Moleküls erfolgt daher meist über die Anregung in einen repulsiven Zustand. Die Differenz zwischen Anregungsenergie und der Dissoziationsenergie wird zu gleichen Teilen als kinetische Energie auf die Dissoziationsprodukte verteilt.

Im Wasserstoff und Deuterium werden Elektronen mit $E_{\text{el}} = 8.5 \text{ eV}$ benötigt um das Molekül vom Grundzustand in den untersten repulsiven Zustand zu überführen. Die Dissoziationsenergie liegt bei $E_{\text{diss}}^{\text{H}_2} = 4.52 \text{ eV}$ bzw. $E_{\text{diss}}^{\text{D}_2} = 4.60 \text{ eV}$. Die H- bzw. D-Atome erhalten also eine Restenergie von $E_{\text{kin}} = 2 \text{ eV}$. Diese Energie wird schnell auf die Wand übertragen (siehe Abschnitt 5.1).

Der Energieverlust führt nicht, wie angenommen werden könnte, zu einer niedrigeren Elektronentemperatur in molekularen Plasmen, sondern zu einer geringeren Dichte. Die Elektronentemperatur hängt, wie im Abschnitt 6.1 diskutiert wird, hauptsächlich von der Ionisation und Masse der Atome ab. Daher sind Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmen im

PSI-1 besonders dünn (siehe Tabelle 1.1). Die zur Plasmaerzeugung benötigte Leistung ist aber am größten. Die Plasmaparameter von H- und D-Plasmen unterscheiden sich kaum voneinander.

Edelgase sind atomare Gase mit einer stabilen Elektronenkonfiguration. Die Ionisationsenergie ist dementsprechend höher als bei Wasserstoff und Deuterium (siehe Tabelle 1.4). Mit zunehmender Masse und Elektronenzahl nimmt sie ab. Daher nimmt T_e ebenfalls mit zunehmender Masse ab. Die Elektronendichte nimmt hingegen zu. Die schweren Edelgase (Ar, Kr und Xe) weisen sehr ähnliche Plasmaparameter auf, wie in den Kapiteln 3 und 4 diskutiert wird. Edelgase können im Gegensatz zu Wasserstoff mehrfach ionisiert werden. Ein wichtiger Energieverlustkanal wird durch die metastabilen atomaren Zustände geöffnet.

Der metastabile $2s^3S$ -Grundzustand des Triplettsystems des HeI ist z.B. ein besonders effektiver Energieverlustkanal, der zu einer starken Aufheizung der Gefäßwand bei Heliumentladungen führt. Er liegt $\Delta E_{2s^3S} = 19.8$ eV über dem Grundzustand. Diese Energie wird von den angeregten Heliumatomen an die Gefäßwand abgegeben.

Plasmen lassen sich mit den im Anhang B angegebenen Größen charakterisieren. In magnetisierten Entladungen ist insbesondere der *Hallparameter* $\xi_{e,i} = \omega_{ce,i}\tau_{e,i}$ (Gleichung (B.18)) wichtig, der die Anzahl der impulsändernden Stöße während einer Gyration angibt. Mit der Hilfe des Hallparameters kann die Wirkung des Magnetfeldes auf die Ladungsträger im Plasma spezifiziert werden. Ist er hoch ($\xi \gg 1$) sind die Teilchen gut magnetisiert, sie sind stark an die Feldlinien gebunden. Im anderen Fall ($\xi \ll 1$) können die Teilchen als quasi frei behandelt werden.

Im Plasmagenerator sind die Elektronen gut magnetisiert ($\xi_e \gg 1$), wohingegen die Ionen mit zunehmender Masse weniger an die Feldlinien gebunden sind ($\xi_i \leq 1$). Der Gyrationradius $\rho_i = v_{th,i}/\omega_{ci}$ (Gleichung (B.8)) der Ionen kann die Dimension der Anode $r_{A,min.} = 0.024$ m erreichen wodurch innerhalb der Anode Randeffekte auftreten (siehe Abschnitt 6.4).

Ein Plasma ist *quasineutral*, da die Ladungsträger sich gegenseitig abschirmen. Die Abschirmlänge

$$\lambda_D := \sqrt{\frac{\epsilon_0}{e^2 \sum_{\alpha} \frac{Z_{\alpha} n_{\alpha}}{k_B T_{\alpha}}}} \quad (1.5)$$

wird *Debye-Länge* genannt [54, 3] und beträgt im Plasmagenerator einige Mikrometer; innerhalb der Debye-Länge können Abweichungen von der Quasineutralität auftreten. Im PSI-1 können die Plasmen in allen Arbeitsgasen als ideal betrachtet werden, d.h. es befinden sich viele Ladungsträger innerhalb einer Kugel mit der Debye-Länge als Radius.

Im Anoden-Kathoden-Bereich liegen die freien Weglängen der Atome für Ionisation im Bereich von einigen Millimetern bis Zentimetern. Im Drift-Bereich erreichen sie die Größenordnung der Plasmaabmessungen. Ionisation hinter der Anode fällt in H₂-, D₂-, He- und Ne-Entladungen nicht ins Gewicht. In dichten Argon-, Krypton- und Xenonplasmen kann

Tabelle 1.5: Typische Zeit- und Längenskalen im PSI-1 (AK: Anoden-Kathoden-Bereich; T: Targetraum).

Gas	Ort	Zeiten [s]			Längen [m]		
		τ_{ei}	τ_{0e}	τ_{0i}	λ_D	λ_{ion}	ρ_i
H	AK	$3.1 \cdot 10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-6}$	0.12	0.0035
	T	$5.6 \cdot 10^{-7}$	$7.7 \cdot 10^{-6}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	1.3	0.0081
Ar	AK	$4.2 \cdot 10^{-9}$	$3.1 \cdot 10^{-7}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{-7}$	0.002	0.01
	T	$1.9 \cdot 10^{-8}$	$7.4 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-6}$	6.5	0.021

aber innerhalb des Drift-Bereichs noch Plasma erzeugt werden. Die axiale Temperaturleitfähigkeit der Elektronen ist hoch (Tabelle 1.6). Der Drift-Bereich kann in den schweren Edelgasen Ar, Kr und Xe daher noch Einfluß auf die Leistungsbilanz der Entladung haben.

Im PSI-1 ist die typische Geschwindigkeit parallel zu \vec{B} die Ionenschallgeschwindigkeit c_s . Die Teilcheneinschlußzeit $\tau_{e,i}^{pc}$ wird durch die axiale Flugzeit $\tau_F \approx L_{||}/c_s = 10^{-4} \dots 10^{-3}$ s bestimmt. Sie liegt im Bereich der in Gleichung (3.7) (Seite 63) definierten Equilibrierungszeit $\tau_{ei}^{eq} < 10^{-4}$ s [3, 54] der Ionen mit den Elektronen. Die Ionen sind deshalb erwartungsgemäß heiß (siehe Abschnitt 3.3). Die typischen Zeit- und Längenskalen für Standardregime in Wasserstoff und Argon sind in Tabelle 1.5 angegeben.

Die klassischen Transportkoeffizienten sind für die selben Regime in Tabelle 1.6 enthalten. Dabei ist $D_{||,\perp}$ die parallele und senkrechte Diffusion; $\kappa_{||,\perp}$ die parallele und senkrechte Wärmeleitfähigkeit; und $\sigma_{||,\perp}$ die parallele und senkrechte elektrische Leitfähigkeit. Die Definitionen für die Transportkoeffizienten sind im Anhang B angegeben.

Tabelle 1.6: Typische Werte für die klassischen Transportkoeffizienten im PSI-1 (AK: Anoden-Kathoden-Bereich; T: Targetraum).

Gas	Ort	Teilchen [m^2/s]		Wärme [$W/(Km)$]		Strom [$(\Omega m)^{-1}$]	
		$D_{ }^{(am)}$	$D_{\perp}^{(cl)}$	$\kappa_{ }$	κ_{\perp}	$\sigma_{ }$	σ_{\perp}
H	AK	$1.2 \cdot 10^4$	0.06	256	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^4$	0.089
	T	$3.9 \cdot 10^4$	0.04	94.1	$6.1 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^4$	0.004
Ar	AK	3.3	0.5	33.5	1.2	$2.3 \cdot 10^4$	7.0
	T	15.9	0.3	2.7	0.01	$9.2 \cdot 10^3$	0.2

Kapitel 2

Diagnostik-Methoden

Im Rahmen dieser Arbeit wurden hauptsächlich zwei Diagnostik-Methoden verwendet: die Emissionsspektroskopie und elektrische Sonden. Die hochauflösende Emissionsspektroskopie (HIRES), die im Abschnitt 2.1.1 vorgestellt wird, bietet einen Zugang zu vielen verschiedenen Plasmaparametern [47]. Sie ist zur Bestimmung der Temperatur, Dichte und der Driften und Strömungen der strahlenden Bestandteile (Atome und Ionen) des Plasmas besonders gut geeignet.

Bei den emissionsspektroskopischen Messungen werden die lokalen Meßgrößen entlang des Sehstrahls integriert. Durch die Verwendung vieler Sehstrahlen kann die lokale Information aus den liniengemittelten Messungen rekonstruiert werden. Für ein rotierendes Plasma läßt sich die bekannte *Abel-Inversion* nicht anwenden. Es wurde daher in Zusammenarbeit mit Prof. G. Fußmann und E. Pasch ein spezielles Abel-Inversionsverfahren für beliebig rotierende Plasmen entwickelt [40], um die radialen Profile zu rekonstruieren. Dieses verallgemeinerte Abel-Inversionsverfahren wird im Abschnitt 2.1.3 vorgestellt. Eine direkte Messung der lokalen Größen ist durch aktive Laserspektroskopie, wie z.B. die laserinduzierte Fluoreszenz, die im Abschnitt 2.1.4 vorgestellt wird, möglich.

Prinzipiell lassen sich mittels optischer Spektroskopie auch Elektronendichte [37, 47] und -temperatur [47] bestimmen. Elektrische Sonden [78, 73] sind aber zur Messung der Elektronenparameter T_e und n_e in Plasmen – wie denen des PSI-1 – besser geeignet als die Emissionsspektroskopie. Im Abschnitt 2.2 werden die nötigen theoretischen Grundlagen zum Verständnis von Sondendaten kurz zusammengefaßt. Der Nachteil dieser Meßmethode ist, daß die Sonde in das Plasma eingebracht werden muß. Sie steht also in direktem Kontakt mit dem Plasma. Dadurch wird zum einen das Plasma gestört und zum anderen die Sonde evtl. beschädigt. Dennoch gehören *Langmuir-Sonden* zu den Standard-Diagnostiken an Plasmen.

Einzelsonden (siehe Abschnitt 2.2.1) können bei positiver Vorspannung bezüglich des Plasmas durch den hohen Plasmastrom thermisch stark beansprucht werden und dadurch evtl. Elektronen emittieren. Das Plasmapotential ändert sich über den Plasmaradius, so daß eine positive Vorspannung nicht immer vermieden werden kann. Die hier verwandten langsa-

men, positionierbaren Sonden wurden deshalb als *Doppelsonden* betrieben (siehe Abschnitt 2.2.2). Dadurch wird eine positive Vorspannung der Sondenspitzen gegenüber dem Plasma ausgeschlossen.

Emittiert die Sondenspitze Elektronen, kann die Sonde zur Bestimmung des Plasmapotentials und damit des elektrischen Feldes im Plasma verwendet werden [64, 77]. Es wurden Voruntersuchungen mit einer durch den Elektronensättigungsstrom aufgeheizten Sonde durchgeführt, die wegen der starken Beeinflussung des Plasmas jedoch keine sichere Interpretation zuließen. Eine temperierbare Sonde war nicht vorhanden.

2.1 Optische Spektroskopie

Die freien Elektronen im Plasma können bei einem Stoß gebundene Elektronen in Molekülen, Atomen oder Ionen in einen energetisch höher liegenden Zustand anregen. Dieser ist entweder ebenfalls gebundenen oder aber frei; im letzteren Fall spricht man von Ionisation. Der Begriff Atom soll in diesem Abschnitt im erweiterten Sinne auch Moleküle und Ionen einschließen.

Der angeregte Zustand ist instabil. Er relaxiert nach einer charakteristischen Zeit τ_L . Der instabile Zustand kann durch spontanen oder induzierten Zerfall unter Abgabe eines Photons zerfallen, oder aber ein weiterer Stoß führt zu einer strahlungslosen Relaxation. Die strahlenden Übergänge erzeugen ein charakteristisches Spektrum, das aus Spektrallinien, einem Quasikontinuum und einem Kontinuum besteht. Die Spektrallinien entstehen durch Übergänge zwischen gebundenen Zuständen. Das Quasikontinuum wird durch Spektrallinien gebildet, deren spektrale Verbreiterung größer ist als ihr energetischer Abstand. Dies ist z.B. an der Seriegrenze oder bei Molekülbanden der Fall. Rekombinationsprozesse und Bremsstrahlung, also Übergänge aus freien in gebundene oder freie Zustände, erzeugen die Kontinuumsstrahlung.

Neben den Elektronenstößen können auch andere Prozesse angeregte Zustände generieren. Der *Ladungsaustausch* zwischen resonanten atomaren Zuständen verschiedener Spezies oder verschiedenen Ladungszuständen einer Atomsorte ist für kalte, nicht vollionisierte Laborplasmen von großer Bedeutung. Die Dissoziation eines Moleküls durch Elektronen- oder Ionenstöße kann in angeregten atomaren Zuständen enden. Photonen können reabsorbiert werden und so die Atome anregen. Elektronen können bei der Rekombination ebenfalls ihre Energie auf ein gebundenes Elektron übertragen und es in einen höheren Zustand anregen. Diese dielektronischen Resonanzen sind besonders in Fusionsplasmen zur Abschätzung der Elektronentemperatur [56] nützlich.

Das entstehende Spektrum ist ein Fingerabdruck des Plasmas. Aus ihm läßt sich ein Großteil der Physik des Plasmas ableiten. Die von Plasmen emittierten elektromagnetischen Wellen erstrecken sich über die gesamte Bandbreite des spektralen Bereichs von Radiowellen über Mikrowellen ins Sichtbare und darüber hinaus. Die atomare Linienemission liegt zum großen Teil im sichtbaren Wellenlängenbereich zwischen 200 nm und 900 nm.

Dies ist das Gebiet der optischen Spektroskopie. Eine umfassende Interpretation des Spektrums setzt neben geeigneten theoretischen Modellen der physikalischen Prozesse auch die genaue Kenntnis atomarer Daten wie Anregungsraten, Energiezustände, Übergangswahrscheinlichkeiten usw. voraus. Leider sind diese Daten weder im genügenden Umfang noch mit entsprechender Genauigkeit bekannt.

2.1.1 Hochauflösende Emissionsspektroskopie (HIRES)

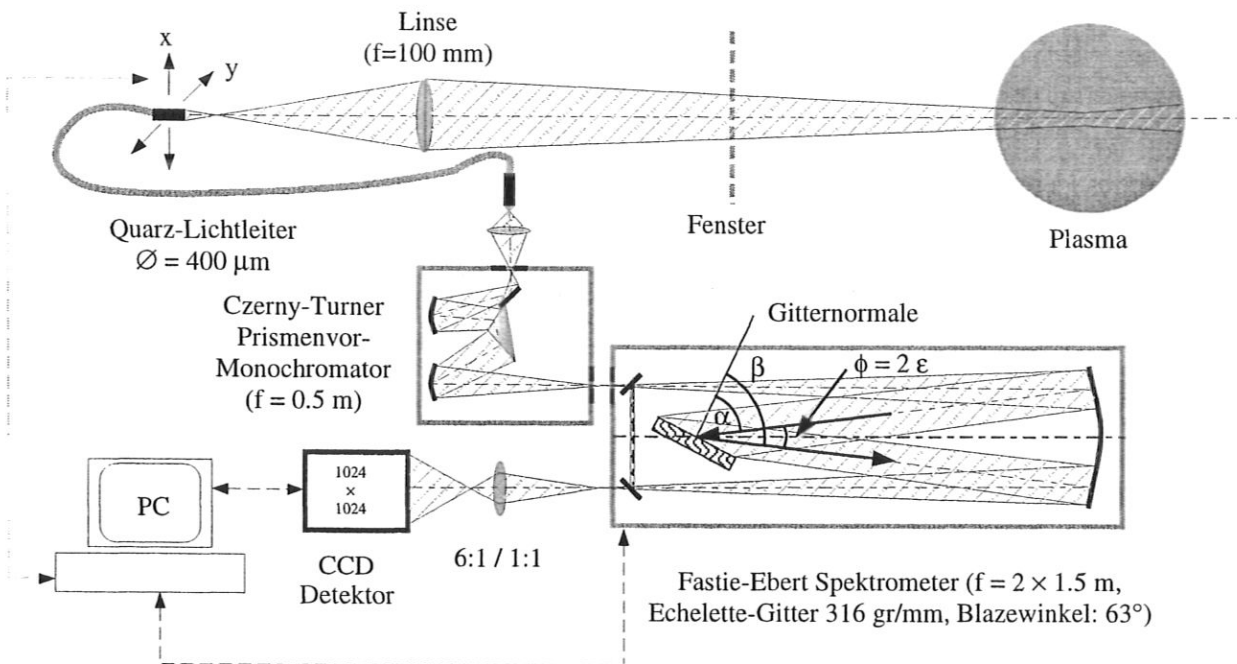


Abbildung 2.1: Experimenteller Aufbau der hochauflösenden Emissionsspektroskopie (HIRES). Der Aufbau für Messungen mit normaler Auflösung unterschied sich nur durch den verwendeten Monochromator.

Die Abbildung 2.1 zeigt den experimentellen Aufbau der hochauflösenden Emissionsspektroskopie (HIRES). Das Plasma wurde über eine plan-konvexe Linse ($f = (98.4 \pm 0.4) \text{ mm}$) auf einen Lichtleiter ($\varnothing_{\text{LWL}} = 400 \text{ }\mu\text{m}$ bzw. $\varnothing_{\text{LWL}} = 1 \text{ mm}$) abgebildet. Linse und Lichtleiter ließen sich gemeinsam mit zwei schrittmotor-betriebenen Linearverstellern ($\Delta x = \Delta y = 2.5 \text{ }\mu\text{m}$) in der Abbildungsebene bewegen. Das vom Plasma emittierte Licht wurde über einen Quarz-Lichtleiter und eine Anpassungs-Optik in den Monochromator eingekoppelt. Die Anpassungs-Optik, bestehend aus einer positionierbaren, plan-konvexen Suprasil-Linse, diente zur Anpassung der Öffnungswinkel von Lichtleiter ($\vartheta_{\text{LWL}} \approx 12.5^\circ$) und Spektrometer ($\vartheta_{\text{M}} = 5.8^\circ$). Die gesamte Optik bestand aus Quarzglas. Dadurch wurde die detektierbare Wellenlänge bei $\lambda_{\text{min}} \approx 200 \text{ nm}$ nach unten begrenzt. Die obere Grenze war durch den verwendeten CCD-Detektor gegeben und lag bei $\lambda_{\text{max}} \approx 900 \text{ nm}$. Der Aufbau für emissionsspektroskopische Messungen mit normaler Auflösung unterschied sich nur durch den verwendeten Monochromator und Detektor.

Die für die Messung der spektrale Profile der Emissionslinien am Plasmagenerator erforderliche hohe Auflösung ließ sich mit einem Fastie-Ebert Spektrometer¹ mit einer Brennweite von $f_H = 1.5$ m im doppelten Durchgang erreichen. Der Strahlengang wird vertikal versetzt zweimal über das dispersive Medium, ein holographisches Echelette-Gitter mit der inversen Gitterkonstante $1/g = 316$ Strichen/mm, geleitet. Dadurch wird eine effektive Brennweite von $f_{\text{eff.}} = 3.0$ m erreicht. Die Messung erfolgt in hohen Ordnungen von $k = 5$ bei $\lambda = 1060$ nm bis $k = 28$ bei $\lambda = 200$ nm. Durch den, dem Hauptmonochromator vorgelagerten, Prismen-Vormonochromator der Brennweite $f_P = 0.5$ m in Czerny-Turner Bauweise wird die Überlappung verschiedener Beugungsordnungen vermieden. Das Spektrum kann wahlweise mit einer 1:1- oder 6:1-Vergrößerung auf den CCD-Detektor abgebildet werden. Zusätzlich läßt sich bei der 6:1-Abbildung durch eine Zylinderlinse die Abbildung des Eingangsspaltens um das fünffache verkleinern. Dadurch ist es möglich mehrere Lichtleiter gleichzeitig auf den CCD-Chip abzubilden. Die Abbildungseigenschaften der Quarz-Linsen ist auf die Wellenlänge $\lambda = 435.8$ nm optimiert.

Die Interferenz der an einem Echelette-Gitter reflektierten Strahlen ist konstruktiv, wenn der Gangunterschied zweier benachbarter Reflexe

$$\Delta l = k\lambda = g \left[\sin \alpha + \underbrace{\sin(\varphi + \alpha)}_{\beta} \right] \quad (2.1)$$

ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ ist [43]. Dabei ist α der Einfallswinkel und β der Streuwinkel bzgl. der Gitternormalen; $\varphi = \beta - \alpha$ ist der Beugungswinkel. Durch den geometrisch fest vorgegebenen Strahlengang im Spektrometer bleibt φ für eine feste Wellenlänge bei Drehung des Gitters konstant, während sich α und β ändern. Im Fastie-Ebert Aufbau ist $\varphi = 2\epsilon$ gerade durch den *Ebertwinkel* ϵ gegeben. Für das hier verwendete hochauflösende Spektrometer ist $\epsilon = 3.24^\circ \ll \alpha$ und die Gleichung (2.1) vereinfacht sich zu

$$k\lambda \approx 2g \sin \alpha \cos \epsilon. \quad (2.2)$$

Der Beugungswinkel φ ändert sich bei fester Gitterstellung mit der Wellenlänge. Außerdem können sich die Wellenlängenbereiche der einzelnen Ordnungen überlappen. Die *reziproke Dispersion* $D = d\lambda/dx = (fd\varphi/d\lambda)^{-1}$ beschreibt die spektrale Zerlegung des Lichts in der Fokusebene des Spektrometers. Aus der Ableitung der Interferenzbedingung (2.1) bezüglich φ bei festem Einfallswinkel α ergibt sich für $\varphi \ll \alpha$

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{\sin \alpha}{\cos(\varphi + \alpha)} + \tan(\varphi + \alpha) \right] \approx \frac{2 \tan \alpha}{\lambda}. \quad (2.3)$$

Die reziproke Dispersion des hier im doppelten Durchgang verwendeten Spektrometers ist

¹Das Spektrometer UHRS F1500 wurde von der Firma SOPRA hergestellt.

unter Berücksichtigung von Gleichung (2.2) durch

$$D(\lambda) = \frac{\lambda}{2M(\lambda)f_{\text{eff}} \tan\left(\arcsin \frac{k\lambda}{2g \cos \epsilon}\right)} \quad (2.4)$$

gegeben. Dabei ist $M(\lambda)$ das leicht wellenlängenabhängige Abbildungsverhältnis der verwendeten Abbildung auf den CCD-Detektor. Durch die leichte Änderung des Abbildungsverhältnisses und nicht auszuschließende Linsenfehler unterschied sich die mit Gleichung (2.4) berechnete Dispersion um bis zu 5% von der gemessenen. Für die untersuchten Spektralbereiche wurde die Dispersion mit bekannten Linien direkt vermessen (siehe Abbildung 2.2).

Die Auflösung $R = \lambda/(\delta\lambda)$ ist bei einem Gitter durch die Ordnung k und die Anzahl der Striche $N = W/g$ gegeben, wobei W die ausgeleuchtete Breite des Gitters ist. Damit ergibt sich für das maximale Auflösungsvermögen

$$R_{\text{max}} = \frac{kW_{\text{max}}}{g} = \frac{W_{\text{max}}(\sin \alpha + \sin \beta)}{\lambda},$$

das theoretisch bei voller Ausleuchtung des Gitters erreicht werden kann. Tatsächlich ist die Breite des Eingangsspalt d_S maßgeblich für die reale Auflösung $R = \lambda/Dd_S$. Durch die Beugungserscheinungen am Eintrittsspalt läßt sich die Spaltbreite nicht beliebig verringern. Die optimale Spaltbreite

$$d_{S,\text{opt}} = \frac{\lambda f}{W_{\text{max}} \cos \beta} \Rightarrow d_{S,\text{opt}} = 8.77 \mu\text{m} \text{ für } \lambda_0 = 435.8 \text{ nm}$$

ist dann erreicht, wenn der Beugungskegel des Hauptmaximas der Apertur des Spektrometers entspricht. Für schmalere Spalte verringert sich nur noch die Intensität, da der Öffnungswinkel des Beugungskegels zunimmt.

Durch die endliche Ortsauflösung des Detektors wird das Auflösungsvermögen ebenfalls verringert. Das *reale Auflösungsvermögen*

$$R_{\text{real}}(\lambda) = \frac{\lambda}{D(\lambda) \int S(\xi)P(x - \xi)d\xi} \approx \frac{\lambda}{D(Md_S + d_P)}$$

ist durch die Faltung der räumlichen Profile der Detektorempfindlichkeit P und des Spaltes S am Ort des Detektors gegeben. Beide Profile lassen sich in guter Näherung als Rechteck der Breite d_P bzw. Md_S approximieren.

Als Detektor wurde ein OMA-System² mit einem peltiergekühltem CCD-Chip ($T_{\text{Chip}} \approx -20^\circ \text{ C}$) und vorgelagertem Bildverstärker verwandt. Der Chip besteht aus 1024×1024 quadratischen Pixeln mit einer Fläche von jeweils $F_{\text{Pixel}} = 19 \mu\text{m} \times 19 \mu\text{m}$ im Abstand von $a = 20 \mu\text{m}$. Das Signal-Rausch-Verhältnis des Detektors ist durch die *Poisson-Verteilung* der Photonen $N_{h\nu}/\sqrt{N_{h\nu}}$ und die Quanteneffizienz $q \approx 0.25$ des Detektors gegeben. Bei einer Digitalisierungstiefe von $N_{\text{bit}} = 14$ bit müssen auf jeden Pixel mehr als

$$N_{h\nu} \geq N_{\text{bit}}^2/q \approx 800$$

²Das OMA-System (Optical Multichannel Analyzer) wurde von der Firma PROSCAN hergestellt.

Photonen treffen, damit das Verhältnis zwischen Signal und Rauschen durch die Ausleselektronik bestimmt wird. Bei dem hier verwendeten Detektor entspricht dies einer Flächenstrahlendichte von etwa $2.2 \cdot 10^{12}$ Photonen/m². Der Bildverstärker ermöglicht durch Ausgleich der Koppelungsverluste zur CCD schnelle Belichtungszeiten. Durch Übersprechen benachbarter Pixel verringert sich die Auflösung. Bei zu hohen Verstärkungsspannungen erhöht sich das Signal-Rausch-Verhältnis.

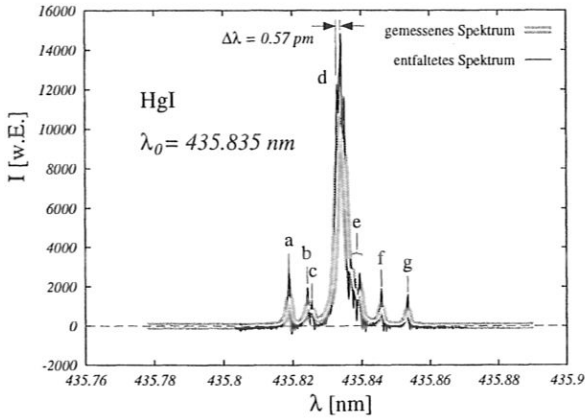


Abbildung 2.2: Das Spektrum der Quecksilberlinie bei $\lambda_0 = 435.8$ nm hat eine genau bekannte Hyperfein-Struktur. Die Linien b und c liegen nur 1.3 pm auseinander. Die drei Linien e im Flügel der Hauptlinie sind ebenfalls zu erkennen. Nach der Entfaltung sind auch die drei Linien d im Maximum ($\Delta\lambda_{\min} = 0.57$ pm) zu erkennen.

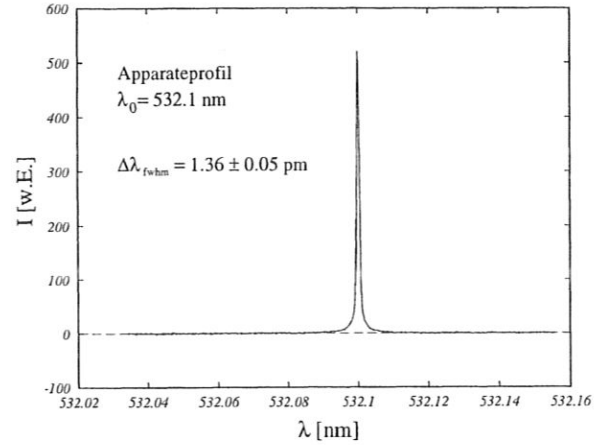


Abbildung 2.3: Das Apparateprofil des Spektrometers wurde mit einem schmalbandigen Lasers (Bandbreite < 100 MHz $\hat{=} 9.4 \cdot 10^{-5}$ nm) bestimmt. Die Halbwertsbreite des fast Lorentz-förmigen Profils beträgt $\Delta\lambda_{\text{fwhm}} \approx 1.36$ pm.

Die Abbildung 2.2 zeigt die Hyperfeinstruktur der Quecksilberlinie bei $\lambda_0 = 435.835$ nm. Die Linien (b) und (c) liegen etwa $\Delta\lambda_{bc} = 1.3$ pm auseinander. Sie lassen sich im gemessenen Spektrum gerade noch trennen. Auch die drei Linien (e) im Flügel der Hauptlinie sind zu erkennen. Die Entfaltung mit dem in Abbildung 2.3 gezeigtem Apparateprofil erhöht die Auflösung beträchtlich. Es können nun auch die drei Linien (d) im Maximum mit einem Abstand von $\Delta\lambda = 0.57$ pm getrennt werden. An den steilen Flanken der Linien ist ein Artefakt der Entfaltungsprozedur (siehe Anhang C.1) zu erkennen. Das Apparateprofil (Abbildung 2.3) des Spektrometers wurde bei verschiedenen Wellenlängen mit einem schmalbandigen Laser bestimmt. Es läßt sich durch ein Lorentz-Profil

$$I_\lambda(\lambda) = I_{\lambda_0} \frac{\frac{\Delta\lambda_{\text{fwhm}}}{2\pi}}{\left(\frac{\Delta\lambda_{\text{fwhm}}}{2}\right)^2 + (\lambda - \lambda_0)^2} \quad (2.5)$$

mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{\text{fwhm}} = (1.36 \pm 0.05)$ pm approximieren. Die Messung des Profils bei $\lambda_0 = 355.7$ nm lieferte das gleiche Ergebnis. Ohne Entfaltung war die erreichte Auflösung bei $\lambda_0 = 435.8$ nm mit $R \approx 3.2 \cdot 10^5$ halb so groß wie das reale Auflösungsvermögen $R_{\text{real}} \approx 6.4 \cdot 10^5$ bei optimaler Spaltbreite und einer angenommenen Auflösung

des Detektors von drei Pixeln. Mit Entfaltung konnte eine Auflösung von $R \approx 7.6 \cdot 10^5$ erreicht werden.

2.1.2 Linienprofile

Die Verbreiterungsmechanismen, die zum spektralen Profil atomarer Emissions- oder Absorptionslinien beitragen, lassen sich in drei Mechanismen unterteilen: die atomare, die apparatebedingte und die scheinbare Verbreiterung. Der atomaren Verbreiterung liegt die *Heisenbergsche Unschärferelation*

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{1}{2} \hbar \quad (2.6)$$

zugrunde. Jeder Prozeß, der die Lebensdauer $\Delta t = \tau_L$ des oberen bzw. unteren Zustands des beobachteten Übergangs verkürzt, führt zu einer spektralen Unschärfe

$$\Delta \lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{4\pi\tau_L c}.$$

Zu den atomaren Verbreiterungen gehört die natürliche Linienbreite, die durch die endliche Lebensdauer der angeregten Zustände bestimmt wird [47]. Im klassischen Bild entspricht ein atomarer Übergang der Abstrahlung eines Dipols. Die dabei abgestrahlte Energie führt zu einer Dämpfung des Oszillators mit der Lebensdauer τ_L als Abfallzeit. Die genaue quantenmechanische Rechnung ergibt ein Lorentz-Profil

$$I_\lambda(\lambda) = I_{\lambda_0} \frac{c}{\lambda_0^2} \frac{\gamma_{kj}}{\left(\frac{\gamma_{kj}}{2}\right)^2 + \left(\frac{2\pi c(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0^2}\right)^2}. \quad (2.7)$$

Die Halbwertsbreite

$$\gamma_{kj} = \frac{1}{\tau_L} = \sum_{l < k} A_{kl} + \sum_{l < j} A_{lj}$$

ist durch die Lebensdauer τ_L , die sich aus der Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten A_{kj} aller möglichen Zerfälle vom oberen Niveau k und dem unteren Niveau j ergibt. Für erlaubte Dipolübergänge liegt die Lebensdauer im Bereich $\tau_L \approx 10^{-8}$ s. Die natürliche Linienbreite ist daher mit $\Delta\lambda_{\text{fwhm}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ pm viel kleiner als die Apparatebreite. Gegenüber anderen Verbreiterungsmechanismen in Plasmen ist sie vernachlässigbar.

Ein weiterer atomarer Verbreiterungsmechanismus ist die *Druckverbreiterung*. Dabei wird die Lebensdauer des angeregten Zustands durch Stöße der Atome mit Elektronen³ oder anderen Atomen verkürzt. Es ergibt sich die gleiche Profilform wie im Fall der natürlichen Linienverbreiterung. Die charakteristische Zeit τ_p ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Im Plasmagenerator ist die Lebensdauer der angeregten Zustände, zumindest für die erlaubten Zerfälle, kürzer als die charakteristische Stoßzeit. Deshalb ist dieser Mechanismus hier, nur bei metastabilen Zuständen mit langer Lebensdauer $\tau_L > 10^{-6}$ s von Bedeutung.

³Die Stöße mit den Elektronen werden oft im Rahmen der Starkverbreiterung behandelt.

Der wichtigste atomare Verbreiterungsmechanismus ist die *Starkverbreiterung* durch das Mikrofeld. Innerhalb der Debye-Kugel kommt es durch die thermische Bewegung der Ladungsträger zur Ladungstrennung. Dadurch wird ein oszillierendes elektrisches Feld erzeugt. Die mittlere Stärke des Mikrofeldes wird durch den mittleren Abstand \bar{r}_e der Ionen und Elektronen Gleichung (B.5)

$$|\vec{E}_{0,\text{micro}}| \approx \frac{e}{4\pi\epsilon_0\bar{r}_e^2} = \frac{\left(\frac{4\pi}{3}n_e\right)^{2/3} e}{4\pi\epsilon_0} \quad (2.8)$$

bestimmt. Der Faktor $(4\pi/3)^{2/3} = 2.599$ ist, bei einer genaueren Betrachtung [48] auf 2.61 zu korrigieren. Die Profilform entspricht näherungsweise wiederum einem Lorentz-Profil. Die Halbwertsbreite kann für nicht wasserstoffartige Atome durch

$$\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{\text{S}} \approx \left[1 + 1.75 \alpha \left(\frac{n_e}{n_{\text{eg}}} \right)^{1/4} \left\{ 1 - \kappa \frac{\bar{r}_i}{\lambda_{\text{D}}} \right\} \right] 2\Delta\lambda_e \frac{n_e}{n_{\text{eg}}} \quad (2.9)$$

approximiert werden [48, 3], mit $\kappa = 0.75$ für neutrale Atome und $\kappa = 1.2$ für einfach geladene Ionen. Die Koeffizienten α und $\Delta\lambda_e$ sind in [47] für die Referenzdichte $n_{\text{eg}} = 1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ tabelliert. Im Argonplasma des Plasmagenerators bei Elektronendichten um $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ergeben sich Halbwertsbreiten von $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{\text{S}} \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ pm}$ für die Ionen und $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{\text{S}} \approx 0.02 \text{ pm}$ für die ungeladenen Atome.

In Wasserstoff und einfach ionisiertem Helium tritt der lineare Stark-Effekt [48, 23, 99] auf. Dadurch werden die Linien stärker verbreitert. Insgesamt ist dieser Effekt aber bis zu Dichten von $n_e \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ klein verglichen mit der Apparatebreite (Bei Wasserstoff muß die 1:1-Abbildung verwendet werden; $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{\text{A}} \approx 8 \text{ pm}$). Für die typischerweise im PSI-1 vorhandenen Plasmaparameter (siehe Abbildung 4.14 und 4.15) ergibt sich ein Starkverbreiterung von $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{\text{S}} \approx 0.05 \text{ pm}$ für H_α und $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{\text{S}} \approx 0.9 \text{ pm}$ für H_β . Mit steigender Hauptquantenzahl nimmt die Starkverbreiterung zu. Sie kann zur Bestimmung der Elektronendichte in dichten Plasmen [48] oder des elektrischen Feldes im Plasma [15] verwendet werden.

Die apparatebedingte Verbreiterung entsteht durch das Apparateprofil des Detektionssystems (siehe oben). Das gemessene Signal ist die Faltung des „wahren“ Linien-Profiles mit dem Apparateprofil. Eine scheinbare Verbreiterung der Spektrallinie tritt ein, wenn die spektrale Breite benachbarter Linien größer als ihr spektraler Abstand ist.

Der wichtigste Verbreiterungsmechanismus im PSI-1 ist die *Doppler-Verbreiterung* durch die thermische Bewegung der Atome. Emittier, die eine Relativgeschwindigkeit parallel zum Sehstrahl des Beobachters haben, erscheinen frequenz-verschoben gemäß

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c} \quad \Rightarrow \quad v \approx \frac{c\Delta\lambda_{\text{D}}}{\lambda_0}, \quad (2.10)$$

wenn die Geschwindigkeit nichtrelativistisch⁴ ist ($\beta = v/c \ll 1$). Das reine Dopplerprofil spiegelt die auf den Sehstrahl projizierte Geschwindigkeitsverteilung wider.

⁴Bei der relativistischen Dopplerverschiebung $\nu = \nu_0(1 - \beta \cos \theta)/\sqrt{1 - \beta^2}$ wird die Winkelverteilung der Emission verzerrt.

Haben die Atome eine Maxwellverteilung (B.1), ist das Linienprofil gaußförmig

$$I_\lambda(\lambda) = I_{\lambda_0} \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_{\text{fwhm}}^D} \exp \left\{ - \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}(\lambda - \lambda_0)}{\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^D} \right)^2 \right\}. \quad (2.11)$$

Mit den Gleichungen (B.10) und (2.10) läßt sich aus der Halbwertsbreite die Temperatur der Teilchen

$$k_B T = \frac{mc^2}{8 \ln 2} \left(\frac{\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^D}{\lambda_0} \right)^2 \quad (2.12)$$

bestimmen. Eine Iontemperatur im Argon von $T_i = 1$ eV ergibt eine Halbwertsbreite von etwa $\Delta\lambda_{\text{fwhm}} \approx 2$ pm, welche mit der vorhandenen Auflösung gut bestimmt werden kann.

Das Magnetfeld des PSI-1 (Abschnitt 1.3) erzeugt eine *Zeeman-Aufspaltung* [99, 79, 23]. Die durch die Richtung von \vec{B} definierte Vorzugsrichtung bricht die Rotationssymmetrie. Jede Symmetriebrechung führt zu einer Aufspaltung entarteter Zustände [99]. Die Verschiebung der Zustände ist proportional zur Magnetfeldstärke. Für starke Felder⁵ wird die Aufspaltung so groß, daß sich Zustände mit verschiedenem Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} mischen. Der *Zeeman-Effekt* geht in den *Paschen-Back-Effekt* über. Der Paschen-Back-Effekt ist im PSI-1 nur für Wasserstoff von Bedeutung.

Im Falle schwacher Felder (*Zeeman-Effekt*) erzeugt die Wechselwirkung des durch die Bewegung der Elektronen (Spin-Bahn) erzeugten magnetischen Moments $\vec{\mu}$ mit dem äußeren Magnetfeld eine Energieverschiebung

$$\Delta E_B = \mu_B B g_J m_J, \quad (2.13)$$

mit dem *Bohrschen-Magnetron* $\mu_B = e/(2m_e)$ und dem *Landé-Faktor* g_J [99]. Im Fall der *Russell-Saunders Koppelung* (LS-Koppelung) ist

$$g_J = \frac{(1 + g_S)J(J + 1) + (g_S - 1)[S(S + 1) - L(L + 1)]}{2J(J + 1)} \quad (2.14)$$

mit $g_S = 2.00232$. Auch wenn keine LS-Koppelung vorliegt, wie z.B. bei NeI oder schweren hochionisierten Atomen, ist die Gleichung (2.13) gültig. Der Landé-Faktor kann aber nicht durch die Gleichung (2.14) berechnet werden.

Die Emission und Absorption von Photonen durch Atome läßt sich strenggenommen nur mit Hilfe der Quantenfeldtheorie beschreiben, denn es werden Photonen erzeugt und vernichtet. Als Basiszustände des quantisierten Strahlungsfeldes lassen sich entsprechend der *Multipolentwicklung* Kugelwellen wählen [57, 80]. Die Wahrscheinlichkeit für den elektrischen Dipolübergang ist unter sonst gleichen Umständen am größten⁶. Die Intensität dieses

⁵Ein starkes Feld bedeutet in diesem Zusammenhang: es ist stark gegenüber den atomaren Feldern.

⁶Elektrische Dipolübergänge werden in der Literatur als *erlaubt* bezeichnet, wohingegen alle anderen als *verboten* deklariert werden.

Übergangs ist nach Ref. [23] proportional zu:

$$I_{m_J, m_{J'}} \propto |\epsilon \langle \alpha J m_J | \mathbf{D} | \alpha' J' m_{J'} \rangle|^2. \quad (2.15)$$

Hierbei ist $\mathbf{D} = -e \sum_i \mathbf{r}_i$ der Dipoloperator und ϵ die Polarisationsrichtung. Aus der Darstellung des Dipolmoments durch Kugelwellen [106] läßt sich leicht erkennen, daß das Matrixelement in Gleichung (2.15) nur ungleich Null ist, wenn $\Delta J = J' - J = 0, \pm 1$; $J + J' \geq 1$ und $\Delta m = m_{J'} - m_J = 0, \pm 1$ ist. Bei transversaler Beobachtung ($\perp \vec{B}$) ist die Strahlung der σ -Komponenten ($\Delta m = \pm 1$) senkrecht zu \vec{B} polarisiert und die der π -Komponenten ($\Delta m = 0$) parallel zu \vec{B} . Parallel zu \vec{B} lassen sich nur die σ -Komponenten beobachten. Diese sind dann zirkular polarisiert.

Für beliebige Koppelungsschemen lassen sich die Intensitäten in transversaler Beobachtung durch

$$I(J \leftarrow J, \Delta M = 0) = |(\alpha | \mathbf{D} | \alpha')|^2 m_J^2 \quad (2.16a)$$

$$I(J \leftarrow J, \Delta M = \pm 1) = |(\alpha | \mathbf{D} | \alpha')|^2 \frac{1}{2} (J \pm m_J)(J \mp m_J + 1) \quad (2.16b)$$

$$I(J \leftarrow J + 1, \Delta M = 0) = |(\alpha | \mathbf{D} | \alpha')|^2 [(J + 1)^2 - m_J^2] \quad (2.16c)$$

$$I(J \leftarrow J + 1, \Delta M = \pm 1) = |(\alpha | \mathbf{D} | \alpha')|^2 \frac{1}{2} (J \mp m_J + 1)(J \mp m_J + 2) \quad (2.16d)$$

$$I(J \leftarrow J - 1, \Delta M = 0) = |(\alpha | \mathbf{D} | \alpha')|^2 (J^2 - m_J^2) \quad (2.16e)$$

$$I(J \leftarrow J - 1, \Delta M = \pm 1) = |(\alpha | \mathbf{D} | \alpha')|^2 \frac{1}{2} (J \pm m_J)(J \pm m_J - 1) \quad (2.16f)$$

berechnen [23]. Bei gleichem Landé-Faktoren für den oberen und unteren Zustand ergibt sich das normale Zeeman-Triplet⁷. Üblicherweise hat das Zeeman-Schema $N_Z = 6(\min(J, J') + 1)$ Linien mit den Wellenlängen

$$\lambda_{m_J, m_{J'}} = \lambda_0 \left(1 + \mu_B \frac{B \lambda_0}{hc} [(g_J - g_{J'}) m_J - g_{J'} \Delta m] \right). \quad (2.17)$$

Der Hauptteil der Aufspaltung kommt durch den letzten Term in Gleichung (2.17) zustande. Für den ArII-Übergang $4s^4 P_{5/2} \rightarrow 4p^4 D_{7/2}^o$ bei $\lambda_0 = 434.8$ nm ergibt sich bei einem Magnetfeld von $B = 0.05$ T eine maximale Aufspaltung von $\Delta \lambda_{Z, \max.} = 1.7$ pm.

2.1.3 Abelinversion rotierender Plasmen

Die emissionsspektroskopisch gemessenen Signale stellen eine Integration über den Sehstrahl dar. Das Plasma emittiert Linienstrahlung in seinem gesamten Volumen. Ändern sich die Anregungsverhältnisse entlang des Sehstrahls, dann wird das gemessene Profildementsprechend verzerrt. Durch die Verwendung vieler Sehstrahlen aus unterschiedlichen

⁷Diese spezielle Aufspaltung in drei Linien wird aus historischen Gründen als der „normale Zeeman-Effekt“ bezeichnet.

Blickrichtungen kann die Volumenemission tomographisch rekonstruiert werden [29]. Im zylindersymmetrischen Fall vereinfacht sich die Rekonstruktion zur *Abel-Inversion* [4, 9].

Für ein rotierendes Plasma ist die bekannte Abel-Inversion nicht anwendbar. Durch die rotationsbedingte Frequenz-Verschiebung geht die für die Abel-Inversion erforderliche Zylindersymmetrie verloren. Das im folgenden diskutierte neue Verfahren [40] ermöglicht eine Rekonstruktion der radialen Profile in einem beliebig rotierenden Plasma mit Hilfe der einfachen Abel-Inversion.

Die vom Plasma beim spontanen Zerfall des Zustands k in den Zustand j pro Raumwinkel und Volumenelement emittierte spektrale Leistung

$$\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \frac{A_{kj} E_{kj} n_k(\vec{r})}{4\pi} \Phi(\omega) \quad (2.18)$$

berechnet sich aus der Dichte n_k im oberen Zustand, der Übergangswahrscheinlichkeit A_{kj} und der Photonenenergie $E_{kj} = \hbar\omega = hc/\lambda$. Das spektrale Profil ist durch die normierte Profilkfunktion $\Phi(\omega)$ festgelegt. Im Abschnitt 2.1.2 wurde gezeigt, daß das Profil die auf den Sehstrahl projizierte Geschwindigkeitsverteilung widerspiegelt. Die Gleichung (2.18) impliziert, daß die Übergangswahrscheinlichkeit und die Photonenenergie unabhängig von der Geschwindigkeit des Emitters sind. Für relativistische Geschwindigkeiten ist diese Näherung nicht mehr korrekt.

Die von einem Empfänger entlang des Sehstrahls in Richtung x_1 detektierte Leistung

$$P_D = dE \frac{cEA_{kj}}{E_{kj}} \int_L dx_1 \frac{\Delta\Omega\Delta F}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dv_2 \int_{-\infty}^{\infty} dv_3 f_k(x_1, x_2, x_3, v_1(E), v_2, v_3) \quad (2.19)$$

wird durch den erfaßten Raumwinkel $\Delta\Omega$, die Detektorfläche ΔF , den Detektionsbereich⁸ $E \cdots E + dE$ und die Länge des Sehstrahls $L(x_2, x_3)$ bestimmt. Von dem Detektor werden nur Geschwindigkeiten

$$v_1 = c \frac{E - E_{kj}}{E_{kj}} = c \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = c \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0} \text{ mit } E - E_{kj} \ll E_{kj},$$

die in den Detektionsbereich dE fallen registriert. Im Fall der HIREs ist $E \approx E_{kj}$ und der Raumwinkel $\Delta\Omega \ll 1$. Daher ändert sich $\Delta\Omega$ und ΔF kaum entlang des Sehstrahls. Aus der Gleichung (2.19) kann die spektrale Intensität

$$I_w(w, x_2, x_3) = \frac{cA_{kj}}{4\pi} \int_L dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} dv_2 \int_{-\infty}^{\infty} dv_3 \hat{f}_k(x_1, x_2, x_3, w, v_2, v_3) \quad (2.20)$$

mit der reduzierten Frequenz $w = c(\omega - \omega_0)/\omega_0$ und der entsprechend modifizierten Geschwindigkeitsverteilung \hat{f}_i berechnet werden.

Für ein zylindersymmetrisches Plasma mit dem Radius a und eine kugelsymmetrische

⁸Der Detektionsbereich wird durch die Pixelgröße und die reziproke lineare Dispersion des Spektrometers festgelegt.

Verteilungsfunktion reduziert sich die Gleichung (2.20) auf die *Abelsche-Integralgleichung*

$$G(w, x) := \mathbf{A}[g(w, r)] = \int_x^a g(w, r) \frac{2r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad (2.21)$$

und definiert den *Volterraschen Integraloperator* \mathbf{A} . Das Argument $g(w, r)$ dieser speziellen *Fredholmschen Integralgleichung* darf nicht von x abhängen. Die allgemeine Lösung der Gleichung (2.21)

$$g(w, r) := \mathbf{A}^{-1}[G(w, x)] = -\frac{1}{\pi} \int_r^a \frac{(dG/dx)dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^a G(w, x) \frac{2x}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (2.22)$$

wurde von Niels H. Abel bereits 1823 angegeben.

In einem mit \vec{u} um die z -Achse rotierenden Plasma wird die Maxwellverteilung der ruhenden Teilchen verschoben:

$$f_{\mathbf{k}}(r, v_x, v_y, v_z) = \frac{n_{\mathbf{k}}(r)}{\pi^{3/2} v_{\text{th}}^2} \exp \left\{ -\frac{(v_x - u_x)^2 + (v_y - u_y)^2 + v_z^2}{v_{\text{th}}^2} \right\}.$$

Aus der Gleichung (2.20) ergibt sich nach Integration über den zweidimensionalen Geschwindigkeitsraum $\{v_x, v_z\}$ und Transformation in Zylinderkoordinaten

$$I_w(w, x) = \int_x^a \underbrace{\frac{\varepsilon(r)}{\beta(r)\sqrt{\pi}} \exp \left\{ -\left(\frac{w - \frac{x}{c}\Omega(r)}{\beta(r)} \right)^2 \right\}}_{g(w, r, x)} \frac{2r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr, \quad (2.23)$$

mit der Winkelfrequenz $\Omega = u_\theta/r$ und $\beta = v_{\text{th}}/c \ll 1$, die vom Detektor gemessene Intensität. Durch die rotationsbedingte Doppler-Verschiebung geht die Zylindersymmetrie verloren, und g hängt zusätzlich von x ab. Für eine langsame Rotation kann $g(w, r, x)$ durch die Taylor-Entwicklung bei $x = 0$ ausgedrückt werden [11].

Eine exakte Berechnung der in Gleichung (2.23) enthaltenen Größen ε , Ω und T kann mit Hilfe der Momente

$$M_n(x) := \int_{-\infty}^{\infty} w^n I_w(w, x) dw, \quad (2.24)$$

durch Vertauschung der Integrationen erreicht werden. Für das n -te Moment läßt sich mit

$$\begin{aligned} M_n(x) &= \int_x^a \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} w^n g(w, r, x) dw \right\} \frac{2r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \\ &= \int_x^a dr \frac{2r}{\sqrt{r^2 - x^2}} \left\{ \varepsilon(r) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{w^n}{\beta(r)\sqrt{\pi}} \exp \left[-\left(\frac{w - \frac{x}{c}\Omega(r)}{\beta(r)} \right)^2 \right] \right\} \\ &= \int_x^a \varepsilon(r) P_n(r, x) \frac{2r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \end{aligned} \quad (2.25)$$

ein Ausdruck finden, der die Variable x in dem Polynom P_n enthält, so daß diese vor das Integral gezogen werden kann. Dadurch lassen sich die Momente invertieren. Die drei ersten

Momente

$$\begin{aligned}
 M_0(x) &= \mathbf{A}[\varepsilon(r)] \\
 M_1(x) &= \frac{x}{c} \mathbf{A}[\varepsilon(r)\Omega(r)] \\
 M_2(x) &= \frac{1}{mc^2} \mathbf{A}[\varepsilon(r)k_B T(r)] + \left(\frac{x}{c}\right)^2 \mathbf{A}[\varepsilon(r)\Omega(r)]
 \end{aligned}
 \tag{2.26}$$

reichen zur Bestimmung der Emissivität ε , der Winkelgeschwindigkeit Ω und der Temperatur T aus. Alle weiteren Momente können genutzt werden, um die vorausgesetzten Annahmen zu rechtfertigen. Aus den drei Gleichungen (2.26) lassen sich leicht die Bestimmungsgleichungen

$$\varepsilon(r) = \mathbf{A}^{-1}[M_0(x)] \tag{2.27a}$$

$$\Omega(r) = \frac{c}{\varepsilon(r)} \mathbf{A}^{-1} \left[\frac{M_1(x)}{x} \right] \tag{2.27b}$$

$$k_B T(r) = \frac{mc^2}{\varepsilon(r)} \mathbf{A}^{-1} \left[M_2(x) - \left(\frac{x}{c}\right)^2 \mathbf{A}[\varepsilon(r)\Omega(r)^2] \right] \tag{2.27c}$$

für die radialen Profile finden. Die Emissivität ist wie üblich die abelinvertierte Intensität. Die Berechnung der Profile erfolgt sukzessiv. Die Fehler in der Rekonstruktion der Emissivität gehen in die Berechnung der Rotationsgeschwindigkeit ein. Die Berechnung der Temperatur wird wiederum durch die Fehler in Emissivität und Rotationsgeschwindigkeit verfälscht. Letzteres ist durch die Differenz in Gleichung (2.27c) besonders kritisch. Im Anhang C.2 wird die Genauigkeit des Verfahrens diskutiert.

Der Inversionsoperator (2.22) reagiert durch die Ableitung bzgl. r besonders empfindlich auf statistisches Rauschen. Deshalb ist eine Glättung der gemessenen Profile erforderlich. Bei einer Messung entlang des gesamten Plasmaquerschnitts⁹ kann zusätzlich die Symmetrie der Momente (2.24) ausgenutzt werden.

Die Anpassung spezieller Funktion der Form:

$$F_{n,m}(\xi) := [1 - \xi^2]^m \sum_{i=0}^n a_i \xi^{2i} \text{ mit } \xi = \frac{x}{a}, \tag{2.28}$$

mit den $n+2$ Parametern a , m und a_i ($i = 1, \dots, n$), ermöglicht eine analytische Inversion. Die in Gleichung (2.28) definierten Funktionen sind spiegelsymmetrisch und haben eine Nullstelle am Plasmarand.

Die Anwendung des inversen Abeloperators (2.22) auf Funktionen $F_{n,m}(\xi)$ führt auf

$$f_{n,m-1/2}(\rho) = [1 - \rho^2]^{m-1/2} \sum_{i=0}^n b_i \rho^{2i} \text{ mit } \rho = \frac{r}{a} \tag{2.29}$$

⁹Die Bestimmung des Radius, der in die Rekonstruktion empfindlich eingeht, macht eine Messung über den gesamten Plasmaquerschnitt notwendig.

des gleichen Typs wie (2.28). Die Koeffizienten $\vec{a} = \{a_1, \dots, a_n\}$ hängen über eine Matrixtransformation

$$\vec{a} = \mathbf{T} \cdot \vec{b}$$

mit den Koeffizienten \vec{b} zusammen. Die Abeloperator ist linear, deshalb ergeben sich die Matrixelemente von \mathbf{T} aus

$$\mathbf{A} [(1 - \rho^2)^{m-1/2} \rho^{2n}] = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(1/2 + m)}{\Gamma(1 + m)} (1 - \xi^2)^m \sum_{i=0}^n \frac{(1/2)_k (-n)_k}{(1 + m)_k k!} \xi^{2(n-k)} (\xi^2 - 1)^k$$

mit den Pochhammer-Symbolen $(\dots)_n$ [1] zu

$$T_{ik}(m - 1/2) = \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(m+1/2)}{\Gamma(m+1)} \sum_{j=0}^k \frac{(-1)^{i+k} (1/2)_{i-j} (-i)_{i-j}}{(m+1)_{i-j} (i-k)! (k-j)!} & \text{für } i \geq k \\ 0 & \text{für } i < k \end{cases} \quad (2.30)$$

Der analytische Ausdruck für die Operation (2.21) ist für diese spezielle Funktionsklasse durch

$$F_{n,m}(\xi) = (1 - \xi^2)^m \sum_{i=0}^n b_i \sum_{k=0}^i T_{ik}(m - 1/2) \xi^{2k} \quad (2.31)$$

gegeben.

Die inverse Transformation

$$\vec{b} = \mathbf{S} \cdot \vec{a}$$

läßt sich durch die Symmetrie von (2.21) und (2.22) durch differenzieren aus \mathbf{T} gewinnen:

$$S_{ik}(m) = \frac{1}{\pi} \left\{ \left(m + \frac{1}{2} + k \right) T_{ik}(m) - (k + 1) T_{ik+1}(m) \right\}. \quad (2.32)$$

Analytisch ist $f_{n,m-1/2}(\rho)$ aus $F_{n,m}(\xi)$ durch

$$f_{n,m-1/2}(\rho) = (1 - \rho^2)^{m-1/2} \sum_{i=0}^n a_i \sum_{k=0}^i S_{ik}(m) \rho^{2k} \quad (2.33)$$

zu berechnen. Damit ist die Abel-Transformation auf eine reine Matrixtransformation der Anpassungskoeffizienten a_i ($i = 1, \dots, n$) reduziert. Transformation und Rücktransformation der Funktionen (2.28) lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

A: Transformation der Koeffizienten mit $\mathbf{T}(m - 1/2)$ und Erhöhung des Exponenten $m \rightarrow m + 1/2$.

A⁻¹: Transformation der Koeffizienten mit $\mathbf{S}(m)$ und Reduktion des Exponenten $m \rightarrow m - 1/2$.

Für die Matrizen \mathbf{S} und \mathbf{T} gilt:

$$\mathbf{1} = \mathbf{S}(m) \cdot \mathbf{T}(m - 1/2).$$

Die Funktionsklasse $f_{n,m-1/2}$ ist für die Darstellung der Winkelgeschwindigkeit $\Omega(r)$ und der Temperatur $T(r)$ ungeeignet, weil diese Profile nicht zwingend am Rand ($\rho = 1$) verschwinden. Es ist besser, sie im Gegensatz zur Emissivität

$$\varepsilon(\rho) = f_{n,m-1/2}(\rho) = (1 - \rho^2)^{m-1/2} \sum_{i=0}^n b_i \rho^{2i} \quad (2.34a)$$

durch ein einfaches gerades Polynom

$$\Omega(\rho) = \sum_{i=0}^s c_i \rho^{2i} \quad (2.34b)$$

$$T(\rho) = \sum_{i=0}^t d_i \rho^{2i} \quad (2.34c)$$

darzustellen. Den Gleichungen (2.27b) und (2.27c) ist zu entnehmen, daß die Profile $\Omega(r)$ und $T(r)$ durch die Emissivität $\varepsilon(r)$ dividiert werden. Um fehlerhafte Polstellen zu vermeiden, sollten die reduzierten Momente

$$\hat{M}_0(\xi) := M_0(a\xi) \quad (2.35a)$$

$$\hat{M}_1(\xi) := \frac{c}{a} \frac{M_1(a\xi)}{\xi} \quad (2.35b)$$

$$\hat{M}_2(\xi) := mc^2 \left\{ M_2(a\xi) - \left(\frac{a\xi}{c} \right)^2 A[\varepsilon(\rho)\Omega^2(\rho)] \right\} \quad (2.35c)$$

durch Funktionen desselben m dargestellt werden:

$$\hat{M}_0(\xi) = F_{n,m}(\xi)$$

$$\hat{M}_1(\xi) = F_{n+s,m}(\xi)$$

$$\hat{M}_2(\xi) = F_{n+t,m}(\xi).$$

Aus den Gleichungen (2.27) und (2.29) ist leicht zu erkennen, daß z.B.

$$\Omega(\rho) = \frac{\mathbf{A}^{-1}[\hat{M}_1(\xi)]}{\mathbf{A}^{-1}[\hat{M}_0(\xi)]} = \frac{\sum_{j=0}^{n+s} \rho^{2j}}{\sum_{i=0}^n \rho^{2i}} = \frac{Q_{n+s}}{Q_n}$$

die Form (2.34b) annimmt, wenn

$$Q_{n+s} = Q_n \sum_{i=0}^s c_i \rho^{2i}.$$

ist. Die geeignete Anpassungsfunktion mit den Koeffizienten c_i ($i = 1, \dots, s$) läßt sich mit Hilfe der partiellen Funktionen

$$F_{n+k,m}^{(k)}(\xi) = (1 - \xi) \sum_{i=0}^{n+k} a_i^{(k)} \xi^{2i} \quad (2.36)$$

mit den Koeffizienten

$$\vec{a}^{(k)} = \mathbf{T}_{n+k}^{(k)}(m - 1/2) \cdot \vec{b} = [\mathbf{T}_{n+k}^{(k)}(m - 1/2) \cdot \mathbf{S}_n(m)] \cdot \vec{a} \quad (2.37)$$

finden. Die $[(n+k) \times n]$ -Matrix $\mathbf{T}_{n+k}^{(k)}$ ergibt sich aus der $[(n+k) \times (n+k)]$ -Matrix \mathbf{T}_{n+k} durch Kontraktion der ersten k Spalten. Die Berechnung der optimalen Anpassungsfunktion für $T(r)$ erfolgt entsprechend.

Die Momente lassen sich aus den Meßdaten durch numerische Integration erzeugen. Die numerische Bestimmung des zweiten Moments reagiert empfindlich gegen kleine Änderungen der Profilmform. Insbesondere eine leichte Abweichung der Nullpunktlinie kann zu einem hohen Fehler führen. Bei kleinen Temperaturen kann durch die endliche Abtastung des Profils bei der Entfaltungspozedur (siehe Anhang C.1) ein numerisch verstärktes Rauschen auftreten. Der Fehler in der numerischen Integration kann durch die Darstellung der Daten mit einem oder mehreren Gauß-Profilen (2.11) verringert werden. Der Nachteil dieser Anpassung ist, daß unter Umständen kleine Details der Profilmfunktion verloren gehen. Dies kann durch die Verwendung mehrerer Gauß-Profile vermieden werden. Anhand von Testprofilen lassen sich die Fehler des Verfahrens abschätzen (siehe Anhang C).

2.1.4 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

Die Rekonstruktion der radialen Profile kann durch Messungen mittels laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) vermieden werden. Bei dieser Meßmethode wird, wie in Abbildung 2.4 veranschaulicht ist, die Besetzungsdichte n_j des Zustands j durch einen schmalbandigen, abstimmbaren Lasers aus dem Zustand i angehoben und der spontane Zerfall in Zustand k beobachtet¹⁰.

Die Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Fluoreszenz-Photonen ist allgemein durch

$$N_{\text{obs}} = \eta_{\text{obs}} \frac{d\Omega}{4\pi} A_{kj} \int_{V_{\text{mess}}} d\vec{r} \int d\vec{v} \int_0^\infty dt f_j(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.38)$$

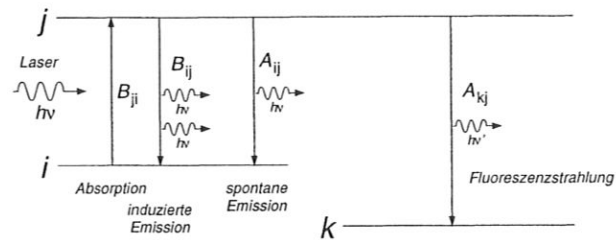


Abbildung 2.4: Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz in einem Drei-Niveau-System.

¹⁰Der Zustand k kann auch der Anregungszustand i sein. In diesem Fall werden die experimentellen Anforderungen höher, da das Laserfalschlicht unterdrückt werden muß.

gegeben [45]. Dabei ist η_{obs} die Photonenausbeute des Nachweissystems (mit Optik), $d\Omega$ der durch die Abbildung gegebene Raumwinkel, A_{kj} die Übergangswahrscheinlichkeit für den beobachteten Übergang und f_j die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen im oberen, angeregten Zustand j , die über die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes des Lasers aus der Geschwindigkeitsverteilung f_i im unteren Pumpniveau berechnet werden kann.

Am PSI-1 wurden die ArII-Ionen mit LIF untersucht. Dabei wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [101] der $4p'^2F_{7/2}^o$ Zustand aus dem metastabilen $3d'^2G_{9/2}$ Zustand ($\lambda_0 = 611.49 \text{ nm}$) gepumpt. Beobachtet wurde der stärkste Zerfall nach $4s'^2D_{5/2}$ bei $\lambda_0 = 460.96 \text{ nm}$. Die Abbildung 2.5 zeigt ein reduziertes Grotrian-Diagramm des ArII. Neben den für die Anregung und Beobachtung wichtigen Übergängen, sind auch die anderen starken Übergänge aus dem Beobachtungsniveau eingezeichnet.

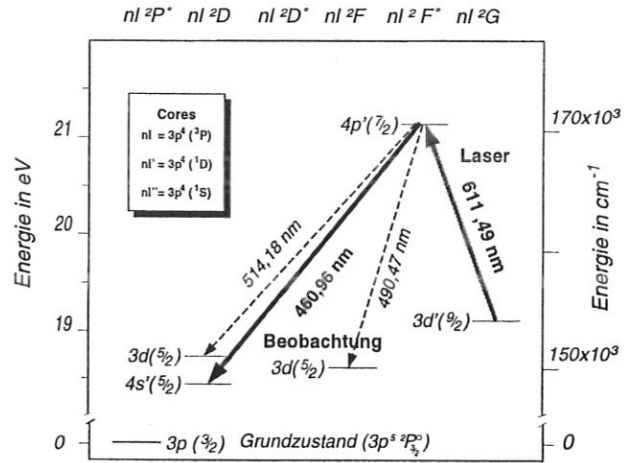


Abbildung 2.5: Reduziertes Grotrian-Diagramm des ArII. Die wichtigsten Übergänge sind eingezeichnet. Mit dem Laser wurde der Übergang $3d'^2G_{9/2} \rightarrow 4p'^2F_{7/2}^o$ angeregt. Beobachtet wurde die Fluoreszenzstrahlung des Zerfalls $4s'^2D_{5/2} \leftarrow 4p'^2F_{7/2}^o$.

Zur Berechnung von f_j brauchen nur die drei in Abbildung 2.4 eingezeichneten Zustände ($i = 3d'^2G_{9/2}$; $j = 4p'^2F_{7/2}^o$ und $k = 4s'^2D_{5/2}$) mit den durch die Einstein-Koeffizienten [41, 99]

$$A_{ji} = \frac{16\pi^3\nu_{ij}^3}{3\epsilon_0hc^3} \frac{1}{g_j} |\langle j|D|i\rangle|^2 \quad ; \text{ Spontane Emission} \quad (2.39a)$$

$$B_{ji} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_{ij}^3} A_{ji} \quad ; \text{ induzierte Emission} \quad (2.39b)$$

$$B_{ij} = \frac{g_i}{g_j} B_{ji} \quad ; \text{ Absorption.} \quad (2.39c)$$

bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten betrachtet zu werden. Die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilungen $f_{i,j,k}(\vec{r}, \vec{v}, t)$ in den drei Zuständen wird durch das Differentialgleichungssystem

$$\frac{d}{dt} f_i = S_i + f_j [A_{ji} + B_{ji}u_\nu] - f_i \left[\frac{1}{\tau_i} + B_{ij}u_\nu \right] \quad (2.40a)$$

$$\frac{d}{dt} f_j = S_j + f_i B_{ij}u_\nu - f_j \left[\frac{1}{\tau_j} + B_{ji}u_\nu \right] \quad (2.40b)$$

$$\frac{d}{dt} f_k = S_k + f_j A_{jk} - \frac{1}{\tau_k} f_k(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.40c)$$

gegeben [45]. Der spektrale Überlapp zwischen der spektralen Energiedichte $u_{\nu,\text{las}}$ des Lasers und des Absorptionsprofils $I_\nu(\nu)$ des Übergangs bestimmt die effektive spektrale Energiedichte des Lasers

$$u_\nu(\vec{r}, \vec{v}, t) = \int_0^\infty d\nu I_\nu(\nu; \nu_0; v) u_{\nu,\text{las}}(\nu, \vec{r}, t).$$

Das Absorptionsprofil ist entsprechend Gleichung (2.7) durch das Doppler-verschobene Linienprofil

$$I_\nu(\nu; \nu_0; v) = \frac{A_{ji}}{4\pi^2[\nu - \nu_0(1 + v/c)]^2 + (A_{ji}/2)^2}$$

gegeben, wobei v die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Laserstrahl ist. Die Prozesse im Plasma wie Elektronenstöße usw., die ebenfalls zu der Besetzungsänderung der Zustände beitragen, aber nicht von der Laserstrahlung abhängen, sind in den Quelltermen $S_{i,j,k}(\vec{r}, \vec{v}, t)$ zusammengefaßt.

Für dünne Plasmen ($n_e < 10^{22} \text{ m}^{-3}$) können die Quellterme vernachlässigt werden. Die Lebensdauer der erlaubten optischen Dipolübergänge ist kurz, verglichen mit den charakteristischen Zeiten für die vom Plasma induzierten Prozesse. Die zeitliche Variation des Lasers entspreche einem Rechteckpuls der Länge τ_{las} . Unter der Voraussetzung, daß vor dem Einschalten des Lasers die Geschwindigkeitsverteilung in den einzelnen Zuständen einer Maxwellverteilung $f_{i,j,k}^{(0)}$ der Temperatur T und der Dichte $n_{i,j,k}$ entspricht und $n_i \gg n_k$ gilt, ergibt sich aus der Lösung des Gleichungssystems (2.40) und Gleichung (2.38) nach Ref. [45] für die Zahl der bei der Laserfrequenz ν insgesamt nachgewiesenen Fluoreszenz-Photonen:

$$N_{\text{obs}} = \eta_{\text{obs}} \frac{d\Omega}{4\pi} \int_{V_{\text{mess}}} d\vec{r} \int d\vec{v} f_i^{(0)}(\vec{r}, \vec{v}) B_{ji} u_\nu(\vec{r}, \vec{v}) \frac{\tau}{\chi} \left[4\tau - \left\{ 2\tau \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-\chi}} \right) - \tau_j \frac{\chi}{\sqrt{1-\chi}} \right\} \exp \left\{ -\frac{\tau_{\text{las}}}{2\tau} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1-\chi}} \right] \right\} + \left\{ 2\tau \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-\chi}} \right) - \tau_j \frac{\chi}{\sqrt{1-\chi}} \right\} \exp \left\{ -\frac{\tau_{\text{las}}}{2\tau} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1-\chi}} \right] \right\} \right], \quad (2.41)$$

mit

$$\tau = \left[\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} + (B_{ij} + B_{ji}) u_\nu \right]^{-1} \quad \text{und} \quad \chi = 4\tau^2 \left[\frac{1}{\tau_i \tau_j} + u_\nu \left\{ B_{ij} \left(\frac{1}{\tau_j} - A_{ji} \right) + \frac{B_{ji}}{\tau_i} \right\} \right].$$

Für niedrige Laserenergien und ein über das Beobachtungsvolumen isotropes Plasma kann Gleichung (2.41) zu

$$N_{\text{obs}}(\nu) = n_i \eta_{\text{exp}} V_{\text{mess}} I_\nu(\nu)$$

vereinfacht werden [122], wobei $I(\nu)$ dem im Abschnitt 2.1.2 diskutierten Linienprofil entspricht (η_{exp} : experimentelle Photoneneffizienz). Anderenfalls wird das Linienprofil durch Sättigung verbreitert.

Die maximal mit einem Laser erreichbare Besetzung des oberen Zustandes j ist durch die induzierte Emission auf

$$n_j = n_i \frac{g_j}{g_i + g_j}$$

beschränkt. Die Anregung wird in der Nähe der Sättigung nichtlinear. Dadurch tragen die spektralen Flügel des Laserprofils überproportional zur Besetzung des oberen Zustandes bei. Die *Sättigungsverbreiterung* ist für effektive Energiedichten des Lasers, die der Ungleichung

$$u_\nu(\vec{r}, \vec{v}, t) < \frac{A_{ji}}{B_{ji}} \quad (2.42)$$

genügen vernachlässigbar [45].

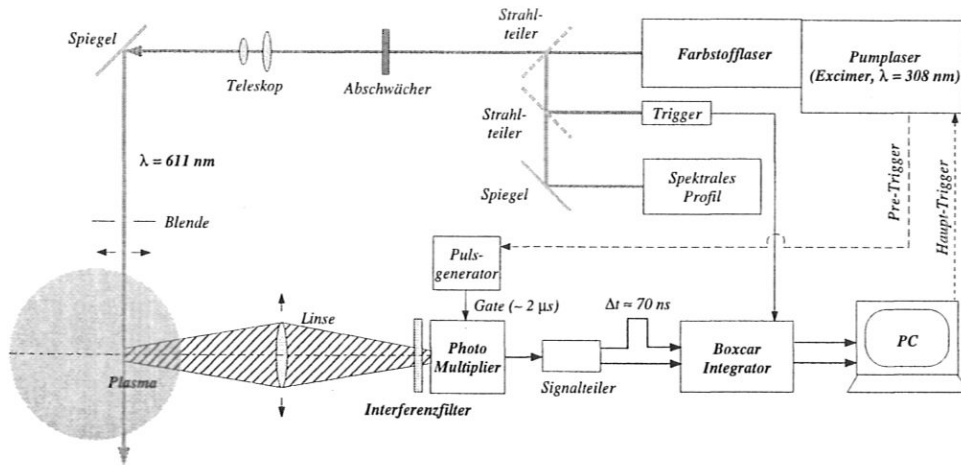


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des LIF-Experiments am Plasmagenerator PSI-1.

Der Aufbau des LIF-Experiments am PSI-1 ist in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt. Die notwendige Laserstrahlung bei $\lambda_0 = 611.49 \text{ nm}$ wurde mit einem Excimer-gepumpten Farbstofflaser erzeugt und über mehrere Spiegel exzentrisch in den Plasmagenerator eingestrahlt. Diese Einstrahlung war zur Messung der Rotationsgeschwindigkeit notwendig, da nur die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Strahlrichtung detektiert werden kann. Die Fluoreszenzstrahlung wurde mit einem „gatebaren“ Photomultiplier aufgenommen. Hintergrundstrahlung vom Plasma und Laserfalschlicht ließen sich mit einem schmalen Interferenzfilter unterdrücken.

Das Eigenleuchten des Plasmas in dem nicht unterdrückten Wellenlängenbereich war aber noch so stark, daß der nichtgegate Photomultiplier gesättigt war. Zur Verbesserung der Dynamik des Multipliers wurde deshalb nur während etwa $\Delta t_{\text{gate}} \approx 2 \mu\text{s}$ die Hochspannung an die Verstärkelektroden gelegt. Wegen der „langen“ Signallaufzeiten im Kabel mußte zur Triggerung der Gateschaltung ein Pretrigger am Excimer-Laser abgegriffen werden. Das Fluoreszenzsignal wurde mit einem Boxcar-Integrator über die Signaldauer von $\tau_S \approx$

50 ns $>$ $\tau_L = 6.7$ ns integriert. Durch eine Verzögerungsstrecke konnte zusätzlich auch das Hintergrundleuchten des Plasmas detektiert werden. Dadurch konnten die Fluktuationen des Eigenleuchten des Plasmas unterhalb $f = 10$ MHz unterdrückt werden.

Die Pulsfrequenz des Lasers betrug 10 Hz. Das Linienprofil wurde mit 500 Punkten spektral abgetastet. Jeder spektrale Abtastpunkt wurde über fünfzehn Laserpulse gemittelt. Dadurch ergab sich eine Meßzeit $t_{\text{mess}} = 750$ s \approx 13 min für eine radiale Position. Die Kontrolle des spektralen Strahlprofils und die genaue Bestimmung der Laser-Wellenlänge während des Wellenlängenscans erfolgte durch ein mehrstufiges *Fizeau-Interferometer* [43], in das ein Teil des Laserlichts eingekoppelt wurde. Das über fünfzehn Pulse gemittelte spektrale Profil ließ sich gut durch ein Lorentz-Profil mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{\text{fwhm}} \approx 1.5$ pm approximieren.

2.2 Elektrische Sonden

Ein Plasma besteht aus frei beweglichen Ladungsträgern. Wird eine elektrisch leitfähige Fläche (Sonde) dem Plasma ausgesetzt, so treffen Elektronen und Ionen auf die Fläche. Der Teilchenfluß wird durch das Potential der Sonde bzgl. dem Plasmapotential ϕ_{pl} , das nur für sehr dünne Plasmen dem Vakuumpotential entspricht, und die Plasmaparameter bestimmt. Die schnell beweglichen Elektronen beeinflussen die Sonde am meisten. Die Idee diesen Umstand zur Messung der Elektronenparameter T_e und n_e zu nutzen stammt bereits von I. Langmuir [73, 72] (1923). Seitdem gehören *Langmuir-Sonden* zu den Standard-Diagnostiken an Plasmen [78].

Wird an die Sonde kein definiertes Potential angelegt, d.h. sie *floatet*, laden die beweglichen Elektronen die Sonde negativ auf, so daß der Gesamtstrom auf die Sonde $j = j_e + j_i$ verschwindet. Bei einer thermischen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und Ionen stellt sich das zu T_e proportionale *Floatingpotential* [108, 78]

$$\phi_{\text{fl}} - \phi_{\text{pl}} = \frac{k_{\text{B}}T_e}{2e} \ln \left[\frac{2\pi m_e}{m_i} \frac{1 + \gamma_i \frac{T_i}{T_e}}{(1 - \gamma_{\text{SE}})^2} \right] = \mu \frac{k_{\text{B}}T_e}{e} \quad (2.43)$$

ein (γ_i : Adiabatenkoeffizient der Ionen), wobei die dimensionslose Größe μ noch schwach vom Verhältnis der Temperaturen T_e/T_i und der Massen m_e/m_i abhängt. Der Koeffizient γ_{SE} berücksichtigt die Freisetzung von Sekundärelektronen durch die Plasma-Elektronen an der Oberfläche der Sonde und kann für $T_e < 30$ eV vernachlässigt werden. Die Gleichung (2.43) enthält nicht den Potentialabfall in der *Vorschicht* (siehe Abschnitt 2.2.1).

Obwohl das Floatingpotential (2.43) in etwa proportional zu T_e ist, kann ohne Kenntnis des Plasmapotentials die Elektronentemperatur nicht mit einer floatenden Sonde bestimmt werden. Dazu muß eine *Sondenkennlinie* durch Anlegen einer definierten Potentialrampe und Messung des dazugehörigen Sondenstroms aufgenommen werden. Die theoretischen Grundlagen zur Interpretation der Kennlinie werden in den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 erörtert.

Als *Langmuir-Sonde* wird eine kleine, elektrisch leitfähige, von einer Isolation umgebenen Fläche betrachtet, die mit dem Plasma in direktem Kontakt steht. Am Plasmagenerator werden mehrere, meist zylindrische Sonden aus Molybdän und Wolfram eingesetzt. Die Sonden lassen sich radial verschieben und sind durch eine Keramik isoliert. Die Abbildung 2.7 zeigt den schematischen Aufbau der Sonde im Anoden-Kathoden-Raum. Sie

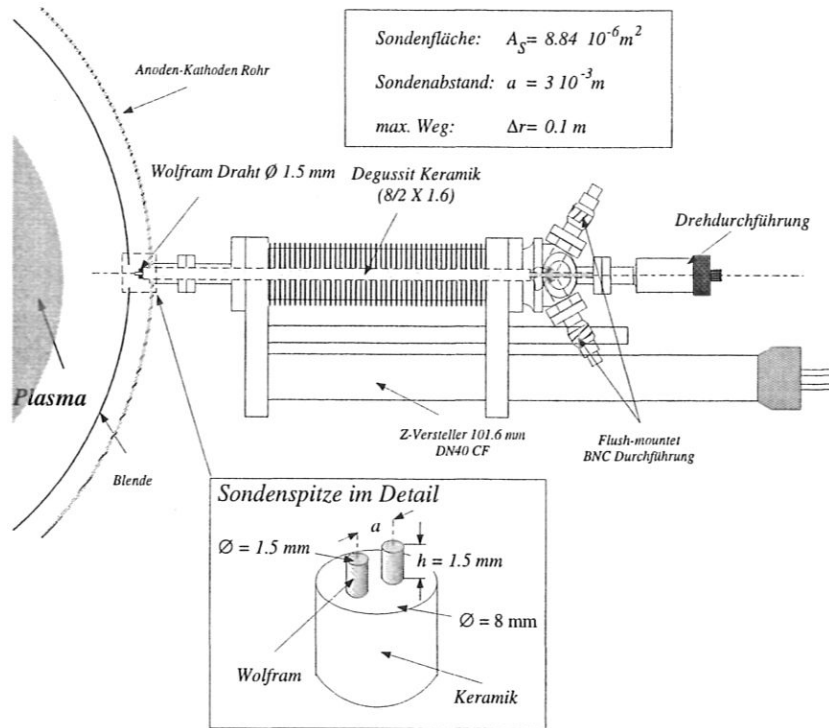


Abbildung 2.7: Aufbau der Sonde im Anoden-Kathoden-Raum des PSI-1.

kann elektrisch mit einer maximalen Geschwindigkeit $v_{S,\text{max.}} = 6.05 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ radial insgesamt um $\Delta r = 0.1 \text{ m}$ verschoben werden. Der drehbare Sondenkopf besteht aus zwei zylindrischen Wolframspitzen ($d = 1.5 \text{ mm}$, $h = 1.5 \text{ mm}$) mit einer Fläche von jeweils $A_{S1,S2} = 8.84 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. Die Mittelpunkte der Spitzen haben einen Abstand von $a = 3 \text{ mm}$.

Die Messung der Elektronenparameter mit Langmuir-Sonden erfolgt durch die Aufnahme einer Strom-Spannungs-Kennlinie. Die an die Sonde angelegte Spannung U_S wird entweder gegen Erd- bzw. Wand-Potential wie bei einer *Einzelsonde*, oder gegenüber einer zweiten Sondenspitze (*Doppelsonde*) gemessen. Zur Schonung der Sondenspitzen der langsamen Sonden wurde die zweite Methode verwendet. Der Nachteil der Doppelsonde gegenüber der Einzelsonde ist die fehlende Bestimmung des Floatingpotentials¹¹ und die geringere Ortsauflösung durch den Abstand der Sondenspitzen. Die verwendeten Doppelsonden in den drei verschiedenen Bereichen des Plasmagenerators (Anoden-Kathoden-Raum (AK), Druckstufe (DS) und Targetraum (T)) hatten eine unterschiedliche Geometrie. Die wich-

¹¹Durch die Verwendung einer dritten Sondenspitze (*Tripelsonde*) kann gleichzeitig ϕ_{fl} bestimmt werden. Am Plasmagenerator läßt sich dieses durch die Stationarität der Entladung separat bestimmen.

Tabelle 2.1: Geometrische Daten der langsamen Doppelsonden.

	Durchmesser [mm]	Höhe [mm]	Fläche [mm ²]	Abstand [mm]	Verfahrweg [m]	Geschwindigkeit [mm/s]
AK	1.5	1.5	8.84	3.0	0.066	6.06
DS	1.0	1.0	3.93	12.0	0.087	8.7
T	1.5	1.0	6.48	3.0	0.05	5.0

tigsten Geometrieparameter sind in der Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Die Abbildung 2.8 zeigt die elektrische Beschaltung der Doppelsonde. Die Spannung in Form eines Sägezahns mit einer Frequenz von $f_U = 10$ Hz lieferte eine batteriebetriebene, programmierbare Spannungsquelle¹². Zur Meßwertfassung diente ein mehrkanaliger Transientenrekorder. Die Abtastfrequenz betrug typischerweise $f_{\text{sample}} = 0.1$ MHz. Dadurch enthält eine Kennlinie $1 \cdot 10^4$ Meßpunkte. Die Sondenspannung U_S zwischen den Sondenspitzen wurde differentiell gemessen. Die Strommessung erfolgte mit einer hochempfindlichen Stromzange.

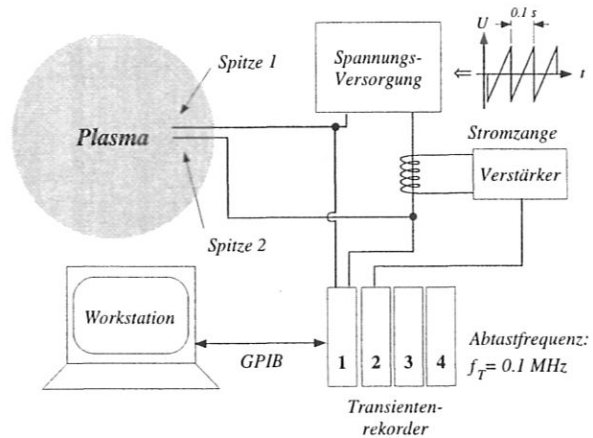


Abbildung 2.8: Elektrische Beschaltung der Doppelsonde.

2.2.1 Die Einzelsonde

Zum Verständnis der Strom-Spannungs-Kennlinie einer Sonde muß die sich vor einer leitenden Oberfläche bildende *Schicht* [108] analysiert werden. Das sehr leitfähige Plasma kann als Äquipotentialfläche mit dem Plasmapotential ϕ_{pl} betrachtet werden. Der Einfachheit halber sei dieses im folgenden als Bezugspotential gewählt ($\phi_{\text{pl}} = 0$). Die Schicht hat typischerweise eine Dicke von einigen Debye-Längen $d_s \approx 10^{-5}$ m (vergleiche Abschnitt 1.4.1). Wegen der geringen Ausdehnung der Schicht ist eine eindimensionale, stoßfreie Beschreibung ausreichend. Dadurch bleibt der Teilchenfluß von Ionen und Elektronen innerhalb der Schicht erhalten.

Für den Fall $\phi < 0$ wird das Potential innerhalb der Schicht abgeschirmt. Die Elektronen werden von der Sonde abgestoßen und die Ionen angezogen. Die sich innerhalb der

¹²Als Spannungsquelle wurde das im Bereich Plasmadiagnostik des Max-Planck-Instituts für Plasma-physik entwickelte *Langmuir-5* System verwendet.

Schicht aus der *Vlasov-Gleichung* [7] ergebene Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen entspricht nach Ref. [102] einer bei $v_{e,c} = -\sqrt{2e(\phi - \phi_S)/m_e} < 0$ abgeschnittenen und verschobenen Maxwellverteilung

$$f_e(\phi, v) = n_{e,s} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}} \exp\left\{-\frac{m_e v^2/2 - e\phi}{k_B T_e}\right\} \Theta(v - v_{e,c}). \quad (2.44)$$

(Θ : Heaviside-Funktion). Dabei ist $n_{e,s} = n_{i,s} = n_s$ die Plasmadichte an der Schichtkante¹³ und ϕ_S das Potential der Sonde. Der sich aus dem ersten Moment der Geschwindigkeitsverteilung ergebende Fluß der Elektronen auf die Sonde

$$\Gamma_e = \frac{j_e}{e} = \int_{-\infty}^{\infty} v f_e(v) dv = \frac{n_s}{4} \underbrace{\sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}}_{\bar{v}_e} (1 - \gamma_{SE}) e^{\frac{e\phi_S}{k_B T_e}} \quad (2.45)$$

vermindert sich um den aus der Sonden-Oberfläche tretenden Fluß von Sekundärelektronen $\gamma_{SE} \Gamma_{e,pl}$.

Für die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen, die von der Sonde angezogen werden, kann im allgemeinen keine abgeschnittene und verschobene Maxwellverteilung wie für die Elektronen angesetzt werden [91]. Damit die Schicht stabil bleibt, müssen die Ionen an der Schichtkante bereits eine endliche mittlere Geschwindigkeit in Richtung der Sonde haben. Es bildet sich deshalb eine Vorschicht aus, in der das Plasma quasineutral ist, die Ionen aber beschleunigt werden [108, 21, 91]. Nur für den Fall, daß die Ionen in der Vorschicht stoßfrei behandelt werden können, d.h. die Länge der Vorschicht klein gegen die freie Weglänge für Elektronen-Ionenstöße ist, kann die Beschreibung äquivalent zu den Elektronen erfolgen [102].

Es sei hier ausführlich nur der Fall $T_i = 0$ betrachtet. Die Ionendichte ergibt sich dann aus der im Potential aufgenommenen Geschwindigkeit $u_i = \sqrt{-2e\phi(x)/m_i}$ und der *dynamischen Verdünnung*

$$n_i(x) = n_s \frac{u_{i,s}}{u_i(x)} = n_s \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi(x)}},$$

wobei $\phi_0 < \phi_{pl} = 0$ das Potential an der Schichtkante ist. Die Integration der Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{1}{2} \frac{dE^2}{d\phi} = -\frac{en_s}{\epsilon_0} \left[\sqrt{\frac{\phi_0}{\phi}} - \exp\left\{\frac{e(\phi - \phi_0)}{k_B T_e}\right\} \right]$$

ergibt mit der Randbedingung $E^2(\phi_0) \simeq 0$ das elektrische Feld

$$E^2 = -\frac{2en_s}{\epsilon_0} \left[2\phi_0 \left(\sqrt{\frac{\phi}{\phi_0}} - 1 \right) - \frac{k_B T_e}{e} \left(\exp\left\{\frac{e(\phi - \phi_0)}{k_B T_e}\right\} - 1 \right) \right] \quad (2.46)$$

¹³Strenggenommen müßte auch die Temperatur an der Schichtkante in Gleichung (2.44) eingesetzt werden. Die Elektronen können aber parallel zu \vec{B} als isotherm betrachtet werden.

in der Schicht. Dabei wurde angenommen, daß die charakteristische Länge der Vorschicht λ_V sehr viel größer als die Debye-Länge ist [92]. Unter dieser Bedingung verschwindet näherungsweise das elektrische Feld an der Schichtkante.

Die Gleichung (2.46) besitzt nur eine reelle Lösung, wenn

$$e|\phi_0| \geq \frac{k_B T_e}{2} \Leftrightarrow u_i \geq \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} = c_s$$

die Ionengeschwindigkeit größer oder gleich Ionenschallgeschwindigkeit ist [13]. Eine eindimensionale Flüssigkeitsbeschreibung der Vorschicht [108] bricht zusammen, wenn $u_i \geq c_s$ ist¹⁴. Wenn die Ionen eine Temperatur besitzen muß das *Bohm-Kriterium* $u_{i,s} = c_s = \sqrt{k_B(T_e + \gamma_i T_i)/m_i}$ durch die allgemeinere Bedingung

$$\int_0^\infty \frac{f_i(v_x)}{v_x^2} dv_x = \frac{m_i}{k_B T_e} \quad (2.47)$$

für die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen ersetzt werden [49, 21, 91, 92]. Der Ionenfluß ist damit durch

$$\Gamma_i = -\frac{j_i}{e} = n_s c_s \quad (2.48)$$

gegeben. Die Gleichung (2.43) ergibt sich durch Gleichsetzen von (2.45) und (2.48).

Für den Teil der Strom-Spannung-Kennlinie oberhalb des Plasmapotentials, bricht die Abschirmung der Schicht zusammen und das Feld greift weit ins Plasma hinein. Der Strom wächst aber nicht exponentiell an, sondern sättigt im einfachsten Modell für $\phi > 0$

$$j_{e,\text{sat}} = \frac{1}{4} n_s \bar{v}_e, \quad (2.49)$$

so daß die gesamte Charakteristik der Einzelsonde mit $U_S = \phi_S - \phi_g$ und $U_{\text{pl}} = \phi_{\text{pl}} - \phi_g$ den gegen Erdpotential ϕ_g gemessenen Spannungen durch

$$I_S(U_S) = en_\infty \alpha A_{S,\text{eff}} \begin{cases} \frac{1}{4} \bar{v}_e (1 - \gamma_{SE}) \exp\left[\frac{e(U_S - U_{\text{pl}})}{k_B T_e}\right] - c_s & \text{für } U_S < U_{\text{pl}} \\ \frac{1}{4} \bar{v}_e (1 - \gamma_{SE}) - c_s g_i(e(U_S - U_{\text{pl}})/(k_B T_e)) & \text{für } U_S > U_{\text{pl}} \end{cases} \quad (2.50)$$

gegeben ist. Dabei ergibt sich der Vorschichtfaktor $\alpha \approx e^{-1/2}$ aus dem Potentialabfall $e(\phi_0 - \phi_{\text{pl}}) \approx k_B T_e/2$ innerhalb der Vorschicht. Die Funktion $g_i(x) \approx \exp(-x)$ beschreibt den Verlauf des kleinen Ionenstroms bei $\phi_S > \phi_{\text{pl}}$.

Die effektive Sondenfläche $A_{S,\text{eff}}$ ergibt sich durch die Projektion der Sondenfläche A_S auf die Schichtkante. Die Dicke der Schicht d_S ist spannungsabhängig, so daß die Kennlinie im allgemeinen keine saubere Sättigung aufweist. Ebenso führen Orbitalbahnen, bei denen Ionen die Schicht passieren ohne auf die Sonde zu treffen, zu Abweichungen im Sättigungsbereich. Bislang wurden auch Effekte des Magnetfeldes vernachlässigt, die im wesentlichen zu einem unterschiedlichen Vorschichtfaktor $\alpha \approx 0.5 \neq e^{-1/2}$ führen [56, 21].

¹⁴Die Beschreibung der Vorschicht ist mitunter sehr diffizil. Eine Überschallströmung der Ionen führt aber zwangsläufig zu hohen elektrischen Feldern. Dieses Phänomen ähnelt der Ausbildung von Schockwellen in einer Flüssigkeit.

Es ist anzumerken, daß die hier diskutierten Überlegungen auf eindimensionalen Modellen beruhen. Solange die Sondenabmessungen viel Größer als die Schichtabmessungen sind, ist dies eine gute Näherung. Im starken Magnetfeld können aber Effekte auftreten, welche die Schicht um ein Vielfaches vergrößern [21], so daß die volle Dimension des Problems betrachtet werden muß. Außerdem wird von einer Maxwellverteilung bei den Elektronen ausgegangen. Hohe Stromdichten führen zu einer asymmetrischen Geschwindigkeitsverteilung. Desweiteren können nicht-thermische schnelle Elektronen vorkommen. Die verwendete Schichttheorie bricht dann zusammen. Aus der zweiten Ableitung der Kennlinie einer Einzelsonde kann bei genügend hoher Meßgenauigkeit die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ermittelt werden.

2.2.2 Die Doppelsonde

Für jede Spitze einer Doppelsonde gelten, wenn ihr Abstand $a > 2d_s \approx 10\lambda_D$ ist, die gleichen Überlegungen wie für die im vorigen Abschnitt behandelte Einzelsonde. Die Spitzen sind nicht unabhängig voneinander und die Summe der Sondenströme

$$I_{S1} + I_{S2} = 0$$

muß verschwinden. Die Spannung U_S wird zwischen den beiden Sonden angelegt. Damit gilt:

$$U_S = \phi_{S1} - \phi_{S2}.$$

Mit der Gleichung (2.50) kann hieraus die Abhängigkeit von $U_{S1} = \phi_{S1} - \phi_g$ bzw. $U_{S2} = \phi_{S2} - \phi_g$ von der angelegten Spannung berechnet werden. Das Einsetzen des Ergebnisses wiederum in Gleichung (2.50) ergibt nach einigen Umformungen

$$I_S(U_S) = en_\infty c_s \alpha A_{S1} \frac{\exp\left\{\frac{eU_S}{2k_B T_e}\right\} - \exp\left\{-\frac{eU_S}{2k_B T_e}\right\}}{\frac{A_{S1}}{A_{S2}} \exp\left\{\frac{eU_S}{2k_B T_e}\right\} + \exp\left\{-\frac{eU_S}{2k_B T_e}\right\}} \quad (2.51)$$

die Strom-Spannungs-Charakteristik der Doppelsonde. Für gleiche Flächen reduziert sich die Gleichung (2.51) auf:

$$I(U_S) = en_\infty c_s \alpha A_S \tanh \frac{eU_S}{2k_B T_e}.$$

Die Elektronentemperatur kann der Steigung bei $U_S = 0$ entnommen werden und die Dichte wird aus dem Sättigungsstrom gewonnen. Dieser hängt über die Ionenschallgeschwindigkeit c_s auch schwach von der Iontemperatur T_i ab, die sich nicht aus der Kennlinie bestimmen läßt. Die Iontemperatur kann aber mittels HIRES gesondert bestimmt werden.

Bei der Herleitung der Sondenkennlinie (2.51) wurde davon ausgegangen, daß an beiden Sondenspitzen die selben Verhältnisse im Plasma herrschen. Diese Annahme trifft bei der Existenz steiler Gradienten oder Teilchenströmungen nicht unbedingt zu [66]. Elektronendichte, Plasmapotential oder auch die Elektronentemperatur können an beiden Spitzen verschieden sein.

Ein Unterschied in n_e ist äquivalent zu verschiedenen Sondenflächen bzw. Sättigungsströmen. Das Verhältnis der Sättigungsströme hängt dann vom Meßort ab. Ein unterschiedliches Plasmapotential läßt sich ebenfalls leicht, durch einen weiteren Parameter $\Delta\phi$ mittels der Ersetzung $U_S \mapsto U_S + \Delta\phi$ in der Gleichung (2.51), berücksichtigen. Die Kennlinie wird lediglich auf der Spannungs-Achse verschoben.

Ist allerdings die Elektronentemperatur an den beiden Sondenspitzen unterschiedlich, dann läßt sich die Kennlinie $I_S(U_S)$ nicht mehr explizit angeben. Die inverse Funktion $U_S(I_S)$ nimmt die Form

$$U_S(\tilde{I}) = \frac{k_B T_e}{e} \left\{ \ln \frac{\left(1 - \frac{\tilde{I}}{r\sqrt{t}}\right)^t}{1 + \tilde{I}} + \mu(1 - t) \right\} + \Delta\phi \quad (2.52)$$

an, wobei die Größen T_e , $\tilde{I}(n_e) = I_S/I_{\text{sat},i}(n_e)$ und μ (vergleiche Gleichung (2.43)) auf eine der Sondenspitzen bezogen sind. Die Werte an der anderen Sondenspitze sind durch die dimensionslosen Größen $t = T_{e,1}/T_{e,2}$ und $r = (n_{e,1}A_{S,1})/(n_{e,2}A_{S,2})$ gegeben. Eine ausführliche Diskussion der Effekte, ist in Ref. [66] zu finden.

Am Plasmagenerator treten, wie im Kapitel 4 gezeigt wird, asymmetrische Kennlinien auf, die entsprechend dem in [66] diskutierten Verfahren ausgewertet werden müssen. Für eine Standard-Auswertung der Kennlinien wurde der Temperaturunterschied an den Sondenspitzen vernachlässigt. Die Unterschiede im Potential und bei der Plasmadichte wurden aber berücksichtigt. Die Abweichungen der Standard-Auswertung zu der „vollen“ Auswertung entsprechend Gleichung (2.52) betragen etwa fünf Prozent.

Kapitel 3

Untersuchungen zum Verhalten der Ionen

In Anlagen wie dem Plasmagenerator PSI-1 ist die Dynamik der Ionen besonders interessant. Sie sind, wie im Abschnitt 1.4.1 bereits diskutiert wurde, schwächer an die magnetischen Feldlinien gebunden als die Elektronen. Deshalb ist die Beweglichkeit der Ionen senkrecht zu den Flußflächen wesentlich größer. Ihr Einschluß erfolgt über ein radiales elektrisches Feld, das sich durch geringe Ladungsverschiebungen, innerhalb der Debye-Zone, aufbaut. Dadurch wirkt eine radiale Kraft, die nach Gleichung (B.9) zu einer azimuthalen Drift führt. Hinzu kommt, daß der Gyrationradius der Ionen in der Größenordnung der Apparateabmessungen liegt. Die enge Hohlanode ist in dieser Hinsicht besonders kritisch. Der Effekt einer solchen „Blende“ wird im Abschnitt 6.4 ausführlich diskutiert.

Wie im Abschnitt 6.3.2 gezeigt wird, bilanziert sich für die Ionen im stromlosen Plasma gerade die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift

$$\vec{v}^E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.1)$$

mit der durch den radialen Druckgradienten verursachten diamagnetischen Drift

$$\vec{v}^D = -\frac{\nabla p \times \vec{B}}{qnB^2}. \quad (3.2)$$

Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift hängt weder direkt von der Masse noch von der Ladung ab. In einem gegebenen elektrischen Feld unterscheidet sich die Drift der Ladungsträger nur durch den diamagnetischen Anteil.

Im Plasmagenerator wurde in allen experimentell zugänglichen Bereichen eine positive¹ Rotation der Ionen gemessen. Die maximale Geschwindigkeit² von $M_\theta = u_{i\theta}/v_{th,i} \approx 0.6$ wird

¹Die magnetische Achse wird als z-Achse gewählt ($\vec{e}_z = \vec{B}/B$). Eine positive azimuthale Geschwindigkeit bedeutet also eine Rotation im Sinne einer Rechtsschraube um \vec{B} .

²Im folgenden wird die Geschwindigkeit in Einheiten der thermischen Geschwindigkeit angegeben, um

im allgemeinen am Plasmarand ($\rho_B \approx 1$) erreicht. Die Rotationsfrequenz liegt in Edelgasen bei etwa einem Drittel der Ionen-Zyklotron-Frequenz. Die Ergebnisse der Messung der Ionenrotation werden im Abschnitt 3.2 diskutiert.

Ähnliche Rotationsgeschwindigkeiten werden auch an Hohlkathoden-Entladungen [85, 68, 25, 75, 11] beobachtet. Die Ionen rotieren über einen großen Bereich der Plasmasäule ebenfalls positiv. Im anodennahen Bereich dreht sich dort aber typischerweise die Rotationsrichtung um [75]. Ein solcher Wechsel der Rotationsrichtung hinter der Anode wurde im Plasmagenerator nur sehr selten beobachtet. Am Plasmarand rotiert das Plasma des PSI-1 immer positiv.

In toroidalen Fusionsanlagen kann eine stark verscherte Plasmarotation zu einer Verbesserung des Einschlusses führen. Der Übergang von der L-Mode zur besser eingeschlossenen H-Mode in Fusionsexperimenten [33] wird von einer Zunahme der poloidalen und toroidalen Rotation begleitet. Die Ursache für den besseren Einschluß in der H-Mode wird in der Verringerung des turbulenten, anomalen Transports durch die hohen radialen Gradienten der poloidalen Geschwindigkeit, die große turbulente Wirbel unterdrücken, gesehen. Aber auch die Viskositätskräfte können zu einer Verringerung der radialen Geschwindigkeit führen [116].

Anzeichen für eine Verbesserung des radialen Plasma-Einschlusses im PSI-1 wurden in einer Ar-Entladung gefunden, bei der die Neutralisatorplatte auf dasselbe Potential wie die Anode gelegt wurde³. Es wurde eine Oszillation des Plasmas zwischen zwei Zuständen mit unterschiedlicher Stromverteilung zwischen Anode und Neutralisatorplatte beobachtet. Die Zeitskala der Schwingung liegt im Bereich von Minuten. Im Fall eines hohen Stromflusses zur Neutralisatorplatte wurde mit Sonden (siehe unten) eine ausgeprägte Rotationsmode beobachtet, die im umgekehrten Fall völlig verschwand.

Die Temperatur der Ionen ist mit $T_i \gtrsim T_e/3$ (vergleiche Tabelle 1.1) im PSI-1 vergleichsweise hoch. Messungen hierzu werden im Abschnitt 3.3 vorgestellt. Anders als bei üblichen Hohlkathoden-Entladungen [11, 12], liegt die Ionentemperatur im Plasmagenerator weit über der Neutralgastemperatur (vergleiche Kapitel 5). Eine Abspaltung der Ionentemperatur von der Temperatur des Neutralgases wurde ebenfalls von Van der Sijde [117, 25] beobachtet. In diesem Experiment waren die Ionen oberhalb einer Magnetfeldstärke von $B > 0.05$ T nicht mehr im thermischen Gleichgewicht mit dem Neutralgas.

Durch Ablösen der Feldlinien von der Anodenkontur konnte eine rotationsbedingte Temperaturerhöhung der Ionen nachgewiesen werden. Die dadurch im Argonplasma erzielte Ionentemperatur von $T_i \approx 4.2$ eV liegt deutlich über der Elektronentemperatur von $T_e \approx 2$ eV. In Penning-Entladungen können bei Elektronentemperaturen von einigen eV auf diese Weise Ionentemperaturen vom mehreren keV erreicht werden [97].

ein Gefühl für die Wichtigkeit der Trägheitskräfte zu vermitteln. Diese Definition der azimuthalen Machzahl M_θ unterscheidet sich von der üblichen auf die Ionenschallgeschwindigkeit bezogenen Definition.

³Im normalen Betrieb des Plasmagenerators floated die Neutralisatorplatte. Wird sie auf Anodenpotential gelegt, d.h. geerdet, fließt etwa 20% des Entladungsstroms durch die gesamte Plasmasäule.

Tabelle 3.1: Mit HIRES beobachtete Übergänge.

	λ_0 [nm]	Konfiguration		Energie		Landé g-Faktor	
		lower	upper	E_l [eV]	E_u [eV]	$g_J^{(l)}$	$g_J^{(u)}$
HeII	468.568	$3d \ ^2D_{5/2,3/2}$	$\leftarrow 4f \ ^2F_{7/2,5/2}^o$	48.37	51.02	-	-
NeII	366.407	$3s \ ^4P_{5/2}$	$\leftarrow 3p \ ^4P_{3/2}^o$	27.17	30.55	1.657	1.867
ArII	434.806	$4s \ ^4P_{5/2}$	$\leftarrow 4p \ ^4D_{7/2}^o$	16.64	19.50	1.657	1.492
	460.956	$4s' \ ^2D_{5/2}$	$\leftarrow 4p' \ ^2F_{7/2}^o$	18.46	21.14	1.314	1.238
	611.492	$3d' \ ^2G_{9/2}$	$\leftarrow 4p' \ ^2F_{7/2}^o$	19.12	21.14	1.192	1.238
ArIII	328.615	$4s \ ^5S_2^o$	$\leftarrow 4p \ ^5P_3$	21.62	25.39	2.0	1.708
KrII	435.547	$5s \ ^4P_{5/2}$	$\leftarrow 5p \ ^4D_{7/2}^o$	13.99	16.83	1.657	1.492
KrIII	324.569	$5s \ ^5S_2^o$	$\leftarrow 5p \ ^5P_3$	18.07	21.88	2.0	1.708
XeII	484.433	$6s \ ^4P_{5/2}$	$\leftarrow 6p \ ^4D_{7/2}^o$	11.54	14.10	1.657	1.492

Die Experimente erfolgten hauptsächlich mit der im Abschnitt 2.1.1 beschriebenen HIRES. In Tabelle 3.1 sind die in den jeweiligen Gasen beobachteten Übergänge angegeben. Es sind ebenfalls die entsprechende Wellenlänge, die Energiedifferenz der beiden Zustände zum Grundzustand und die Landé g-Faktoren enthalten. Im folgenden werden häufig dieselben Plasmaregime verglichen. Die äußeren Parameter der jeweiligen Regime sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt. Radiale Profile der Emissivität ε_i , der Winkelgeschwindigkeit Ω_i und der Ionentemperatur T_i wurden mit dem verallgemeinerten Abel-Inversionsverfahren (siehe Abschnitt 2.1.3) aus den Meßdaten rekonstruiert und im Regime A mit den LIF-Messungen (Abschnitt 2.1.4) verglichen.

In Wasserstoff- und Deuteriumplasmen sind die Ionen spektroskopisch nicht meßbar. Eine genaue Analyse des Linienprofils ermöglichte die Auswertung einer durch den symmetrischen Ladungsaustausch $H^+ + H(1s) \rightarrow H(1s) + H^+$ entstehenden Komponente der Balmer-Emission des atomaren Wasserstoffs bzw. Deuteriums. Typische Linienprofile der

Tabelle 3.2: Entladungsbedingungen für die hauptsächlich untersuchten Plasmaregime.

Bezeichnung	I_{AK} [A]	U_B [V]	Q [SCCM]	p_K [Pa]	p_{DS} [Pa]	p_T [Pa]	T_e [eV]	n_e [10^{19}m^{-3}]
Regime A (Ar)	400	36.5	78	0.9	0.10	0.103	2.2	0.9
Regime B (Ar)	300	37.4	60	1.0	0.05	0.095	3.5	0.8
Ar	300	37.4	60	1.09	0.056	0.08	2.2	1.5
Kr	300	37.5	38	1.06	0.051	0.095	2.1	1.5
Xe	300	35.0	27	1.22	0.046	0.096	2.0	1.6

1 SCCM $\hat{=}$ $4.078 \cdot 10^{17}$ Teilchen/s

Balmer-Emission sind in den Abbildungen 5.1.a und 5.1.b auf Seite 86 dargestellt. Dadurch konnten auch in diesen Gasen die Ionen auf indirektem Wege vermessen werden.

3.1 Linienemission

Die Ionenemission im PSI-1 zeigt radikal, wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, ein ausgeprägtes Maximum in der Nähe des Plasmarandes ($\rho_B = 1$). Die Übereinstimmung zwischen der LIF- (\blacktriangle) und der HIRES-Messung ist überraschend gut; obwohl LIF die Besetzung im metastabilen $3d' \ ^2G_{9/2}$ -Zustand wiedergibt und HIRES die Besetzung des durch Elektronenstoß angeregten $4p \ ^4D_{7/2}^o$ -Zustandes mißt. Letztere reagiert empfindlich auf Änderungen von T_e und n_e , wenn die Anregung aus dem Grundzustand erfolgt.

Die beiden Zustände unterscheiden sich energetisch nur um $\Delta E = 0.38$ eV. Sie liegen mit $E_{ij} > 19$ eV (siehe Tabelle 3.1) weit über dem Grundzustand. Die Anregungsenergie ist viel höher als die Elektronentemperatur $T_e \approx 2.2$ eV. Nach H. van Regemorter [118, 56] läßt sich die Rate für Elektronenstoßanregung für optisch erlaubte Übergänge

$$\langle \sigma v \rangle_{ij} = 16 \sqrt{\frac{\pi}{3}} \pi a_0^2 \alpha c \sqrt{\frac{E_{H,ion}}{k_B T_e}} \exp \left\{ -\frac{E_{ij}}{k_B T_e} \right\} \frac{E_{H,ion}}{E_{ij}} f_{ij} \bar{g} \quad (3.3)$$

durch die Oszillatorenstärke f_{ij} und einem mittleren Gaunt-Faktor $\bar{g}(\frac{E_{ij}}{k_B T_e}) = 0 \dots 1$ approximieren (a_0 : Bohrscher Radius; α : Feinstrukturkonstante und $E_{H,ion} = 13.6$ eV Ionisationsenergie von Wasserstoff). Auch für optisch verbotenen Übergänge läßt sich die Gleichung (3.3) mit einem modifizierten Gaunt-Faktor anwenden [81]. Durch den Exponentialfaktor reicht schon ein Temperaturunterschied zwischen Plasmamitte und -rand von $\Delta T_e \approx 0.4$ eV aus, um das gemessene Hohlprofil zu verursachen; vorausgesetzt die Besetzung der Zustände erfolgt größtenteils aus dem Grundzustand.

Im ArII-System werden bei den vorliegenden Plasmaparametern ($T_e \approx 2 \dots 3$ eV und $n_e \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) die $4p$ -Zustände hauptsächlich über intermediäre Zustände besetzt⁴ [117, 75]. Die metastabilen $3d'$ -Zustände spielen dabei wegen der ähnlichen Anregungsenergie eine besonders wichtige Rolle [75], da sie wie der Grundzustand im Doublet-System des

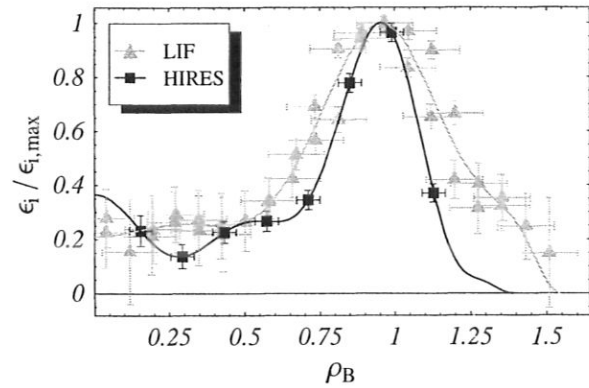


Abbildung 3.1: Der Vergleich der ArII-Emission (\blacksquare) mit der Dichte im metastabilen $3d' \ ^2G_{9/2}$ -Zustand (\blacktriangle) zeigt eine gute Übereinstimmung. Das Profil hat ein ausgeprägtes Maximum am Plasmarand.

⁴Die Besetzungsinversion beim Ar-Ionen-Laser beruht auf diesem Mechanismus.

ArII liegen. So ist der Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßanregung des $3d' \ ^2G_{9/2}$ -Zustands aus dem $3p^5 \ ^2P_{3/2}^o$ -Grundzustand nach einer Rechnung mit dem *Atom*-Code [105] auch etwa eine Größenordnung höher als der für den $4p \ ^4D_{7/2}^o$ -Zustand. Die Emissivität zeigt deshalb im wesentlichen die Besetzung der metastabilen Niveaus.

Die metastabilen Zustände werden aus dem Grundzustand besetzt und durch Stöße abgebaut. Die empfindliche Abhängigkeit der Anregungsrate von T_e erzeugt das ausgeprägte Hohlprofil in der Besetzungsdichte. Durch die geringen Energiedifferenz zu den $4p$ -Zuständen werden auch die Stöße mit den Ionen wichtig. Ob die Besetzung der $3d'$ -Zustände lokal erfolgt, hängt letztendlich von den lokalen Übergangsraten in die benachbarten Zustände ab. Diese Frage kann nur mit einem entsprechend genauen Stoß-Strahlungs-Modell beantwortet werden.

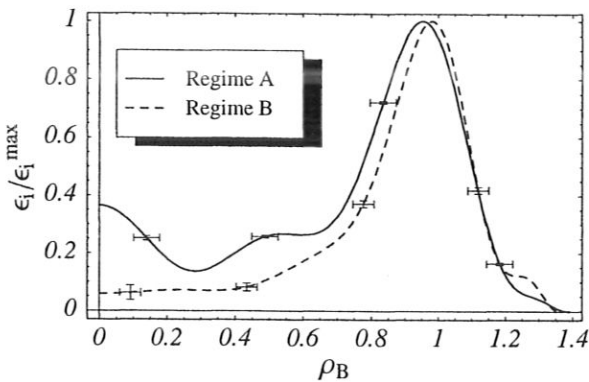


Abbildung 3.2: Das Emissionsprofil hängt nur schwach von den Entladungsbedingungen ab.

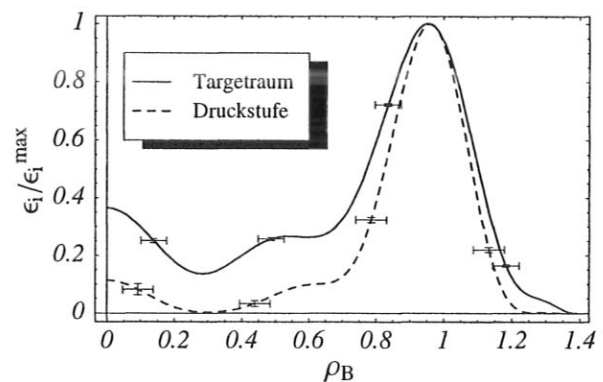


Abbildung 3.3: Im Targetraum emittiert das Plasma in der Mitte etwas stärker als in der Druckstufe.

Bei Veränderung der Entladungsbedingungen bleibt die Form des Emissionsprofils, wie die Abbildung 3.2 am Vergleich zwischen dem Regime A und dem Regime B (Tabelle 3.2) zeigt, ähnlich. Die Emission wird also stark durch die Geometrie der Anlage bestimmt, da das Plasma das Elektronensystem der Ionen kaum beeinflusst. Die Gesamtintensität steigt bei höherem Entladungsstrom an.

Der Vergleich der radialen Profilform der Emission an zwei unterschiedlichen axialen Positionen (Abbildung 3.3) zeigt, daß die Emission in der Plasmamitte zum Targetraum hin zunimmt. Die im Abschnitt 4.2 vorgestellten Messungen der Elektronenparameter verdeutlichen, daß immer mehr Plasma vom Rand in die Mitte diffundiert. Dies trägt zu der erhöhten Emissivität in der Plasmamitte bei. Trotzdem ist die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten aus den Daten der Emissionsspektroskopie nicht zulässig, da die atomaren Daten nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind und außerdem die Elektronentemperatur in die lokale Besetzung der angeregten Zustände eingeht. Daher könnte die relative Zunahme der Emissivität in der Plasmamitte auch durch eine Abnahme von T_e am Plasmarand verursacht werden.

In Abbildung 3.4 sind die in der Druckstufe gemessenen radialen Profile der KrII- und KrIII-Emission dargestellt (siehe Tabelle 3.2). Erstaunlicherweise ist der Verlauf der Emis-

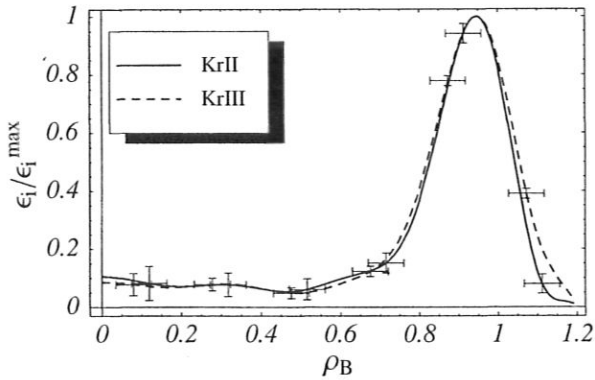


Abbildung 3.4: Die normierten radialen Profile der einfach (KrII) und zweifach (KrIII) geladenen Ionen sind in der Druckstufe fast identisch.

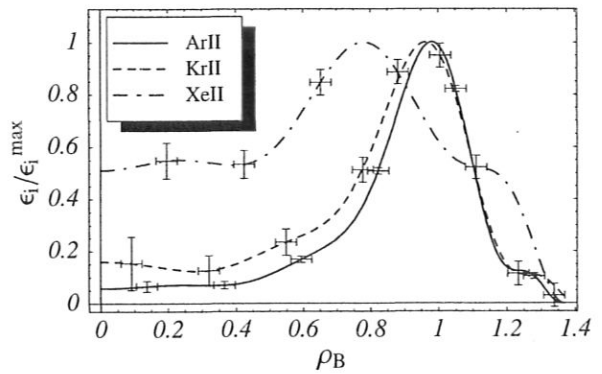


Abbildung 3.5: Die Emission von ArII und KrII ähnelte sich sehr. Die Emission von XeII zeigt einen anderen radialen Verlauf.

sivität bei beiden Ionensorten praktisch identisch. Eine Besetzung der entsprechenden oberen Zustände der beobachteten Übergänge aus dem jeweiligen Grundzustand würde bei einem ähnlichen Verlauf der Ionendichten zu Unterschieden zwischen den Emissionsprofilen führen. Die Besetzung der hohen Energieniveaus über intermediäre Zustände könnte eine Erklärung für den gleichen Verlauf der Emissivitäten sein. Andererseits könnten aber auch die oberen Zustände von KrII und KrIII über Ladungsaustausch-Prozesse miteinander gekoppelt sein.

Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf der Emissivität für Ar-, Kr- und Xe-Ionen im Targetraum. Die Emission von ArII und KrII ist vergleichbar. Die Plasmen mit diesen beiden Edelgasen als Arbeitsgas sind sich sehr ähnlich (siehe Tabelle 3.2). Ebenso ähneln sich die Elektronensysteme von ArII und KrII. Der Anregungsmechanismus sollte dementsprechend ebenfalls ähnlich sein. Die Emissivität von XeII zeigt hingegen einen völlig anderen Verlauf, welcher der Emission von HI bzw. DI ähnelt. Auch in der Rotation unterscheidet sich Xenon deutlich von Argon und Krypton (siehe Abschnitt 3.2.3). Die Emission von KrII ist in der Plasmamitte etwas höher als die des ArII. Die radiale Diffusion hängt von der charakteristischen Länge quer zum Magnetfeld, dem Ionengyrationsradius ρ_i , ab. Das im Quellbereich durch die Elektrodengeometrie aufgeprägte Hohlprofil in der Plasmadichte wird im Krypton schneller ausgeglichen (vergleiche Abschnitt 4.2).

Die ausgeprägten Hohlprofile der Emission erschweren die Rekonstruktion der radialen Profile. Etwa dreiviertel der Emission kommt aus dem Plasmarand zwischen $0.7 < \rho_B < 1.2$. Die leichten Fehler in den Profilen der Emission ϵ_i und der Winkelgeschwindigkeit Ω_i können bei kleinen Iontemperaturen zu Artefakten, wie einer negativen Temperatur führen. Eine exakte Fehlerfortpflanzung der gesamten Auswertung ist analytisch sehr aufwendig. Die Fehler wurden deshalb durch eine Studie an modellierten Daten abgeschätzt (siehe Anhang C.2). Der radiale Fehler von $\Delta r = \pm 1.2$ mm ist durch das Abbildungsverhältnis und den Durchmesser des Lichtleiters $\emptyset = 0.4$ mm gegeben. Die relative Positionierung der Optik ist wesentlich genauer (siehe Abschnitt 2.1.1).

3.2 Experimentelle Befunde zur Ionenrotation

Die Rotation der Ionen wurde durch die Doppler-Verschiebung der spektralen Emissionsprofile nach Gleichung (2.10) bestimmt. Dazu wurde die Plasmasäule, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, seitlich abgebildet und die Emission hochaufgelöst entlang des gesamten Plasmaquerschnitts aufgenommen.

Die Abbildung 3.6 zeigt das typische Ergebnis einer solchen Messung. Dargestellt ist die entfaltete spektrale Intensität der ArII-Emission bei $\lambda_0 = 434.8 \text{ nm}$ über dem Meßort x im Plasma. Die um $x = 0$ symmetrische Verschiebung durch die Plasmarotation ist am Rand etwa halb so groß wie die thermische Verbreiterung der Spektrallinie. Das bedeutet, daß die azimutale Geschwindigkeit am Plasmarand in der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit liegt.

Der spektroskopischen Messung ist immer nur die auf den Sehstrahl⁵ projizierte Ge-

schwindigkeit zugänglich. Aus der Richtung der Verschiebung wird die Rotationsrichtung bestimmt. In der oberen Plasmahälfte bewegen sich die Ionen auf den Beobachter zu. Die Emission wird zu kürzeren Wellenlängen (blau) verschoben. In der unteren Plasmahälfte bewegen sich die Ionen vom Beobachter weg, dementsprechend ergibt sich eine Verschiebung zu längeren Wellenlängen (rot). Für die Anregung mit dem Laser kehrt sich die Verschiebung um, da hier die Atome sozusagen die „Beobachter“ sind.

Die Messung zeigt außerdem eine leichte Asymmetrie in der Gesamtintensität entlang des Plasmaquerschnitts, die bei den LIF-Messungen nicht zu sehen ist. Wie im Abschnitt 3.1 diskutiert wurde, hängt die Anregung der hohen Zustände auch von der Elektronentemperatur ab. Ein nicht zylindersymmetrisches Temperaturprofil würde also zu einem asymmetrischen Intensitätsprofil entlang des Plasmaquerschnitts führen.

Die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen parallel zu \vec{B} ist hoch im Vergleich zum konvektiven Energietransport durch die Rotation. Die Elektronen sind entlang der Magnetfeldlinien

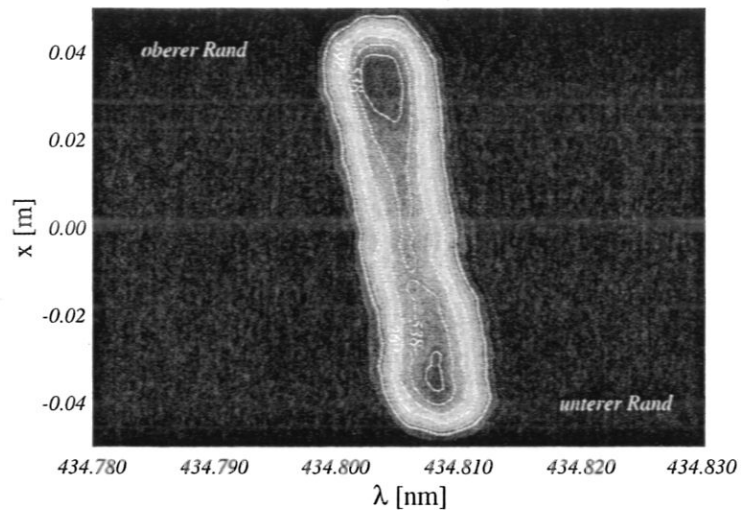


Abbildung 3.6: Entfaltete Linienprofile der ArII-Emission bei $\lambda_0 = 434.8 \text{ nm}$ entlang des Plasmaquerschnitts. Die um $x = 0$ symmetrische Verschiebung der Spektrallinie liegt am Rand in der Größenordnung der thermischen Verbreiterung.

⁵Bei der laserinduzierten Fluoreszenz entspricht der Laserstrahl dem Sehstrahl.

quasi isotherm. Das heißt die im Quellbereich aufgeprägte Verteilung von T_e wird auf den Feldlinien eingefroren.

Das räumliche Temperaturprofil im Quellbereich hängt, da die Elektronen ohmsch geheizt werden, unmittelbar vom Stromprofil ab. Eine bezüglich der magnetischen Achse asymmetrische Leistungseinspeisung führt somit zu einem asymmetrischen T_e -Profil entlang der gesamten Plasmasäule. Eine genaue Justierung der Elektroden zur magnetischen Achse ist im PSI-1 nicht möglich. Eine leichten Asymmetrie in der Leistungseinspeisung, die sich dann durch die Temperaturabhängigkeit der Anregungsraten verstärkt in der Intensität entlang des Plasmaquerschnitts niederschlägt, läßt sich kaum vermeiden. Für die Rekonstruktion der Profile (siehe Abschnitt 2.1.3) wurde die Intensität symmetrisiert⁶.

Das Floatingpotential einer Langmuir-Sonde, die etwas außerhalb des Plasmas positioniert ist, zeigt, wie in Abbildung 3.7 (a) zu sehen ist, periodische Schwankungen. Im Fourierspektrum (Abbildung 3.7 (b)) tritt ein scharfes Maximum bei Frequenzen von einigen kHz (hier $f_{\text{rot}} = 4.4$ kHz) auf. Diese Frequenz ist, wie der Vergleich mit HIRES zeigt, mit der Rotationsfrequenz korreliert. Dies ermöglicht eine schnelle Bestimmung der mittleren Rotationsfrequenz. Die Korrelation verschwindet aber bei niedrigem Entladungsstrom.

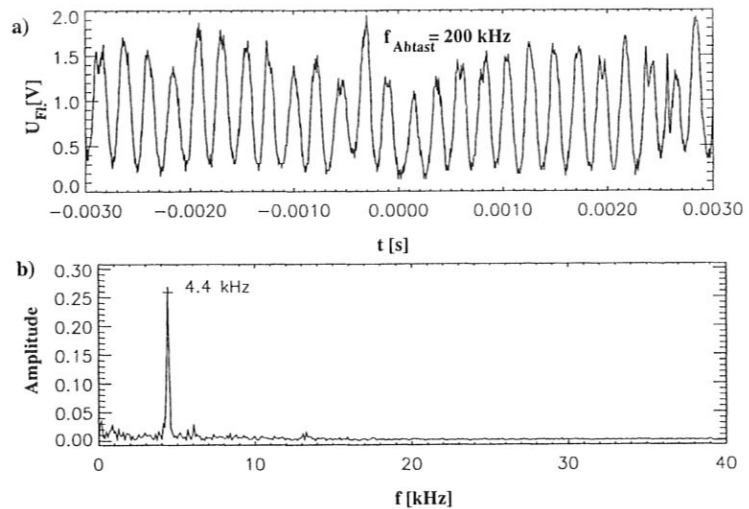


Abbildung 3.7: Die Fluktuationen des Floating-Potentials einer Langmuir-Sonde am Plasmarand in einer Ar-Entladung zeigen im zeitlichen Verlauf (a) periodische Schwankungen. Im Frequenzspektrum (b) ist ein ausgeprägtes, scharfes Maximum bei $f_{\text{rot}} = 4.4$ kHz zu sehen.

Die Potentialschwankungen an der Sonde werden wahrschein-

lich durch eine stationäre mitrotierende Deformation der Plasmasäule, wie z.B. bei einer Flute-Instabilität [20], verursacht. Von außen erscheint das Plasma als rotierender Multipol, der entsprechende Potentialschwankungen an der Sonde bewirkt. Die Fluktuationen im PSI-1 werden im Rahmen einer anderen Doktorarbeit [65] untersucht.

⁶Das Rekonstruktionsverfahren korrigiert die Effekte des radialen Emissionsprofils ε bei der Berechnung von Ω und T , so daß der Einfluß der Asymmetrie auf die rekonstruierten Profile gering ist. Die getrennte Auswertung der beiden Plasmahälften führt im Rahmen der Fehler jeweils zu dem gleichen Ergebnis.

3.2.1 Abhängigkeit von den äußeren Parametern

Die Einflüsse der verschiedenen, die Entladung bestimmenden Regelgrößen, wie Entladungsstrom I_{AK} , Brennspannung U_B , Neutralgasdruck im Quellbereich p_K und Gasdurchfluß Q auf die Rotation und Temperatur der Ionen (siehe Abschnitt 3.3), wurden anhand von Argonentladungen studiert. Außerdem wurde der Einfluß der Magnetfeldstärke B , des Winkels, mit dem die Feldlinien die Anodenkontur schneiden, und des Neutralgasdrucks im Targetraum p_T untersucht. Die Messung der mittleren Rotationsfrequenz $f_{rot} = \bar{\Omega}_i/2\pi$ erfolgte spektroskopisch im Targetraum und im Anoden-Kathoden-Bereich, sowie mit einer Sonde ebenfalls im Targetraum. Für die HIRES-Messungen wurde der Übergang bei $\lambda_0 = 434.806$ nm (siehe Tabelle 3.1) verwandt, da durch die eng benachbarte Quecksilberlinie bei $\lambda_0 = 435.835$ nm die Dispersion des Spektrometers mit hoher Genauigkeit gemessen werden kann.

Beim Plasmagenerator ist es nicht möglich, Strom, Spannung und Druck unabhängig voneinander zu regeln. Nur durch den Vergleich der Meßreihen miteinander, können die Einflüsse der verschiedenen Regelgrößen getrennt werden. Bei der Variation des Gasflusses, sowie bei der Änderung der Magnetfeldkrümmung, kann das Verhältnis zwischen dem Druck im Quellbereich p_K und den Druckwerten im Drift-Bereich p_{DS} und p_T nicht konstant gehalten werden. Das Plasma „verstopft“ die Anode. Bei der Flußvariation wurde deshalb die Pumpleistung im Drift-Bereich verändert, um den Druck im Anoden-Kathoden-Bereich konstant zu halten. Dadurch sinkt der Druck im Drift-Bereich mit steigendem Gasfluß. Bei der Variation der Magnetfeldkrümmung wurde auf einen konstanten Druck ($p_{DS} = 0.08$ Pa) am Beobachtungsort geachtet und ein starker Anstieg des Drucks im Quellbereich ($p_K = 0.6 \cdots 1.5$ Pa) mit steigender Magnetfeldstärke akzeptiert. Die Änderung der Magnetfeldstärke insgesamt (alle Spulen) hat nur wenig Einfluß auf die Entladungsbedingungen. Durch die Änderung der Leitfähigkeit variiert die Stromverteilung zwischen dem parallel geschalteten Widerstand und der Entladung um etwa 10%.

Die Rotationsfrequenz erreicht im Targetraum Werte zwischen $f_{rot} = 2 \cdots 8$ kHz. Im Anoden-Kathoden-Bereich werden Frequenzen von $f_{rot} = 4 \cdots 12$ kHz beobachtet. Die Ionen erreichen in der Druckstufe auch Frequenzen von $f_{rot} = 15$ kHz. Die azimutale Geschwindigkeit an der LFS ($\rho_B = 1$) liegt im Bereich von $M_\theta = 0.2 \cdots 0.8$.

Zur Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit wurden drei Experimente durchgeführt. Erstens wurde die Magnetfeldstärke durch eine proportionale Absenkung des Spulenstroms aller Feldspulen ohne Änderung der Magnetfeldtopologie auf 50% vom Normalwert abgesenkt. Zweitens wurde nur der Strom der Spule 2 und damit das Magnetfeld über dem hinteren Teil der Anode (siehe Abbildung 1.1; Seite 5) erhöht. Dadurch verringert sich der Winkel, mit dem die Feldlinien die Anodenkontur schneiden (Abbildung 3.8). Im Extremfall verlaufen die Feldlinien parallel zur Anode. Drittens wurde das Feld im Targetraum (Spule 3 und Spule 4) verringert, wobei das Feld im Quellbereich korrigiert wurde. Alle Variationen erfolgten bei einem konstanten Gasdurchfluß von $Q = 2.3 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1} = 57 \text{ SCCM}$. Die Ergebnisse der ersten beiden Meßreihen sind in Abbildung 3.9 dargestellt.

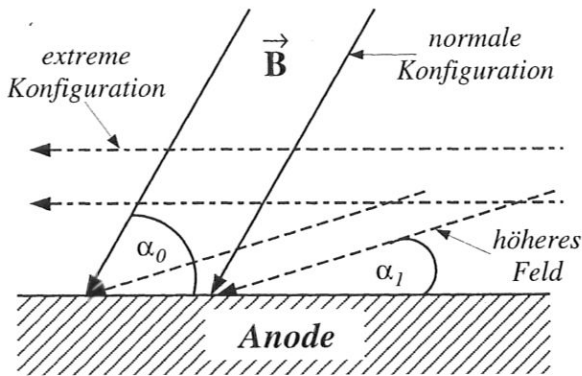


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Variation der Magnetfeldkonfiguration. Mit steigendem Spulenstrom der Spule 2 nimmt der Einfallswinkel α der Feldlinien auf die Anode ab.

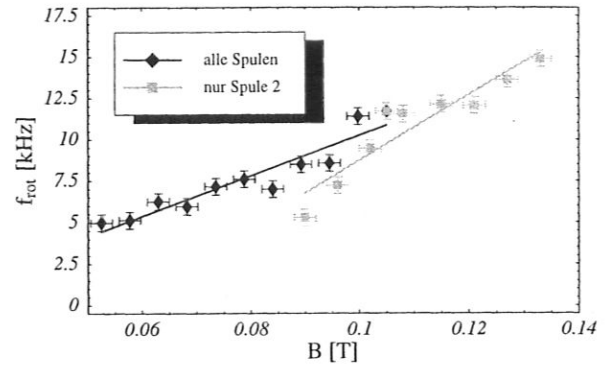


Abbildung 3.9: Die Rotationsfrequenz nimmt linear mit B zu. Wird neben der Magnetfeldstärke (\blacklozenge) auch der Winkel der Feldlinien bzgl. der Anodenkontur (\blacksquare) verändert, nimmt die Steigung zu.

Ein höheres Magnetfeld verstärkt die Rotation. Dies wurde auch in Hohlkathoden-Entladungen für ähnliche Feldstärken beobachtet [11, 85, 25]. Die Zunahme der Rotationsgeschwindigkeit ist in guter Näherung linear. Die angepassten Geraden lassen aber keine Extrapolation auf $f_{\text{rot}}(B = 0) = 0$ zu, so daß ein Abweichen vom linearen Verhalten bei niedrigen Feldstärken zu erwarten ist [12]. Nach den Gleichungen (3.2) und (3.1) wäre eine Verringerung der Rotationsgeschwindigkeit mit steigendem B zu erwarten gewesen. Das radiale elektrische Feld und der Druckgradient hängen aber ebenfalls von B ab (siehe Abschnitt 6.4). Eine solch einfache Betrachtung ist also nicht zulässig.

Bei der Variation der Magnetfeldstärke (\blacklozenge) wird die Topologie des Feldes nicht verändert. Eine Erklärung für die Zunahme der Rotation über Erhaltungsgrößen wie z.B. den Drehimpuls auf den Flußflächen ist nicht ausreichend. Der schnellere Anstieg der Rotationsfrequenz bei der zweiten Meßreihe (\blacksquare) läßt sich über die Zunahme des radialen Anteils des Entladungsstroms verstehen (siehe Abschnitt 6.3).

Im folgenden soll nun die Abhängigkeit von den Entladungsparametern I_{AK} , U_{B} und p_{K} diskutiert werden. Dadurch, daß immer nur einer der drei Parameter konstant gehalten werden kann, ergeben sich drei Meßreihen: die Variation der Entladungsleistung $P = U_{\text{B}} \cdot I_{\text{AK}}$ bei konstantem Druck; die Variation von $U_{\text{B}}/(p_{\text{K}}L) \sim E/p$ bei konstantem Strom und die Variation von I_{AK} und p_{K} bei konstanter Spannung.

Die Abbildung 3.10 zeigt, daß die Rotationsfrequenz proportional zur Entladungsleistung zunimmt. Die Rotationsfrequenz im Anoden-Kathoden-Bereich (\blacktriangle) ist das $\sqrt{2}$ -fache der Frequenz im Targetraum. Das Magnetfeld am Meßort zwischen den Elektroden ist aber mit $B = 0,1$ T doppelt so hoch wie im Targetraum. Der Anstieg der Rotationsgeschwindigkeit ist in beiden Bereichen gleich. Aus dieser Messung kann nicht entnommen werden, ob das elektrische Feld oder der Entladungsstrom die Plasmarotation antreibt.

Wie aber aus Abbildung 3.11 zu erkennen ist, hat die Erhöhung der Brennspannung bei Verringerung des Neutralgasdrucks keinen Einfluß auf die Rotationsfrequenz. Die treibende

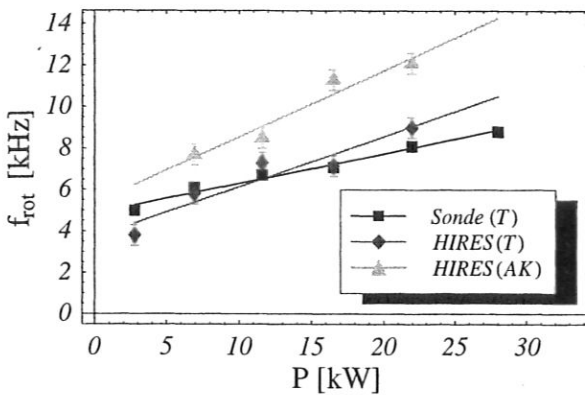


Abbildung 3.10: Die Rotationsfrequenz ist proportional zur Entladungsleistung ($p_K = 1.0$ Pa). Die Frequenz im Quellbereich (\blacktriangle) ist deutlich höher als im Targetraum ($\blacksquare, \blacklozenge$).

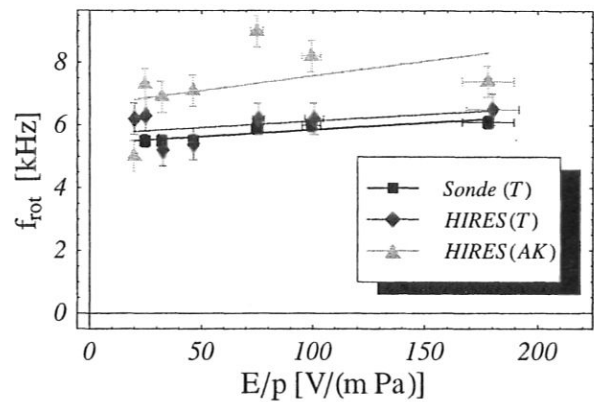


Abbildung 3.11: Durch die Variation von $E/p = U_B/(Lp_K)$ wird die Rotationsfrequenz nicht beeinflusst ($I_{AK} = 300$ A).

Komponente sollte demnach der Entladungsstrom sein. Prinzipiell kann noch nicht ausgeschlossen werden, daß sich die Effekte von Brennspannung und Neutralgasdruck gegenseitig aufheben. Ein erhöhter Druck verringert aber, wie in Abbildung 3.13 gezeigt wird, die Rotationsgeschwindigkeit. Eine Abnahme der Rotation für höhere Brennspannungen ist aber eher unwahrscheinlich.

Die letzte Variation, die in Abbildung 3.12 dargestellt ist, bestätigt, daß die Rotation vom Entladungsstrom angetrieben wird. Der Anstieg der Rotationsfrequenz im Targetraum ($\blacklozenge, \blacksquare$) ist allerdings, anders als bei der Leistungsvariation (Abbildung 3.10), langsamer als der im Quellbereich (\blacktriangle). Im Anoden-Kathoden-Bereich nimmt der Druck mit steigendem Entladungsstrom zu. Das unterschiedliche Verhalten ist also nicht durch die Abbremsung der Rotation durch Neutralgasreibung zu verstehen. Es deutet eher darauf hin, daß mit zunehmender Neutralgasdichte der radiale Anteil von I_{AK} zunimmt und die Rotation im Quellbereich anfacht (vergleiche Abschnitt 6.4).

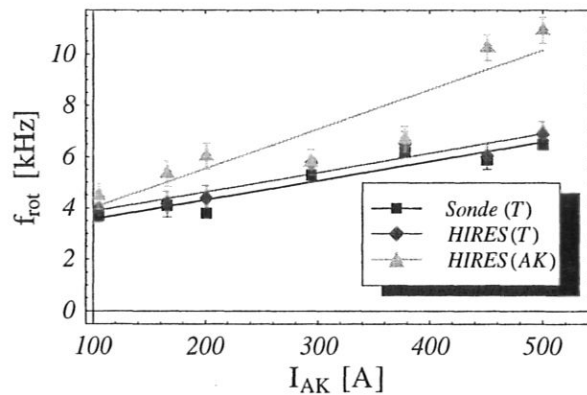


Abbildung 3.12: Die Rotation wird vom Entladungsstrom angetrieben ($U_B = 34.7$ V). Der Anstieg der Rotationsfrequenz im Targetraum ($\blacklozenge, \blacksquare$) ist langsamer als im Quellbereich (\blacktriangle).

Die Meßreihe zeigt, daß der Drehimpuls auf den Flußflächen nicht erhalten bleiben kann.

Auf dem Weg von den Elektroden in den Targetraum kann der Drehimpuls nur durch Wechselwirkung mit dem Neutralgas oder der Wand abgegeben werden. Die für den Drehimpulsverlust wesentlichen Prozesse sind: der Ladungsaustausch mit dem Neutralgas, die Neutralgasreibung und die Ionisation. Die Zahl der Ladungsaustauschstöße und der Io-

nisationsstöße pro Zeiteinheit wächst linear mit der Dichte der Neutralteilchen an. Die Geschwindigkeit der Ionen sollte daher wie $1/n_0$ abnehmen, oder linear mit τ_{i0} zunehmen. Die Reibungskraft $\vec{R}_{i0} = -\mu_{i0}n_i\vec{u}_i/\tau_{i0}$ ($\mu_{i0} = m_i/2$: reduzierte Masse) bremst die Ionen proportional zu ihrer Geschwindigkeit und der Stoßfrequenz ab. Die Rotationsfrequenz muß also im Gleichgewicht, wenn alle anderen auf das Plasma wirkenden Kräfte gleich bleiben, auch in diesem Fall linear mit der Stoßzeit τ_{i0} anwachsen.

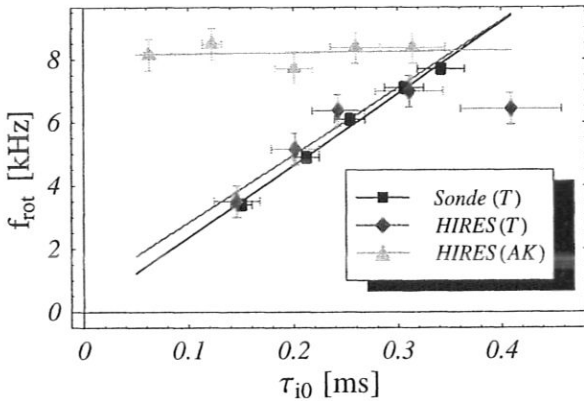


Abbildung 3.13: Durch Stöße mit dem Neutralgas wird die Rotation lokal abgebremst (\blacklozenge , \blacksquare). Dies hat keine Rückwirkung auf den Anoden-Kathoden-Bereich (\blacktriangle)

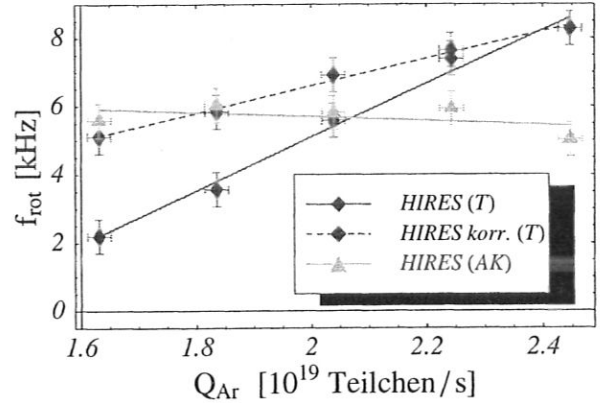


Abbildung 3.14: Durch einen erhöhten Gasdurchfluß wurde die Rotation im Quellbereich leicht abgesenkt (\blacktriangle), wohingegen sie im Targetraum zunimmt (\blacklozenge). Die Werte im Targetraum müssen korrigiert werden, da p_T nicht konstant bleibt.

Die Messung aus Abbildung 3.13 zeigt den Einfluß des Neutralgases auf die Rotation. Die Stoßzeit

$$\tau_{i0} = \frac{1}{n_0 \langle \sigma v \rangle_{i0}} \approx \frac{k_B T_0}{2\pi^2 R f_{\text{rot}} p_T r_g^2}$$

kann mit $n_0 \approx p_T/(k_B T_0)$ und $\langle \sigma v \rangle_{i0} \approx \pi r_g^2 2\pi f_{\text{rot}} R$ (r_g : gaskinetischer Radius) aus dem Druck p_T und der Rotationsfrequenz f_{rot} berechnet werden. Die gefundene Proportionalität zu τ_{i0} ist konsistent zu den obigen Überlegungen. Eine Unterscheidung der Prozesse ist allerdings nicht möglich.

Der Gasfluß hat nur einen leichten Einfluß auf die Rotation im Anoden-Kathoden-Bereich (\blacktriangle), wie in Abbildung 3.14 zu erkennen ist. Bei höherem Durchfluß wird die Rotationsgeschwindigkeit leicht abgesenkt. Im Targetraum (\blacklozenge) steigt die Rotationsfrequenz hingegen stark an. Die Ionen rotieren bei hohen Gasflüssen sogar schneller als im Anoden-Kathoden-Bereich.

Für einen korrekten Vergleich der Messungen im Anoden-Kathoden-Bereich (\blacktriangle) und im Targetraum (\blacklozenge) muß berücksichtigt werden, daß der Druck im Targetraum und in der Druckstufe nicht konstant bleibt. Die Druckvariation im Targetraum kann mit Hilfe der in Abbildung 3.13 dargestellten Ergebnisse korrigiert werden. Wie in Abbildung 3.14 zu

sehen ist, bleibt der Anstieg der Rotationsfrequenz dennoch erhalten. Dies läßt sich durch die unberücksichtigte Verringerung des Drucks in der Druckstufe verstehen.

3.2.2 Radiale Profile

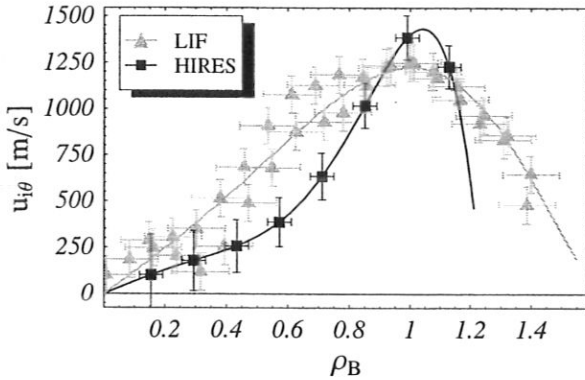


Abbildung 3.15.a: Die positive azimuthale Geschwindigkeit erreicht am Plasmarand ihr Maximum von $M_\theta \approx 0.6$. Die LIF-Ergebnisse (\blacktriangle) stimmen mit denen von HIRES (\blacksquare) überein.

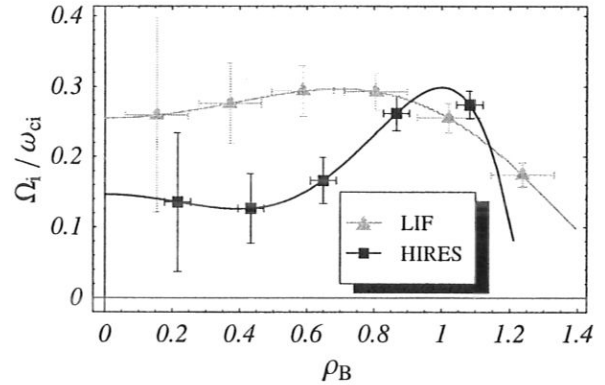


Abbildung 3.15.b: Das Plasma rotiert differentiell mit $\Omega_i / \omega_{ci} \approx 0.3$. In der Plasmamitte ist die Winkelgeschwindigkeit typischerweise etwas kleiner als am Rand.

Die Abbildung 3.15.a zeigt den typischen radialen Verlauf der azimuthalen Driftgeschwindigkeit im Targetraum (Regime A). Sie erreicht ihr Maximum von $M_\theta \approx 0.6$ an der LFS ($v_{th,i} \approx 2500$ m/s siehe Abbildung 3.30). Der negative Druckgradient am Plasmarand bewirkt gemäß Gleichung (3.2) eine Abbremsung der Rotation. Die Ergebnisse der HIRES (\blacksquare) stimmen mit den LIF-Messungen (\blacktriangle) überein.

Durch das leichte Hohlprofil im Plasmadruck (vergleiche Abbildungen 4.8 und 4.10 auf Seite 79) ist die Winkelgeschwindigkeit, wie in Abbildung 3.15.b zu sehen ist, an der LFS etwas höher als in der Plasmamitte. Die Winkelgeschwindigkeit liegt im PSI-1 typischerweise im Bereich von $0.1 < \Omega_i / \omega_{ci} < 0.5$. Der Meßfehler wird durch den konstanten Fehler der Geschwindigkeitsmessung $\Delta u_{i\theta} = \pm 75$ m/s bestimmt (siehe Anhang C).

Das radiale Geschwindigkeitsprofil hängt von den lokalen Profilen von $n_e \approx n_i$, T_e , T_i und E_r ab. Es ändert sich sowohl bei unterschiedlichen Entladungsbedingungen, wie anhand der Abbildungen 3.16.a und 3.16.b demonstriert wird, als auch entlang der Plasma-Achse (Abbildungen 3.17.a und 3.17.b). Die Rotationsgeschwindigkeit im Regime B ist trotz des niedrigeren Stromes höher als im Regime A (Abbildungen 3.16.a und 3.16.b). Im Regime B ist der Neutralgasdruck im Drift-Bereich, wie der Tabelle 3.2 zu entnehmen ist, niedriger. Der Anstieg der Rotationsgeschwindigkeit außerhalb der LFS ($\rho_B > 1$) ist ein Artefakt der Auswerteprozedur⁷ und darf nicht überinterpretiert werden.

⁷ Der Polynom-Fit für die Winkelgeschwindigkeit und die Iontemperatur ist mit dem Emissionsprofil gewichtet. Der Plasmarand ist dabei ein freier Parameter, der optimal gewählt werden muß. Dadurch kommt es am Rand zu verfälschten Ergebnissen. Die Güte der Randwerte kann den Meßdaten direkt entnommen werden, da hier keine Rekonstruktion notwendig ist.

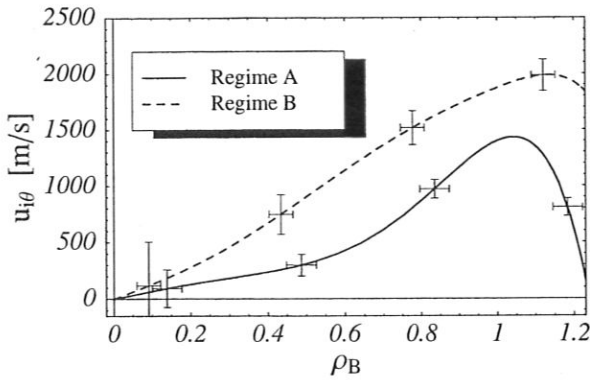


Abbildung 3.16.a: Der radiale Verlauf von $u_{i\theta}$ im Targetraum hängt von den Entladungsbedingungen ab (Regime A und B siehe Tabelle 3.2).

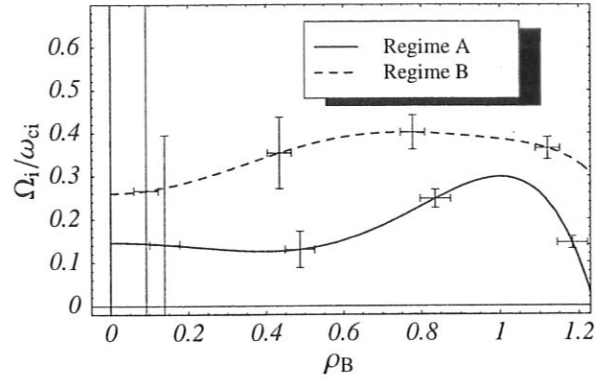


Abbildung 3.16.b: Das Maximum von Ω_i ist im Regime B nicht an der LFS.

Der Vergleich der Profile im Targetraum beim Regime B (Abbildungen 3.16.a und 3.16.b) mit den Profilen in der Druckstufe beim Regime A (Abbildungen 3.17.a und 3.17.b) läßt einen Einfluß des Neutralgases auf die Profilform vermuten. Im Regime B ist der Druck in der Druckstufe niedrig und die Profilform wird bei der Strömung des Plasmas aus der Anode zum Targetraum kaum verändert. Bei dem höheren Neutralgasdruck im Regime A wird das Profil verformt.

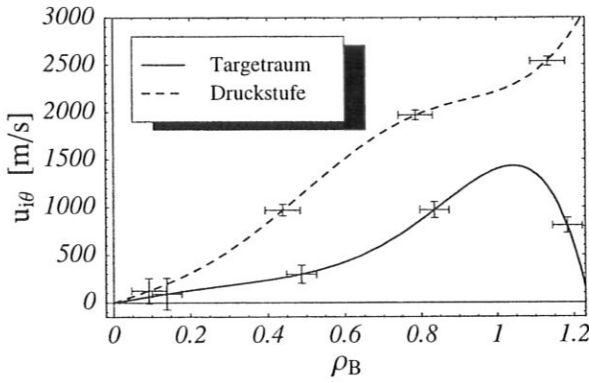


Abbildung 3.17.a: Entlang der Achse wird der radiale Verlauf von $u_{i\theta}$ leicht verformt. Die Rotationsgeschwindigkeit ist in der Druckstufe höher als im Targetraum.

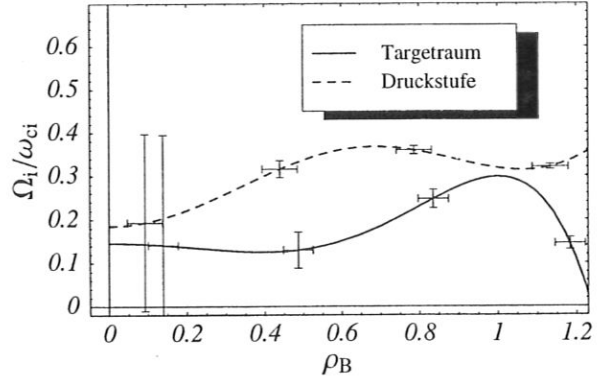


Abbildung 3.17.b: Die Winkelgeschwindigkeit in der Druckstufe (Regime A) ähnelt dem Verlauf im Regime B (Abbildung 3.16.b). Bezogen auf ω_{ci} rotiert das Plasma in beiden Bereichen gleich schnell.

Die elektrische Leitfähigkeit parallel zu \vec{B} ist hoch. In Argon beträgt sie unter den Bedingungen im Targetraum $\sigma_{\parallel} \approx 9 \cdot 10^3 (\Omega\text{m})^{-1}$. Die Leitfähigkeit $\perp \vec{B}$ ist nur $\sigma_{\perp} \approx 0.2 (\Omega\text{m})^{-1}$. Es ist anzunehmen, daß das Plasmapotential entlang der Flußflächen konstant bleibt. Die Verformung des Geschwindigkeitsprofils wird also durch den diamagnetischen Anteil der azimuthalen Geschwindigkeit verursacht. Bei der höheren Neutralgasdichte wird durch die vermehrten Stöße zwischen Ionen und Atomen der radiale Transport vergrößert. Dadurch ändert sich insbesondere das radiale Profil von n_i .

Die reine magnetische Abbildung der radialen Profile von E_r , $\partial_r n_i$ und $\partial_r T_i$ würde, da in diesem Fall $v^E \propto \sqrt{B}$, $v^D \propto 1/\sqrt{B}$ und $v^E > v^D$ wäre, zu einer schnelleren Rotation im Targetraum führen. Die im Vergleich zur Druckstufe langsamere Rotationsgeschwindigkeit im Targetraum ergibt sich durch den Drehimpulsverlust auf dem Weg von der Anode in Richtung Neutralisatorplatte. Daher unterscheidet sich die Rotationsgeschwindigkeit beim Regime B im Targetraum nur wenig von der im Regime A innerhalb der Druckstufe.

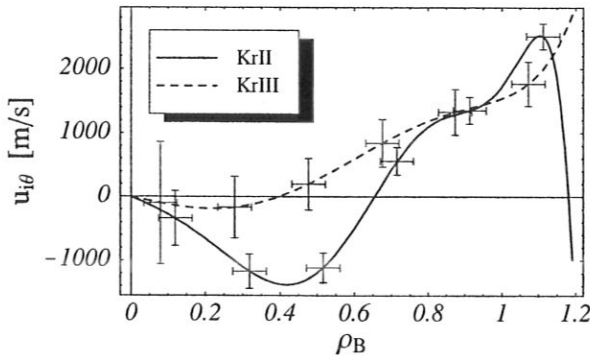


Abbildung 3.18.a: Die Rotation von KrII und KrIII (Druckstufe) unterscheidet sich stark. Die Richtung der Rotation der einfach geladenen Ionen dreht sich bei $\rho_B = 0.6$ um. Die Geschwindigkeit bleibt für beide Spezies Unterschall.

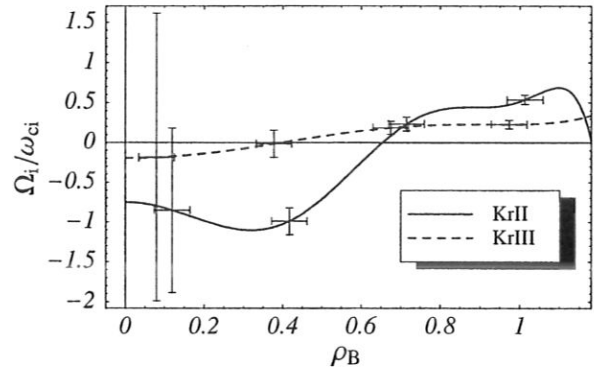


Abbildung 3.18.b: Die auf ω_{ci} -bezogene Rotationsgeschwindigkeit von KrIII ist langsamer als die des KrII. In der Plasmamitte ist die KrIII-Rotation nur schwach.

Interessant ist, daß sich in der Druckstufe die Rotation einfach und zweifach geladener Ionen, wie in den Abbildungen 3.18.a und 3.18.b am Beispiel Kr-Entladung (Tabelle 3.2) zu sehen ist, unterscheidet. Während KrIII am Rand mit einer Winkelgeschwindigkeit von $\Omega_i \approx \omega_{ci}/4$ positiv rotiert und die Rotation in der Mitte nur schwach ist, dreht sich die Richtung der Rotation in KrII bei etwa $\rho_B = 0.6$ um. Die Geschwindigkeiten bleiben immer unterhalb der thermischen ($M_\theta < 1$). Am Plasmarand rotieren beide Ionensorten mit der gleichen Geschwindigkeit. Ein Wechsel der Rotationsrichtung in der Plasmamitte wurde nur bei wenigen Entladungen beobachtet.

Die unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeit der beiden Ionensorten führt zu einer starken Reibung zwischen den einfach und zweifach geladenen Ionen, die zu einer Angleichung der Geschwindigkeit und Temperatur beider Ionensorten führt. Das Plasma strömt aber bereits mit einer Geschwindigkeit, die in der Größenordnung der Ionenschallgeschwindigkeit liegt, aus der Anode heraus [101]. Eine gleiche Geschwindigkeit und Temperatur ist nur zu erwarten, wenn die charakteristische Zeit für Stöße zwischen den beiden Ladungszuständen

$$\tau_{\alpha\beta} = \frac{3\mu_{\alpha\beta}m_\alpha(4\pi\epsilon_0)^2 \left(\frac{2k_B T_\alpha}{m_\alpha} + \frac{2k_B T_\beta}{m_\beta} \right)^{\frac{3}{2}}}{16\sqrt{\pi}Z_\alpha Z_\beta e^4 n_\beta \ln \Lambda} \quad (3.4)$$

($\mu_{\alpha\beta}$: reduzierte Masse und $\ln \Lambda \approx 10$: Coulomb-Logarithmus (B.16)) so kurz ist, daß das Plasma in dieser Zeit nur eine kleine axiale Strecke zurückgelegt hat. Dies ist nur für $\rho_B > 0.6$ erfüllt, was im Einklang mit den Messungen ist.

Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift muß für beide Ionensorten gleich sein. Die unterschiedliche Geschwindigkeit entsteht durch den diamagnetischen Anteil der azimuthalen Strömungsgeschwindigkeit. Die in Abbildung 3.4 gezeigten Emissivitäten weisen aber keine Anzeichen unterschiedlicher radialer Profile der Ionendichten auf. Eine Abschätzung der Dichte von KrII und KrIII aus den gemessenen Profilen von n_e und T_e mit Hilfe der Ionisationsraten [51] ist durch die vereinfachende Annahme gleicher Einschlußzeit für beide Ionensorten und Vernachlässigung höherer Ionisationszustände zu ungenau, um den radialen Verlauf der Dichten wiederzugeben. Daher läßt sich der diamagnetische Anteil der Rotation nicht berechnen.

3.2.3 Massenabhängigkeit

In Abbildung 3.19 sind die Frequenzbereiche der Ionenrotation für die verschiedenen Gasarten doppeltlogarithmisch dargestellt. Die vertikalen Balken markieren die Bereiche der bei verschiedenen Entladungsbedingungen gemessenen Frequenzen. Sie entsprechen nicht dem Fehler. Es wurden unterschiedliche funktionale Abhängigkeiten für die Masse an die Daten angepaßt. Die Funktion $f_{\text{rot}} = C_0 + C_1/m_i$ liefert das beste Ergebnis. Als reines Potenzgesetz ergäbe sich $f_{\text{rot}} \propto m_i^{6/7}$. Die MHD-Beschreibung läßt ein Verhalten $f_{\text{rot}} \propto m_i^{-1/2}$ oder sogar $f_{\text{rot}} \propto m_i^{-1/4}$ erwarten (siehe Abschnitt 6.3). Ein solches Verhalten ist nicht konsistent mit den Meßdaten.

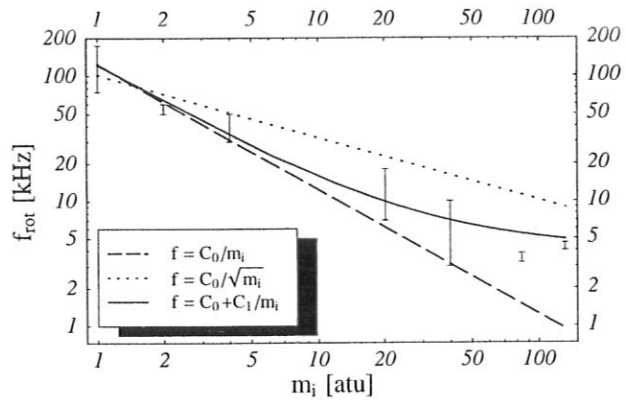


Abbildung 3.19: Rotationsfrequenz als Funktion der Ionenmasse. Die Frequenzbereiche für verschiedene Entladungsbedingungen sind durch Balken gekennzeichnet. Ein funktionaler Verlauf gemäß $f_{\text{rot}} = C_0 + C_1/m_i$ paßt am besten zu den Daten.

Die Untersuchung der Massenabhängigkeit wird durch die unterschiedlichen Entladungsbedingungen der verschiedenen Gasarten erschwert. Ein direkter Vergleich ist nur zwischen Wasserstoff- und Deuteriumentladungen möglich. Die Entladungsbedingungen für die beiden Wasserstoffisotope sind sehr ähnlich. Zudem wird eine Interpretation durch den großen Massenunterschied erleichtert.

Eine Deuteriumentladung wurde ohne Anpassung von I_{AK} , p_{K} , p_{DS} und p_{T} kontinuierlich, bei gleichbleibenden Gesamtdurchfluß, in eine Wasserstoffentladung überführt (siehe Tabelle 4.1 auf Seite 82), um die Massenabhängigkeit der Ionenrotation zu bestimmen. Die Messung der Balmer- α und Balmer- β Emission im Targetraum erfolgte bei einer reinen Deuteriumentladung, dem Mischungsverhältnis $\text{H}_2 : \text{D}_2 = 1 : 1$ und einer reinen Wasserstoffentladung. Die Elektronenparameter bleiben, wie in den Abbildungen 4.14 und 4.15 (Seite 83) zu erkennen ist, unverändert.

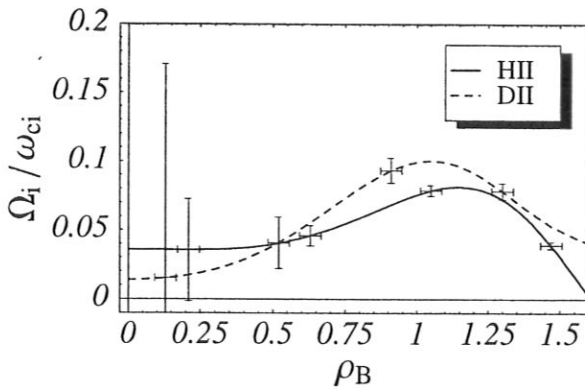


Abbildung 3.20.a: Die normierte Winkelgeschwindigkeit Ω_i/ω_{ci} der Protonen und Deuteronen. Die maximale Winkelgeschwindigkeit liegt in beiden Fällen bei $\Omega_i \approx 0,08 \omega_{ci}$.

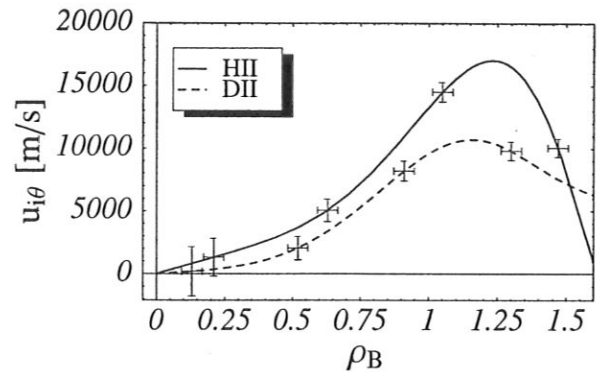


Abbildung 3.20.b: Die Rotationsgeschwindigkeit der Protonen ist etwa doppelt so hoch wie die der Deuteronen. Das Geschwindigkeitsmaximum liegt etwas außerhalb der LFS ($\rho_B \approx 1,2$).

Der in Abbildung 3.20.a gezeigte Vergleich der normierten Winkelgeschwindigkeit Ω_i/ω_{ci} in den reinen H_2 - und D_2 -Entladung (Targetraum) zeigt, daß die Rotationsfrequenz invers proportional zur Ionenmasse ist. Im Rahmen der Fehler unterscheiden sich die gezeigten radialen Verläufe nicht. Dementsprechend ist die azimutale Geschwindigkeit (Abbildung 3.20.b) der Protonen etwa doppelt so hoch wie die der Deuteronen. Auffällig ist, daß die maximale Winkelgeschwindigkeit mit $\Omega_i \approx 0,08 \omega_{ci}$ deutlich unter der in Edelgasen gemessenen liegt (siehe Abbildung 3.21.a). Die maximale Geschwindigkeit von $M_\theta \approx 0,4$ wird außerhalb der LFS erreicht. In der Mischentladung rotieren beide Ionensorten mit der gleichen Geschwindigkeit. Dies ergaben auch Messungen der HeII- und ArII-Rotation an einer Heliumentladung, der 10% Argon beigemischt war⁸. Ein solches Ergebnis spricht für eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift der Ionen im Drift-Bereich (vergleiche Abschnitt 6.4).

Die Plasmen der schweren Edelgase Argon, Krypton und Xenon unterscheiden sich (siehe Tabelle 3.2) nur geringfügig. Dies gilt besonders für Argon- und Krypton-Entladungen. Erwartungsgemäß unterscheidet sich das radiale Profil der normierten Winkelgeschwindigkeit Ω_i/ω_{ci} (Abbildung 3.21.a) von ArII und KrII nicht. Die Xe-Ionen rotieren aber mit einer fast doppelt so hohen Winkelgeschwindigkeit als erwartet. Xenon unterscheidet sich auch in der Emission von Argon und Krypton (siehe Abbildung 3.5).

Der radiale Verlauf ist in allen drei Entladungen gleich. Nur am Rand weicht die Rotation von der eines starren Körpers ab. Dies ist verständlich, da bei den großen Gyrationenradien der schweren Edelgase ein flaches Ionendruckprofil zu erwarten ist. ArII und XeII rotieren am Plasmarand mit etwa $M_\theta = 0,7$, während KrII mit etwa $M_\theta = 0,5$ deutlich langsamer ist. Die Geschwindigkeit bleibt damit in allen drei Gasen unterhalb der Thermischen.

⁸Eine höhere Argonkonzentration führt zu einer Änderung der Entladungsbedingungen, die näher an denen der reinen Ar-Entladung liegen. Eine Ionisation von Helium ist in solch einer „kalten“ Entladung kaum möglich.

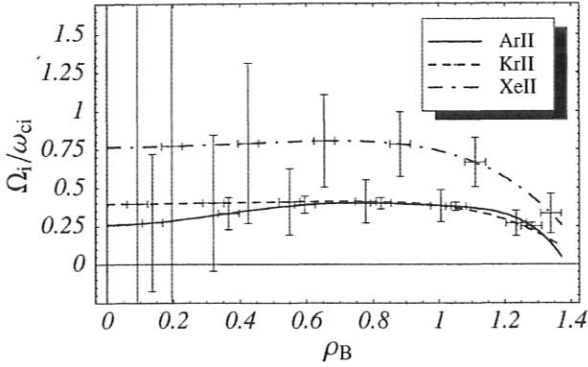


Abbildung 3.21.a: Die normierte Winkelgeschwindigkeit Ω_i/ω_{ci} von ArII und KrII ist bei ähnlichen Entladungsbedingungen gleich (vergleiche Abbildung 3.20.a). XeII rotiert deutlich schneller als erwartet.

Durch die empirisch gefundenen Relation für die Winkelgeschwindigkeit

$$\Omega_i = f(T_i, n_i) \frac{I_{AK} B_z}{n_0 m_i}, \quad (3.5)$$

die noch schwach von T_i und n_i abhängen kann, läßt sich die spektroskopisch bestimmte Rotation an der LFS ($\rho_B = 1$) für alle Entladungsgase vergleichen. Wie in Abbildung 3.22 zu sehen ist, ergibt sich für Ne, Ar und Kr ein konstanter Wert ($\Omega_i/\omega_{ci} \approx 0.4$). Wasserstoff und Deuterium liegen darunter. Eine verbleibende systematische Abhängigkeit, z.B. von T_i ist nicht zu erkennen (vergleiche Abbildung 3.34). Die Beziehung (3.5) läßt sich durch die Bilanz des Gesamtdrehimpulses verstehen (Abschnitt 6.2.1). Diese sehr einfache Betrachtung gibt aber keinen Aufschluß über die wirkliche Ursache der Rotation.

Ebenfalls in die Abbildung 3.22 eingetragen, ist die nach Gleichung (6.30) (Seite 109) aus der Theorie von Janssen [61] berechnete $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift. Die Rotationsgeschwindigkeit hängt nach dieser Theorie empfindlich von T_e ab. Die im Targetraum gemessenen mittleren Temperaturen wurden gemäß $T_e^{(AK)} = 2T_e^{(T)}$ (a) und $T_e^{(AK)} = 4T_e^{(T)}$ (b) (vergleiche Kapitel 4) umgerechnet. Die experimentell gefundene Massenabhängigkeit wird von der Theorie nicht wiedergegeben. Im Abschnitt 6.3 wird erörtert, daß eine Flüssigkeitsbeschreibung für den Quellbereich des PSI-1 nicht angemessen ist. Die Rotation entsteht, wie im Abschnitt 6.4 gezeigt wird, durch die Teilchenverluste innerhalb der Anode.

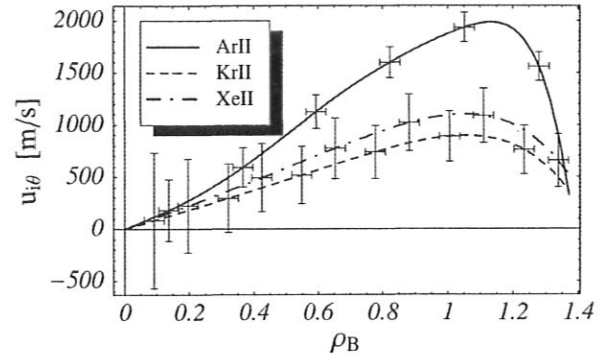


Abbildung 3.21.b: Trotz der um das 1.6-fache höheren Masse ist die Rotationsgeschwindigkeit von XeII etwas höher als die von KrII. In allen Gasen blieb $M_{\theta} < 1$.

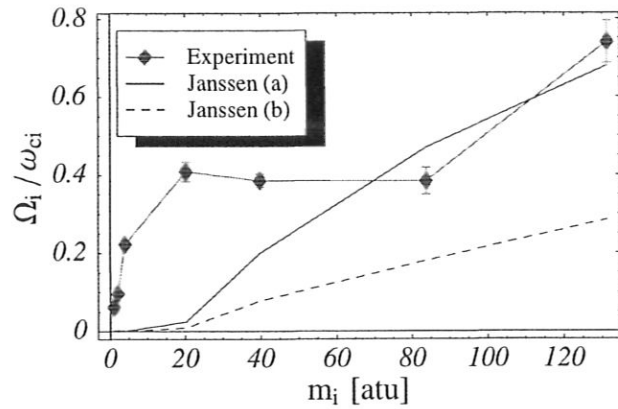


Abbildung 3.22: Der empirisch korrigierte (siehe Text) Wert von $\Omega_i(LFS)/\omega_{ci}$ (\blacklozenge) zeigt eine verbleibende Massenabhängigkeit. Die stark von T_e abhängende Theorie von Janssen [61] (a: $T_e^{(AK)} = 2T_e^{(T)}$; b: $T_e^{(AK)} = 4T_e^{(T)}$) kann den Verlauf nicht beschreiben.

3.3 Experimentelle Befunde zur Ionentemperatur

Die Ionen besitzen im PSI-1 in guter Näherung eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung (B.1). Das spektrale Profil der Ionen-Emission sollte demnach, wie im Abschnitt 2.1.2 erläutert wurde, für jede Zeeman-Komponente ein mit dem Apparateprofil gefaltetes Gauß-Profil⁹ ergeben. Die Abbildung 3.23 zeigt eine typische Messung an ArII. Ebenfalls eingezeichnet ist das Entfaltungprofil, das gefilterte Profil (siehe Anhang C.1) und das entfaltete Profil, sowie das angepaßte Gauß-Profil (Gleichung (2.11)). Das effektive Entfaltungprofil entsprach einem

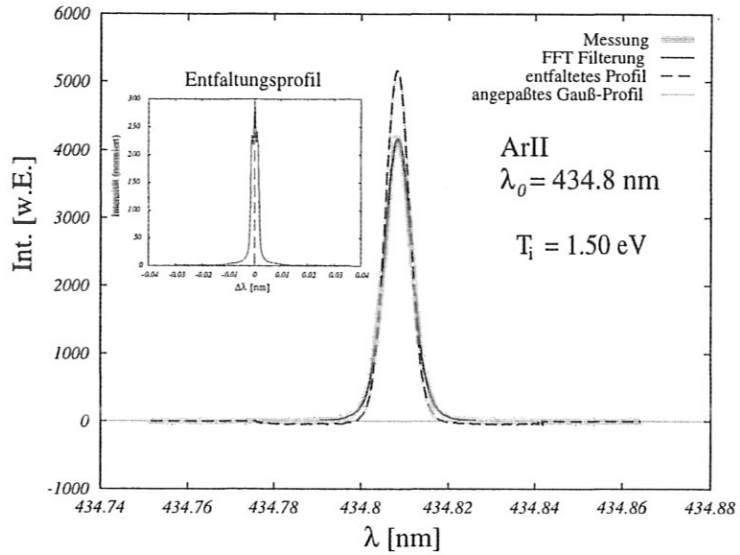


Abbildung 3.23: Typisches spektrales Profil der ArII-Emission bei $\lambda_0 = 434.8$ nm mit den Auswerteschritten (siehe Text) und dem effektiven Entfaltungprofil.

Lorentz-Profil der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^A = 1.36$ pm für jede der 18 Zeeman-Komponenten, deren maximaler Abstand $\Delta\lambda_{Z,\text{max}} = 1.7$ pm beträgt. Die Abweichungen von der Maxwellverteilung sind unterhalb der Meßgenauigkeit. Aus der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^D \approx 6.51$ pm ergibt sich gemäß Gleichung (2.12) die Temperatur von $T_i = 1.50$ eV.

Für die im PSI-1 typischen Plasmaparameter werden die Ionen vornehmlich durch Stöße mit den Elektronen geheizt. Der Energieübertrag zwischen maxwellisierten Elektronen und Ionen läßt sich nach Braginskii [16] durch

$$Q_i = 3 \frac{m_e n_e}{m_i \tau_{ei}} k_B (T_e - T_i) \quad (3.6)$$

berechnen. Ein Maß für die dadurch erreichbaren Ionentemperaturen ist der Vergleich der Equilibrierungszeit [3, 54] für zwei Maxwell-verteilte geladenen Teilchensorten

$$\tau_{\alpha\beta}^{(\text{eq})} = \frac{3m_\alpha m_\beta (4\pi\epsilon_0)^2}{8\sqrt{2\pi} n_\beta Z_\alpha Z_\beta e^4 \ln \Lambda} \left[\frac{k_B T_\alpha}{m_\alpha} + \frac{k_B T_\beta}{m_\beta} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (3.7)$$

mit der Energie-Einschlußzeit $\tau_\alpha^{(\text{ec})}$, die im Plasmagenerator durch die axiale Flugzeit $\tau_F \approx c_s L$ abgeschätzt werden kann. Für eine typische Ar-Entladung ist die Ionen-Elektronen-Equilibrierungszeit, mit $\tau_{ie}^{(\text{eq})} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ s im Anoden-Kathoden-Bereich und $\tau_{ie}^{(\text{eq})} \approx 2 \cdot$

⁹Genauer ergibt sich wegen der anderen Verbreiterungsmechanismen normalerweise ein Voigt-Profil (Faltung eines Lorentz-Profiles mit einem Gauß-Profil). Der Lorentz-Anteil kann im PSI-1 vernachlässigt werden.

10^{-4} s im Targetraum, kürzer als die axiale Flugzeit $\tau_F \approx 7 \cdot 10^{-4}$ s. Die Ionen- und Elektronentemperatur liegt dementsprechend in der selben Größenordnung.

Bei manchen Entladungen konnten Ionentemperaturen gemessen werden, die oberhalb von T_e liegen. Dazu müssen die Ionen durch andere Mechanismen als Elektronen-Ionen-Stöße geheizt werden. Eine Möglichkeit ist die Dissipation der kinetischen Rotationsenergie der Ionen durch Viskosität, Fluktuationen [38, 95, 96, 53] oder Neutralgas-Reibung [2] in thermische Energie ($m_i u_{i\theta}^2/2 \approx 3k_B T_i/2$). In Penning-Entladungen können auf diese Weise Ionentemperaturen von einigen keV erzeugt werden [94, 97].

Die im Abschnitt 3.2 (Seite 51) beschriebenen Experimente lieferten neben der Rotation auch die Temperatur der Ionen. Im folgenden werden nur die Resultate dieser Messungen diskutiert. Auf die Durchführung der Experimente wurde bereits dort eingegangen.

3.3.1 Abhängigkeit von den äußeren Parametern

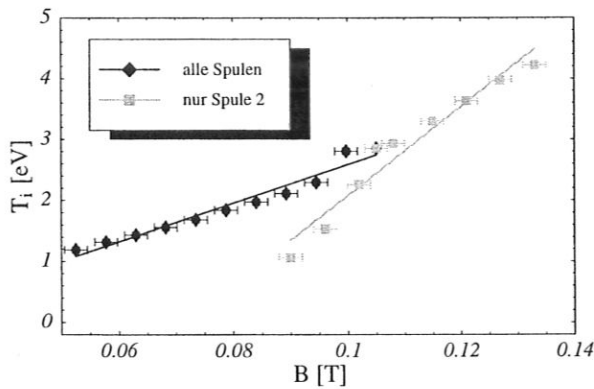


Abbildung 3.24.a: Die Ionentemperatur nimmt proportional zu B (\blacklozenge) zu. Das Ablösen der Feldlinien von der Anode (\blacksquare) bewirkt eine effektivere Heizung der Ionen.

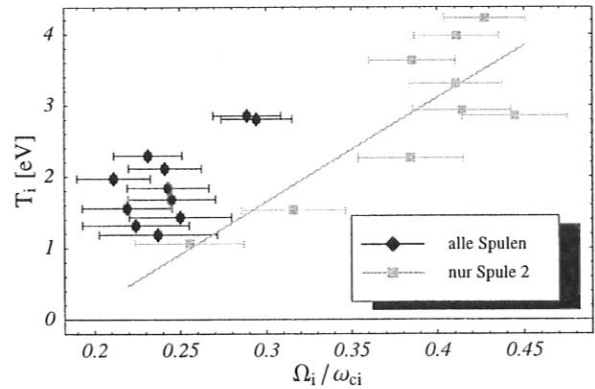


Abbildung 3.24.b: Bei der Variation der Krümmung des Magnetfeldes (\blacksquare) nimmt T_i proportional zur normierten Winkelgeschwindigkeit Ω_i/ω_{ci} zu. Bei alleiniger Änderung der Magnetfeldstärke (\blacklozenge) kann keine Abhängigkeit festgestellt werden.

Ein stärkeres Magnetfeld führt zu einem besseren radialen Einschluß des Plasmas. Dadurch wird, wie in Abbildung 3.24.a zu sehen ist, eine höhere Ionentemperatur erreicht. T_i ist in guter Näherung proportional zu B . Durch den besseren radialen Einschluß wird die Dichte des Plasmas erhöht und damit die Stoßzeit zwischen Elektronen und Ionen verringert. Die Equilibrierungszeit wird verkürzt ($k_B T_e/m_e \gg k_B T_i/m_i$).

Die Ionen werden effektiver geheizt, wenn neben der Magnetfeldstärke (\blacklozenge) auch der Winkel verändert wird mit dem die Feldlinien die Anode schneiden (\blacksquare) (siehe Abschnitt 3.2.1). In diesem Fall ist die Zunahme von T_i proportional zur normierten Winkelgeschwindigkeit Ω_i/ω_{ci} , wie in der Abbildung 3.24.b anhand der Messung (\blacksquare) demonstriert wird. Bei

alleiniger Änderung der Magnetfeldstärke (\blacklozenge) ist keine Korrelation zu erkennen. Die maximal erreichte Ionentemperatur ist bei der Messung (\blacksquare) mit $T_i = 4.2$ eV deutlich höher als $T_e \approx 2.5$ eV. Dies kann nur durch einen zusätzlichen Heizmechanismus erreicht werden. Die Korrelation zu Ω_i/ω_{ci} spricht für die bereits erwähnte Dissipation der kinetischen Rotationsenergie. Eine Trennung der beiden Heizmechanismen: Elektronenstoß und Rotation, ist nicht möglich. Die starke Korrelation zwischen T_e und T_i in Entladungen verschiedener Arbeitsgase (Abschnitt 3.3.3) zeigt, daß der Energieübertrag zwischen Elektronen und Ionen – unter normalen Bedingungen – den *wesentlichen* Beitrag zur Ionentemperatur liefert.

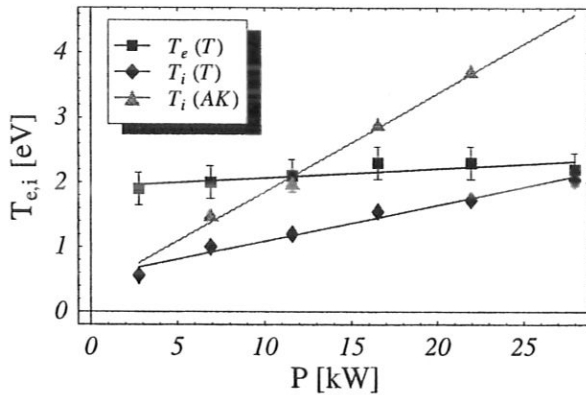


Abbildung 3.25: Elektronen- (\blacksquare) und Ionentemperatur ($\blacklozenge, \blacktriangle$) sind proportional zur Entladungsleistung ($p_K = 1.0$ Pa). Der Energieverlust der Ionen nimmt auf dem Weg zum Targetraum mit wachsendem T_i zu.

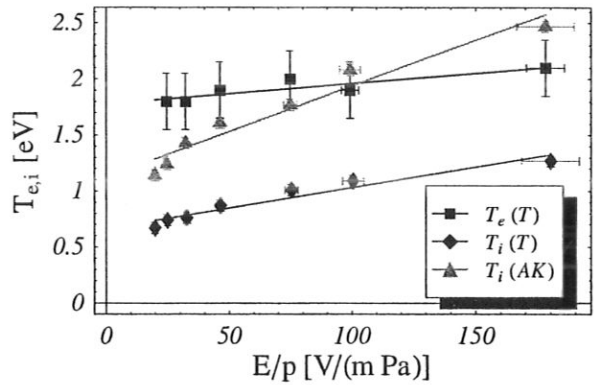


Abbildung 3.26: Die Erhöhung von U_B durch Verringerung des Drucks p_K führt zu einer Zunahme von T_i ($\blacklozenge, \blacktriangle$). T_e (\blacksquare) steigt kaum an ($I_{AK} = 300$ A).

Mit wachsendem Leistungseintrag steigt die Plasmadichte (vergleiche Abschnitt 4.1), T_e nimmt aber kaum zu. Dadurch verringert sich die Equilibrierungszeit zwischen Elektronen und Ionen. Die Temperatur der Ionen (\blacklozenge) im Targetraum nähert sich, wie in Abbildung 3.25 zu sehen ist, T_e immer mehr an. Bei maximaler Entladungsleistung gilt im Targetraum: $T_i \approx T_e$. Auch im Anoden-Kathoden-Bereich nimmt T_i (\blacktriangle) linear zu. Dort ist die Ionentemperatur deutlich höher als im Targetraum

Die Differenz der Ionentemperatur zwischen Quellbereich (AK) und Targetraum (T) wird mit zunehmender Leistung immer größer, obwohl die Heizleistung der Elektronen auf die Ionen (Gleichung (3.6)) mit zunehmender Dichte größer wird ($Q_i \propto n_e^2$). Der mittlere Gyrationradius, $\rho_i = v_{th,i}/\omega_{ci}$, liegt bei Argonentladungen im Bereich von ein bis zwei Zentimetern. Damit erreicht er die Größenordnung des Anodenradius ($r_{A,min} = 0.024$ m). Der hochenergetische Teil der Maxwellverteilung der Ionen gyriert gegen die Wand und geht verloren. Die Anode wirkt als Energiefilter. Dieser Effekt wird im Abschnitt 6.4 genauer betrachtet. Mit steigender Temperatur im Quellbereich werden die Verluste in der Anode immer größer. Dies wird von den Messungen bestätigt.

Auch wenn der Leistungseintrag nur über die Brennspannung erhöht wird, wie bei der in Abbildung 3.26 dargestellten Messung, wird der erhöhte Energieeintrag in Ionentemperatur

Die Temperatur der Elektronen (■) ändert sich kaum durch die höhere Neutralgasdichte. Durch die hohe parallele Wärmeleitfähigkeit ($\kappa_{e||}^{(Ar)} = 3 \cdot \dots \cdot 30 \text{ W/(Km)}$) können die Elektronen isotherm behandelt werden. Außerdem ist durch den großen Massenunterschied der Energieverlust der Elektronen bei Stößen mit Atomen gering.

Die Abbildung 3.29 macht deutlich, daß der Gasfluß keinen Einfluß auf die Ionentemperatur hat. Bei hohem Gasfluß muß im Drift-Bereich überproportional gepumpt werden, damit der Druck im Anoden-Kathoden-Bereich konstant bleibt. Die Messung muß gemäß der in Abbildung 3.28 gezeigten Abhängigkeit korrigiert werden. Der Anstieg von T_i im Targetraum (◆) wird allein durch das Absinken von p_T verursacht. Die leichte Zunahme von T_e (■), die auch schon in Abbildung 3.28 zu sehen war, entsteht durch die abnehmende Temperaturdifferenz zwischen Ionen und Elektronen. Dadurch geben die Elektronen gemäß Gleichung (3.6) weniger Energie pro Zeiteinheit an die Ionen ab. Ein Einfluß des Durchflusses durch die Anlage auf den Energiehaushalt des Plasmas ist auch nicht zu erwarten, da sich die Dichte der Neutralteilchen in den einzelnen Bereichen nicht ändern sollte. Das Experiment zeigt aber, daß dies im PSI-1 nicht realisiert werden kann, weshalb der Gasfluß über die Druckbilanz den Energietransport beeinflusst.

3.3.2 Radiale Profile

Die Abbildung 3.30 zeigt den Vergleich des mit HIRES (■) und LIF (▲) gemessenen T_i -Profils im Targetraum. Beide Diagnostiken zeigen einen flachen Verlauf der Ionentemperatur. Die mit LIF ermittelten Werte sind bis zu fünf mal so hoch als die der Emissionsspektroskopie und liegen über der Elektronentemperatur von $T_e = 2.2 \text{ eV}$. Die Diskrepanz ist bereits an den Rohdaten am Plasmarand zu erkennen. Dort ist die Emission (siehe Abbildung 3.1) besonders hoch und die Fehler der Emissionsspektroskopie am kleinsten. Eine starke Emission aus Plasmabereichen mit niedrigem T_i könnte zu einer scheinbar kleineren Halbwertsbreite der liniengemittelten Emission führen als es der lokalen Temperatur entspräche. Die gemessenen Profile am PSI-1 schließen dies jedoch aus.

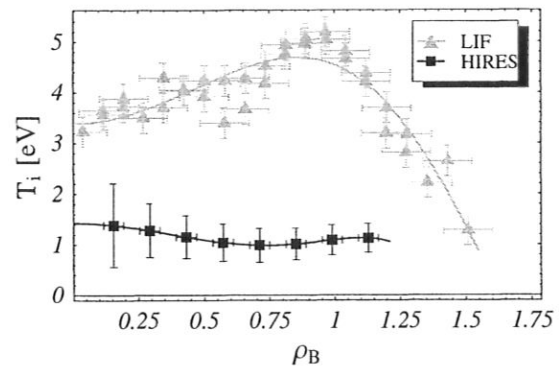


Abbildung 3.30: Der radiale Verlauf von T_i ist flach. Die Messungen LIF (▲) und HIRES (■) stimmen nicht überein ($T_e \approx 2 \text{ eV}$).

Die im Abschnitt 2.1.4 diskutierte Sättigungsverbreiterung kommt als Ursache für die überschätzte Temperatur der LIF-Messungen in Frage. Die diesbezüglich durchgeführten Experimente zeigen allerdings *keine* Anzeichen von einer Sättigung des Pump-Übergangs [101] bei der verwandten Intensität von $I_{\text{las}} = 3.2 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$ ($E_{\text{las}} = 0.05 \text{ mJ}$: Laserenergie).

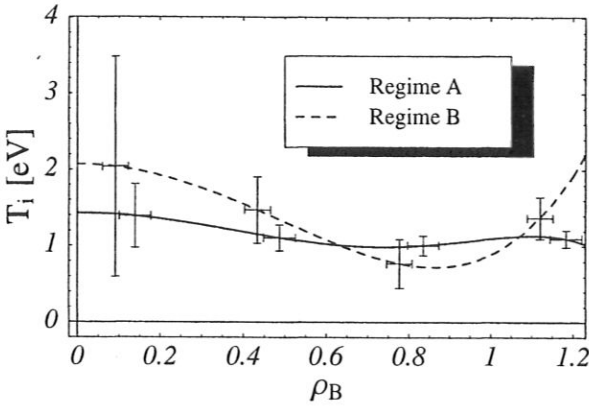


Abbildung 3.31: Der radiale Verlauf der Ionentemperatur hängt nicht stark von den Entladungsbedingungen ab (Regime A und B siehe Tabelle 3.2).

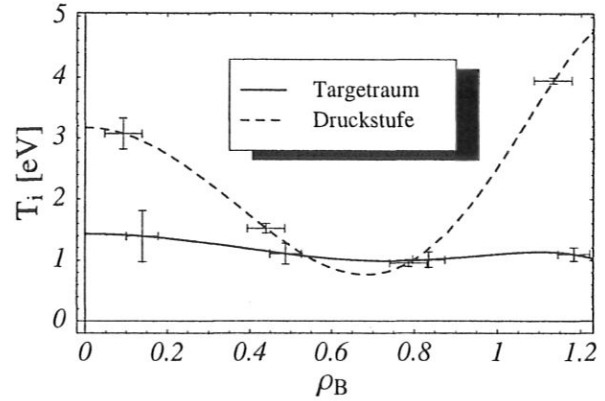


Abbildung 3.32: Auf dem Weg von der Druckstufe zum Targetraum werden die im Regime A gemessenen Profile deutlich flacher.

Nach einer Arbeit von Goeckner et.al. [45], die das entsprechende Niveau-System theoretisch behandelt, müßte bei einer Ionentemperatur von $T_i = 1$ eV bereits bei Laserintensitäten von $I_{\text{las}}^{\text{theo.}} = 10^5$ W/m² eine Sättigungsverbreiterung auftreten. Die benutzte Laserintensität sollte demnach zu einer Überschätzung von T_i um etwa einen Faktor zwei führen. Die Besetzung des oberen Pump-Zustandes durch Elektronenstoßanregung verschiebt die kritische Laserintensität zum Erreichen der Sättigung zu niedrigeren Werten.

Bislang war keine Wiederholung der LIF-Messungen am PSI-1 möglich. Die Untersuchung der Dopplerverbreiterung von ArI in einer „kalten“ HF-Entladung¹⁰ konnten den Widerspruch zwischen den Diagnostiken nicht ausräumen. Aus technischen Gründen konnte die Laserintensität nur bis auf $I_{\text{las}} = 1.9 \cdot 10^6$ W/m² reduziert werden. Eine weitere Reduzierung der Laserleistung wäre aber nötig gewesen, um experimentell eine Sättigungsverbreiterung auszuschließen. Auch die Abschätzung des Sättigungsparameters¹¹ $S = u_{\nu, \text{las}}(B_{ij} + B_{ji}) / \sum_k A_{jk} \approx 30$, der das Verhältnis der Pumprate zur Relaxationsrate für den oberen Zustand angibt [26], bestätigt, daß noch Sättigungseffekte zu erwarten sind. Erneute Messungen mit LIF, die derzeit durchgeführt werden, sollen diese Diskrepanz aufklären.

Der radiale Verlauf im Targetraum hängt, wie in Abbildung 3.31 zu sehen ist, nicht signifikant von den Entladungsbedingungen (siehe Tabelle 3.2) ab. Im Rahmen der Fehler sind die Profile gleich. Ein Hohlprofil in der Emission führt typischerweise zu einer Überschätzung der Temperatur in der Plasmamitte (siehe Anhang C.2), so daß die hohe Temperatur im Plasmazentrum nicht überinterpretiert werden darf. Die mittlere Temperatur im Regime B ist, trotz des niedrigen Entladungsstroms, etwas höher als im Regime A. Der höhere Neutralgasdruck im Regime A kühlt die Ionen stark ab. Außerdem wird der radiale Transport erhöht, so daß das sehr flache Profil im Targetraum verständlich ist.

Der Einfluß des Neutralgases auf das radiale T_i -Profile wird in Abbildung 3.32 noch deut-

¹⁰Parameter: $p_{\text{Ar}} = 300$ Pa, $f_{\text{HF}} = 27.12$ MHz und $P_{\text{HF}} < 400$ W

¹¹Die Gleichung (2.42) entspricht der Bedingung $S \ll 1$.

licher. In der Druckstufe weist der radiale Verlauf der Ionentemperatur ein Minimum bei $\rho_B = 0.7$ auf, das im Targetraum nicht mehr zu finden ist. Auch der Anstieg im Außenbereich ($\rho_B > 1$) darf nicht überinterpretiert werden (siehe dazu Fußnote 7 auf Seite 57)

Die Ionen können nicht wie die Elektronen als isotherm betrachtet werden. Die parallele Wärmeleitung $\kappa_{i,\parallel}^{\text{Ar}} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ W}/(\text{mK})$ der Ionen ist schlecht. In erster Näherung ist eine adiabatische Betrachtung, ähnlich der im Anhang D.1 für die Durchströmung der Anode diskutierten, angemessener. Das Magnetfeld entspräche hierbei der Anodenkontur. Die Ionentemperatur nähme dementsprechend, wie B2-EIRENE Modellierungen [63] bestätigen, unterhalb der Spulen durch die magnetische Komprimierung des „Ionengases“ zu. Dies führt dazu, daß T_i trotz des stetigen Energiegewinns durch die Elektronen entlang der Achse stark schwankt. Durch die schlechte Bindung der Ionen an das Magnetfeld und die großen Gyrationenradien wird der konvektive Energietransport senkrecht zu \vec{B} erhöht. Die Ionentemperaturprofile sind daher flacher als die T_e -Profile (siehe Abschnitt 4.2).

Der Verlauf der Temperatur der einfach und zweifach geladenen Ionen sieht, wie in Abbildung 3.33 am Beispiel eines Kr-Plasmas zu sehen ist, prinzipiell recht ähnlich aus. Dennoch weisen die KrIII-Ionen in der Plasmamitte eine deutlich höhere Temperatur auf als die KrII-Ionen. Im dichten Teil des Plasmas nahe der LFS haben beide Spezies die gleiche Temperatur. Auch hier existiert ein Minimum im Temperaturprofil bei $\rho_B \approx 0.7$.

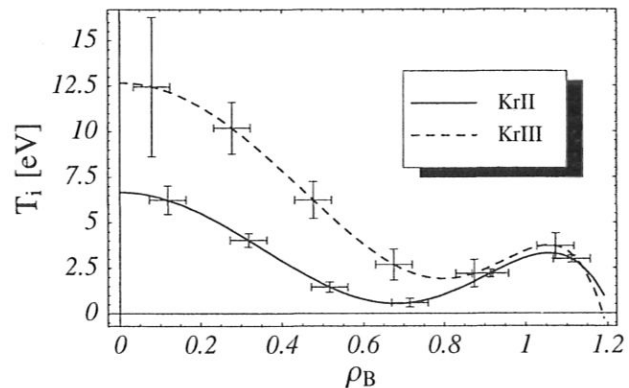


Abbildung 3.33: Die radialen T_i -Profile von KrII und KrIII weichen in der Druckstufe für $\rho_B < 0.75$ voneinander ab.

Die Messungen wurden in der Druckstufe direkt hinter der Anode durchgeführt. Wie bereits am Ende des Abschnitts 3.2.2 diskutiert wurde, sind die beiden Ionensorten im Plasmainternen noch nicht im Gleichgewicht. Die Elektronentemperatur weist nahe der LFS ein Maximum auf. Die Ionen werden hier durch die Elektronen geheizt.

In der Plasmamitte sind aber die Gyrationenverluste innerhalb der Anode kleiner (siehe Abschnitt 6.4). Hierdurch könnte das beobachtete Minimum entstehen. Eine genauere Analyse ist nur bei Kenntnis des radialen elektrischen Feldes und der Profile von n_e und T_e auch innerhalb der Anode möglich. Im Inneren der Anode können die Plasmamaparameter bislang aber nicht bestimmt werden. Außerdem erschweren evtl. transiente Effekte die Analyse, da das Plasma nach der starken „Störung“ durch die Anode noch nicht relaxiert ist.

3.3.3 Massenabhängigkeit

Mit zunehmender Masse der Ionen wird der Energieübertrag eines Elektrons auf ein Ion kleiner. Dementsprechend nimmt, wie der Gleichung (3.6) zu entnehmen ist, die Heizleistung der Elektronen mit zunehmender Ionenmasse ab ($Q_i \propto m_i^{-2}$). Für die Ionen der leichteren Edelgase läßt sich eine Abnahme der Iontemperatur experimentell nachweisen (siehe Abbildung 3.34). Die Ionen der schweren Edelgase haben annähernd die gleiche Temperatur. Auch die Elektronendichte und -temperatur ist ähnlich.

Auffallend ist, daß die Elektronen- und Iontemperatur dem gleichen Verlauf folgen. Der Verlauf von T_e ist, mit dem im Abschnitt 6.1 diskutierten Modell für den Anoden-Kathoden-Bereich des Plasmagenerators zu beschreiben. Die theoretisch berechnete Kurve ist ebenfalls in Abbildung 3.34 eingezeichnet (vergleiche Abbildung 6.7). Die Ionen werden demnach im wesentlichen durch Elektronenstöße geheizt.

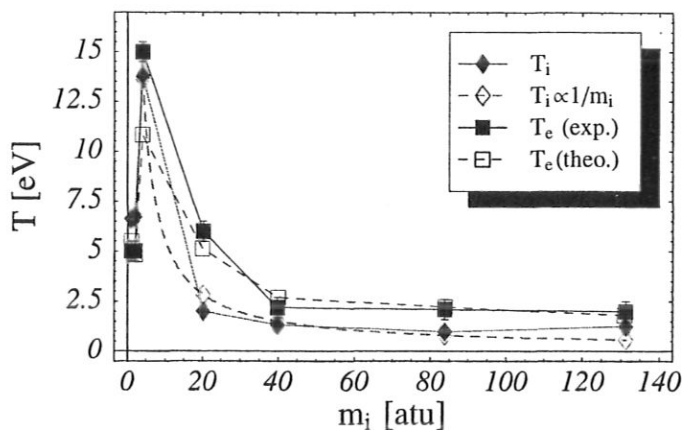


Abbildung 3.34: Vergleich der Ionen- (\blacklozenge) und Elektronentemperatur (\blacksquare) in Entladungen verschiedener Gasarten. Die Iontemperatur ist stark an die Temperatur der Elektronen gekoppelt.

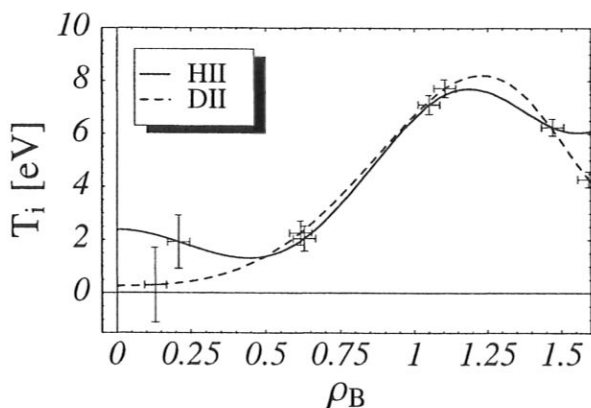


Abbildung 3.35: Das Profil der Wasserstoff- und Deuteriumionen im Targetraum ist unter ähnlichen Entladungsbedingungen annähernd gleich. Es weist ein Maximum am Plasmarand auf.

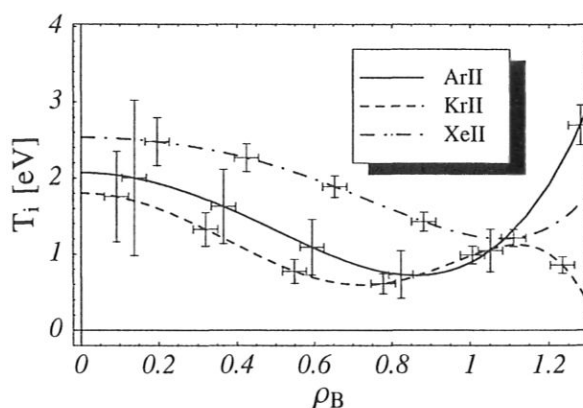


Abbildung 3.36: Der radiale Verlauf der Temperatur von ArII, KrII und XeII im Targetraum ist ähnlich. XeII hat trotz der größeren Masse eine höhere Temperatur als ArII und KrII.

Die in Abbildung 3.35 dargestellte Messung bestätigt, daß die Iontemperatur stark an die Elektronentemperatur gekoppelt ist. Wasserstoff- und Deuteriumionen haben in ähnlichen Entladungen die gleiche Temperatur (vergleiche Abbildung 4.14). Das T_i -Profil ist hohl.

Damit unterscheidet sich der radiale Verlauf von T_i deutlich von dem in Abbildung 3.36 dargestellt T_i -Verläufen in Edelgasplasmen. Die Wasserstoff- und Deuteriumionen haben einen Hallparameter von $\xi_i = \omega_{ci}\tau_{i0} > 1$. Sie sind an die magnetischen Feldlinien gebunden. Die radiale Diffusion ist dementsprechend klein. Dadurch bleibt das magnetische Abbild der Elektrodengeometrie im Ionentemperaturprofil erhalten.

Erstaunlich ist, daß die XeII-Ionen trotz ihrer größeren Masse und ähnlichen Entladungsbedingungen (siehe Tabelle 3.2) eine höhere Temperatur haben als ArII und KrII, obwohl die Heizleistung der Elektronen proportional zu m_i^{-2} abnimmt. Der Gyrationradius von XeII ($\rho_i \approx 0.05$ m) ist größer als der innere Anodenradius ($r_{A,\min} = 0.024$ m). Die Effekte innerhalb der Anode sind für Xenon daher besonders kritisch. Die Rotationsgeschwindigkeit im Xenon ist ebenfalls unerwartet hoch. Das radiale elektrische Feld ist in Xenon besonders groß. Dies legt die Vermutung nahe, daß die am Anfang des Abschnitts 3.3 diskutierte rotationsbedingte Heizung der Ionen mit zunehmender Masse wichtiger wird.

Kapitel 4

Untersuchungen zum Verhalten der Elektronen

Die Strömung der Elektronen ist bereits bei der im Plasmagenerator vorherrschenden Magnetfeldstärke quasi eindimensional. Die Bewegung senkrecht zu \vec{B} erfolgt diffusiv. Im stromlosen Drift-Bereich diffundieren Elektronen und Ionen ambipolar. Durch das radiale nach innen gerichtete elektrische Feld wird die Diffusion der schlecht magnetisierten Ionen verringert und die der Elektronen verstärkt. Sie läßt sich als „*random walk*“ verstehen; der Diffusionskoeffizient kann nach Chandrasekhar [19] allgemein als

$$D := \frac{1}{2} \langle \Delta x^2 \rangle \nu \approx \frac{1}{2} \lambda_{\text{mfp}}^2 \nu \quad (4.1)$$

geschrieben werden. Er wird durch die Stoßfrequenz ν und die charakteristische Diffusionslänge Δx der Teilchen bestimmt. Letztere entspricht in etwa der mittleren freien Weglänge λ_{mfp} .

Im klassischen Bild sind die Elektronen für die senkrechte Diffusion in magnetisierten Plasmen maßgeblich. Der Diffusionskoeffizient

$$D_{\perp}^{(\text{cl})} = \frac{1}{2} \rho_e^2 \nu_{ei} = \frac{1}{2} \rho_i^2 \nu_{ie} = \frac{m_e k_B T_e}{e^2 B^2 \tau_{ei}}$$

wird durch die Stöße zwischen Elektronen und Ionen und dem Elektronengyroradius bestimmt. Die Stoßzeit τ_{ei} ist, wie die Gleichung (B.11) zeigt, dichteabhängig. Dadurch ist der klassische Diffusionskoeffizient proportional zur Elektronendichte. Im Plasmagenerator ist die klassische Diffusion besonders in den schweren Gasen relativ hoch. Im Targetraum liegt der Diffusionskoeffizient in Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmen bei $D_{\perp}^{(\text{cl})} \approx 0.04 \text{ m}^2/\text{s}$. In den Edelgasplasmen ist die klassische Diffusion wegen der höheren Elektronendichte stärker. Im Xenonplasma erreicht der Diffusionskoeffizient im Targetraum Werte bis zu $D_{\perp}^{(\text{cl})} \approx 0.6 \text{ m}^2/\text{s}$. Im dichteren Plasma zwischen Kathode und Anode ist er trotz des höheren Magnetfeldes oft noch größer.

Zusätzlich können Fluktuationen zu einem radialen Transport führen¹. Eine geschlossene Theorie für diesen *anormalen Transport* gibt es noch nicht. Die Größenordnung des Diffusionskoeffizienten läßt sich in diesem Fall nach D.C. Schram [75] durch

$$D_{\perp}^{(\text{an})} \approx D_{\perp}^{(\text{cl})} \xi_e \left(\frac{\delta n_e}{n_e} \right)^2 \propto \frac{1}{B}$$

abschätzen. Die Form des Diffusionskoeffizienten entspricht dabei der *Bohm-Diffusion* $D_{\perp}^{(\text{bohm})} = \frac{k_B T_e}{16eB}$. Durch den großen Elektronenhalffaktor ξ_e ist die anomale Diffusion schon bei einem Fluktuationslevel von $(\delta n_e/n_e)^2 \sim 10^{-2}$ von Bedeutung. In den großen Fusionsexperimenten wird meist $D_{\perp}^{(\text{an})} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$ beobachtet.

Durch die Stöße der Ionen mit dem Neutralgas wird die Diffusion ebenfalls erhöht. Die charakteristische Länge für die Berechnung des Diffusionskoeffizienten ist der Gyrationradius ρ_i der Ionen. Nach Gleichung (4.1) ergibt sich somit:

$$D_{\perp}^{(\text{n})} = \frac{1}{2} \frac{\rho_i^2}{\tau_{i0}}$$

In einem typischen Ar-Plasma ist im Targetraum $\tau_{i0} \approx 3 \text{ ms}$. Der Diffusionskoeffizient ist mit $D_{\perp}^{(\text{n})} \approx 0.054 \text{ m}^2/\text{s}$ klein im Vergleich zu $D_{\perp}^{(\text{cl})} \approx 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$. Im Wasserstoff wird die Diffusion durch die Neutralteilchenstöße ($D_{\perp}^{(\text{n})} \approx 0.07 \text{ m}^2/\text{s}$) vergleichbar mit der klassischen ($D_{\perp}^{(\text{cl})} \approx 0.04 \text{ m}^2/\text{s}$). Im Quellbereich wird sie dominierend. Insgesamt ist die Diffusion eine Überlagerung aller drei Prozesse!

Die Methoden zur Bestimmung des Diffusionskoeffizienten stützen sich auf die Bestimmung des senkrechten Teilchenflusses $\vec{\Gamma}_{\alpha,\perp} = -D_{\alpha,\perp} \vec{\nabla}_{\perp} n_{\alpha} + \vec{u}_{\alpha,\perp} n_{\alpha}$, der aus einem diffusiven und konvektiven Anteil besteht. Sie basieren auf der streng gültigen Kontinuitätsgleichung (Teilchenerhaltung)

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_{\alpha} = S_{\alpha} \quad (4.2)$$

(vergleiche Gleichung (6.21) auf Seite 107). Puls-Techniken, wie sie in toroidalen Fusionsanlagen angewandt werden [33], sind im PSI-1 nicht realisierbar, da der parallele Verlust der Teilchen an der Neutralisatorplatte verglichen mit der radialen Diffusion zu schnell ist. Der fluktuationsbedingte Transport kann mit Hilfe von Langmuir-Sonden bestimmt werden [30]. Solche Messungen wurden am PSI-1 bislang noch nicht durchgeführt.

Die sich stationär ausbildenden radialen Profile können im Vergleich mit theoretischen Modellen, wie z.B. Rechnungen mit dem B2-EIRENE-Code [63], benutzt werden, um D_{\perp} zu ermitteln. Die zu diesem Zweck mit hoher räumlicher Auflösung gemessenen Profile von n_e und T_e werden im Abschnitt 4.2 diskutiert.

Im Plasmagenerator kann der konvektive Anteil $\vec{u}_{\alpha,\perp} n_{\alpha}$ des senkrechten Teilchenflusses gegenüber der Diffusion vernachlässigt werden. Der parallele Teilchenfluß $\vec{\Gamma}_{\parallel} = \vec{u}_{\alpha,\parallel} n_{\alpha}$ kann

¹Dieser Transportmechanismus ist in Tokamaks und Stellaratoren verantwortlich für den Teilchenverlust.

hingegen als rein konvektiv behandelt werden. Für einen *konstanten* Diffusionskoeffizienten läßt sich in Zylindergeometrie ($\vec{e}_\perp = \vec{e}_r$; $\vec{e}_\parallel = \vec{e}_z$) die Kontinuitätsgleichung (4.2) der Elektronen im stationären Fall als

$$-\frac{D_\perp}{r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\ln n_e \frac{\partial \ln n_e}{\partial r} \right) + \frac{\partial \ln n_e}{\partial r} \right] + u_{ez} \left(\frac{\partial \ln n_e}{\partial z} + \frac{\partial \ln u_{ez}}{\partial z} \right) = \frac{S_e}{n_e} \quad (4.3)$$

schreiben. Für den Fall, daß radial ein Bereich mit exponentiellem Abfall in Dichteprofil zu beobachten ist, lassen sich alle Ableitungen durch ihre entsprechende Gradientenlänge $\lambda_x[f] = (\partial_x \ln f(x))^{-1}$ ersetzen².

Das Plasma wird von den Gefäßwänden begrenzt. Wenn die parallele Verbindungslänge L_\parallel klein gegen die entsprechenden Gradientenlängen $\lambda_z[n_e]$ und $\lambda_z[u_{ez}]$ ist, oder das Plasma nicht axial strömt, kann der zweite Term in Gleichung (4.3) vernachlässigt werden. Parallel gehen die Elektronen, die durch Ionisation $S_{e,\text{ion}} = n_0 n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$ entstehen oder radial in das Volumen diffundieren an den Wänden $S_{e,W} = [\Gamma_e(0) + \Gamma_e(L_\parallel)]/L_\parallel$ verloren. Dadurch bildet sich ein stationäres Dichteprofil aus. Im Falle von floatenden Wänden gilt: $\Gamma_e = \Gamma_i = -\alpha n_e c_s$, wobei $\alpha(u) \approx 0.5$ der geschwindigkeitsabhängige Vorschichtfaktor ist [55, 22] (Abschnitt 2.2). Für ein mit einer konstanten Geschwindigkeit u axial strömendes Plasma kann der Diffusionskoeffizient mit $\lambda_r[n_e] = \lambda_\perp$ an der Stelle r_0 durch

$$D_\perp = \frac{r_0 \lambda_\perp^2}{L_\parallel (r_0 + \lambda_\perp)} (2\bar{\alpha} c_s - n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} L_\parallel) \quad (4.4)$$

mit $\bar{\alpha}(u) = [\alpha(u) + \alpha(-u)]/2$ abgeschätzt werden. Es wurde außerdem angenommen, daß sich weder $T_e(r_0)$ noch $T_i(r_0)$ axial stark ändern somit $c_s(0) \approx c_s(L_\parallel)$ ist. Für ebene Geometrie oder für $r_0 \gg \lambda_\perp$ und $u = 0$ ergibt sich aus Gleichung (4.4) der in der Randschicht von toroidalen Fusionsanlagen verwendete Ausdruck $D_\perp = (c_s - n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} L_\parallel) \lambda_\perp^2 / L_\parallel$ [109].

Hiernach ließe sich der Diffusionskoeffizient aus dem exponentiellen Abfall der Elektronendichte für $\rho_B > 1$ bestimmen. Diese Abschätzung führt für die im Abschnitt 4.2 gezeigten Profile aus dem Targetraum zu einem Diffusionskoeffizient von $D_\perp \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$ in Ar-, Kr- und Xe-Plasmen. In Deuterium wird die Ionisation und damit die Atomdichte wichtig. Die beste Übereinstimmung zwischen den mit *B2-EIRENE* modellierten [63] und den gemessenen Profilen wird mit dem Diffusionskoeffizienten $D_\perp \approx 0.5$ erreicht. Die Abschätzung liefert Werte in dieser Größenordnung bei einer Deuteriumdichte von $n_D \approx 2.6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, was in Einklang mit den Messungen ist (Abschnitt 5.1.1).

4.1 Abhängigkeit von den äußeren Parametern

Diese Messungen wurden mit der im Targetraum montierten elektrodynamisch betriebenen schnellen Einzelsonde (siehe Abschnitt 2.2) in Argonplasmen durchgeführt. Die Variation der Elektronentemperatur ist nur gering und wurde bereits im Abschnitt 3.3.1 im Zusammenhang mit der Ionentemperatur diskutiert. Für niedrige Temperaturen ($T_e < 2 \text{ eV}$) sind

²Nur für exponentielles Verhalten von $f(x)$ gilt: $\partial_x(\ln f \partial_x \ln f) = (\partial_x \ln f)^2 = \lambda_x[f]^{-2}$.

aus technischen Gründen die Fehler groß; der Anstieg der Sondenkennlinie beim Floatingpotential wird dann nur durch wenige Punkte in der Kennlinie repräsentiert. Dies ist bei den im Abschnitt 4.2 präsentierten Doppelsonden-Messung anders. In die Bestimmung der Elektronendichte geht aber nur $\sqrt{T_e}$ ein so daß die mittleren relativen Änderungen gut zu bestimmen sind.

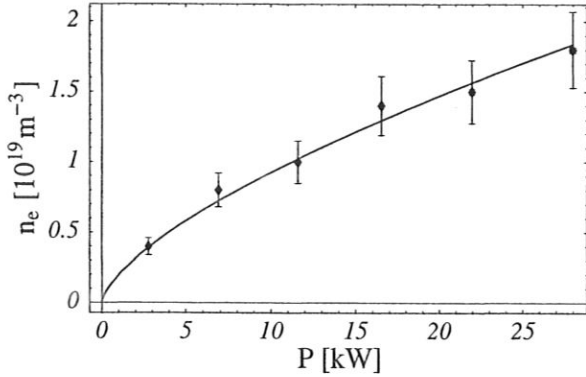


Abbildung 4.1: Mit zunehmendem Leistungseintrag nimmt die Elektronendichte im Targetraum proportional zu $P^{2/3}$ zu.

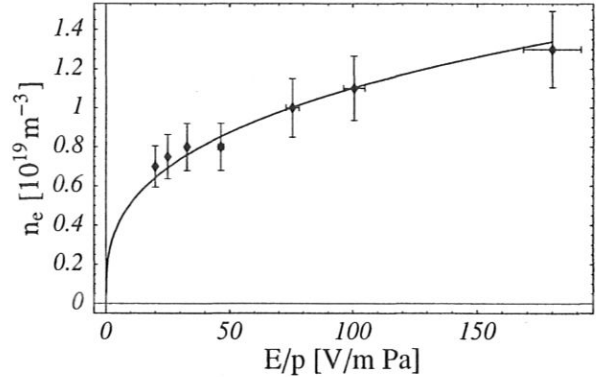


Abbildung 4.2: Die Elektronendichte im Targetraum wächst proportional zu $(E/p)^{1/3} = (U_B/(Lp_K))^{1/3}$ an.

Die Elektronendichte wächst mit zunehmendem Leistungseintrag in das Plasma an. Die Leistung $P = U_B I_{AK}$ wird bei jeder Variation der Parameter im Anoden-Kathoden-Bereich verändert. Die Abbildung 4.1 zeigt eine deutliche Zunahme der Elektronendichte im Targetraum mit der eingespeisten Leistung bei konstantem Druck p_K . Die angepaßte $P^{2/3}$ -Abhängigkeit beschreibt den gemessenen Verlauf ausgezeichnet. Wird nicht p_K sondern I_{AK} konstant gehalten, wie bei der in Abbildung 4.2 gezeigten Meßreihe, wächst die Elektronendichte im Targetraum proportional $n_e \propto U_B^{1/3} \propto P^{1/3}$ an.

Auch die Erhöhung des Entladungsstroms und damit der Leistung ergibt einen Anstieg der Elektronendichte, wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist. Die Anpassung durch $n_e \propto I_{AK}^{1/3} \propto P^{1/3}$ gibt den Verlauf ausgezeichnet wieder. Der Absolutwert der Dichte ist aber geringer als bei den beiden anderen Variationen. Die $P^{2/3}$ -Abhängigkeit von n_e bei konstantem Druck (vergleiche Abbildung 4.1) findet sich zu gleichen Anteilen im Entladungsstrom und -spannung mit einer Abhängigkeit von jeweils $x^{1/3}$ wieder.

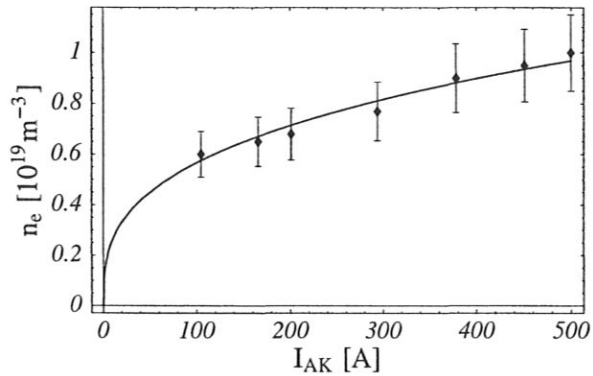


Abbildung 4.3: Bei konstanter Brennspannung nimmt die Elektronendichte im Targetraum mit steigendem Entladungsstrom wie $n_e = C_0 I_{AK}^{1/3}$ zu.

Es ist anzunehmen, daß die Dichteänderung im Targetraum proportional zur Änderung im Quellbereich ist. Die Variation von T_e ist, wie in den Abbildungen 3.25, 3.26 und 3.27 (Seite 65 und 66) zu sehen ist, gering. Bei höherem Leistungseintrag nehmen die Elektronen mehr Energie auf. Diese wird nicht in Temperatur dissipiert, sondern der höhere Leistungseintrag führt durch vermehrte Ionisation zu einem dichteren Plasma. Die Erzeugung des Plasmas wird im Abschnitt 6.1 noch eingehender behandelt.

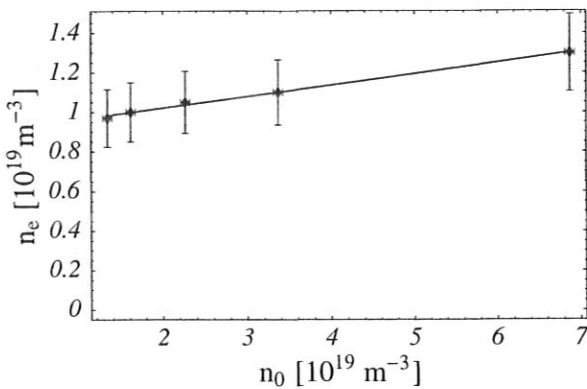


Abbildung 4.4: Die Elektronendichte im Targetraum steigt mit zunehmender Neutralteilchendichte im Targetraum nur leicht aber linear an. In diesem Bereich wird nur wenig Gas ionisiert.

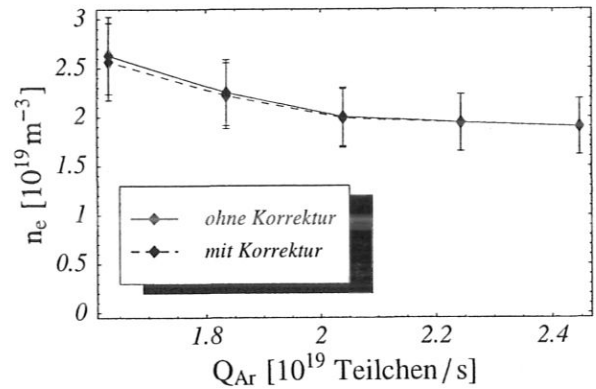


Abbildung 4.5: Mit wachsendem Durchfluß nimmt die Elektronendichte im Targetraum nicht-linear ab. Eine Korrektur durch die in Abbildung 4.4 gezeigte Abhängigkeit ändert dieses Ergebnis nicht.

Im Targetraum trägt die Ionisation, wie die in Abbildung 4.4 gezeigte Messung verdeutlicht, wegen der niedrigen Elektronentemperatur ($\langle\sigma v\rangle_{\text{ion}} \approx 3 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$ bei $T_e = 2.2 \text{ eV}$) kaum zu n_e bei. Die Elektronendichte steigt bei der Messung nur um 20% proportional zur Neutralgasdichte an, während n_0 um das siebenfache zunimmt. Die Elektronentemperatur im Targetraum bleibt in dieser Meßreihe, wie in der Abbildung 3.28 (Seite 66) dargestellt ist, annähernd konstant.

Einen größeren Effekt hat der Gasfluß. Die in Abbildung 4.5 dargestellte Messung zeigt, daß n_e im Targetraum mit zunehmendem Gasfluß abnimmt, obwohl der Druck im Bereich zwischen Kathode und Anode konstant bleibt. Die wegen des sinkenden Neutralgasdrucks im Targetraum notwendige Korrektur, gemäß der in Abbildung 4.4 gezeigten Abhängigkeit, ändert das Ergebnis nicht. Der Verlauf ist nichtlinear. Eine mögliche Erklärung für das Verhalten ist die ebenfalls sinkende Neutralgasdichte in der Druckstufe. Die Leistung wird im PSI-1 bevorzugt am Plasmarand eingespeist. In Folge dessen hat T_e im Anoden-Kathoden-Bereich ein Maximum am Plasmarand. Dieses Maximum ist auch in der Druckstufe noch vorhanden. Dadurch kann die Ionisation in diesem Bereich noch merklich zur Plasmadichte beitragen.

4.2 Radiale Profile

Es wurden mit Doppelsonden, wie sie im Abschnitt 2.2 beschrieben wurden, radiale Profile der Elektronenparameter n_e und T_e im Anoden-Kathoden-Bereich, der Druckstufe³ und im Targetraum bestimmt. Die Sondenspitzen waren senkrecht zu \vec{B} montiert, um eine gegenseitige Abschattung zu vermeiden. Zur besseren Auflösung der radialen Profile wurden langsame, positionierbare Sonden benutzt. Dadurch beschränken sich die Messungen auf Plasmaregime mit niedrigen Energiedichten. Die Messungen erfolgten in Argon-, Krypton- und Xenonplasmen bei einem Entladungsstrom von $I_{AK} = 150$ A. Der Druck wurde in allen drei Bereichen konstant gehalten ($p_K =$

1.4 Pa, $p_{DS} = 0.07$ Pa und $p_T = 0.063$ Pa). Der Gasfluß $Q \propto 1/\sqrt{m}$ und die Brennspannung waren für die drei Gasarten unterschiedlich.

Die gemessenen Kennlinien zeigen eine leichte Asymmetrie, wie die Abbildung 4.6 am Beispiel einer Ar-Entladung ($I_{AK} = 150$ A) im Anoden-Kathoden-Bereich verdeutlicht. Die Profile der Elektronendichte und -temperatur haben am Plasmarand steile Gradienten. Dadurch kann ein leichter radialer Versatz (Stoßparameter) der Sonde zu diesen Asymmetrien führen [66]. Aus der Kennlinie lassen sich die Elektronentemperatur und -dichte an beiden Sondenspitzen bestimmen. Außerdem kann die Differenz des Plasmapotentials zwischen den Sondenspitzen ermittelt werden. Aus den radialen, über beide Sondenspitzen gemittelten Profilen von n_e und T_e läßt sich ebenfalls der Stoßparameter der Sonde berechnen [66].

Der radiale Verlauf der Elektronentemperatur unterscheidet sich in den verschiedenen Gasarten nur wenig. Im Anoden-Kathoden-Bereich bildet sich, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, durch die Elektrodengeometrie ein Hohlprofil aus. Die aus der Kathode emittierten Elektronen werden im Kathodenfallpotential beschleunigt. Im dichten Plasma wird die aufgenommene potentielle Energie durch Stöße dissipiert. Im heißen Bereich $0.75 \leq \rho_B \leq 1.2$

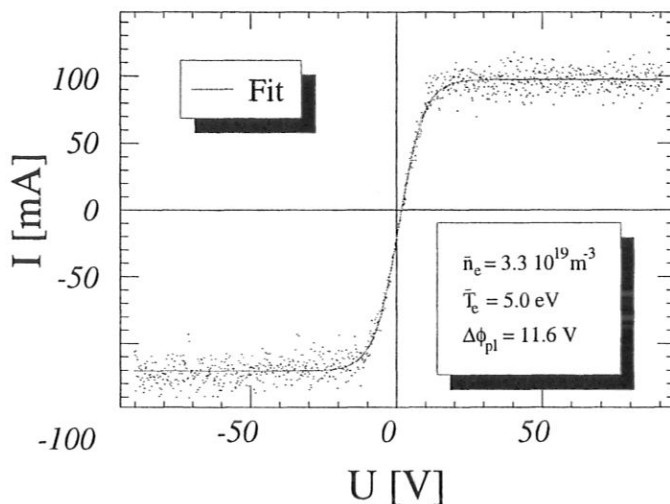


Abbildung 4.6: Beispiel einer im Anoden-Kathoden-Bereich gemessenen Doppelsondenkennlinie in einer $I_{AK} = 150$ A Ar-Entladung. Die Kennlinie ist asymmetrisch und verläuft nicht durch den Ursprung.

³Wegen einer Änderung des Sondaufbaus in der Druckstufe konnten hier zeitweise nur Messungen am Plasmarand erfolgen.

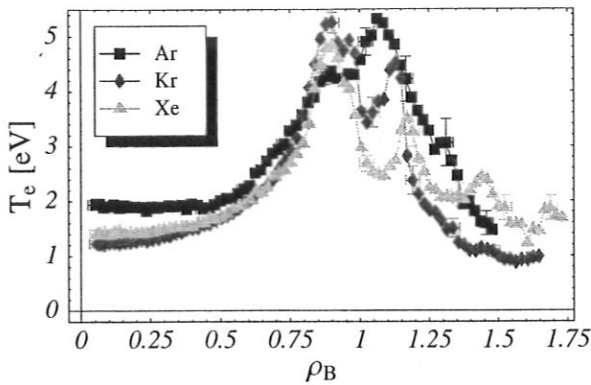


Abbildung 4.7: Das radiale T_e -Profil weist im Anoden-Kathoden-Bereich eine Hohlstruktur auf; in allen drei Gasarten (Ar: ■, Kr: ◆ und Xe: ▲) findet man ein ausgeprägtes Maximum auf den die Kathode schneidenden Feldlinien.

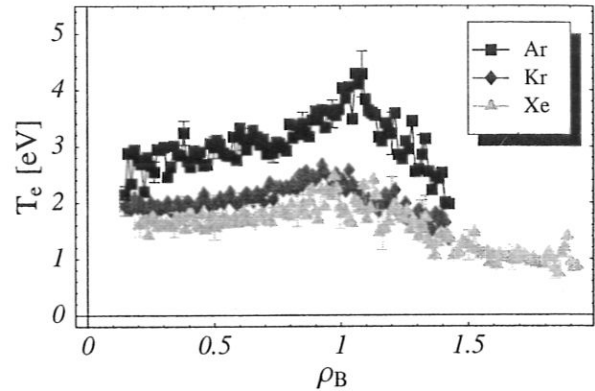


Abbildung 4.8: Zum Targetraum hin wird das Maximum abgebaut. Der Bereich $\rho_B > 1$ ist durch die Anode verdeckt. Insgesamt ist das Profil in allen drei Gasarten (Ar: ■, Kr: ◆ und Xe: ▲) flach

sind drei Maxima zu erkennen, die mit zunehmender Massenzahl deutlicher hervortreten. In diesem Bereich schneiden die Feldlinien die Kathode. Das größte Maximum $\rho_B \approx 0.78$ liegt auf einer Feldlinie, die genau mit der inneren Kante der Kathode zusammenfällt (entsprechend der magnetische Projektion). Es liegt daher nahe, auch die anderen beiden Maxima geometrisch zu interpretieren, da es noch zwei weitere „magnetisch sichtbare“ Kanten der Kathode gibt ($\rho_B = 0.94$ und $\rho_B = 1.1$). Die Maxima liegen aber zu weit außen. Zudem verlagert sich die Position des zweiten Maximums mit zunehmender Masse weiter nach außen. Die Ursache der beiden äußeren Maxima ist noch nicht geklärt.

Im Targetraum (Abbildung 4.8) ist das Temperaturprofil flach. Erst außerhalb der LFS ($\rho_B = 1$) fällt es leicht ab. In der Plasmamitte ändert sich T_e aufgrund der hohen Temperaturleitfähigkeit der Elektronen parallel zu \vec{B} kaum. Das Maximum wird einerseits an der Anode bei $\rho_B = 1$ abgeschnitten. Andererseits verlieren die Elektronen durch Ionisation innerhalb der Druckstufe vermehrt Energie. Außerdem nimmt die Temperatur axial durch die diffusive radiale Konvektion leicht zu.

Anders als bei der Elektronentemperatur unterschieden sich die n_e -Profile der verschiedene Gasarten nicht nur radial voneinander, sondern auch das axiale Verhalten ist unterschiedlich. Die Abbildung 4.9 zeigt das Elektronendichteprofil für Argon, Krypton und Xenon im Bereich zwischen Anode und Kathode. Argon hat hier im Gegensatz zu Krypton und Xenon, die ein recht flaches Elektronendichteprofil aufweisen, ein ausgeprägtes Hohlprofil. Das Maximum der Elektronendichte liegt nahe der LFS. Die Hohlstruktur bleibt im Argon bis in den Targetraum erhalten (Abbildung 4.10). Die Dichte nimmt dabei um eine Größenordnung ab. Im Kr- und Xe-Plasma wurde noch etwa ein Fünftel der Dichte des Anoden-Kathoden-Bereichs gemessen.

Die starke Abnahme von n_e mag zunächst verwundern, da der damit verbundene Dichtegradient bei einer eindimensionalen, isothermen Betrachtung eine Überschallströmung ($M_s = u_{ez}/c_s > 2$ in Argon) erzeugt. Tatsächlich dürfen die Ionen wegen ihrer geringen

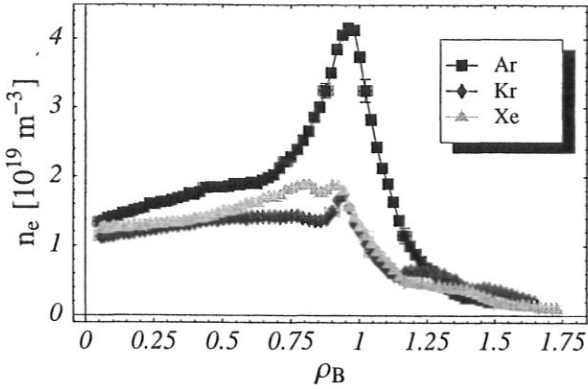


Abbildung 4.9: Der radiale Verlauf von n_e im Quellbereich ist bei den drei Gasarten unterschiedlich. Das Profil im Ar-Plasma (■) ist im Gegensatz zu dem im Kr-Plasma (◆) bzw. Xe-Plasma (▲) hohl.

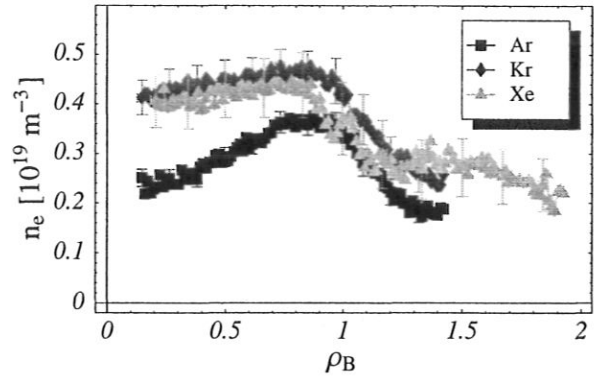


Abbildung 4.10: Das n_e -Profil ist im Targetraum in allen drei Gasarten (Ar: ■, Kr: ◆ und Xe: ▲) flach. Nur in Argon ist noch eine leichte Hohlstruktur vorhanden. Die Dichte ist gegenüber dem Quellbereich stark abgesunken.

Wärmeleitfähigkeit nicht isotherm behandelt werden. Eine eher angebrachte adiabatische Rechnung führt, unter Berücksichtigung der senkrechten Diffusion, zu geringeren Machzahlen von $M_s \approx 0.3$.

Außerhalb der LFS ($\rho_B > 1$) fällt n_e exponentiell ab (Abbildung 4.11). Wie am Anfang des Kapitels (Seite 75) bereits ausgeführt wurde läßt sich hieraus mit Gleichung (4.4) im Prinzip der Diffusionskoeffizient berechnen. Aus den im PSI-1 gemessenen Profilen läßt sich jedoch nur eine Abschätzung gewinnen. Die Profile zeigen im Drift-Bereich, wie am Beispiel des Xenons in Abbildung 4.10 zu sehen ist, typischerweise Bereiche mit unterschiedlichen Abfallängen, die sich nicht geometrisch interpretieren lassen. Die Ursache für das „Dichte-Plateau“ im Bereich von $1.2 < \rho_B < 1.8$ ist noch unklar. Für $\rho_B > 1.8$ wird die parallele Verbindungslänge in Druckstufe und Targetraum durch die Blenden (Abbildung 1.1 auf Seite 5) verkürzt, so daß auch die Abfallänge λ_\perp kleiner wird. Desweiteren liegt die Anode auf Erdpotential. Der Elektronenverlust hängt somit von der Potentialdifferenz zwischen Plasma und Anode ab. Außerdem ist der radiale Bereich Δr in dem n_e exponentiell abfällt sehr schmal. In ebener Geometrie muß die Be-

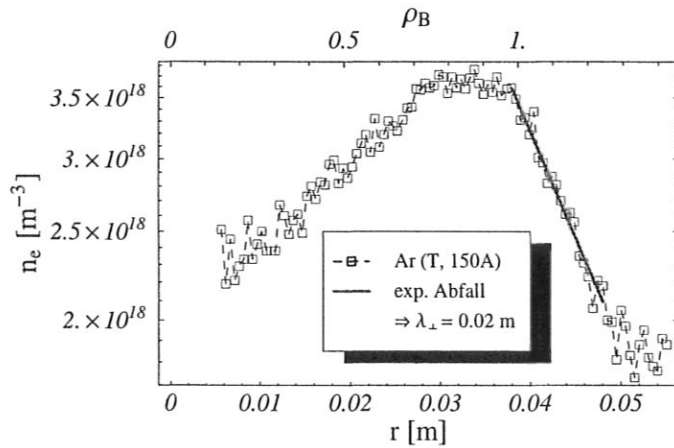


Abbildung 4.11: Das radiale n_e -Profil der 150A Ar-Entladung im Targetraum (vgl. Abb. 4.10) fällt für $\rho_B > 1$ exponentiell mit einer Abfallänge von $\lambda_\perp = 0.02$ m ab.

Abbildung 4.11: Das radiale n_e -Profil der 150A Ar-Entladung im Targetraum (vgl. Abb. 4.10) fällt für $\rho_B > 1$ exponentiell mit einer Abfallänge von $\lambda_\perp = 0.02$ m ab.

dingung $\Delta r > 3\lambda_{\perp}$ erfüllt sein, um aus der gemessenen Abfalllänge D_{\perp} zu bestimmen [74]. Diese Bedingung ist im PSI-1 nur im Anoden-Kathoden-Bereich erfüllt.

Im Targetraum liegt die Abfalllänge ($1 < \rho_B < 1.4$) zwischen $\lambda_{\perp} = 0.02 \cdots 0.03$ m. Hieraus ergibt sich für das Ar-, Kr- und Xe-Plasma ($L_{\parallel} = 1.8$ m) $D_{\perp} \approx 1$ m²/s als Diffusionskoeffizient.

Die Ionenschallgeschwindigkeit ist in Deuterium wegen der kleineren Ionenmasse viel größer. Deswegen sollte bei einem ähnlichen Diffusionskoeffizienten λ_{\perp} viel kleiner sein. Da aber die Elektronentemperatur ($T_e \approx 12$ eV) wesentlich höher ist, wird hier die Abfalllänge durch Ionisation verlängert. Aus dem Vergleich von B2-EIRENE Rechnungen mit den gemessenen Profilen ergibt sich $D_{\perp} \approx 0.5$ m²/s. Dieser Wert läßt sich aus der Gleichung (4.4) bei einer Dichte von $n_D \approx 2.6 \cdot 10^{18}$ m⁻³ gewinnen. Dies ist zwar mit den Messungen (Abschnitt 5.1.1) verträglich, aber in den Modellierungen wurde nur ein Drittel der Dichte berechnet. Insgesamt hängt in Deuterium die Abschätzung von D_{\perp} mit Gleichung (4.4) empfindlich von der atomaren Dichte ab, so daß keine verlässliche Aussage möglich ist.

Im Anoden-Kathoden-Bereich sind die Gradienten steiler ($\lambda_{\perp} = 2 \cdot 10^{-3} \cdots 6 \cdot 10^{-3}$ m). Durch die kürzere parallele Verbindungslänge von $L_{\parallel} = 0.06$ m²/s ergibt sich ein Diffusionskoeffizient von $D_{\perp} = 0.6 \cdots 1.2$ m²/s. In beiden Bereichen ist der abgeschätzten Diffusionskoeffizienten größer als der klassische. Die Werte liegen in der Größenordnung der fluktuationsbedingten anomalen Diffusion. Ein Fluktuationslevel von $\frac{\delta n_e}{n_e} = [D_{\perp}/(\xi_e D_{\perp}^{(cl)})]^{1/2} \approx 20\%$ reicht aus, um die Diffusion zu erklären. Dies ist im Einklang mit dem Experiment [65].

Es bleibt anzumerken, daß bei der Herleitung von (4.4) der Diffusionskoeffizient als konstant angesetzt wurde. Diese Annahme ist im allgemeinen nicht richtig. Der klassische Diffusionskoeffizient z.B. ist dichte- und magnetfeldabhängig. Dadurch ergäbe sich im PSI-1 sowohl eine radiale als auch eine axiale Änderung von D_{\perp} . Ebenfalls wird die Strömung des Plasmas [101] nicht berücksichtigt. Der Vorschichtfaktor α , der die Dichteabsenkung durch die dynamische Verdünnung innerhalb der Vorschicht ausdrückt, hängt aber von der Strömungsgeschwindigkeit ab [55, 22]. An der Wand, auf die das Plasma zuströmt, gehen mehr Teilchen verloren als an der gegenüberliegenden Wand. Der gemittelte Vorschichtfaktor $\bar{\alpha}(u_z) = [\alpha(u_z) + \alpha(-u_z)]/2$ bleibt geschwindigkeitsabhängig.

Die Erhöhung des Entladungsstroms führt, wie in den Abbildung 4.12 und 4.13 am Beispiel einer Ar-Entladung zu sehen ist zu einer Verstärkung der Hohlstruktur des Plasmas im Anoden-Kathoden-Raum. Die Dichte nimmt in der Plasmamitte nur wenig zu, wohingegen T_e hier fast linear ansteigt. Die Maxima von Dichte und Temperatur sind, wie auch schon den Abbildungen 4.7 und 4.9 zu entnehmen ist, an verschiedenen radialen Positionen. Während die maximale Temperatur auf den Flußflächen ($0.8 < \rho_B < 1.1$), welche die Kathode schneiden, erreicht wird, liegt das Dichte-Maximum weiter innen. Die Elektronen werden durch den Entladungsstrom, der hauptsächlich auf den die Elektroden verbindenden Feldlinien ($1.0 < \rho_B < 1.1$) fließt, geheizt. Dort wird die Elektronendichte durch den Stromfluß und den parallelen Verlust an der Anode abgesenkt. Die Elektronentemperatur hängt aber nach Gleichung (6.11) nicht direkt vom Entladungsstrom ab, sondern ergibt sich aus der Teilchenbilanz (Abschnitt 6.1). Indirekt wird T_e durch die stark

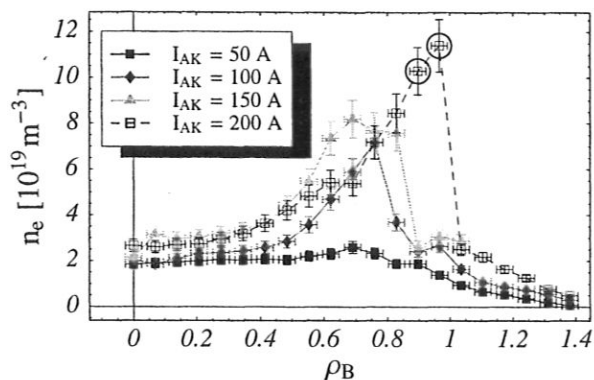


Abbildung 4.12: Bei steigendem Entladungsstrom steigt die Elektronendichte im Quellbereich am Rand stark an.

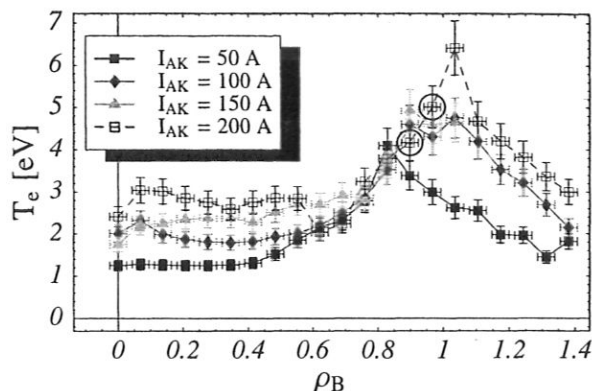


Abbildung 4.13: Die Elektronentemperatur im Quellbereich ändert sich nicht gravierend bei zunehmendem Entladungsstrom.

temperaturabhängige Ionisationsrate dennoch durch den Entladungsstrom beeinflusst. Mit höherem Entladungsstrom nimmt die Ionisation zu, d.h. die lokale Neutralteilchendichte wird abgesenkt, wodurch ein höheres T_e erreicht werden kann. Die Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Neutralteilchendichte ist nur schwach. Durch die erhöhte Ionisation verringert sich p_K bei $Q_{Ar} = 36$ SCCM um etwa 30%.

Die radiale Positionierung der Sonde erfolgte mit der Hand. An jeder Position, beginnend bei $r = 0$, wurden zwanzig Kennlinien aufgenommen die ein mittleres n_e und T_e lieferten. Dadurch war die Aufenthaltsdauer der Sonde im Plasma sehr lang und der Leistungseintrag besonders bei hohen Strömen im heißen und dichten Randbereich sehr hoch. Es ist nicht auszuschließen, daß für $\rho_B > 1$ die Kennlinien bei hohen Entladungsströmen durch thermische Elektronenemission verfälscht sind. Durch Elektronenemission wird eine höhere Dichte und eine niedrigere Temperatur gemessen. Unsichere Meßpunkte sind in Abbildung 4.12 und 4.13 umrandet.

Tabelle 4.1: Unterschiede der Betriebs-Parameter bei einem Wasserstoff- und Deuteriumplasma ($Q = 70$ SCCM, $I_{ges} = 374$ A).

	I_{AK} [A]	U_B [V]	p_K [Pa]	p_{DS} [Pa]	p_T [Pa]
H ₂	279	109.9	0.7	0.09	0.07
D ₂	299	86.7	0.8	0.08	0.05

Die Abbildungen 4.14 und 4.15 zeigen die mit der schnellen Sonde im Targetraum gemessenen radialen Profile von Elektronentemperatur und -dichte in einer H₂- bzw. D₂-Entladung bei vergleichbaren äußeren Bedingungen. Bei konstantem Gasdurchfluß $Q = Q_{H_2} + Q_{D_2} = 70$ SCCM und Gesamtstrom $I_{ges} = I_{AK} + I_{RL} = 374$ A wurde eine Deuteriumentladung in eine Wasserstoffentladung überführt (vergleiche Abschnitt 3.2.3). Die äußeren Parameter variierten dabei um etwa 20% (siehe Tabelle 4.1).

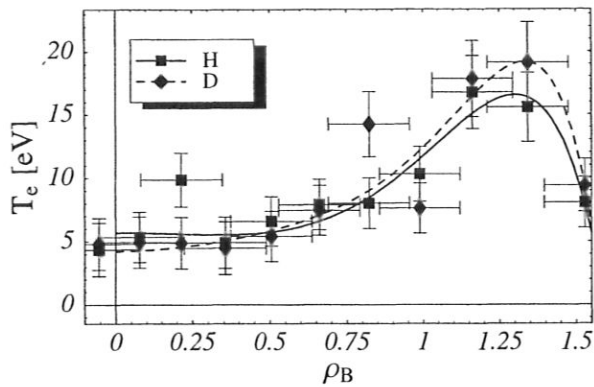


Abbildung 4.14: Radialer Verlauf von T_e in vergleichbaren H_2 - bzw. D_2 -Entladungen.

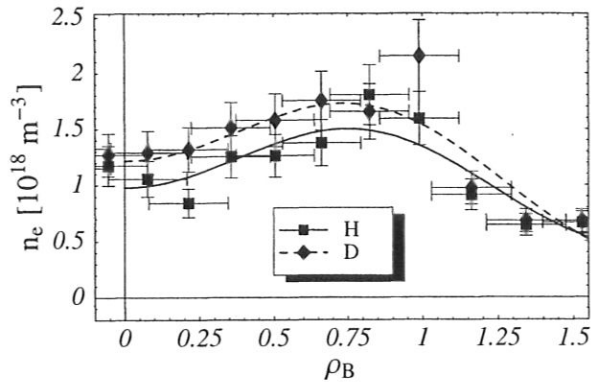


Abbildung 4.15: Der radiale Verlauf von n_e in vergleichbaren H_2 - bzw. D_2 -Entladungen.

Die Elektronenparameter zeigten nur einen leichten Isotopeneffekt, obwohl sich die Massen um den Faktor zwei unterscheiden. Die Elektronendichte ist im Wasserstoffplasma etwa 10% niedriger als im Deuteriumplasma. Die Elektronentemperatur unterscheidet sich im Rahmen der Fehler nicht.

Kapitel 5

Die Neutralen Teilchen

Der Ionisationsgrad $\alpha_{\text{ion}} = n_e / (n_0 + n_e)$ des Plasmas im PSI-1 hängt empfindlich vom Entladungsgas ab. Ein Wasserstoffplasma ist bei typischen Entladungsbedingungen im Anoden-Kathoden-Bereich nur zu 10% ionisiert. Im Drift-Bereich steigt der Ionisationsgrad auf etwa 50% an. In Edelgasplasmen ist der Ionisationsgrad, wegen der fehlenden Moleküle, im allgemeinen höher und variiert axial nicht wesentlich. Er nimmt mit steigender Massenzahl zu. In einer typische Argonentladung hat das Plasma im Driftbereich einen Ionisationsgrad von 85%. Im Anoden-Kathoden-Bereich ist das Plasma noch zu 75% ionisiert.

In H_2 - bzw. D_2 -Entladungen tragen die Moleküle in allen Bereichen des PSI-1 maßgeblich zum Energie- und Teilchen-Haushalt der Entladung bei. Die freie Weglänge für Dissoziation¹ im Targetraum beträgt in einem typischen Wasserstoffplasma ($T_e \approx 5 \text{ eV}$; $n_e \approx 2.0 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$) etwa $\lambda_{\text{diss}} = 0.1 \text{ m}$. Sie liegt also im Bereich der Plasmaabmessungen. Hingegen ist die freie Weglänge für Stöße der Atome untereinander mit $\lambda_{00} \approx 9 \text{ m}$ und die Ionisationslänge mit $\lambda_{\text{ion}} \approx 3 \text{ m}$ hier größer als die Plasmaabmessungen.

In H_2 - und D_2 -Plasmen kann wegen der Moleküle die atomare Dichte nicht wie in Edelgasen über den Neutralgasdruck abgeschätzt werden. Sie läßt sich aber, wie im Abschnitt 5.1 gezeigt wird, aus der absoluten Linienemission der H- bzw. D-Atome bestimmen. Die kompliziertere atomare Struktur der Edelgase schließt metastabile Zustände ein, deren unbekannte Besetzung wesentlich zur Anregung und damit zur Strahlung beiträgt. Die unterschiedlichen Plasmaparameter an den verschiedenen axialen Positionen im PSI-1 lassen die Lösung eines zeitabhängigen Ratengleichungssystem nicht zu. Daher läßt sich in diesen Entladungen n_0 nicht aus der atomaren Linienemission allein ermitteln [75].

In Edelgasplasmen spielt das Neutralgas im Drift-Bereich², wegen des hohen Ionisierungsgrades und den fehlenden Molekülen, nur eine untergeordnete Rolle. Die Ionisationslänge liegt mit $\lambda_{\text{ion}} \approx 3 \text{ m}$ (Ar; Targetraum) im Bereich der Gefäßdimensionen. Im Quellbereich

¹Der Ratenkoeffizient für die Dissoziation $\langle \sigma v \rangle_{\text{diss}} \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$ wurde [18] entnommen.

²In der Druckstufe kann teilweise noch nachionisiert werden (vgl. Kapitel 4).

ist die Neutralgasdichte aber wesentlich höher. Die freie Weglänge der Neutralen bzgl. Ionisation beträgt hier nur einige Millimeter bis wenige Zentimeter. Die Volumenionisation ist im Anoden-Kathoden-Bereich von großer Bedeutung für die Plasmaproduktion (siehe Abschnitt 6.1). Die Wechselwirkung reduziert sich im Drift-Bereich im wesentlichen auf den Impulsübertrag zwischen Ionen und Atomen (Abschnitt 5.2).

5.1 Wasserstoff und Deuterium

Neben der Dissoziation ist der symmetrische Ladungsaustausch im Wasserstoff³ ein wichtiger Prozeß, wie in den Abbildungen 5.1.a und 5.1.b am Beispiel der D_β -Emission zu erkennen ist. Das spektrale Profil der Balmer-Emission läßt sich gut durch zwei Komponenten unterschiedlicher Temperatur verstehen. Die „kalte“ Komponente mit einer Temperatur von $T_1 = 0.6$ eV entsteht durch die dissoziierten und an den Wänden mehrfach reflektierten Atome. Die zweite, „heiße“ Komponente mit $T_2 = 7.5$ eV ist durch symmetrischen Ladungsaustausch entstanden. Mit Ihrer Hilfe lassen sich die H^+ - bzw. D^+ -Ionen messen (siehe Kapitel 3).

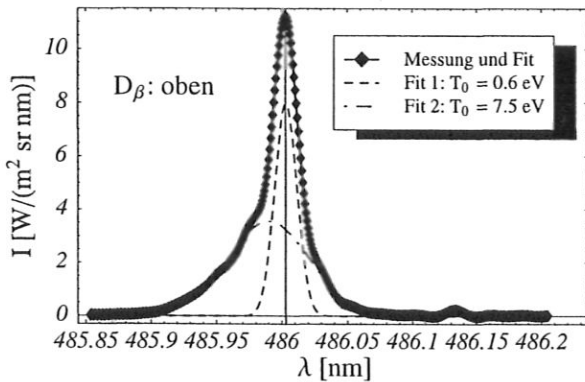


Abbildung 5.1.a: Die Profilform der D_β -Emission kann durch zwei Dopplerprofile mit den Temperaturen $T_1 = 0.6$ eV und $T_2 = 7.5$ eV beschrieben werden. Der heiße Anteil ist am oberen Plasmarand blau-verschoben

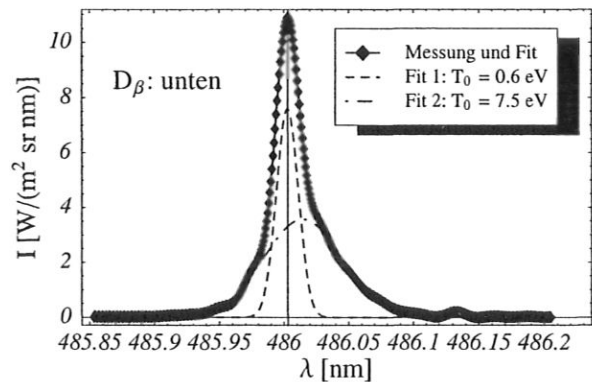


Abbildung 5.1.b: Wie in Abbildung 5.1.a jedoch am unteren Plasmarand. Man beachte die Rot-Verschiebung der heißen Komponente.

Ein Vergleich der am oberen Plasmarand gemessenen Linie (Abbildung 5.1.a) mit der am unteren Plasmarand gemessenen (Abbildung 5.1.b) zeigt, daß sich der heiße Anteil durch die Ionenrotation gegenüber dem kalten Anteil verschiebt. Der Impulsübertrag zwischen dem Atom und dem Ion ist bei Ladungsaustauschstößen nur gering [50]. Elastische Stöße der Atome untereinander sind selten. Die beiden Komponenten können daher nicht thermalisieren.

³Im folgendem soll mit Wasserstoff, wenn nicht explizit hervorgehoben, auch dessen Isotop Deuterium bezeichnet werden

Der symmetrische Ladungsaustausch $H^+ + H^*(n) \rightarrow H + H^+$ ist ein resonanter Prozeß [50, 56]. Ähnlich wie bei gekoppelten Oszillatoren die Schwingungsenergie, wechselt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons von einem Atomkern zum anderen. Der Prozeß ist daher bei niedrigen Geschwindigkeiten besonders effektiv. Wenn die relative Geschwindigkeit der beiden Stoßpartner die klassische Orbitalgeschwindigkeit des Elektrons übersteigt, bricht die Resonanz zusammen. Für Wasserstoff nimmt der Wirkungsquerschnitt oberhalb von $E_{\text{kin}} \approx 24 \text{ keV}$ schnell ab [58]. Der Übergang des Elektrons erfolgt bei langsamen Geschwindigkeiten, anders als bei hohen Geschwindigkeiten wie z.B. bei den an Fusionsanlagen zur Plasmaheizung verwandten Neutralstrahlen, bevorzugt in den gleichen Zustand, den es vor dem Stoß bevölkerte. Im Plasmagenerator ist dies hauptsächlich der Grundzustand.

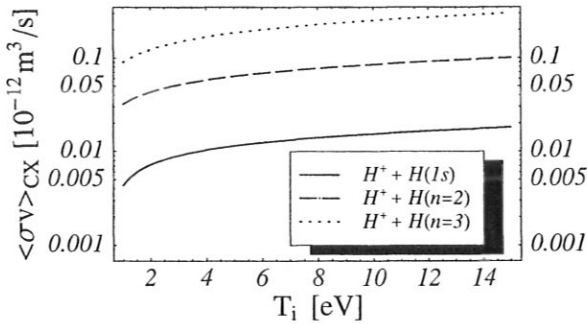


Abbildung 5.2.a: Ratenkoeffizienten für Ladungsaustauschstöße $H^+ + H^*(n) \rightarrow H + H^+$ nach [58] für unterschiedliche Anregungszustände des einfallenden Atoms.

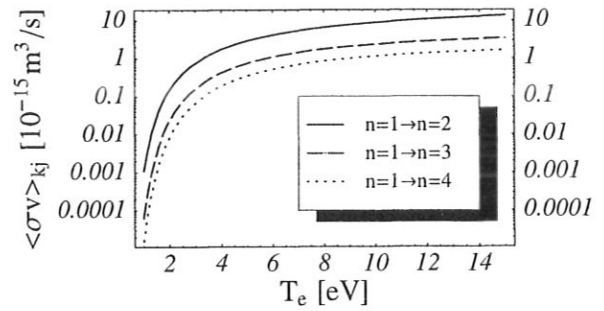


Abbildung 5.2.b: Ratenkoeffizient für Elektronenstoßanregung $H(1s) + e \rightarrow H^*(n) + e$ aus dem Grundzustand in die ersten drei angeregten Zustände nach [58].

Die Abbildungen 5.2.a und 5.2.b zeigen einen Vergleich der Ratenkoeffizienten für symmetrischen Ladungsaustausch und Elektronenstoßanregung. Die Ratenkoeffizienten für Ladungsaustauschstöße liegen in dem betrachteten Temperaturbereich drei Größenordnungen über denen für Elektronenstoßanregung. Für höhere Anregungszustände nimmt der Ratenkoeffizient für Ladungsaustauschstöße zu. Gleichzeitig nimmt die Besetzungsdichte in diesen Zuständen ab. Selbst die Dichte im metastabilen 2s-Zustand ist im PSI-1 nur etwa ein Hunderttausendstel der Grundzustandsdichte, da dieser Zustand durch Ionenstöße stark an den 2p-Zustand gekoppelt ist [98], der strahlend zerfällt. Durch das Fehlen von metastabilen Zuständen läßt sich die Dichte des atomaren Wasserstoffs aus der absoluten Linienemission bestimmen.

5.1.1 Dichte des atomaren Wasserstoffs

In Wasserstoffentladungen läßt sich die atomare Dichte nicht aus dem gemessenen Neutralgasdruck

$$p_0 = \underbrace{n_{H_2} k_B T_{H_2}}_{p_{H_2}} + \underbrace{\frac{m_H n_H}{3} \langle (\vec{v}_H - \vec{u}_H)^2 \rangle_{v_H}}_{p_H}$$

bestimmen, da dieser sich aus zwei Anteilen, dem Moleküldruck p_{H_2} und dem atomaren Druck p_{H} zusammensetzt. Der Druck im Targetraum des PSI-1 wird weit entfernt vom Plasma gemessen. Die Atome aus dem Plasma können nicht an den Meßort gelangen, ohne mehrmals mit der Gefäßwand in Kontakt zu kommen. Obwohl der Reflexionskoeffizient für Wasserstoff bei niedrigen Energien nahe bei Eins liegt [28, 27], befinden sich am Ort der Druckmessung im wesentlichen Moleküle mit Wandtemperatur. Mit einem im Targetraum des PSI-1 üblichen Dissoziationsgrad von 10% bis 50% [24] läßt sich die zu erwartende atomare Dichte auf

$$n_{\text{H}} \approx \alpha_{\text{diss}} 2 \frac{p_{\text{H}_2}}{k_{\text{B}} T_{\text{H}_2}} \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} \dots 4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3},$$

abschätzen.

Unter bestimmten Bedingungen ist es möglich n_{H} aus der absoluten Intensität der atomaren Linienemission spektroskopisch zu bestimmen. Die Anzahl der aus dem Beobachtungsvolumen emittierten Photonen ist unter folgenden Bedingungen proportional zur Dichte im Angeregten Zustand n_{k} :

1. Die Lebensdauer des angeregten Zustands ist kurz gegen die Flugzeit durch das Beobachtungsvolumen.
2. Es gibt nur Volumenquellen und Senken innerhalb des Beobachtungsvolumens.

Mit einem geeigneten Modell läßt sich dann aus der gemessenen Emissivität $\varepsilon_{\text{kj}} \propto n_{\text{k}}$ die Dichte im Grundzustand bestimmen. Die absolute Kalibrierung des verwendeten Spektrometers⁴ erfolgte mit einer Ulbrichtkugel (integrating sphere) und mit einer Wolframbandlampe.

Das Verhältnis von der Besetzungsdichte im Grundzustand n_0 und der gemessenen Besetzungsdichte n_{k} wird durch alle im Plasma möglichen atomaren Prozesse wie Stoßanregung, Ionisation, Rekombination und spontane Emission bestimmt. Die zeitliche Veränderung des Besetzungsverhältnisses $\hat{n}_{\text{k}} = n_{\text{k}}/n_{\text{H}}$ hängt somit im allgemeinsten Fall von der Besetzung aller möglichen Zustände in allen Ionisationsstufen ab. Es ist weder möglich noch notwendig dieses Gleichungssystem für alle Zustände zu lösen. Vielmehr kann die Zahl der zu betrachtenden Zustände drastisch eingeschränkt werden.

Im *partiellen lokalen thermischen Gleichgewicht* (PLTE) ist die Besetzung der Zustände nicht mehr mit den Grundzustand der gleichen Ionisationstufe verknüpft, sondern mit dem der nächst höheren. Die Besetzung des Zustandes k wird durch das *Saha-Boltzmann-Besetzungs-Gleichgewicht*

$$n_{\text{k}}^{\text{SB}} = n_{\text{i}} n_{\text{e}} k^2 (h^2 / 2\pi m_{\text{e}} k_{\text{B}} T_{\text{e}})^{3/2} \exp(\chi_{\text{k}} / k_{\text{B}} T_{\text{e}}) \quad (5.1)$$

⁴Eine hochauflösende Messung des Linienprofils ist zur Bestimmung der Teilchendichte nicht zwingend notwendig. Es wurden deshalb auch Messungen mit niedrigerer Auflösung durchgeführt, die sowohl eine Auswertung von schwachen Atomlinien sowie der Molekülstrahlung ermöglichten.

beschrieben. Hierbei ist $\chi_k = E_{\text{ion}} - E_{1,k} - \Delta\chi$ das Ionisationspotential ($\Delta\chi$ ist die Absenkung des Ionisationspotentials durch das elektrische Mikrofeld). Bei Elektronendichten in der Größenordnung $n_e \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und Elektronentemperaturen von einigen eV, wie sie in H_2 - bzw. D_2 -Plasmen im PSI-1 vorliegen, gilt das PLTE nur oberhalb einer kritischen Hauptquantenzahl n_{cr} , die sich aus einer empirischen Formel [24]

$$n_{\text{cr}} = 421.5 \left(\sqrt{T_e} n_e \right)^{-1/9} \quad \text{mit } T_e \text{ in eV, } n_e \text{ in } \text{m}^{-3}$$

berechnen läßt. Für die Verhältnisse im Plasmagenerator ergibt sich $n_{\text{cr}} = 4$.

Unterhalb dieses kritischen Zustandes kann angenommen werden, daß die Anregung allein durch *Elektronenstoß* erfolgt und die Abregung allein durch *spontane Emission* ($n_e \langle \sigma v \rangle_{12} \approx 10^4 \text{ s}^{-1} \ll A_{12} \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$). Für metastabile Zustände, bei denen die Lebensdauer in die Größenordnung der Stoßzeit kommt ist diese Annahme nicht gerechtfertigt. Hier muß auch die Abregung durch Elektronenstöße berücksichtigt werden. Bei Wasserstoff sind metastabile Niveaus aber nicht zu beachten. Auch die Rekombination kann für die betrachteten Plasmen vernachlässigt werden ($n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{rek.}} \approx 10^{-2} \text{ s}^{-1}$). Verunreinigungen, die über Ladungsaustauschprozesse zur Besetzung der oberen Zustände beitragen, werden ebenfalls nicht berücksichtigt.

Für den Fall, daß das Plasma—wie im PSI-1—für alle betrachteten Übergänge optisch dünn ist⁵ vereinfacht sich das Ratengleichungssystem auf die folgenden vier Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{n}_1}{\partial t} = 0 = & \hat{n}_2 A_{21} + \hat{n}_3 A_{31} + \hat{n}_4 A_{41} \\ & - \hat{n}_1 (n_e \langle \sigma v \rangle_{12} + n_e \langle \sigma v \rangle_{13} + n_e \langle \sigma v \rangle_{14} + n_e \langle \sigma v \rangle_{1\infty}) \end{aligned} \quad (5.2a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{n}_2}{\partial t} = 0 = & \hat{n}_1 n_e \langle \sigma v \rangle_{12} + \hat{n}_3 A_{32} + \hat{n}_4 A_{42} \\ & - \hat{n}_2 (n_e \langle \sigma v \rangle_{23} + n_e \langle \sigma v \rangle_{24} + n_e \langle \sigma v \rangle_{2\infty} + A_{21}) \end{aligned} \quad (5.2b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{n}_3}{\partial t} = 0 = & \hat{n}_1 n_e \langle \sigma v \rangle_{13} + \hat{n}_2 n_e \langle \sigma v \rangle_{23} + \hat{n}_4 A_{43} \\ & - \hat{n}_3 (n_e \langle \sigma v \rangle_{34} + n_e \langle \sigma v \rangle_{3\infty} + A_{32} + A_{31}) \end{aligned} \quad (5.2c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{n}_4}{\partial t} = 0 = & \hat{n}_1 n_e \langle \sigma v \rangle_{14} + \hat{n}_2 n_e \langle \sigma v \rangle_{24} + \hat{n}_3 n_e \langle \sigma v \rangle_{34} \\ & - \hat{n}_4 (n_e \langle \sigma v \rangle_{4\infty} + A_{41} + A_{42} + A_{43}). \end{aligned} \quad (5.2d)$$

Dabei bedeutet $\hat{n}_k = n_k/n_{\text{H}}$ und $\langle \sigma v \rangle_{k\infty}$: Ratenkoeffizient für die Ionisation aus dem k -ten Zustand.

Für Wasserstoff bzw. Deuterium sind die atomaren Daten gut bekannt und Stoß-Strahlungs-Modelle bereits vorhanden [62]. Für ein stationäres Plasma läßt sich die Grundzustands-

⁵Starke Resonanzlinien können in dichten Plasmen die emittierten Photonen reabsorbieren. Im Wasserstoff wird Lyman $_{\alpha}$ bei der niedrigsten Dichte optisch dick. Dies ist im PSI-1 noch nicht der Fall.

dichte mittels

$$n_1 = n_e \frac{n_k}{n_k^{\text{SB}}} \left[r_0(k) \frac{S}{\alpha} + r_1(k) \frac{n_e}{n_1^{\text{SB}}} \right]^{-1} \quad (5.3)$$

aus der Besetzungsdichte n_k berechnen. Die Koeffizienten α , S , $r_0(k)$ und $r_1(k)$ sind in der Arbeit von *L.C. Johnson und E. Hinnov* [62] bis zum Zustand $n = 6$ angegeben. Für kleine Dichten ist ein noch einfacheres Modell, das *Corona-Besetzungs-Gleichgewicht*, ausreichend. Im Targetraum des PSI-1 ist für die H_α - bzw. D_α -Emission diese Corona-Näherung anwendbar [37].

Die Besetzung des angeregten Zustands erfolgt hierbei nur durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand, welcher wiederum schnell zerfällt. Die Ratengleichungen (5.2) vereinfachen sich für $k > 1$ zu

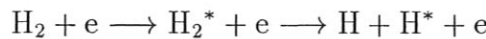
$$0 = \hat{n}_1 \langle \sigma v \rangle_{1k} - \hat{n}_k \sum_{j < k} A_{kj} \Rightarrow n_k \approx n_1 \frac{n_e \langle \sigma v \rangle_{1k}}{\sum_{i < k} A_{ki}}$$

Dadurch wird die Emissivität (vgl. Gleichung (2.18) auf Seite 29) mit $n_{\text{H}} = \sum_k n_k \approx n_1$

$$\varepsilon_{kj} = \frac{E_{kj} A_{kj}}{4\pi} n_k = n_e n_{\text{H}} \langle \sigma v \rangle_{1k} \underbrace{\frac{A_{kj}}{\sum_{i < k} A_{ik}}}_{\mathcal{B}} \quad (5.4)$$

einfach durch die Anregungsrate $\langle \sigma v \rangle_{1k}$ aus dem Grundzustand und das Verzweigungsverhältnis \mathcal{B} bestimmt.

In den vorangehenden Betrachtungen wurden die Moleküle vollständig vernachlässigt. Die dissoziative Anregung eines Wasserstoffmoleküls



kann aber ebenfalls zur Balmer-Emission beitragen [83, 113]. Für die Anzahl der pro Zeit- und Volumeneinheit emittierten Photonen ergibt die Corona-Näherung

$$\frac{dn_{kj}}{dt} = \frac{4\pi\varepsilon_{kj}}{E_{kj}} = n_e \mathcal{B} \left\{ n_{\text{H}} \langle \sigma v \rangle_{\text{ik}}^{(\text{coll})} + n_{\text{H}_2} \langle \sigma v \rangle_{\text{ik}}^{(\text{diss})} \right\}. \quad (5.5)$$

Die Dichte der H_2 -Moleküle im Plasma läßt sich spektroskopisch durch Auswertung der Fulcher $_\alpha$ -Emission ($\text{a}^3\Sigma_g^+ \leftarrow \text{d}^3\Pi_u$) [24] bestimmen (siehe Abbildung 5.3). Die effektive Quantenzahl der Fulcher $_\alpha$ -Bande ist $n_{\text{eff}} = 2.9$. Ebenso wie für die Balmer $_\alpha$ -Emission läßt sich wiederum eine kritische Dichte

$$n_{e,\text{cr}} = 9 \cdot 10^{23} \frac{1}{n_{\text{eff}}} \text{ m}^{-3}$$

angeben.

Unterhalb einer Elektronendichte von $n_{e,\text{cr}} \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ kann die Besetzung des $\text{d}^3\Pi_u$ -Zustandes durch das in Gleichung (5.4) für Linienemission angegebene Corona-Modell

$$\varepsilon_{\text{H}_2} = \frac{hc}{4\pi\lambda_S} n_e n_{\text{H}_2} \langle \sigma v \rangle \mathcal{B}$$

mit der Besetzungsdichte im Grundzustand $X^1\Sigma_g^+$ verknüpft werden. Die Energie der Molekülbande wird durch die Schwerpunkt-Wellenlänge

$$\lambda_S = \frac{\int \lambda \epsilon(\lambda) d\lambda}{\int \epsilon(\lambda) d\lambda} \approx 596 \text{ nm}$$

der Bande bestimmt [32]. Das Verzweigungsverhältnis ist $\mathcal{B} = 1$. Die Anregungsrate aus dem Grundzustand wurde numerisch aus dem von *G.R. Möhlmann und F.J. De Heer* [82] gemessenen Wirkungsquerschnitt berechnet.

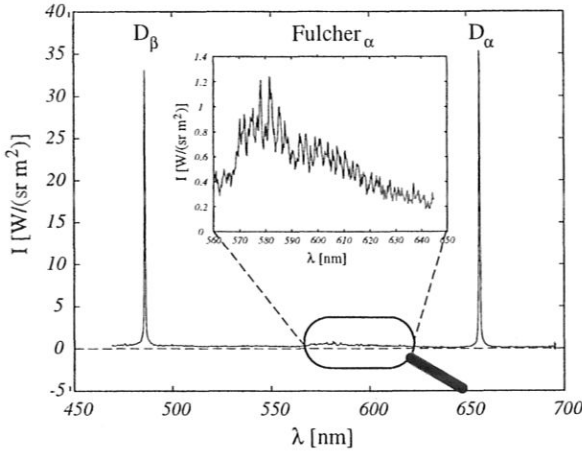


Abbildung 5.3: Die Linien der Fulcher $_{\alpha}$ -Emission liegen zwischen D_{β} und D_{α} .

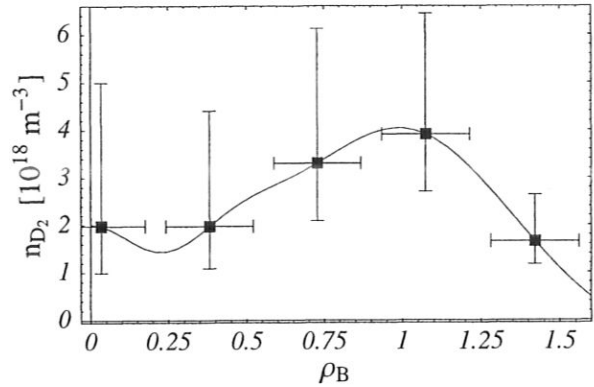


Abbildung 5.4: Die Dichte der D_2 -Moleküle im Targetraum fällt zur Plasmamitte hin ab.

Die Dichte der Moleküle von $n_{D_2} \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ fällt, wie in Abbildung 5.4 am Beispiel einer Deuteriumentladung ($I_{AK} = 300 \text{ A}$, $U_B = 69.7 \text{ V}$ und $Q = 103 \text{ SCCM}$) zu erkennen ist, zur Plasmamitte hin ab. Die Auswertung hängt empfindlich von dem gemessenen n_e - und T_e -Profil ab⁶ (Abbildungen 4.14 und 4.15).

Die Abnahme der D_2 -Dichte am Plasmarand ist nicht verständlich. Die Gefäßwand ist eine Quelle für die Moleküle. Die aus dem Plasma kommenden Atome ($E_{kin} \approx 2 \text{ eV}$) werden adsorbiert und als D_2 -Moleküle ($T_{D_2} \approx 300 \text{ K}$) freigegeben. Die Moleküldichte nimmt im Plasma durch Dissoziation ab. Daher sollte sie am Plasmarand am größten sein. Ein solches Verhalten zeigen auch die B2-EIRENE Modellierungen [63]. Eine mögliche Ursache für die am Rand gemessene Abnahme könnte ein radialer Versatz zwischen den Sondenmessungen und dem Emissionsprofil sein. Die absolute Position der schnellen Sonde läßt sich nur schlecht bestimmen. Durch eine entsprechende radiale Verschiebung änderte sich das n_{D_2} -Profil im wesentlichen nur am Außenrand, da das T_e - und n_e -Profil im Inneren flach ist.

Aus der gemessenen Moleküldichte wurde der aus der Molekül-Dissoziation stammende Anteil der Balmer-Emission bestimmt. Der Ratenkoeffizient für diesen Prozeß läßt sich aus den von Möhlmann und De Heer [84, 83] gemessenen Wirkungsquerschnitten berechnen.

⁶Die Fehlerbalken entstehen durch den relativen Meßfehlern bei der Bestimmung der Elektronenparameter. Dabei wurden die Meßfehler von T_e und n_e so kombiniert, daß auch der schlimmst mögliche Fehler im Fehlerintervall enthalten ist.

Der maximale Anteil an der D_α -Emission betrug 12% (8% über das Profil gemittelt). Für die D_β -Emission ergab sich eine Korrektur um maximal 8% (6% im Mittel). Die Raten hängen empfindlich vom Vibrationszustand des Moleküls ab [18]. Für eine höhere vibratorische Anregung kann die Rate um eine Größenordnung zunehmen. Der Vibrationszustand konnte, wegen der geringen Auflösung, jedoch nicht gemessen werden. Die Moleküle relaxieren im PSI-1 an der Gefäßwand und untereinander recht schnell, so daß angenommen werden kann, daß die Moleküle kaum vibratorisch angeregt sind.

Aus der korrigierten D_α - bzw. D_β -Emission wurde mit Hilfe des in Gleichung (5.3) angegebenen Stoß-Strahlungs-Modells [62] die Dichte der Deuteriumatome berechnet. In Abbildung 5.5 ist zu sehen, daß in der Plasmamitte eine Dichte von $n_D \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ vorherrscht. Der Dissoziationsgrad beträgt im Targetraum des Plasmagenerators demnach $\alpha_{\text{diss}} \approx 50\%$. Das Profil steigt zur Plasmamitte hin durch vermehrte Molekül-Dissoziation leicht an. Dies ist konsistent mit der in dieser Richtung abfallenden Moleküldichte (Abbildung 5.4). Die B2-EIRENE Modellierungen [63] zeigen ebenfalls dieses Verhalten von Molekülen und Atomen. Das Stoß-Strahlungs-Modell stimmt, wie erwartet, mit der Corona-Näherung (5.4) gut überein.

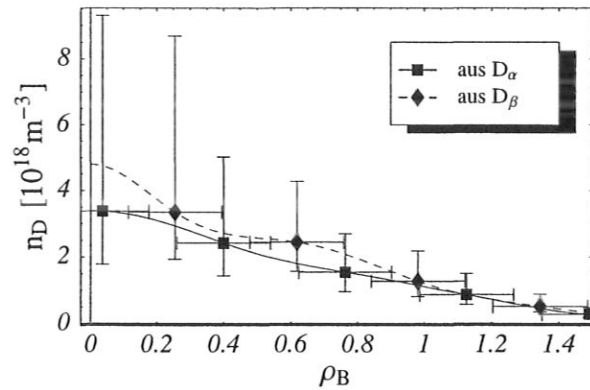


Abbildung 5.5: Die Dichte des atomaren Deuteriums im Targetraum steigt zur Plasmamitte durch Dissoziation an.

Die Abbildungen 5.6.a und 5.6.b zeigen am Beispiel einer D_2 -Entladung und einer äquiva-

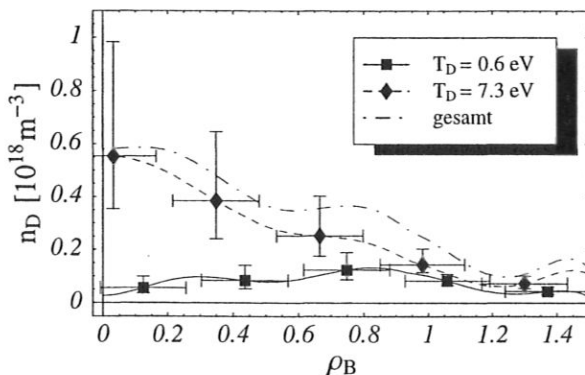


Abbildung 5.6.a: Radiales Profil der Dichte des atomaren Deuteriums aus den Anteilen verschiedener Temperatur ($T_0 = 0.6 \text{ eV}$: Hintergrund, $T_0 = T_i = 7.3 \text{ eV}$: Ladungsaustausch) der D_β -Linienemission.

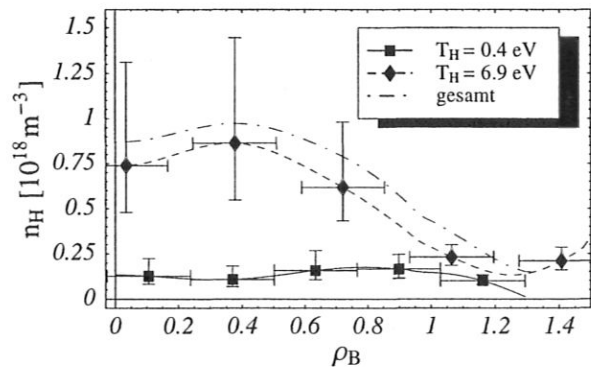


Abbildung 5.6.b: Radiales Profil der Dichte des atomaren Wasserstoffs aus den Anteilen verschiedener Temperatur ($T_0 = 0.4 \text{ eV}$: Hintergrund, $T_0 = T_i = 6.9 \text{ eV}$: Ladungsaustausch) der H_β -Linienemission.

lenten H_2 -Entladung (Tabelle 4.1 Seite 82) die unterschiedliche Aufteilung der atomaren Dichte auf den Ladungsaustauschanteil ($T_0 = T_i \approx 7$ eV) und den kälteren Hintergrundanteil ($T_0 \approx 0.5$ eV) (vergleiche Abbildungen 5.1.a und 5.1.b) bei der Balmer β -Emission. Die Dichte im Deuterium ist aufgrund des geringeren Ladungsaustauschanteils etwas niedriger als im Wasserstoff. Der Anteil aus der „kalten“ Komponente unterscheidet sich nicht stark in beiden Entladungen. Die Aufteilung zwischen Ladungsaustausch- und Hintergrundanteil ist für die verschiedenen Anregungszustände unterschiedlich.

Aus den Messungen der Dichte und Temperatur des atomaren Wasserstoffs läßt sich der gas-kinetische Druck $p = k_B(n_{T_1}T_1 + n_{T_2}T_2)$ bestimmen. Für die zur Abbildung 5.6.a gehörende Entladung ergibt sich im Maximum ein Wert von $p_D = 0.5$ Pa. Am Ort der Druckmessung (siehe oben) wurde nur ein Druck von $p_T = 0.05$ Pa gemessen. Wegen der seltenen Stöße zwischen den Neutralteilchen kann die Druckdifferenz nicht ausgeglichen werden. Nur die Teilchenbilanz an der Wand muß erfüllt sein. Zugleich geben die Atome ihre Energie an die Wand ab. Ausgehend davon, daß am Ort der Druckmessung nur noch Moleküle mit der Wandtemperatur von $T_{D_2} \approx 300$ K vorhanden sind, muß sich der molekulare Teilchenfluß $\Gamma_{D_2}^-$ von der Wand

$$\Gamma_{D_2}^- = 2\Gamma_D^+ + \Gamma_{D_2}^+$$

mit dem atomaren und molekularen Fluß Γ_{D,D_2}^+ aus dem Plasma auf die Gefäßwand bilanzieren. Unter Vernachlässigung des kleinen Molekülanteils und Mittelung über das radiale Dichteprofil ergibt sich aus dieser Abschätzung ein Druck von $p = 0.06$ Pa, der gut mit dem gemessenen Druck übereinstimmt.

5.2 Die Rotation und Temperatur der Neutralen

Durch die schnelle Rotation der Ionen (siehe Abschnitt 3.2) wird lokal Impuls von den Ionen auf die Neutralen übertragen. Diese erhalten dadurch eine mittlere tangentielle Geschwindigkeitskomponente. Insgesamt ergibt sich durch die Reibung der Atome mit den Ionen und Elektronen ein radiales Geschwindigkeitsprofil, das dem der Ionenrotation ähnelt [75].

Neon als Entladungsgas eignet sich ausgezeichnet zum Vergleich der Atome und Ionen. Zum einen ist der Ionisationsgrad geringer als in den schwereren Edelgasen und höher als in Heliumentladungen. Zum anderen ist die absolute Rotationsgeschwindigkeit der Ionen höher als in Ar, Kr und Xe. Aus dem Ladungsaustauschanteil der H- bzw. D-Balmer Emission ließ sich die Rotationsgeschwindigkeit des Neutralgases nicht bestimmen. Wegen der breiten Spektrallinien mußte mit einer zu geringen Auflösung gearbeitet werden. In Neon wurden zum Vergleich der Übergang $3s'[1/2]^o \leftarrow 3p'[1/2]$ von NeI bei $\lambda_0 = 585.283$ nm und der Übergang $3s \ ^4P_{5/2} \leftarrow 3p \ ^4P_{3/2}^o$ im NeII-System bei $\lambda_0 = 366.407$ nm verwendet.

Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen radiale Profile der azimuthalen Geschwindigkeit von NeI und NeII bei verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen. Im Normalfall wird das Neutralgas,

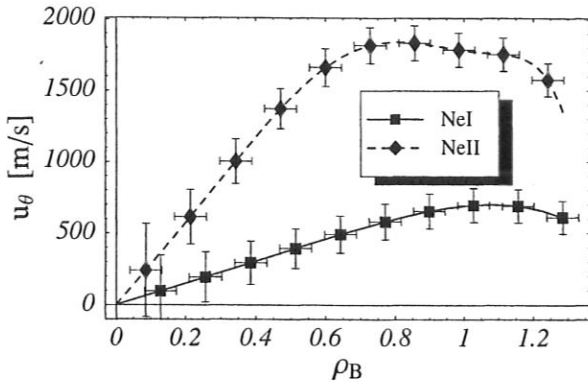


Abbildung 5.7: Radialer Verlauf der azimuthalen Geschwindigkeit von NeI und NeII in der Druckstufe bei normalem Magnetfeld ($I_{S_1} = 90$ A, $I_{S_2} = 45$ A, $I_{S_3, S_4} = 500$ A; $B^{(DS)} = 0.1$ T).

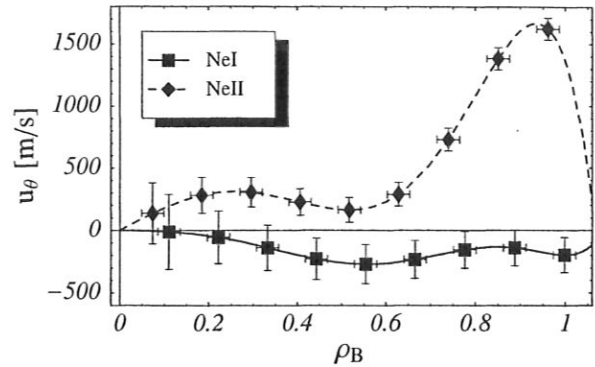


Abbildung 5.8: Radialer Verlauf der azimuthalen Geschwindigkeit von NeI und NeII im Targetraum bei reduziertem Magnetfeld ($I_{S_1} = 90$ A, $I_{S_2} = 50$ A, $I_{S_3, S_4} = 250$ A; $B^{(T)} = 0.025$ T).

wie erwartet, von den Ionen mitgerissen, wie die in Abbildung 5.7 dargestellte Messung in der Druckstufe zeigt. Bei einzelnen Entladungen wurde aber, wie in Abbildung 5.7 zu sehen ist, eine Rotation des Neutralgases in entgegengesetzter Richtung zur Ionenrotation beobachtet. Für dieses Verhalten gibt es bislang noch keine Erklärung. Für beide Fälle ist die Neutralgasrotation wesentlich kleiner als die Ionenrotation.

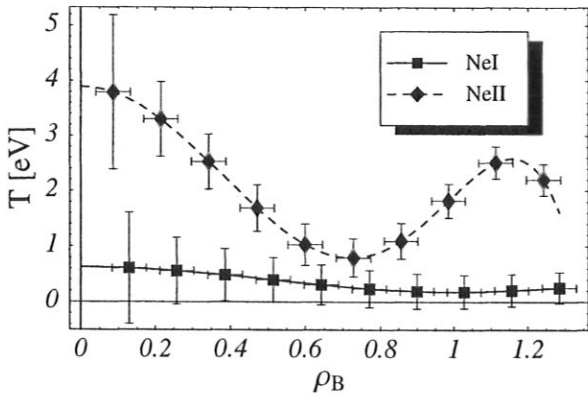


Abbildung 5.9: Radiales Temperaturprofil von NeI und NeII in der Druckstufe bei normalem Magnetfeld.

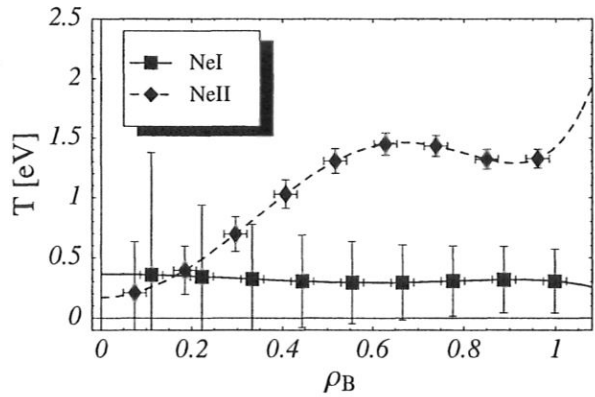


Abbildung 5.10: Radiales Temperaturprofil von NeI und NeII im Targetraum bei reduziertem Magnetfeld.

Die Neutralen sind im Plasmagenerator nicht mit den Ionen im thermodynamischen Gleichgewicht, wie aus dem Vergleich der radialen Temperaturprofile von NeI und NeII in den Abbildungen 5.9 und 5.10 zu sehen ist. Auch in anderen Entladungsgasen liegt die Temperatur der Neutralen bei $T_0 < 1$ eV. Durch Ladungsaustausch können, wie im Falle des Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmas, Atome mit $T_0 = T_i$ entstehen. Die verschiedenen Komponenten thermalisieren wegen der geringen Stoßfrequenz $\nu_{00} \approx 2.0 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} < \nu_{CX} \approx 1.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} < \nu_{ii} \approx 4.2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ nicht.

Kapitel 6

Theoretische Modelle

Der Plasmagenerator läßt sich im Ganzen nur schwierig theoretisch beschreiben. Eine konsistente Modellierung des gesamten Plasmavolumens liefert nur eine *kinetischen Beschreibung* [7]. Die Lösung der *Boltzmann-Gleichung* bzw. *Fokker-Planck-Gleichung* ist in Zylindersymmetrie analytisch nicht möglich und numerisch sehr aufwendig. Gerade im Anoden-Kathoden-Bereich sind die radialen Gradientenlängen verglichen mit den Gyroradien der Ionen klein. Deshalb ist eine magnetohydrodynamische Mehrflüssigkeits-Beschreibung basierend auf den von *A. Schlüter* [100, 16] aufgestellten Gleichungen wie in Hohlkathoden-Entladungen [60, 61] nicht korrekt. Die wichtigsten Teilaspekte der Entladung lassen sich aber mit vereinfachten Modellen erklären.

Zum Verständnis der Plasmaerzeugung reicht ein Modell aus, daß die Strom-Spannungs-Charakteristik der Anlage erklärt [88]. Eine eindimensionale Beschreibung der Energie- und Teilchenbilanz an den Elektroden für $T_i = 0$, wie sie im Abschnitt 6.1 vorgestellt wird, liefert bereits eine adäquate Übereinstimmung mit dem Experiment. Die Kennlinie wird im wesentlichen von den Fallpotentialen an den Elektroden bestimmt. Das Plasma selbst ist von untergeordneter Bedeutung und läßt sich auf eine homogene Elektronendichte und -temperatur reduzieren, die selbstkonsistent berechnet wird.

Im Prinzip läßt sich der Drift-Bereich des Plasmagenerators mit dem bei Fusionsexperimenten angewandten *B2-EIRENE*-Code beschreiben [63]. Mit diesem gekoppelten 2D-Mehrflüssigkeits-3D-Monte-Carlo-Code¹ können bislang aber weder elektrische Felder noch Ströme berechnet werden. Daher läßt sich die Rotation ebenfalls nicht mit diesem Code modellieren. Es soll deshalb im weiteren nicht auf diese Code-Simulationen eingegangen werden.

Im Abschnitt 6.2 werden zwei einfache Betrachtungen, die Bilanz des Gesamtdrehimpulses und der Einfluß der axialen Begrenzung des Plasmas, diskutiert. Mit Hilfe der Drehimpulsbilanz läßt sich bereits ein Ausdruck für die Winkelgeschwindigkeit finden, der die wesent-

¹Das Plasma wird parallel zu \vec{B} im Mehrflüssigkeits-Bild und senkrecht diffusiv beschrieben (B2). Die Neutralteilchen werden mit dem 3D-Monte-Carlo-Code EIRENE modelliert.

lichen Abhängigkeiten entsprechend Gleichung (3.5) (Seite 62) wiedergibt. Ein Verständnis der Rotation bedarf aber einer genaueren Analyse.

Dazu werden im Abschnitt 6.3 die Mehrflüssigkeits-Gleichungen diskutiert. Es zeigt sich, daß im Rahmen eines isothermen Zwei-Flüssigkeits-Modells keine geeignete Erklärung für die im PSI-1 gemessene Rotation gefunden werden kann. Auch bereits bestehende Theorien [61, 120, 5] lassen sich nicht auf den Plasmagenerator anwenden. Hierzu wird ein Modell benötigt, daß die Ursache des, zur Aufrechterhaltung der Rotation notwendigen, radialen Stroms erklärt.

Die Betrachtung der Effekte innerhalb der Anode, die im Abschnitt 6.4 diskutiert werden, liefert eine Erklärung für den radialen Stromfluß. Innerhalb der Anode muß der große Gyrationradius $\rho_i > 0.01$ m berücksichtigt werden, der in der Größenordnung des Anodenradius liegt. Durch die Ionenverluste an der Anode lädt sich das Plasma negativ auf. Von diesem Feld wird durch die Wechselwirkung mit dem Neutralgas ein Polarisationsstrom getrieben, der die Impulsverluste ausgleicht. Außerdem treibt das E-Feld die Rotation an.

6.1 Die Strom-Spannungs-Kennlinie des PSI-1

Das Plasma im PSI-1 wird durch den Entladungsstrom, der zwischen Anode und Kathode fließt, erzeugt. Die Strom-Spannungs-Charakteristik gibt Aufschluß über die prinzipiellen physikalischen Prozesse, die in diesem Bereich von Bedeutung sind. Für nicht zu kleine Ströme ($I_{AK} > 75$ A) kann das Plasma auf ein leitfähiges Medium mit einer homogenen Dichte und Temperatur der Elektronen und Ionen reduziert werden. Die Kennlinie selber wird von den Potentialabfällen an den Elektroden dominiert. Diese werden durch die Teilchen- und Energiebilanz an den Schichtkanten bestimmt.

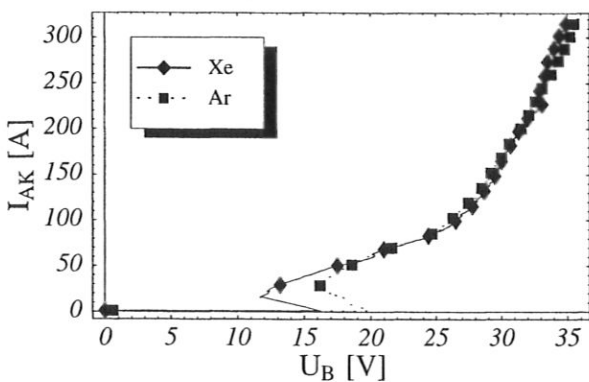


Abbildung 6.1: Die Strom-Spannungs-Kennlinien in Xenon und Argon bei konstantem Druck im Anoden-Kathoden-Raum von $p_K = 1.4$ Pa sind bei hohem Entladungsstrom gleich.

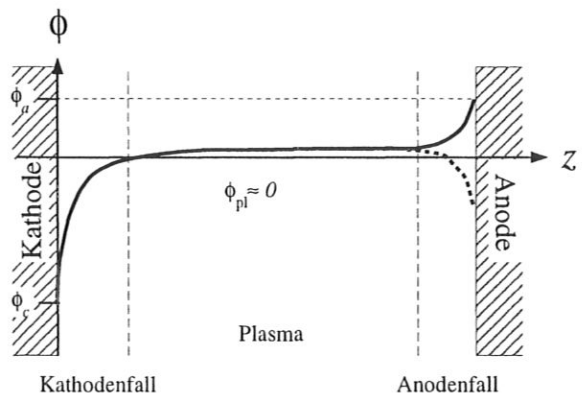


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Potentialverlaufs zwischen den Elektroden ($\parallel \vec{B}$).

Die in Abbildung 6.1 abgebildete Strom-Spannungs-Kennlinien in Xenon und Argon zeigen den typischen Kennlinienverlauf im Plasmagenerator (vergleiche Abbildung D.2). Unterhalb von $I_{AK} \approx 100$ A ist die Charakteristik flach. Der Ionisationsgrad des Plasmas ist gering und die Leitfähigkeit niedrig. Mit zunehmendem Entladungsstrom wird die Leitfähigkeit immer besser und der Spannungsabfall im Plasma selber kann vernachlässigt werden.

In Abbildung 6.2 ist schematisch der Potentialverlauf ($\parallel \vec{B}$) zwischen den Elektroden dargestellt. Die Kennlinie wird im wesentlichen durch den Kathodenfall ϕ_c bestimmt, dessen Höhe von T_e und $n_e \approx n_i$ und der Ionisationsenergie abhängt. Die Ionentemperatur hat wegen des Bohm-Kriteriums (2.47) keinen signifikanten Einfluß. Im folgendem wird $T_i = 0$ betrachtet.

Die aus der Kathode tretenden Elektronen müssen im Kathodenfall mindestens die Ionisationsenergie erlangen. Daher ist der Kathodenfall größer als der Anodenfall ϕ_a , der ebenfalls von T_e und n_e abhängt. Der Anodenfall kann im Gegensatz zum Kathodenfall, der immer negativ ist, sowohl negativ als auch positiv sein.

Der Bereich zwischen Anode und Kathode läßt sich in vier Regionen einteilen. Den Kathodenfall, eine Ionisationszone, die Plasmasäule und den Anodenfall. Die Fallregionen werden als stoßfrei behandelt (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Die Abbildung 6.3 zeigt eine schematische Darstellung der zugehörigen Teilchenflüsse und -quellen. Im gesamten Plasma, d.h. auch innerhalb der Ioni-

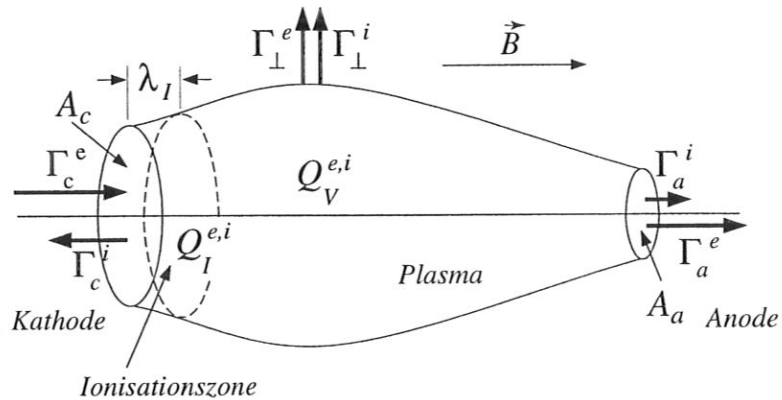


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung der Teilchenflüsse und Quellen.

sationszone, wird Plasma durch Volumenionisation Q_v entsprechend der Ionisationsrate gebildet. Innerhalb der Ionisationszone wird das Gas zusätzlich durch Stöße mit den im Kathodenfall beschleunigten Emissions-Elektronen ionisiert (Q_I). Bei kleinen Strömen ist dies der wesentliche Prozeß. Nimmt der Strom zu wird die Volumenionisation immer wichtiger und schließlich dominierend.

Im Rahmen eines eindimensionalen Modells, das zusammen mit G. Fußmann und D. Naujoks [88] entwickelt wurde, lassen sich bereits die wesentlichen Aspekte der I-U-Kennlinie des PSI-1 verstehen. Im folgenden soll die Herleitung der zugrundeliegenden Gleichungen skizziert werden. Eine detaillierte Beschreibung ist in Ref. [88] zu finden.

6.1.1 Teilchenbilanz

Die Gesamtzahl der Teilchen bleibt erhalten. Die Volumenrekombination spielt in relativ dünnen Plasmen – wie im PSI-1 – keine Rolle. Entsprechend den Bezeichnungen aus der Abbildung 6.3 lauten die Teilchenbilanzen für die Elektronen

$$\Gamma_c^e A_c + \Gamma_a^e A_a + \Gamma_{\perp}^e A_{\perp} = Q_I^e + Q_V^e \quad (6.1)$$

und für die Ionen

$$\Gamma_c^i A_c + \Gamma_a^i A_a + \Gamma_{\perp}^i A_{\perp} = Q_I^i + Q_V^i. \quad (6.2)$$

Der Gesamtstrom legt nur die Summe

$$I_{AK} = A_c j_c = e A_c (\Gamma_c^i + \Gamma_c^e) = e A_a (\Gamma_a^i + \Gamma_a^e) = A_a j_a \quad (6.3)$$

des Flusses von Elektronen Γ^e und Ionen Γ^i auf die effektiven Flächen von Anode A_a und Kathode A_c fest. Die Quellterme im Plasma sind

$$Q_I = \frac{j_{ec}}{e} n_0 \lambda_I \sigma_{ion} A_c \quad (6.4a)$$

$$Q_V = n_0 n \langle \sigma_{ion} v \rangle_{ion} V \quad (6.4b)$$

alleine durch die Ionisationsprozesse gegeben, wobei $n_0 \approx p/(k_B T_0)$ die Neutralteilchendichte, $n = n_e = n_i$ die Plasmadichte, j_{ec} der Emissionsstrom nach Gleichung (1.2) (Seite 10) und λ_I die Länge der Ionisationszone ist. Die kinetische Energie $E_{ec} = -e\phi_c = m_e v_c^2/2 > E_{ion}$ der Emissions-Elektronen wird im Plasma durch Coulomb-Stöße dissipiert. Der Energieverlust pro Zeiteinheit läßt sich durch einen exponentiellen Abfall mit der Thermalisierungszeit monoenergetischer Elektronen im Plasma

$$\tau_e = \frac{v_c m_e k_B T_e (4\pi\epsilon_0)^2}{8\pi e^4 n_e \ln \Lambda G(v_c/v_{th,e})} \quad \text{mit } G(x) = \frac{1}{2x^2} \left[\operatorname{erfc}(x) - \frac{2x}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) \right]$$

beschreiben [3]. Die Emissions-Elektronen tragen nicht mehr zur Ionisation bei, wenn ihre kinetische Energie unterhalb der Ionisationsenergie liegt. Hieraus läßt sich die Länge der Ionisationszone

$$\lambda_I = \tau_e v_c \ln \left(\frac{m_e v_c^2}{2E_{ion}} \right)$$

abschätzen. Mit zunehmender Elektronendichte wird durch die Dichteabhängigkeit von τ_e die Ionisationszone kürzer. Sie verliert deshalb gegenüber der Volumenionisation mit steigendem Entladungsstrom immer mehr an Bedeutung.

Der Teilchenverlust an den Rändern ergibt sich bei kalten Ionen nach Ref. [52, 88] durch

die Teilchenflüsse

$$\Gamma_c^e = \left[\frac{j_{ec}}{e} \left(-\frac{2e\phi_c}{m_e} \right)^{-\frac{1}{2}} - n \right] \frac{\alpha_c}{4} \bar{v}_e \exp \left(\frac{e\phi_c}{k_B T_e} \right) - \frac{j_{ec}}{e} \quad (6.5a)$$

$$\Gamma_a^e = \frac{\alpha_a}{4} n \bar{v}_e \exp \left(\frac{e\phi_a}{k_B T_e} \right) \quad (6.5b)$$

$$\Gamma_\perp^e = \Gamma_\perp^i = -D_\perp \frac{\partial n}{\partial r} \quad (6.5c)$$

$$\Gamma_c^i = -\alpha_c n \sqrt{\frac{2E_i}{m_i}} \quad (6.5d)$$

$$\Gamma_a^i = -\alpha_a n c_s [1 - \Theta(\phi_a)], \quad (6.5e)$$

multipliziert mit der zugehörigen Oberfläche. Die Faktoren α_c und α_a verknüpfen die Plasmadichte an der Schichtkante mit der im ungestörten Plasma ($\alpha_{a,c} \approx 0.5$ vgl. Abschnitt 2.2.1). Bei positivem Anodenfall verschwindet der Ionenfluß auf die Anode. Diese nur bei $T_i = 0$ auftretende Diskontinuität wird in Gleichung (6.5e) durch die Heaviside-Funktion Θ ausgedrückt. Der Elektronenfluß auf die Elektroden ergibt sich aus dem thermischen Fluß auf eine Oberfläche in einem abstoßenden Potential (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Der Fluß auf die Kathode muß um den Emissionsanteil unter Berücksichtigung der Quasineutralität² vermindert werden [52]. Der Ionenfluß ($T_i = 0$) wird durch die Stabilität der Schicht bestimmt. Das daraus resultierende Bohm-Kriterium (2.47) muß an der Kathode wegen des Emissionsstroms modifiziert werden. Aus der eindimensionalen Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e + n_c - n_i) \Rightarrow \frac{1}{2} E^2 = \frac{e}{\epsilon_0} \int_0^\phi (n_e + n_c - n_i) d\phi' \quad (6.6)$$

kann analog zu der Herleitung im Abschnitt 2.2.1 die Bedingung für die Ionenenergie E_i

$$E_i \geq \frac{k_B T_e}{2} + \frac{E_i j_{ec}}{en} \sqrt{\frac{2}{m_e}} (-e\phi_c)^{-\frac{3}{2}} \left[\frac{k_B T_e}{2} - e\phi_c \right] \quad (6.7)$$

abgeleitet werden, die erfüllt sein muß, damit das elektrische Feld reell ist.

Aus der Strombilanzgleichung (6.3) lassen sich Ausdrücke für die Fallpotentiale

$$e\phi_c = k_B T_e \ln \left\{ \frac{4 \left[\sqrt{2E_i/m_i} + (j_{ec} - j_k) \right]}{\bar{v}_e \left(e\alpha_a n - j_{ec} \sqrt{m_e/(-2e\phi_c)} \right)} \right\} \quad (6.8a)$$

$$e\phi_a = \begin{cases} k_B T_e \ln \left[\sqrt{\frac{2\pi m_e}{m_i} + \frac{4j_a}{e\alpha_a n \bar{v}_e}} \right] & \text{wenn } j_a < en\bar{v}_e/4 \\ k_B T_e \ln \left[\frac{4j_a}{en\bar{v}_e} \right] & \text{wenn } j_a \geq en\bar{v}_e/4 \end{cases} \quad (6.8b)$$

herleiten. Für den Kathodenfall ϕ_c kann mit Gleichung (6.8a) nur ein impliziter Ausdruck angegeben werden.

²Es wird angenommen, daß die emittierten Elektronen schnell im Plasma thermalisiert werden.

Bei zu geringer Plasmadichte oder zu heißer Kathode können Raumladungseffekte vor der Kathode auftreten. Es bildet sich eine Potentialmulde aus, die den thermischen Emissionsstrom beschränkt. Eine Bedingung für die kritische Emissionsstromdichte j_{ec}^* bei gegebenen n und T_e kann wiederum über die Poisson-Gleichung (6.6) gewonnen werden (vergleiche Anhang D.2). Die Bildung einer Potentialmulde beginnt, wenn das elektrische Feld an der Kathodenoberfläche verschwindet ($E(\phi_c) = 0$). Die Integration von Gleichung (6.6) liefert

$$0 = \frac{k_B T_e}{2} \left(n - \frac{j_{ec}^*}{e} \sqrt{\frac{m_e}{-2e\phi_c}} \right) \left[\exp\left(\frac{e\phi_c}{k_B T_e}\right) - 1 \right] - \frac{j_{ec}^*}{e} \sqrt{-\frac{m_e}{2} e\phi_c} + \frac{E_i}{ne} \left[\sqrt{1 - \frac{e\phi_c}{E_i}} - 1 \right],$$

eine Gleichung, die zusammen mit Gleichung (6.7) und Gleichung (6.8) bei gegebenen T_e und n gelöst werden muß. In Abbildung 6.4 ist für eine Argonentladung das Verhältnis $\gamma_c = j_c^*/j_{ec}$ von kritischem Emissionsstrom zum Emissionsstrom nach Gleichung (1.2) bei einer typischen Kathodentemperatur von $T_c = 1900$ K im n_e - T_e -Raum dargestellt. Der Emissionsstrom ist für $\gamma_c < 1$ raumladungsbegrenzt. Im Plasma-generator muß dies für kleine Dichten und Temperaturen, also bei niedrigen Entladungsströmen, berücksichtigt werden.

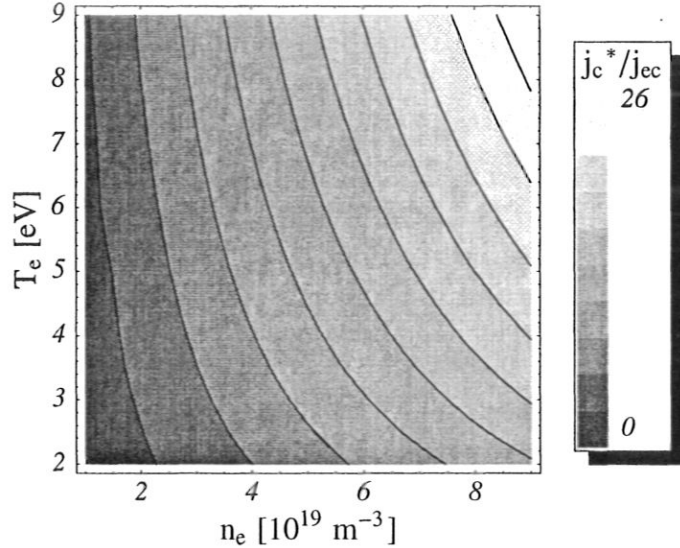


Abbildung 6.4: Das Verhältnis $\gamma_c = j_c^*/j_{ec}$ der kritischen Emissionsstromdichte zum Emissionsstrom bei $T_c = 1900$ K ist nur für kleines n_e und T_e kleiner Eins. In diesem Fall ist der Emissionsstrom raumladungsbegrenzt.

Die Ionenbilanzgleichung (6.2) kann dazu benutzt werden eine Gleichung für die Plasmadichte

$$n = \frac{j_{ec}}{e} \frac{n_0 \sigma_{ion} \lambda_I}{\alpha_c \sqrt{\frac{2E_i}{m_i}} + \alpha_a [1 - \Theta(\phi_a)] c_s - n_0 \langle \sigma v \rangle_{ion} L_{||}} \approx \frac{j_{ec}}{e} \frac{n_0 \sigma_{ion} \lambda_I}{2\sqrt{k_B T_e / m_i} - n_0 \langle \sigma v \rangle_{ion} L_{||}} \quad (6.9)$$

aufzustellen. Die senkrechte Diffusion wurde hierbei vernachlässigt. Sie läßt sich durch die Abschätzung $\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \partial_r n = -D_{\perp} n \partial_r \ln n \approx -D_{\perp} n / L_{\perp}$ näherungsweise berücksichtigen.

Die Länge der Ionisationszone kann nicht genau bestimmt werden. Der Nenner in Gleichung

(6.9) wird durch den exponentiellen Anstieg des Ratenkoeffizienten

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} \approx s_0 \exp\left(-\frac{E_{\text{ion}}}{k_B T_e}\right) \sqrt{\frac{k_B T_e}{E_{\text{ion}}}} \quad (6.10)$$

bei hohen Elektronentemperaturen negativ. Die Koeffizienten s_0 (siehe [87]) sind an gemessene Daten angepaßt. Daraus ergibt sich als wichtiges Ergebnis

$$T_e^{\text{max}} = -\frac{E_{\text{ion}}}{\ln\left[\frac{2\sqrt{E_{\text{ion}}/m_i}}{s_0 n_0 L_{\parallel}}\right]} \quad (6.11)$$

als obere Grenze für die Elektronentemperatur. Es zeigt sich, daß die Elektronen bei hohen Strömen diese maximale Temperatur annehmen.

Aus der Teilchenbilanz läßt sich also in diesem Fall ein einfacher Ausdruck für T_e finden. Die Elektronentemperatur wird somit hauptsächlich durch die Ionisationsenergie festgelegt. Außerdem hängt sie noch schwach von der Ionenmasse, der Neutralteilchendichte und der Verbindungslänge $L_{\parallel} \approx L_{\text{AK}}$ zwischen Anode und Kathode ab.

Bemerkenswert ist, daß T_e nicht direkt von der Elektronendichte abhängt. Dies ist in Verbindung mit der Quasineutralität eine Folge davon, daß sowohl die Plasmaproduktion als auch die Ionenverluste an der Kathode proportional zu n_e bzw. n_i sind. Zur Berechnung der Plasmadichte wird also eine weitere Beziehung benötigt, die aus der im folgenden betrachteten Energiebilanz hervorgeht.

6.1.2 Energiebilanz

Der größte Teil der Entladungsleistung $P = I_{\text{AK}} U_B$ wird im Plasmagenerator in die Elektroden eingeleitet. Nach den Untersuchungen von T. Fuchs [36] gehen typischerweise 75% der eingespeisten Leistung in die Anode. Wird vom Strahlungsverlust und der senkrechten Diffusion abgesehen ergibt sich der Verlust an den Enden aus den Teilchenflüssen zu den Elektroden

$$P = A_c \Gamma_i^c \left[E_{\text{ion}} + \frac{k_B T_e}{2} - e\phi_c - e\Phi_c \right] + A_a \Gamma_i^a \left[E_{\text{ion}} + \frac{k_B T_e}{2} - e\phi_a - e\Phi_a \right] + \quad (6.12)$$

$$A_c \Gamma_e^c \left(1 - \frac{j_{ec}}{e} \right) \left[e\Phi_c + \frac{3}{2} k_B T_e \right] + A_a \Gamma_e^a \left[e\Phi_a + \frac{3}{2} k_B T_e + [1 - \Theta(\phi_a)] e\phi_a \right].$$

Die Plasma-Elektronen gewinnen beim Eintritt in die Elektroden die Austrittsarbeit $\Phi_{a,c}$, wohingegen die Ionen und die Emissions-Elektronen diese Energie zusätzlich aufbringen müssen. Durch die Rekombination der Ionen an den Elektrodenoberflächen wird die Ionisationsenergie E_{ion} an die Wand abgegeben. Wenn der Anodenfall $\phi_a < 0$ ist, werden die Elektronen von der Anode angezogen und tragen zusätzlich zu ihrer thermische Energie $3k_B T_e/2$ auch die im Anodenfall gewonnene Energie aus dem Plasma.

6.1.3 Vergleich mit Experimenten

Die Lösung der Gleichungen (6.8) zusammen mit (6.12) führt unter der Annahme einer konstanten Elektronentemperatur nach Gleichung (6.11) mit $U_B = \phi_a - \phi_c$ zu der Strom-Spannungs-Kennlinie des PSI-1. Die geometrischen Parameter sind in gewissen Grenzen frei wählbar. Die Größe und der Abstand der Elektroden sind zwar bekannt, aber die aktiven Flächen und deren Abstand hängen schwach von den Plasmaparametern ab. Insbesondere läßt sich die Energiebilanz (6.12) nur lösen, wenn die aktive Anodenfläche wesentlich kleiner als die aktive Kathodenfläche ist, das Plasma sich also auf der Anode zusammenzieht. Die Erhaltung der Stromdichte auch beim Übergang in das Metall erfordert eine Verdichtung des Plasmas vor der Anode [75].

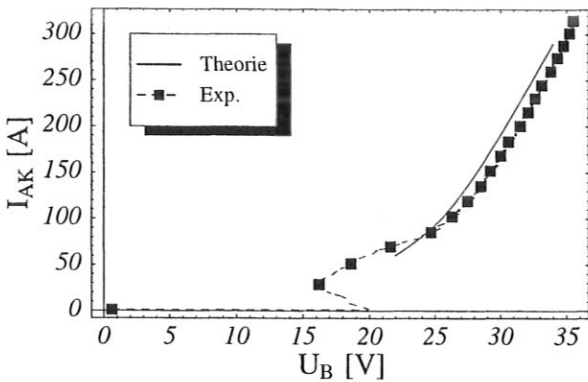


Abbildung 6.5: Die berechnete Kennlinie einer Ar-Entladung bei konstantem Druck $p_K = 1.4$ Pa beschreibt das Experiment ausgezeichnet.

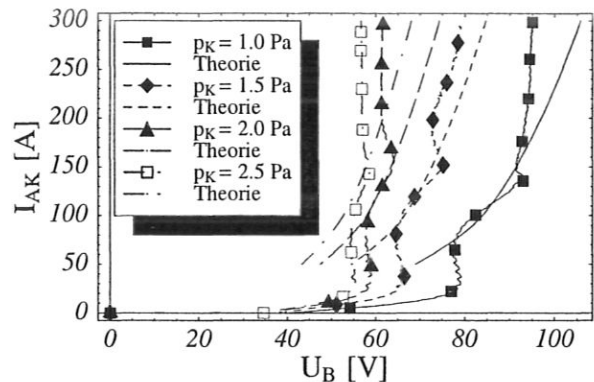


Abbildung 6.6: Die Druckabhängigkeit der Kennlinie von He-Entladungen wird von Theorie gut wiedergegeben.

Für ein Argonplasma ergibt sich zwischen Theorie und Experiment eine gute Übereinstimmung, wie in Abbildung 6.5 belegt ist. Bei niedrigen Entladungsströmen bricht die Berechnung zusammen. Mit sinkendem Strom nimmt die Plasmadichte stark ab (vergleiche Abbildung 4.12 auf Seite 82). Dadurch wird die vernachlässigte Ionisation durch die emittierten Elektronen immer wichtiger und der Emissionsstrom wird raumladungsbeschränkt.

In Abbildung 6.6 sind die gemessenen Strom-Spannungs-Charakteristiken für Heliumentladungen bei verschiedenen Neutralgasdrücken im Anoden-Kathoden-Bereich im Vergleich zu den theoretischen dargestellt. Die Theorie gibt den Verlauf der Kennlinie nur in groben Zügen wieder. Der Versatz der gemessenen Kennlinien zu höheren Brennspannungen bei sinkendem Neutralgasdruck wird aber von der Theorie gut wiedergegeben. Ebenfalls ist die Tendenz zur Abflachung der Charakteristik bei steigendem Neutralgasdruck in den theoretischen Kennlinien zu erkennen. Die Struktur der experimentellen Kennlinie ist kompliziert. Es ist nicht zu erwarten, daß das hier vorgestellte einfache Modell diese Details der Charakteristik beschreiben kann.

Das Verhalten von T_e für die unterschiedlichen Gasarten wird mit der Formel (6.11) erstaunlich gut wiedergegeben. Dies zeigt der in Abbildung 6.7 dargestellte Vergleich mit den experimentellen Werten. Die Übereinstimmung der in Xenon und Argon gemessenen Kennlinien bei hohen Entladungsströmen ist dadurch ebenfalls verständlich (Abbildung 6.1). Die maximale Elektronentemperatur unterscheidet sich kaum für beide Gasarten. Die Fallpotentiale (6.8) hängen nur leicht von der Ionenmasse ab. Der wesentliche Beitrag der Ionen in der Energiebilanz kommt durch die Ionisationsenergie zustande. Die beiden Gase unterscheiden sich auch hier nicht stark voneinander (Tabelle 1.4; Seite 15). Es muß jedoch erwähnt werden, daß der ermittelte Wert für T_e^{\max} nur etwa die Hälfte des im Anoden-Kathoden-Bereich an der LFS gemessene Wertes ist. Die Hinzunahme der unbeachteten Verlustprozesse korrigiert die maximale Elektronentemperatur zu höheren Werten. Hier sind vor allem die Strahlungsverluste, die nur in die Energiebilanz eingehen, zu nennen. Die Leistungsbilanz ist zwar nach den Messungen von T. Fuchs [36] bereits zu 90% erfüllt, wenn der Anteil von 75% der auf die Anode und der in den Drift-Bereich gehende Anteil von 15% addiert werden. Ob der Leistungseintrag auf die einzelnen Bauteile durch Strahlung oder den Teilchenfluß verursacht wird, kann bei den in Ref. [36] verwendeten kalorimetrischen Messungen aber nicht unterschieden werden. Besonders im dichten und heißen Plasma innerhalb der Anode könnte dies von Bedeutung sein.

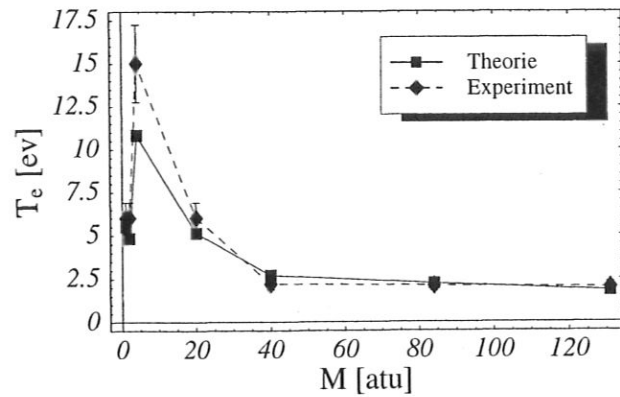


Abbildung 6.7: Berechnete Gasart-Abhängigkeit von T_e nach Gleichung (6.11) im Vergleich zu experimentellen Daten.

6.2 Einfache Betrachtungen zur Rotation

Bevor in den Abschnitten 6.3 und 6.4 im Detail auf die Plasmarotation eingegangen wird, sollen hier zunächst zwei einfache Betrachtungen diskutiert werden: Die Bilanz des Gesamtdrehimpulses und der Einfluß der axialen Begrenzung auf das Plasmapotential.

6.2.1 Gesamtdrehimpulsbilanz

Ein rotierendes Plasma hat im Normalfall einen Gesamtdrehimpuls:

$$\vec{L} = m_i \int_V n_i \vec{r} \times \left(\vec{u}_i + \frac{m_e}{m_i} \vec{u}_e \right) dV. \quad (6.13)$$

Eine drehimpulsfreie Rotation ist nur bei unterschiedlicher Rotationsrichtung von Elektronen und Ionen vorstellbar. Hierzu muß für die Rotationsgeschwindigkeit der Elektronen $u_{e\theta} = -m_i u_{i\theta} / m_e$ gelten. Rotieren – wie im PSI-1 – die Elektronen mit einer ähnlichen Geschwindigkeit wie die Ionen, kann ihr Beitrag zum Gesamtdrehimpuls in Gleichung (6.13) vernachlässigt werden.

Durch die Quellen und Senken der Ionen, wie z.B. Ladungsaustausch und Ionisation, und die Neutralgasreibung geht dem Plasma ständig Drehimpuls verloren. Ein Teil der in den PSI-1 einströmenden Teilchen werden im Anoden-Kathoden-Bereich, wo der Hauptteil des Plasmas erzeugt wird, ionisiert und magnetisch geführt in den Drift-Bereich geleitet, wo sie an der Neutralisatorplatte neutralisiert werden. Im Anoden-Kathoden-Raum wird das Gas nicht abgepumpt. Im stationären Plasma müssen also die Quellterme $\int_V S_i dV = \alpha_{\text{ion}} Q$ proportional zum Gasfluß sein. Die Proportionalitätskonstante ist der Ionisationsgrad $\alpha_{\text{ion}} = n_e / (n_0 + n_e)$, der über die Elektronendichte vom Entladungsstrom abhängt. Das durch den Drehimpulsverlust auf das Plasma ausgeübte Drehmoment läßt sich mit der Neutralgasreibung $\vec{R}_{i0} = -\mu_{i0} n_i \nu_{i0} \vec{u}_i$ ($\mu_{i0} = m_i/2$: reduzierte Masse) als

$$\vec{M}^{(Q)} = -\frac{m_i Q}{V} \int_V \alpha_{\text{ion}} \vec{r} \times \vec{u}_i dV + \int_V \vec{r} \times \vec{R}_{i0} dV \quad (6.14)$$

schreiben.

Damit sich eine zeitlich konstante Rotation ausbilden kann, muß dem Plasma also laufend von außen Drehimpuls zugeführt werden. Dies ist nur durch die Lorentz-Kraft (B.6) möglich. Das von ihr, auf ein quasineutrales Plasma, ausgeübte Drehmoment

$$\vec{M}^{(I)} = \int_V \vec{r} \times (\vec{j} \times \vec{B}) dV \quad (6.15)$$

muß im stationären Fall $\vec{M}^{(Q)}$ bilanzieren, so daß das Gesamtdrehmoment

$$\vec{M} = \vec{M}^{(Q)} + \vec{M}^{(I)} = 0 \quad (6.16)$$

verschwindet.

Sei nun ein zylindrisches, axial homogenes Plasma mit dem Radius R und der Länge L , das wie ein starrer Körper mit $\Omega_i = u_{i\theta}/r$ rotiert, betrachtet. Zusätzlich sei die Plasmadichte auch radial als homogen angenommen. In Zylindersymmetrie mit $\vec{B} = B\vec{e}_z$ braucht nur die z-Komponente von \vec{M} berücksichtigt zu werden. Aus den Gleichungen (6.16), (6.14) und (6.15) folgt nach Integration über θ und z :

$$\frac{m_i}{4} \Omega_i R^2 \left(\frac{\alpha_{\text{ion}} Q}{V} + \frac{n_i \nu_{i0}}{2} \right) + \frac{B}{R^2} \int_0^R r^2 j_r dr = 0. \quad (6.17)$$

Eine positive Rotation kann also nur bei einem *negativen radialen Stromfluß* entstehen.

Unter der Annahme, daß der axiale Strom nur im radialen Bereich $R - \Delta r \leq r \leq R$ fließt und axial linear abnimmt $j_z = -I_{\text{AK}}(1 - c_{Iz})/[\pi \Delta r(2R - \Delta r)]$ (Kathode: $z = 0$) läßt sich

aus $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ der radiale Strom

$$j_r = -\frac{I_{AK} c_1}{2\pi \Delta r (2R - \Delta r)} \Theta(r - (R - \Delta r)) \left[r - \frac{(R - \Delta r)^2}{r} \right] \quad (6.18)$$

berechnen ($\Theta(r)$: Heaviside-Funktion). Damit kann aus Gleichung (6.17) nach Integration über r die Winkelgeschwindigkeit

$$\Omega_i = \frac{2 \frac{c_1}{\pi \Delta r (2R - \Delta r)} I_{AK} B}{m_i \left(\frac{\alpha_{ion} Q}{V} + \frac{n_i n_0 \sigma_{i0}}{2} \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}} \right)} \left[\frac{\Delta r}{R} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta r}{R} \right) \right]^2 \quad (6.19)$$

abgeschätzt werden, wobei die Stoßfrequenz durch $\nu_{i0} = n_0 \sigma_{i0} v_{th,i}$ approximiert wurde. Ein Gefühl für die Größe von c_1 liefern die Kirchhoffschen-Gesetze [42]. Das Verhältnis von j_z zu j_r ist durch die Leitfähigkeiten und die Geometrie gegeben. Dadurch läßt sich

$$c_1 \approx \frac{R_{\parallel}}{L(R_{\perp} + R_{\parallel})} = \frac{2RL\sigma_{\perp}}{\Delta r^2(2R - \Delta r)\sigma_{\parallel} + 2RL^2\sigma_{\perp}}$$

in erster Näherung berechnen, wobei $R_{\perp} = \Delta r / (2\pi RL\sigma_{\perp})$ der mittlere senkrechte und $R_{\parallel} = L / (\pi \Delta r (2R - \Delta r)\sigma_{\parallel})$ der mittlere parallele Widerstand ist.

Die Gleichung (6.19) enthält bereits die *wesentlichen Abhängigkeiten* von Ω_i (vgl. Gleichung (3.5); Seite 62). Die Abbildung 6.8 zeigt die berechnete Stromabhängigkeit für Argon, Krypton und Xenon. Die Plasmadichte $n_i \approx n_e$ wurde entsprechend der gemessenen Abhängigkeit $n_e \propto I_{AK}^{1/3}$ (Abbildung 4.3) angesetzt. Es wurden folgende für Argon im Anoden-Kathoden-Bereich typische Parameter verwendet: $L = 0.4$ m, $R = 0.03$ m, $\Delta r = 5 \cdot 10^{-3}$ m, $B = 0.14$ T, $T_i = 4$ eV, $n_e = 1.2 \cdot 10^{20} (I/300 \text{ A})^{1/3} \text{ m}^{-3}$, $n_0 = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $Q = 60$ SCCM. Die eingezeichneten Meßpunkte (vgl. Abbildung 3.12; Seite 55) für Argon zeigen, daß auch die absoluten Werte mit dem Experiment im Einklang sind.

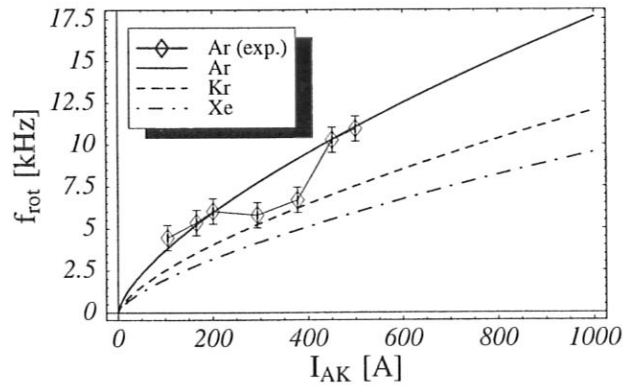


Abbildung 6.8: Die mit Gleichung (6.19) berechnete Rotationsfrequenz für Ar, Kr und Xe in Abhängigkeit des Entladungsstroms (Parameter siehe Text). Für Ar sind zusätzlich Meßdaten eingezeichnet (vgl. Abbildung 3.12).

Hier wurde einfach angenommen, daß ein Teil des Entladungsstroms radial fließt. Dies ist jedoch nur möglich, wenn ein nach innen gerichtetes radiales elektrisches Feld existiert. Die Größe des radialen Stroms hängt über das *ohmsche Gesetz* $j_r = \sigma_{\perp} E_r$ von diesem Feld ab. In starken Magnetfeldern wird oft ein T_e -Profil vor einer leitenden Wand für die Entstehung des senkrechten E-Feldes verantwortlich gemacht. Dies soll im folgenden erörtert werden.

6.2.2 Die axiale Begrenzung des Plasmas

Das Plasma des Plasmagenerators wird axial von leitenden Wänden begrenzt³. Die Gefäßwand im Anoden-Kathoden-Bereich liegt auf dem Kathodenpotential; die Neutralisatorplatte ist gegenüber Plasma und Gefäß isoliert, sie „floatet“. Leitende Flächen sind Äquipotentialflächen. Es könnte als versucht werden das Plasmapotential vor der floatenden Wand gemäß Gleichung (2.43) aus der Relation

$$\phi_{\text{pl}} = \phi_{\text{n}} - \frac{k_{\text{B}} T_{\text{e}}}{2e} \ln \left[\frac{2\pi m_{\text{e}}}{m_{\text{i}}} \frac{1 + \gamma_{\text{i}} \frac{T_{\text{i}}}{T_{\text{e}}}}{1(1 - \gamma_{\text{SE}})^2} \right] \quad (6.20)$$

zu bestimmen ($\gamma_{\text{i}} = 5/3$: Adiabatenkoeffizient der Ionen; $\gamma_{\text{SE}} \approx 0$: Sekundäremissionskoeffizient).

Die gemessenen T_{e} -Profile in den schweren Edelgasen sind in der Plasmamitte flach und fallen am Plasmarand leicht ab. Die Gleichung (6.20) würde also zu einem Plasmapotential mit negativem Gradienten am Rand führen. Das radiale E-Feld $E_r = -\partial_r \phi_{\text{pl}}$ wäre also *positiv*. Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, kann ein positives elektrisches Feld zu keiner positiven Ionenrotation führen. Das radiale T_{e} -Profil ist also nicht die Ursache des radialen E-Feldes.

Die Gleichung (6.20) ist zwar für kleine Sonden, deren projizierte Fläche klein gegen die senkrechte Gradientenlänge von T_{e} ist, richtig, aber für eine floatende Fläche, die Bereiche verschiedener Elektronentemperatur überdeckt, muß berücksichtigt werden, das innerhalb der Platte Ausgleichsströme fließen können. Die Bedingung für eine floatende Wand ist nur, daß der Gesamtstrom $\int_S \vec{j} dS = 0$ verschwindet und *nicht*, daß $\vec{j} = 0$ ist. Desweiteren ist zu beachten, daß sich vor einer Wand ein Neutralgaspuffer aufbaut, wodurch die Senkrechtleitfähigkeit des Plasmas erhöht wird.

Für die, auf dem Kathodenpotential liegende, Begrenzung im Anoden-Kathoden-Bereich gilt ein ähnliches Argument. Da sie negativer als das Plasma ist, fließt hier, unabhängig von der lokalen Potentialdifferenz, der Ionensättigungsstrom auf die Wand. Somit hat die axiale Begrenzung im Anoden-Kathoden-Raum keinen Einfluß auf das Plasmapotential. Es bleibt daher die Frage offen, wie das radiale elektrische Feld, das zum radialen Stromtrieb notwendig ist, entsteht. Im folgenden sollen deshalb die Mehrflüssigkeits-Gleichungen im Detail untersucht werden.

6.3 MHD-Mehrflüssigkeits-Beschreibung

Das Plasma stellt ein Vielteilchensystem dar. Es muß im Prinzip statistisch beschrieben werden. Die grundlegende Gleichung für eine solche Beschreibung ist die *Liouville-Gleichung*. Aus ihr läßt sich für jede Teilchensorte α die *kinetische Gleichung*, welche die

³Zeitweise wurde mit einer nichtleitenden Neutralisatorplatte gearbeitet, um den Einfluß der Endplatte auf die Rotation zu untersuchen.

Evolution der Geschwindigkeitsverteilung in Zeit und Raum beschreibt, herleiten [7]. Oft sind in der Plasmaphysik aber nur makroskopische Größen wie Dichte, Temperatur oder Stömungsgeschwindigkeiten von Interesse. In diesem Fall kann über die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung gemittelt und zu den *makroskopischen Mehrflüssigkeits-Gleichungen* übergegangen werden [100, 107, 7, 16]. Im folgenden Abschnitt wird die Beschreibung der Plasmarotation in diesem Mehrflüssigkeits-Bild angegeben und ihre Relevanz für die im PSI-1 gemessene Rotation diskutiert.

Hierbei werden die Elektronen und alle Ionensorten als separate Flüssigkeiten, die durch Reibungskräfte und das elektrische Feld miteinander wechselwirken, behandelt. Neben den grundlegenden Flüssigkeits-Gleichungen für jede Teilchensorte α , der *Kontinuitätsgleichung*

$$m_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + m_\alpha \nabla \cdot (n_\alpha \vec{u}_\alpha) = S_\alpha \quad (6.21)$$

der *Impulsbilanz*

$$m_\alpha n_\alpha \left\{ \frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} + (\vec{u}_\alpha \cdot \nabla) \vec{u}_\alpha \right\} = -\nabla p_\alpha - \nabla \cdot \boldsymbol{\pi}_\alpha + q_\alpha n_\alpha (\vec{E}_\alpha + \vec{u}_\alpha \times \vec{B}) + \vec{R}_\alpha - m_\alpha \vec{u}_\alpha S_\alpha, \quad (6.22)$$

und der *Energiebilanz*

$$\frac{3}{2} n_\alpha \left\{ \frac{\partial T_\alpha}{\partial t} + (\vec{u}_\alpha \cdot \nabla) T_\alpha \right\} = -n_\alpha T_\alpha \nabla \cdot \vec{u}_\alpha - (\boldsymbol{\pi}_\alpha \cdot \nabla) \cdot \vec{u}_\alpha - \nabla \cdot \vec{q}_\alpha + Q_\alpha - \frac{3}{2} T_\alpha S_\alpha \quad (6.23)$$

müssen ebenfalls die *Maxwell-Gleichungen* [57] erfüllt sein. Für ein stationäres, quasineutrales Plasma mit $\beta = 2\mu_0 p_{pl}/B^2 \ll 1$ reduzieren sie sich auf

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (6.24)$$

und das *ohmsche Gesetz*

$$\vec{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{E}, \quad (6.25)$$

das zusammen mit der Quasineutralität die *Poissongleichung* ersetzt. Für ein stoßbestimmtes Plasma sind die Transportkoeffizienten von *S.I. Braginskii* [16] berechnet worden. Die Reibungskraft \vec{R}_α besteht aus drei Anteilen

$$\vec{R}_\alpha = \sum_{\beta \neq \alpha} \vec{R}_{\alpha\beta}^u + \sum_{\beta \neq \alpha} \vec{R}_{\alpha\beta}^T + \vec{R}_{\alpha 0},$$

den Schlupfkraften $\vec{R}_\alpha^u = \sum \vec{R}_{\alpha\beta}^u$ durch die Geschwindigkeitsdifferenz verschiedener Teilchensorten, der Thermokraft⁴ $\vec{R}_\alpha^T = \sum \vec{R}_{\alpha\beta}^T$ und der Reibung mit dem Neutralgas $\vec{R}_{\alpha 0} =$

⁴Dieser Anteil ist in der Festkörperphysik als Nernst-Effekt bekannt.

$-\eta_\alpha \mu_{\alpha 0} \nu_{\alpha 0} (\vec{u}_\alpha - \vec{u}_0)$, mit $\mu_{\alpha 0} = m_0 m_\alpha / (m_0 + m_\alpha)$ der reduzierten Masse. Der Trägheitsterm in Gleichung (6.22) läßt sich auch als

$$n_\alpha \left\{ \frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} + (\vec{u}_\alpha \cdot \nabla) \vec{u}_\alpha \right\} = n_\alpha \left\{ \frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla u_\alpha^2 - \vec{u}_\alpha \times (\nabla \times \vec{u}_\alpha) \right\} \quad (6.26)$$

schreiben. Der Term $\vec{F}_u^{\text{inert}} = \nabla u_\alpha^2 / 2$ wirkt gegen eine Änderung des Geschwindigkeitsbetrages, während der zweite Term $\vec{F}_\Omega^{\text{inert}} = -\vec{u}_\alpha \times (\nabla \times \vec{u}_\alpha)$ gegen eine Richtungsänderung wirkt. Für eine wirbelfreie ($\nabla \times \vec{u}_\alpha = 0$) Potentialströmung fällt $\vec{F}_\Omega^{\text{inert}}$ weg.

Die Energiebilanz (6.23) ist für die Rotation von untergeordneter Bedeutung. Die Betrachtung eines isothermen Plasmas reicht aus. Ebenso sollen Verunreinigungen und höhere Ionisationsstufen außer acht gelassen werden. Die Trägheit der Elektronen spielt in der Kräftebilanz wegen des großen Massenverhältnisses m_i / m_e keine Rolle. Trotz dieser Beschränkungen ist das verbleibende isotherme Zwei-Flüssigkeits-Modell zu kompliziert, um in voller Form gelöst zu werden.

6.3.1 M.H.D.-Ordnung

Im folgenden Abschnitt soll die Theorie zur Erklärung der Plasmarotation von P.J.E.M. Jansen skizziert werden. Dieser vereinfacht die Gleichungen (6.21) bis (6.25) durch die sogenannte *M.H.D.-Ordnung*. Die Plasmarotation wird demzufolge durch die $\vec{j} \times \vec{B}$ -Kraft angetrieben, welche von der Viskositätskraft der Ionen bilanziert wird. Für Details der Herleitung sei auf die Referenzen [59, 61, 60] verwiesen.

Die grundlegenden Annahmen der M.H.D.-Ordnung sind: die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit $v^E \approx \mathcal{O}(v_{\text{th},i})$ ist in der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Ionen; das elektrische Feld $enE_r = \mathcal{O}(\frac{1}{\epsilon} \nabla_\perp p)$ ist somit wichtiger als der senkrechte Druckgradient, wobei angenommen wird das $\epsilon = \rho_i / L_\perp \ll 1$ gilt; die Winkelgeschwindigkeit $\Omega_i = \mathcal{O}(\epsilon \omega_{ci})$ ist klein gegen die Ionenzyklotronfrequenz. Es existieren somit zwei Kleinheits-Parameter ϵ und $(\omega_{ce} \tau_{ei})^{-1}$, nach denen die Gleichungen (6.21) bis (6.25) entwickelt werden können.

In einem axialsymmetrischen Plasma läßt sich die Impulsbilanz (6.22) nach Ref. [61] in der erforderlichen Ordnung unter Vernachlässigung der Neutralteilchen durch

$$u_{e\theta} = u_{i\theta} = \frac{1}{B} \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (6.27a)$$

$$j_r = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \frac{r^3 \eta_1}{B^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \quad (6.27b)$$

$$j_z = \sigma_\parallel \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (6.27c)$$

ersetzen. Mit der aus der Kontinuitätsgleichung (6.21) folgenden Beziehung $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ ergibt sich hieraus eine Bestimmungsgleichung für das Potential

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r^3 \eta_1 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \sigma_\parallel B^2 \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (6.28)$$

innerhalb des Plasmas⁵. Für $\xi_i < 1$ ist der Viskositätskoeffizient η_1 unabhängig von n_i . Im homogenen Plasma vereinfacht sich die Gleichung (6.28) zu einer Differentialgleichung

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r}\right)^2 \phi - \frac{1}{l^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \phi = 0, \quad 0 \leq r \leq a, \quad 0 < z < L, \quad (6.29)$$

mit $l^2 = \eta_1 / (\sigma_{\parallel} B^2)$, die durch Separation der Variablen gelöst werden kann.

Janssen behandelt ein *nichtleitendes* Gefäß mit einer flachen leitenden Anode und einer infinitesimal dünnen ringförmigen Kathode mit dem Radius r_K . Damit ergibt sich als Lösung der Gleichung (6.29)

$$\phi(r, z) = \phi_0 + \frac{Iz}{\pi \sigma_{\parallel} a^2} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\gamma_n r) J_0(\gamma_n r_K) \sinh[l\gamma_n^2(z-L)]}{l\gamma_n^2 J_0^2(\gamma_n a) \cosh(lL\gamma_n^2)} \right\}, \quad (6.30)$$

mit $\gamma_n = j_{1,n}/a$ der n -ten Nullstelle von $J_1(r)$, a dem Radius des Gefäßes und L der Länge der Entladung. Die Winkelgeschwindigkeit ist in guter Näherung durch den ersten Term von $\Omega_i \approx -\partial_r \phi / (Br)$ gegeben.

Ein wesentlicher Unterschied zu den von Janssen behandelten Hohlkathoden-Anordnungen [11, 68] sind beim PSI-1 die Randbedingungen. Für den Plasmagenerator muß auch die Anode als infinitesimal dünner Ring mit dem Radius r_A dargestellt werden. Außerdem ist das Gefäß leitend. Dadurch ergeben sich

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=0} &= 0 & \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{r=a} &= 0 \\ j_r(0) &= 0 & j_r(a) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} \phi(r, 0) &= \frac{I}{2\pi r_K \sigma_{\parallel}} \delta(r - r_K) & \frac{\partial}{\partial z} \phi(r, L) &= \frac{I}{2\pi r_A \sigma_{\parallel}} \delta(r - r_A) \end{aligned}$$

als Randbedingungen. Die axiale Differentialgleichung $\partial_z^2 G(z) - l^2 \gamma_n^4 G(z) = 0$ hat mit den Randbedingungen $\partial_z G(0) = \partial_z G(L) = 0$ nur die triviale Lösung $G(z) = 0$. Das heißt die Gleichung (6.29) hat nur für gleiche Elektrodenradien eine von Null verschiedene Lösung für ϕ .

Das Potential der Kathode muß im PSI-1 nicht, wie bei der von Janssen betrachteten Anordnung verformt werden, um der Äquipotentialfläche an der Anode zu entsprechen. Hinzu kommt, daß der Gyrationradius ρ_i im Plasmagenerator normalerweise nicht kleiner als die senkrechte Abfallänge ist. Die M.H.D.-Ordnung gilt damit strenggenommen nicht mehr. Außerdem darf das Neutralgas nicht vernachlässigt werden. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Theorie von Janssen die Rotation im Plasmagenerator nicht erklären kann. Dies wird ebenfalls von den Experimenten bestätigt (siehe Abbildung 3.22 auf Seite 62).

⁵Die im Abschnitt 6.1 mitbehandelten Fallpotentiale sind in dieser Gleichung nicht enthalten.

6.3.2 Der stromlose Drift-Bereich

Die Leitfähigkeit des Plasmas senkrecht zu \vec{B} ist mit $\sigma_{\perp} < 0.2 (\Omega\text{m})^{-1}$ um Größenordnungen kleiner als parallel zu \vec{B} ($\sigma_{\parallel} > 5 \cdot 10^3 (\Omega\text{m})^{-1}$). Bei floatender Neutralisatorplatte können im Drift-Bereich allenfalls Ströme auf die Rückseite der Anode, auf die Blenden oder auf die Gefäßwand fließen. Letztere ist aber ebenso wie die Blenden weit vom Plasma entfernt. Eine Abschätzung der möglichen Stromdichten zeigt, daß in erster Näherung im Drift-Bereich die axialen Ströme j_z vernachlässigt werden können. Aus der Divergenzfreiheit des Stroms folgt dann $j_r = 0$. Die dissipativ wirkende Viskosität ist nur für stark verscherte Strömungen wichtig und soll im weiteren ebenfalls vernachlässigt werden. Seien mit

$$f := \frac{\nu_{ei}}{\omega_{ce}}; \quad f_e := \frac{n_e \nu_{e0} + S_e}{n_e \omega_{ce}}; \quad f_i := \frac{1}{2} \frac{n_i \nu_{i0} + 2S_i}{n_i \omega_{ci}}$$

die normierten Stoßfrequenzen und mit

$$\vec{v}_{e,i}^D := \pm \frac{k_B T_{e,i}}{eB} \nabla \ln p_{e,i}; \quad \vec{v}^E := -\frac{1}{B} \nabla \phi; \quad v_{\perp}^T := \frac{3}{2} \frac{k_B T_e}{eB} \frac{\partial}{\partial r} \ln T_e; \quad v_{\parallel}^T := 0.71 \frac{k_B T_e}{eB} \frac{\partial}{\partial z} \ln T_e$$

die Driftgeschwindigkeiten definiert. In Zylindersymmetrie ergibt sich mit diesen Definitionen aus den Gleichungen (6.21) und (6.22) ein System von sechs partiellen, gekoppelten Differentialgleichungen:

$$0 = v_{e\perp}^D + v_{\perp}^E + u_{e\theta} - u_r f_e \quad (6.31a)$$

$$0 = u_r - (u_{e\theta} - u_{i\theta} + v_{\perp}^T) f - u_{e\theta} f_e \quad (6.31b)$$

$$0 = v_{e\parallel}^D + v_{\parallel}^E + v_{\parallel}^T + u_z f_e \quad (6.31c)$$

$$\frac{u_{i\theta}}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_z}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_{i\theta}^2}{\omega_{ci} r} = v_{i\perp}^D + v_{\perp}^E + u_{i\theta} - u_r f_i \quad (6.31d)$$

$$\frac{u_r}{\omega_{ci} r} \frac{\partial r u_{i\theta}}{\partial r} + \frac{u_z}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_{i\theta}}{\partial z} = -u_r + (u_{e\theta} - u_{i\theta} + v_{\perp}^T) f - u_{i\theta} f_i \quad (6.31e)$$

$$\frac{u_r}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_z}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_z}{\partial z} = v_{i\parallel}^D + v_{\parallel}^E + v_{\parallel}^T - u_z f_i. \quad (6.31f)$$

Das Gleichungssystem (6.31) kann nicht analytisch gelöst werden. Für die weitere Vereinfachung müssen die einzelnen Beiträge der Trägheitskräfte gegeneinander abgeschätzt werden. Bei stark verscherten Strömungen ist dies mitunter recht diffizil. In toroidalen Konfigurationen wird davon ausgegangen, daß der letzte Term $\vec{F}_{\odot}^{\text{inert}}$ aus Gleichung (6.26) die poloidale Rotation antreibt [121, 120, 111]. Die radiale Diffusion führt zu einer Verstärkung der diamagnetischen Drift, die durch magnetisches Pumpen bilanziert wird [120]. In Zylindergeometrie muß axial auch $\vec{F}_{\text{u}}^{\text{inert}}$ berücksichtigt werden. Radial ist die Zentripetalkraft $F_{Zr} = -u_{i\theta}^2/r$ der dominierende Term. Die azimutale Komponente von $\vec{F}_{\text{u}}^{\text{inert}}$ verschwindet in Zylindersymmetrie, so daß hier nur $F_{\odot\theta}^{\text{inert}}$ übrig bleibt.

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist in der gleichen Größenordnung wie die der Ionen. Dies gilt auch für die Temperaturen. Dementsprechend ist $\nu_{e0}/\omega_{ce} \approx \sqrt{m_i/m_e} \nu_{i0}/\omega_{ci}$. Die

Quellterme $S_{e,i}$ sind für beide Spezies gleich, so daß $u_i f_i \gg u_e f_e$ gilt. Die Reibung der Elektronen mit dem Neutralgas ist deshalb für die Impulsbilanz unerheblich und es kann $f_e = 0$ gesetzt werden. Das Gleichungssystem (6.31) nimmt die folgende vereinfachte Form an:

$$0 = v_{e\perp}^D + v_{\perp}^E + u_{e\theta} \quad (6.32a)$$

$$0 = u_r - (u_{e\theta} - u_{i\theta} + v_{\perp}^T) f \quad (6.32b)$$

$$0 = v_{e\parallel}^D + v_{\parallel}^E + v_{\perp}^T \quad (6.32c)$$

$$-\frac{u_{i\theta}^2}{\omega_{ci} r} = v_{i\perp}^D + v_{\perp}^E + u_{i\theta} - u_r f_i \quad (6.32d)$$

$$\frac{u_r}{\omega_{ci} r} \frac{\partial r u_{i\theta}}{\partial r} + \frac{u_z}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_{i\theta}}{\partial z} = -u_r + (u_{e\theta} - u_{i\theta} + v_{\perp}^T) f - u_{i\theta} f_i \quad (6.32e)$$

$$\frac{u_r}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_z}{\omega_{ci}} \frac{\partial u_z}{\partial z} = v_{i\parallel}^D + v_{\parallel}^E + v_{\parallel}^T - u_z f_i. \quad (6.32f)$$

Ausgehend davon, daß die radiale Geschwindigkeitskomponente u_r klein gegen die axiale Geschwindigkeit u_z ist und daß $v_{\parallel}^D \approx k_B T_e / (e B L_{\parallel}) \ll u_z$ gilt, reduziert sich die Gleichung (6.32f) mit Hilfe von (6.32c) zu

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = -f_i \omega_{ci} \Rightarrow u_z = -\nu_{i0} z + u_{0z}(r).$$

Die axiale Geschwindigkeit wird in z -Richtung durch Neutralgasreibung linear vermindert. Für ein typisches Ar-Plasma beträgt $\nu_{i0} \approx 400$ Hz und $u_{0z} \approx 1500$ m/s. Von der Druckstufe zum Targetraum ($\Delta z \approx 0.8$ m) wird die Geschwindigkeit also um etwa 20% verringert.

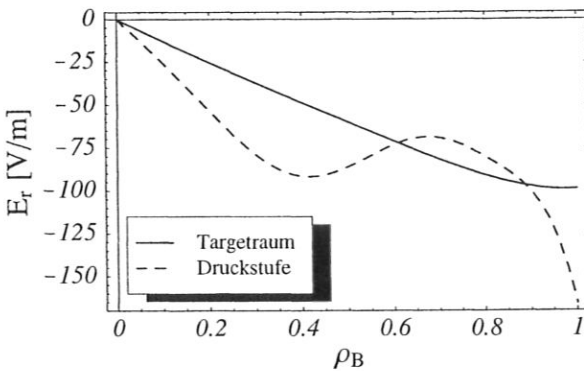


Abbildung 6.9: Das radiale E -Feld nach Glg. (6.33) unter Verwendung gemessener Ω_i - und p_i -Profile.

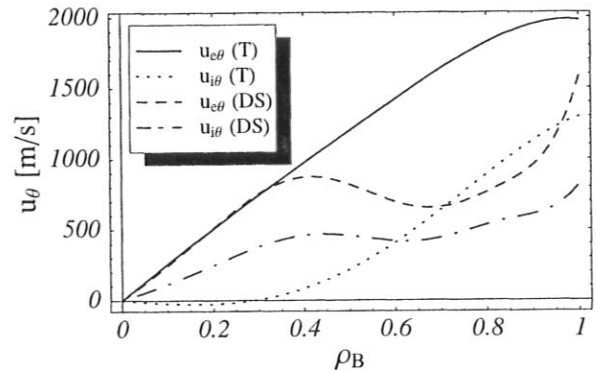


Abbildung 6.10: Vergleich der azimutalen Geschwindigkeit der Elektronen (berechnet) und Ionen (gemessen) (T: Targetraum; DS: Druckstufe).

Die Gleichung (6.32d) läßt sich wegen $u_{i\theta} \gg u_r$ zu

$$E_r = \frac{k_B T_i}{e} \frac{\partial}{\partial r} \ln p_i - B_z r \Omega_i \left[1 + \frac{\Omega_i}{\omega_{ci}} \right] \quad (6.33)$$

umformen. In dieser Form erlaubt sie die Bestimmung des radialen elektrischen Feldes E_r aus den HIRES oder LIF Messungen und dem n_e -Profil. Das radiale E-Feld ist, wie in Abbildung 6.9 am Beispiel einer Kr-Entladung ($I_{AK} = 150$ A) zu sehen ist, nach innen gerichtet. Die Feldstärke liegt typischerweise im Bereich von einigen zehn bis hundert V/m. Das Feld ändert sich entlang der Achse nicht wesentlich. In Abbildung 6.10 ist die gemessene azimuthale Ionengeschwindigkeit im Vergleich zu der aus der Gleichung (6.32a) berechneten Geschwindigkeit der Elektronen zu sehen. Die Differenz zwischen Elektronen- und Ionengeschwindigkeit erzeugt einen diamagnetischen Strom, der die Elektronen und Ionen einschließt.

Wird mit Gleichung (6.32a) das elektrische Feld in Gleichung (6.32d) ersetzt und $u_{e\theta}$ durch Gleichung (6.32b) ausgedrückt, ergibt sich der folgende Ausdruck für die *klassische* Diffusionsgeschwindigkeit:

$$u_r = \underbrace{\frac{m_e k_B T_e}{e^2 B_z^2 \tau_{ei}}}_{D_{\perp}^{(cl)}} \left[- \left(\frac{\partial}{\partial r} \ln p_e + \frac{T_i}{T_e} \frac{\partial}{\partial r} \ln p_i \right) + \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial r} \ln T_e + \frac{1}{r} \frac{m_i u_{i\theta}^2}{k_B T_e} \right]. \quad (6.34)$$

Die Abbildung 6.11 zeigt die – mit Hilfe der gemessenen Profile – aus Gleichung (6.34) berechnete radiale Drift-Geschwindigkeit für eine Kr-Entladung mit $I_{AK} = 150$ A ($D_{\perp}^{(cl)} \approx 0.2$ m²/s). Verglichen mit der Rotationsgeschwindigkeit $u_{i\theta}$ und der axialen Geschwindigkeit u_z , die in der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit $v_{th,i} \approx 1500$ m/s liegen, ist u_r vernachlässigbar klein. Zum Plasmarand, wo die Gradienten wichtig werden, nimmt die radiale Drift zu. Der letzte Term in Gleichung (6.34) führt in dieser Näherung immer zu einer Verstärkung der Auswärtsdrift.

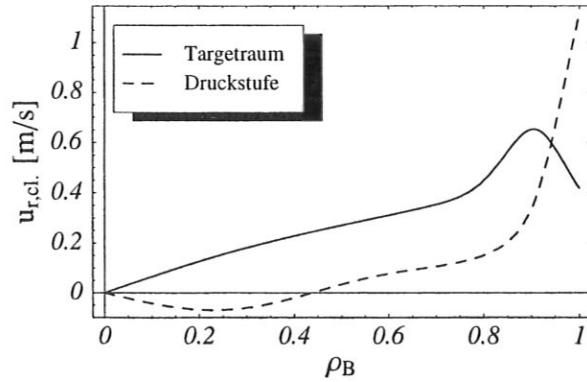


Abbildung 6.11: Die radiale Geschwindigkeit im Driftbereich ist sehr klein.

Die Analyse des Gleichungssystems (6.32) bezüglich der Ionenrotation $u_{i\theta}$ resultiert in einer partiellen Differentialgleichung 1. Ordnung

$$0 = \frac{f}{1 + f f_i} \left[\frac{u_{i\theta}^2}{r \omega_{ci}} + v_{\perp}^T - v_{\perp}^D \right] \frac{\partial}{\partial r} (r u_{i\theta}) + r u_{i\theta} f_i + r u_z \frac{\partial u_{i\theta}}{\partial z}, \quad (6.35)$$

($\vec{v}^D = \vec{v}_e^D - \vec{v}_i^D$) die neben der Rotationsgeschwindigkeit auch die axiale Geschwindigkeit enthält. Die triviale Lösung dieser Differentialgleichung ist $u_{i\theta} = 0$. Diese Lösung ergibt sich auch, wenn die Trägheitskräfte unberücksichtigt bleiben. Die Differentialgleichung (6.35) selbst konnte nicht gelöst werden. Es ist aber möglich, bei Vernachlässigung der axialen Änderung der Rotationsgeschwindigkeit, die Gleichung (6.32e) unter Zuhilfenahme der

Gleichung (6.32b) für eine beliebige radiale Geschwindigkeit $u_r \neq 0$ zu integrieren

$$\frac{1}{ru_{i\theta}} \frac{\partial}{\partial r}(ru_{i\theta}) = \frac{\partial \ln y}{\partial r} = -\frac{f_i \omega_{ci}}{u_r} \Rightarrow u_{i\theta} = \frac{u_{i\theta,0} r_0}{r} \exp \left\{ -\int_{r_0}^r \frac{f_i \omega_{ci}}{u_r} dr' \right\}.$$

Die radiale Driftgeschwindigkeit ist für $r > 0$ positiv und endlich. An der Gefäßwand muß die Rotationsgeschwindigkeit verschwinden. Daher ist die triviale Lösung der Gleichung (6.35) die einzige physikalische sinnvolle Lösung. Die Rotation kann also nicht im Drift-Bereich entstehen.

Die Analyse der Impulsgleichung zeigt, daß ein negatives radiales E-Feld nicht in jedem Fall zu einer Rotation des Plasmas führt. Ohne radialen Strom kompensieren sich die diamagnetische Drift und die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift der Ionen, so daß $u_{i\theta} = 0$ gilt. Das radiale elektrische Feld im PSI-1 ist, da eine positive Rotation zu beobachten ist, höher, als zum radialen Einschluß der Ionen notwendig.

Verantwortlich für die gemessene Rotation im Drift-Bereich ist aber der axiale Drehimpuls-transport. Das heißt die axiale Änderung der azimuthalen Geschwindigkeit *darf nicht* vernachlässigt werden. Dadurch kann ein hohes radiales elektrisches Feld, das z.B. im stromführenden Anoden-Kathoden-Bereich erzeugt wird, entlang der Magnetfeldlinien in den quasi stromlosen Drift-Bereich projiziert werden; die axiale Leitfähigkeit des Plasmas ist hoch, so daß ein einmal aufgeprägtes Plasmapotential sich nur wenig axial ändert.

Die Abschätzung der Viskositätskraft in Gleichung (6.22) ergibt, daß diese bei den normalerweise recht flachen Ω_i -Profilen im Targetraum nicht wichtig ist. Für die differentielle Rotation in der Druckstufe muß die Viskosität berücksichtigt werden. Die Viskositätskräfte können bei positiver Rotation zu einem reduzierten radialen Transport führen [116]. Auch der fluktuationsbedingte Transport kann durch eine verscherte, poloidale Rotation reduziert werden [114, 115, 103, 104, 112]. Die Vorstellung hierbei ist, daß ein negatives, radiales E-Feld mit einem positiven radialen Gradienten den turbulenten Transport durch elektrostatische Fluktuationen reduziert [103, 104]. Das verscherte Geschwindigkeitsfeld macht eine Ausbildung großer Wirbel unmöglich.

Als treibende Kraft für die poloidale Rotation in toroidalen Fusionsexperimenten werden, neben dem *Stringer-Spin-up-Mechanismus* [111, 121, 120], auch *Orbitalverluste* der Ionen [103, 104] verantwortlich gemacht. In Tokamaks gehen bevorzugt Ionen auf sog. Bananen-Bahnen [8] verloren. Im PSI-1, wo keine Bananen-Orbits existieren, sind aber innerhalb der Anode bereits die Gyrationenradien in der Größenordnung der Plasma- bzw. Apparateabmessungen. Eine Flüssigkeitsbeschreibung ist unter diesen Bedingungen fragwürdig. Der Verlust durch die, innerhalb einer Gyrationbewegung, auf die Elektrode treffenden Ionen ist hoch und führt zu einer negativen Aufladung des Plasmas.

6.4 Radiale Teilchenverluste an der Anode

Anders als bei üblichen Hohlkathoden-Anordnungen besitzt der Plasmagenerator eine Hohl-anode, durch die das heiße Plasma strömt. Der minimale Anodendurchmesser $r_A = 0.024$ m

liegt in der Größenordnung des Ionengyrationsradius. Hochenergetische Ionen erreichen die Anode leicht während einer Gyrationbewegung und gehen verloren. Der radiale Elektronenverlust ist durch den guten magnetischen Einschluss geringer. Infolgedessen lädt sich das Plasma *negativ* auf.

Entlang der die Anode berührenden Feldlinien können die Elektronen jedoch parallel zu \vec{B} abfließen, so daß eine Aufladung des Plasmas verhindert wird. Innerhalb der LFS ist dies nicht möglich und es entsteht ein nach innen gerichtetes elektrisches Feld, das den Ionenverlust vermindert und unter Umständen eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift verursacht. Die Drehimpulsverluste durch Ionisation und Ladungsaustausch werden durch den radialen Polarisationsstrom [46] im gesamten Plasmavolumen ausgeglichen. Im Anoden-Kathoden-Bereich ist, wegen der hohen Neutralteilchendichte und des dichten, heißen Plasmas, die Stromdichte am größten.

Die Stoßfrequenz für Coulombstöße nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit ab. Die Bahn der hochenergetischen Ladungsträger läßt sich über wenige Gyrationen durch die Bewegungsgleichung im Einteilchenbild beschreiben. Energie

$$E_\alpha = \frac{m}{2}v_\alpha^2 + q_\alpha\phi = \text{konst.} \quad \Rightarrow \quad v_{0,\alpha} = \sqrt{v_\alpha^2 + \frac{2q_\alpha}{m_\alpha}(\phi_0 - \phi)} \quad (6.36)$$

und die axiale Komponente des kanonischen Drehimpulses

$$L_{\alpha z} = m_\alpha r v_{\alpha\theta} + q_\alpha r A_\theta = \text{konst.} \quad \Rightarrow \quad r_0 v_{0,\alpha\theta} - r v_{\alpha\theta} = \frac{q_\alpha B}{2m_\alpha}(r^2 - r_0^2) \quad (6.37)$$

bleiben zwischen zwei Stößen erhalten. Aber auch bei wenigen Klein-Winkel-Stößen sind Energie und Drehimpuls in guter Näherung Erhaltungsgrößen. Aus den Gleichungen (6.36) und (6.37) ergibt sich, mit $v_{0,r\alpha} = 0$ an den Umkehrpunkten, eine Ellipse im Geschwindigkeitsraum

$$\Psi_\alpha + \frac{r_A^2}{4\rho_\alpha^2}(1 - \rho^2) = (1 - \rho^2) \left[w_{\alpha\theta} + \frac{r_A}{2\rho_\alpha}\rho^2 \right]^2 + w_{\alpha r}^2, \quad (6.38)$$

die die maximale Geschwindigkeit $\vec{w}_\alpha = \vec{v}_\alpha/v_{\text{th},\alpha}$ angibt, die ein Ladungsträger am Ort $\rho = r/r_A$ haben kann, um ohne an die Wand zu stoßen durch die Anode zu kommen (siehe Abbildung 6.12). Hierbei darf ρ nicht mit dem Gyrationradius⁶ $\rho_\alpha = v_{\text{th},\alpha}/\omega_{c\alpha}$ verwechselt werden! Je größer das einschließende Potential $\Psi_\alpha = q_\alpha(\phi - \phi_0)/(k_B T_\alpha) > 0$ ist, desto höher kann die Geschwindigkeitskomponente $\vec{w}_{\alpha\perp}$ senkrecht zu \vec{B} sein. Alle Teilchen mit einer Senkrechtgeschwindigkeit außerhalb der Ellipsenkontur gehen verloren und laden das Plasma gegenüber der Anode auf. Die Schwierigkeit in der Beschreibung liegt in der selbstkonsistenten Berechnung des Potentials. Hierzu müssen die lokalen Verlustprozesse bilanziert werden.

⁶Der Gyrationradius kann hier sowohl positiv als auch negativ sein; je nachdem, ob die Teilchen negativ oder positiv geladen sind.

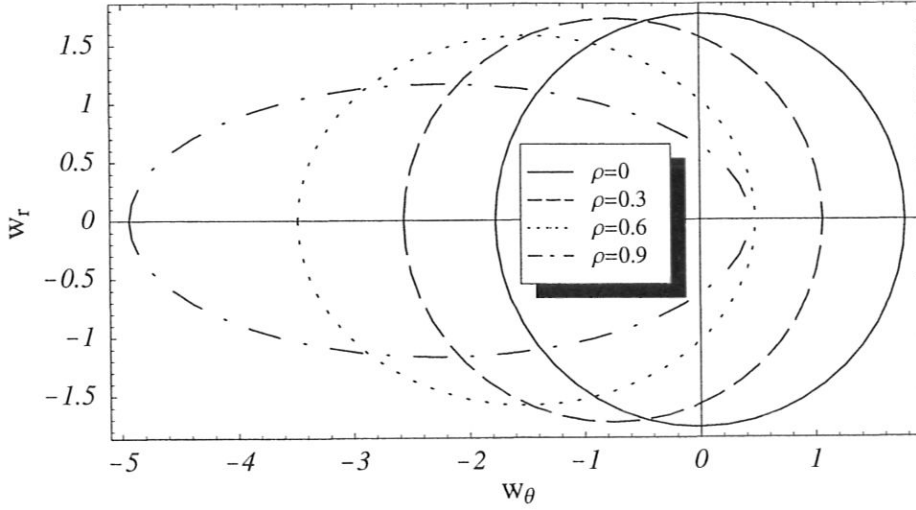


Abbildung 6.12: Grenzellipsen im Geschwindigkeitsraum an verschiedenen radialen Positionen ($\rho_i/r_A = 0.4$).

Die makroskopischen Größen sind über die Momente der Verteilungsfunktion f_α

$$n_\alpha(t, \vec{r}) = \int f_\alpha(t, \vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (6.39a)$$

$$\vec{u}_\alpha(t, \vec{r}) = \frac{1}{n_\alpha} \int \vec{v} f_\alpha(t, \vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (6.39b)$$

$$k_B T_\alpha(t, \vec{r}) = \frac{1}{n_\alpha} \int \frac{m_\alpha}{3} (\vec{v} - \vec{u}_\alpha) f_\alpha(t, \vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (6.39c)$$

definiert. Die Gleichung (6.38) stellt die Grenze der Integration im Geschwindigkeitsraum dar. Ohne radialen Stromfluß stellt sich ein Potential ein, das den radialen Verlust von Elektronen und Ionen ausgleicht. Die Dichteabsenkung durch die Anode läßt sich durch

$$\Delta n_\alpha = n_\alpha \left(1 - \frac{1}{\pi} \iint_{\mathbb{E}_\alpha} \hat{f}(w_r, w_\theta) dw_r dw_\theta \right), \quad (6.40)$$

mit $\hat{f}_\alpha = \int f_\alpha dw_z$ und \mathbb{E}_α dem durch Gleichung (6.38) eingeschlossenen Gebiet, ausdrücken. Der Verlust der Elektronen braucht, wegen des kleinen Gyrationradius, nicht berücksichtigt zu werden. Über den Mittelwertsatz für mehrdimensionale Integrale [31] kann das Integral in Gleichung (6.40)

$$\iint_{\mathbb{E}_\alpha} \hat{f}_\alpha dw_r dw_\theta = \eta A_\alpha \quad \text{mit} \quad 0 < \eta < 1$$

durch die Fläche der Grenzellipse ausgedrückt werden. Damit ergäbe sich aus der Forderung $\Delta n_i \approx 0$ mit Gleichung (6.40)

$$\frac{1}{\pi} \frac{\frac{r_A^2}{4\rho_i^2} (1 - \rho^2) + \Psi_i}{\sqrt{1 - \rho^2}} = 1$$

und damit das Potential

$$\Psi_i \approx \pi \sqrt{1 - \rho^2} + \frac{r_A^2}{4\rho_i^2}(\rho^2 - 1), \quad (6.41)$$

mit $\eta \approx 1/\pi$ dem Inversen des unbeschränkten Integrals. Das so berechnete Potential ist aber nur eine grobe Abschätzung.

Besser ist es den Polarisationsstrom $j_\perp = \sigma_\perp E_\perp$ zu berücksichtigen. Dies kann auf ähnliche Weise geschehen. Der senkrechte Ionenfluß

$$\Gamma_{i\perp} = n_i v_{th,i} \frac{1}{\pi} \iint_{\mathbb{E}_i} w_\perp^2 \hat{f}_i(w_\perp) dw_\perp d\theta$$

wird lokal durch den senkrechten Strom ausgeglichen. Wieder wird das Integral durch die Ellipsenfläche ausgedrückt, wobei $0 < \eta < 1/e$ (e : eulersche Zahl) gilt. Dies führt auf eine einfache Differentialgleichung der Form

$$\frac{r_A^2}{4\rho_i^2} \sqrt{1 - \rho^2} + \frac{1}{\sqrt{1 - \rho^2}} \Psi_i - \gamma \frac{d}{d\rho} \Psi_i = 0 \quad \text{mit} \quad \left. \frac{d}{d\rho} \Psi_i \right|_{\rho=0} = 0 \quad (6.42)$$

für das Potential, wobei

$$\gamma = \frac{\sigma_\perp k_B T_i}{v_{th,i} n_i e^2 r_A \eta} \approx \frac{\rho_i^2 n_0 \sigma_{i0}}{2 r_A \eta (1 + n_0^2 \sigma_{i0}^2 \rho_i^2)}$$

als Abkürzung eingeführt wird. Gleichung (6.42) hat für konstante Koeffizienten⁷ die Lösung:

$$\Psi_i = \frac{r_A^2}{2\rho_i^2(1 + 4\gamma^2)} \left[\frac{1 - \rho^2}{2} + \gamma \rho \sqrt{1 - \rho^2} - \gamma^2 \left(1 + \exp \left\{ -\frac{\arcsin \rho}{\gamma} \right\} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (6.43)$$

Das Potential Ψ_i hängt stark von γ ab. Für typische Entladungsbedingungen in Argon ($T_e = T_i \approx 4$ eV, $n_e = n_i = 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $n_0 \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$) gilt $\gamma \approx 0.3$. Wäre γ konstant, so ergäbe sich für jede Gasart eine universelle Potentialverteilung. Durch die Temperaturabhängigkeit von γ hängt das Potential ebenfalls von T_i ab. Auch ist die Temperaturabhängigkeit von η unbekannt.

Mit dem durch Gleichung (6.43) bestimmten Potential, Abbildung 6.13, lassen sich die makroskopischen Größen nach den Gleichungen (6.39) berechnen. Die angenommene Konstanz von η ist, wie die Abbildung 6.14 zeigt, nur bis etwa $\rho = 0.7$ gültig. Für die verschiedenen Eingangstemperaturen T_i^{in} muß η iterativ bestimmt werden. Als Geschwindigkeitsverteilung wird eine um die elektrische Driftgeschwindigkeit $v_\theta^E = -E_r/B_0$ verschobene Maxwellverteilung

$$f_i(r, w) = \frac{n_i(r)}{\pi^{3/2} v_{th,i}^3(r)} \exp \left\{ - \left[w_r^2 + \left(w_\theta + \frac{\rho_i}{2r_A} \frac{d}{d\rho} \Psi_i \right)^2 + w_z^2 \right] \right\} \quad (6.44)$$

⁷Die Leitfähigkeit ist proportional zur Ladungsträgerdichte. Dadurch ist γ nur abhängig von T_i . Aber η hängt, wie in Abbildung 6.14 zu sehen ist auch von ρ ab.

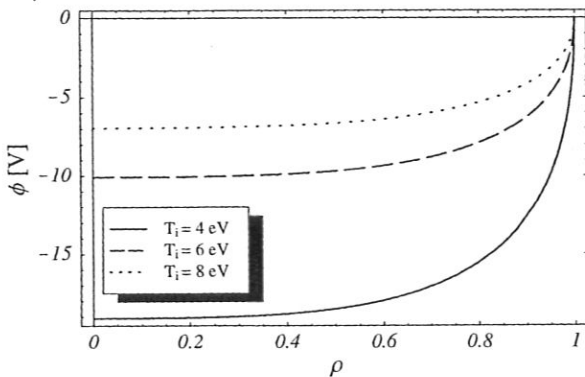


Abbildung 6.13: Das nach der Gleichung (6.43) bestimmtes Potential für ein typisches Argonplasma ($\eta = 0.17$). variiert wegen der empfindlichen Abhängigkeit von γ stark mit T_i .

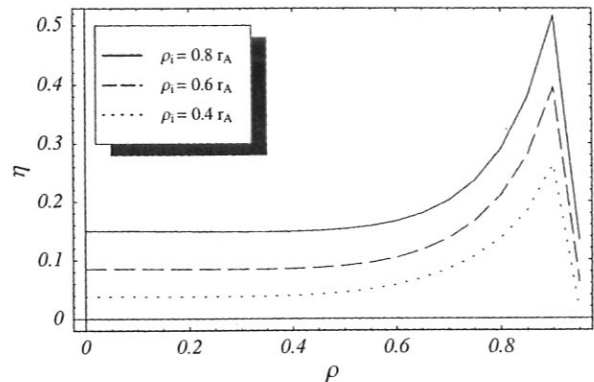


Abbildung 6.14: Der Mittelwert η ändert sich bis zu $\rho \approx 0.7$ bei einem vorgegeben ϕ kaum radial.

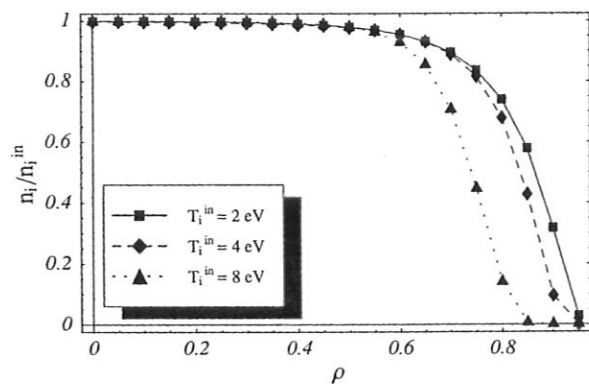


Abbildung 6.15: Mit zunehmender Temperatur gehen am Rand immer mehr Ionen verloren.

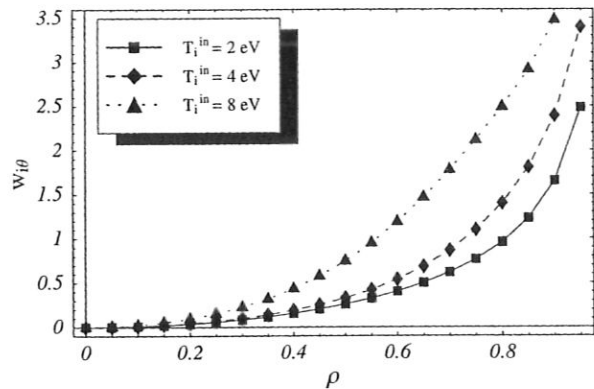


Abbildung 6.16: Die positive Rotation des Plasmas wird mit zunehmender Temperatur schneller.

angenommen, da das Potential entlang den Feldlinien projiziert wird. Die diamagnetische Drift ist selbstkonsistent erhalten. Die resultierenden Profile von n_i , $w_{i\theta}$ und T_i , die in den Abbildungen 6.15, 6.16 und 6.17 dargestellt sind, können wie folgt verstanden werden. Ein homogenes, isotropes Plasma ($T_i = T_e = T_i^{\text{in}}$, $B_0 = 0.1 \text{ T}$ und $\sigma_{\perp} \approx 7 (\Omega\text{m})^{-1}$), das durch ein metallisches, gerades Rohr strömt, besitzt hinter diesem, die in den Abbildungen dargestellten Profile. Insbesondere kühlt die Anode die Ionen stark ab.

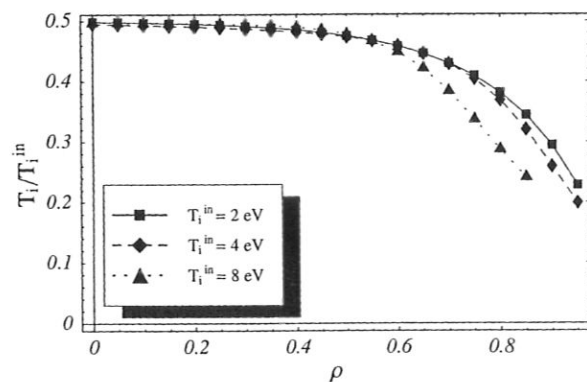


Abbildung 6.17: Die Anode senkt T_i^{in} auf die Hälfte ab.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Rotation des Plasmas im linearen Plasmagenerator PSI-1 untersucht. Durch die Messung der azimuthalen Geschwindigkeit der Ionen unter unterschiedlichen Bedingungen wurden die wesentlichen Abhängigkeiten der Plasmarotation von den äußeren Parametern der Entladung ermittelt. Anhand der Diskussion verschiedener Modelle konnten die physikalischen Effekte, die zu der azimuthalen Strömung im PSI-1 führen, identifiziert und durch ein neues Modell qualitativ erklärt werden.

Zum Verständnis der Plasmarotation war es notwendig, die grundlegenden physikalischen Vorgänge im PSI-1 zu untersuchen. Es wurde deshalb mit Hilfe der Messung von radialen und axialen Verläufen der Plasmadichte, der Temperatur von Ionen, Elektronen und Neutralgas, der Drift- und Strömungsgeschwindigkeit und einfachen theoretischen Modellen das Gleichgewicht der Entladung studiert. Die Teilchendynamik ist stark durch die Bewegung der Ionen geprägt. Unter den im PSI-1 vorhandenen experimentellen Bedingungen sind die Elektronen radial gut durch das äußere Magnetfeld eingeschlossen. Die Bindung der Ionen an die magnetischen Feldlinien nimmt hingegen mit zunehmender Ionenmasse ab, so daß die Edelgasionen von Argon, Krypton und Xenon kaum magnetisiert sind. Der radiale Einschluß wird daher im wesentlichen, mit Hilfe des die Ionen einschließenden elektrischen Feldes, durch die Elektronen bestimmt.

Die Ionendynamik wurde experimentell mit Hilfe der hochauflösende Emissionsspektroskopie (HIRES) analysiert. Aus den gemessenen spektralen Profilen der Linienemission wird Temperatur und Geschwindigkeit der Emitter bestimmt. Wasserstoff- und Deuteriumionen besitzen kein Linienspektrum. Dennoch konnte die senkrechte Bewegung der Ionen anhand des intensiven Ladungsaustauschanteils der Balmer-Emission der Atome studiert werden.

Der radiale Verlauf der Emissivität (ε), der Winkelgeschwindigkeit (Ω) und der Temperatur (T) muß aus den über den Sehstrahl integrierten Meßdaten rekonstruiert werden. Die einfache Abelinversion in zylindrischer Symmetrie ist nicht möglich. Es wurde deshalb ein spezielles Rekonstruktionsverfahren entwickelt, um $\varepsilon(r)$, $\Omega(r)$ und $T(r)$ zu berechnen. Die Güte des Verfahrens wurde durch den Vergleich mit aktiver Laserspektroskopie (LIF) überprüft. Die gemessenen radialen Verläufe der Emissivität und Rotationsgeschwindigkeit

stimmten gut mit den rekonstruierten Profilen der Emissionsspektroskopie überein. Die Ionentemperatur wurde bei den im Rahmen einer Diplomarbeit [101] durchgeführten LIF-Messungen vermutlich durch Sättigungsverbreiterung überschätzt.

Elektronendichte und -temperatur wurde mit Hilfe von Langmuir-Sonden untersucht. Neben der standardmäßigen Messung des radialen n_e - und T_e -Verlaufs in der Targetkammer des PSI-1 mit einer schnellen elektrodynamisch angetriebenen Einzelsonde wurden zusätzlich langsame, positionierbare Doppelsonden in allen drei Bereichen (Anoden-Kathoden-Raum, Druckstufe und Targetkammer) der Anlage installiert. Die radiale Auflösung der schnellen Sonde von $\Delta r = 1$ cm ist für die Untersuchung des radialen Teilchentransports zu ungenau. Die Messungen mit den langsamen Sonden sind auf Plasmaregime mit moderatem Entladungsstrom beschränkt; die gemessenen Sondencharakteristiken können sonst durch den hohen Leistungseintrag, z.B. durch Thermoemission, beeinflusst werden. Aus der Abfalllänge der Elektronendichte im Außenbereich des Plasmas wurde der senkrechte Diffusionskoeffizient abgeschätzt.

Plasmarotation:

In allen experimentell zugänglichen Bereichen des Plasmagenerators wurde eine Ionenrotation im Sinne einer Rechtsschraube um \vec{B} festgestellt. Dies ist entgegengesetzt zu der am Rand zu erwartenden Richtung der diamagnetischen Ionendrift. Die maximale azimuthale Machzahl von $M_\theta = u_{i\theta}/v_{th,i} \approx 0.2 \cdots 0.8$ wird am Plasmarand erreicht. Die empirisch bestimmte Abhängigkeit der Winkelgeschwindigkeit

$$\Omega_i = f(T_i, n_i) \frac{I_{AK} B_z}{n_0 m_i}$$

ist proportional zum Entladungsstrom und Magnetfeld und invers proportional zur Neutralgasdichte und der Ionenmasse. Außerdem besteht eine schwache Abhängigkeit von der Ionentemperatur und der Ionendichte. Diese Beziehung für die Winkelgeschwindigkeit läßt sich im Rahmen einer Mehrflüssigkeits-Beschreibung [61] des Plasmas nicht verstehen. Aus der Bilanz des Gesamtdrehimpulses ließ sich aber ein Ausdruck für die Winkelgeschwindigkeit gewinnen, der die gemessenen Abhängigkeiten erklärt.

Ionisation, Ladungsaustausch, Reibung und die axialen und radialen Verluste dämpfen die Plasmarotation. Der Drehmomentverlust durch diese Prozesse muß durch ein äußeres Drehmoment ausgeglichen werden. Dazu muß ein Teil des Entladungsstroms radial fließen. Ohne diesen radialen Strom bilanziert die zum Einschluß der Ionen notwendige Kraft durch das radiale elektrische Feld gerade die senkrechte Ionendruckkraft. Die von beiden radialen Kräften erzeugten Driften heben sich gegenseitig auf, so daß die Ionen nicht rotieren.

Damit ein radialer Strom fließen kann, muß zum einen ein genügend starkes radiales elektrisches Feld existieren und zum anderen das Plasma senkrecht zu den Flußflächen leitfähig sein. Es wurde ein einfaches Modell für die radialen Gyrationenverluste innerhalb der Anode entwickelt, das die treibende Kraft für den radialen Stromfluß qualitativ erklärt. Die Gyrationenradien der Ionen liegen im Bereich des Anodenradius. Der hierdurch bedingte hohe radiale Verlust lädt das Plasma negativ auf. Es entsteht so ein negatives radiales

elektrisches Feld. Die senkrechte Leitfähigkeit wird durch die nichtverschwindene Neutralteilchendichte erzeugt. Diese ist im Anoden-Kathoden-Bereich mit $n_0 \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ besonders hoch. Durch Stöße der Ionen mit den Neutralteilchen entsteht ein nach innen gerichteter Polarisationsstrom im gesamten Plasmavolumen, der die Drehimpulsverluste ausgleicht.

Die Plasmarotation im quasi stromlosen Drift-Bereich kann nur durch den axialen Drehimpulstransport zustande kommen. Dieser läßt sich folgendermaßen anschaulich verstehen: Durch die hohe parallele Leitfähigkeit ändert sich das Plasmapotential entlang der magnetischen Flußflächen nur geringfügig. Der aus den n_e -Profilen abgeschätzte senkrechte Diffusionskoeffizient von $D_{\perp} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$ zeigt, daß das Plasma senkrecht zu \vec{B} schnell diffundiert. Dadurch ist das lokale radiale E-Feld höher als zum Einschluß der Ionen benötigt wird. Das Plasma rotiert daher positiv gemäß der sich lokal aus dem Druckgradienten und dem elektrischen Feld ergebenden Driftgeschwindigkeit.

Physik der Anlage:

Es wurde ein sehr einfaches eindimensionales Modell vorgestellt, daß die Plasmaerzeugung in PSI-1 gut beschreibt. Es ließen sich sowohl die gemessenen Kennlinien und ihre Abhängigkeit von den äußeren Parametern nachvollziehen, als auch die erreichbaren Plasmadichten und Elektronentemperaturen. Bei hohen Entladungsströmen stellt sich eine maximale Elektronentemperatur ein, die im wesentlichen proportional zur Ionisationsenergie ist und nur schwach von der Ionenmasse und der Neutralteilchendichte abhängt. Die Gasartabhängigkeit von T_e wird durch diese obere Schranke der Elektronentemperatur gut wiedergegeben. Die Temperatur der Elektronen wird in diesem Modell durch die Teilchenbilanz festgelegt. Die Elektronendichte ergibt sich aus der Leistungsbilanz.

Der höhere Leistungseintrag führt – entsprechend dem einfachen Modell – zu einer höheren Plasmadichte; die Elektronendichte nimmt mit der eingespeisten Leistung gemäß $P^{2/3}$ zu. Axial ändert sich die Dichte der Elektronen stark. Die Dichteabsenkung vom Quellbereich zwischen Kathode und Anode über Druckstufe und Targetraum läßt sich nicht durch eine dynamische Verdünnung verstehen, da die Strömungsgeschwindigkeit in allen Bereichen in etwa gleich $u_{\parallel} \approx 0.5 c_s$ ist [101]. Klassische Diffusionsmechanismen reichen nicht aus, um den hohen Diffusionskoeffizienten von $D_{\perp} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$ und den damit verbundenen hohen Teilchenverlust zu verstehen. Der radiale Transport scheint fluktuationsbestimmt zu sein.

Der radiale Verlauf von T_e im Anoden-Kathoden-Bereich wird durch die Elektrodengeometrie bestimmt. Das so entstehende Hohlprofil wird im anschließenden Drift-Bereich durch Ionisation und senkrechte Wärmediffusion abgebaut. Die radialen n_e -Profile spiegeln nur in den Entladungen der leichteren Gase die Geometrie der Elektroden wieder.

Im Plasmagenerator werden vergleichsweise hohe Ionentemperaturen von einigen Elektrovolt erreicht. T_i liegt damit in der Größenordnung von T_e . Die Ionen werden hauptsächlich durch Stöße mit den Elektronen geheizt. In manchen Entladungen wurde jedoch $T_i > T_e$ gemessen. Experimentell konnte nachgewiesen werden, daß die Ionen zusätzlich durch die Dissipation kinetischer Rotationsenergie geheizt werden (siehe Seite 64). Die Ionen können

im Gegensatz zu den Elektronen nicht isotherm behandelt werden. Ihre parallele Wärmeleitung ist niedrig. Für die Ionen ist eine adiabatische Beschreibung zutreffender. Mit zunehmender Entladungsleistung steigt T_i an, während T_e sich nicht stark ändert. Dies liegt an der mit steigender Dichte zunehmenden Heizung der Ionen durch die Elektronen.

In vielen Bereichen des PSI-1 ist die Wechselwirkung des Plasmas mit dem Neutralgas gering. Dennoch beeinflussen Ladungsaustausch, Ionisation und Reibung das Plasma. Durch die hochauflösende Emissionsspektroskopie wurden die Temperatur ($T_0 < 1$ eV) und die azimutale Geschwindigkeit ($u_{0\theta} \ll u_{i\theta}$) des Neutralgases bestimmt. In Wasserstoff und Deuterium wurde außerdem die Teilchendichte über einfache Stoß-Strahlungs-Modelle aus den Messungen ermittelt. Die Dichte der Atome konnte aus der Balmer-Emission bestimmt werden und die der Moleküle aus der Fulcher- α -Emission. Die Dissoziation führt dazu, daß im Plasmagenerator, trotz der vergleichsweise niedrigen Ionisationsenergie, nur dünne Wasserstoff- beziehungsweise Deuteriumplasmen erzeugt werden können.

Fazit:

Insgesamt wurde über experimentelle Untersuchungen in Verbindung mit einfachen Theorien ein umfassendes Bild der prinzipiellen physikalischen Prozesse erstellt, die das Plasma im Plasmagenerator PSI-1 bestimmen. Die beobachtete Rotation kann mit den bislang entwickelten Theorien nicht befriedigend erklärt werden. Es wurde ein neues Erklärungsmodell diskutiert, das den großen Gyrationenradien der Ionen Rechnung trägt. Dieses Modell bietet eine qualitative Erklärung für die Ursache der Rotation. Die gewonnenen Erkenntnisse, insbesondere bezüglich der Plasmarotation, sind unter Umständen auch für Fusionsanlagen von Bedeutung.

Dieser Zusammenhang ergibt sich aus der vor allem in Tokamak-Anlagen beobachteten Beeinflussung des radialen Teilchen- und Energietransports durch die poloidale Rotation in der H-Mode. Es ist wahrscheinlich, daß das stark verscherte radiale E-Feld, das die Transport-Barriere nahe der Separatrix bildet und das zu der poloidalen Rotation führt, auf ähnliche Weise gebildet wird wie das im PSI-1 beobachtete Feld; auch im Tokamak wird durch die höheren radialen Orbitalverluste der Ionen das Plasma negativ aufgeladen und der durch die erhöhte Neutralgasdichte ebenfalls erhöhte radiale Polarisationsstrom treibt die Rotation an. Für die Orbitalverluste sind jedoch nicht die Gyrationenradien von Bedeutung, sondern die im Torus auftretenden sogenannten Bananen-Bahnen.

Der radiale Stromtransport, der auch das Plasma im PSI-1 prägt, ist ein oft vernachlässigtes Phänomen. Er spielt nicht nur in der Sondentheorie eine wichtige Rolle, sondern gewinnt auch in zukünftigen Fusionsexperimenten an Bedeutung. Aufgrund des höheren Leistungsflusses über die Separatrix werden die Eigenschaften der Randschicht immer wichtiger. Um eine höhere Leistungsabstrahlung zu erreichen muß daher die Neutralgasdichte erhöht werden, wodurch die senkrecht Leitfähigkeit steigt. Diese Themen können, wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde, auch gut in linearen Anlagen – wie dem PSI-1 – studiert werden. Fortführende Untersuchungen zu Orbitalverlusten und radialem Stromtransport am Plasmagenerator sollten also von großem Interesse sein.

Anhang A

Liste der verwendeten Symbole

Im folgenden sind die in der Arbeit verwendeten Symbole und ihre Bedeutung aufgelistet (Der Index * kennzeichnet eine beliebige Bezeichnung; α und β bezeichnen verschiedene Teilchensorten; und k bezeichnet einen Anregungszustand):

- e Elementarladung $e = 1.6021989 \cdot 10^{-19}$ C.
- k_B Boltzmann-Konstante $k_B = 1.380662 \cdot 10^{-23}$ J/K.
- c Lichtgeschwindigkeit $c = 2.997924562 \cdot 10^8$ m/s.
- h, \hbar Plancksches-Wirkungsquantum $\hbar = h/2\pi$ $h = 6.626176 \cdot 10^{-34}$ Js.
- ϵ_0 Dielektrische Verschiebung $\epsilon_0 = 8.854187 \cdot 10^{-12}$ F/m.
- μ_B Bohrsches-Magnetron $\mu_B = 9.274078 \cdot 10^{-24}$ J/T.
- a_0 Bohrscher Radius $a_0 = 5.2917706 \cdot 10^{-11}$ m.
- T_α Temperatur der Teilchensorte α in eV oder K; $1 \text{ eV} \hat{=} 11604.5 \text{ K}$.
- $n_{\alpha,k}$ Teilchendichte in m^{-3}
- n_k^{SB} Teilchendichte im Saha-Boltzmann-Besetzungs-Gleichgewicht in m^{-3} .
- p_α Partialdruck der Teilchensorte α in Pa.
- m_α Masse in kg.
- $\mu_{\alpha\beta}$ Reduzierte Masse in kg.
- q_α Ladung in C.
- \vec{v}_α Mikroskopische Geschwindigkeit in m/s.
- \vec{u}_α Makroskopische Geschwindigkeit in m/s.
- $v_{\text{th},\alpha}$ Thermische Geschwindigkeit in m/s.
- c_s Ionenschallgeschwindigkeit in m/s.
- \vec{v}^E $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit Gl. (3.1).
- \vec{v}^D Diamagnetische Driftgeschwindigkeit Gl. (3.2).
- \vec{w}_α Mit der thermischen Geschwindigkeit normierte mikroskopische Geschwindigkeit.

π_α	Viskositätstensor in N/m^2 .
σ	Leitfähigkeitstensor in $(\Omega\text{m})^{-1}$.
$\varepsilon(r)$	Spektrale Emissivität in $\text{W}/(\text{m}^3\text{sr nm})$.
$\Omega(r)$	Winkelgeschwindigkeit in $\text{rad/s} = \text{s}^{-1}$.
f_{rot}	Rotationsfrequenz in Hz.
λ_0	Mittenwellenlänge in nm.
λ_*	Charakteristische physikalische Längenskala in m; Wellenlänge in nm.
λ_{D}	Debye-Länge in m: Gleichung (B.4).
τ_*	Charakteristische Zeitskala in s.
ν_*	Charakteristische Stoßfrequenz in s.
$\ln \Lambda$	Coulomb-Logarithmus.
σ_*	Wirkungsquerschnitt in m^2 .
$\langle \sigma v \rangle_*$	Ratenkoeffizient in m^3/s .
$\sigma_{\text{s},\perp,\parallel}$	Elektrische Leitfähigkeit in $(\Omega\text{m})^{-1}$.
$D_{\parallel,\perp}$	Diffusionskoeffizient in m^2/s .
$\kappa_{\parallel,\perp}$	Wärmeleitungskoeffizient in $\text{W}/(\text{Km})$.
Γ_α	Teilchenfluß in $1/(\text{m}^2\text{s})$.
S_α	Quellterm in $1/(\text{m}^3\text{s}^1)$.
Q_α	Wärmequelle in $\text{W}/\text{m}^3\text{s}$.
η_α	Dynamische Viskosität in Pa.s.
\vec{L}	Klassischer Gesamtdrehimpuls in Nm.
\vec{M}	Gesamtdrehmoment in Nm/s.
\vec{F}_*	Kraft in N; Auch Kraftdichte in N/m^3 .
\vec{R}_*	Reibungskraftdichte in N/m^3 .
α_*	Vorschichtfaktor; auch Ionisations oder Dissoziationsgrad α_{ion} bzw. α_{diss} , Feinstrukturkonstante $\alpha = 1/137$ oder Winkel.
γ_α	Adiabatenkoeffizient.
γ_{SE}	Sekundäremissionskoeffizient.
\vec{E}	Elektrisches Feld in V/m.
ϕ	Elektrisches Potential in V.
ϕ_{fl}	Floatingpotential.
ϕ_{pl}	Plasmapotential.
Ψ_α	Durch $k_{\text{B}}T_\alpha/q_\alpha$ normiertes Potential.
$\Phi_{\text{a,c}}$	Austrittsarbeit an der Anode (a) und der Kathode (c) in V.
j_*	Stromdichte in A/m^2 .

$\xi_{i,e}$	Hallparameter der Ionen und Elektronen: Gleichung (B.18).
ρ_α	Gyrationsradius in m.
\vec{B}	Magnetische Induktion (Feldstärke) in T.
\vec{A}	Vektorpotential in Wb/m.
ψ	Fläche konstanten magnetischen Flusses.
Φ	Magnetischer Fluß in Wb. In Zylindergeometrie: $\Phi = 2\pi\psi$; auch Linienprofil $\Phi(\omega)$.
Φ_S	Fluß auf der LFS (Abschnitt 1.3).
ρ_B	Magnetische Koordinate: Gleichung (1.4).
L_*	Charakteristische geometrische Längenskala in m.
ξ	Durch den Plasmaradius normierte x -Koordinate.
ρ	Durch den Plasmaradius normierte r -Koordinate.
$A_{a,c,\perp}$	Effektive Oberfläche der Anode (a), der Kathode (c) und Mantelfläche des Plasmazylinders (\perp) in m^2 .
A_{kj}	Übergangswahrscheinlichkeit in s^{-1} = Einstein-Koeffizient.
B_{kj}	Einstein-Koeffizient (induzierte Übergänge).
$\Delta\lambda_{fwhm}$	Volle Halbwertsbreite (full width half maximum) in nm oder pm.
γ_{kj}	Natürliche Linienbreite in s^{-1} .
g_J	Landé-Faktor.
r_K	Radius der Kathode in m.
r_A	Radius der Anode in m.
E_*	Energie in eV oder J; $1 \text{ eV} \hat{=} 1.6021989 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.
χ_k	Ionisationspotential in eV.
I_{AK}	Entladungsstrom in A.
U_B	Brennspannung in V.
$p_{K,DS,T}$	Neutralgasdruck im Anoden-Kathoden-Bereich (AK), Druckstufe (DS) und Targetraum (T) in Pa.
U_*	Spannung in V.
P_*	Leistung in W.
$R_{L,S,\perp,\parallel}$	Elektrischer Widerstand in Ω ; auch Radius R (geometrisch).
Q	Gasdurchfluß in Teilchen/s bzw. SCCM (Standard-Kubikzentimeter pro Minute); $1 \text{ SCCM} \hat{=} 4.078 \cdot 10^{17} \text{ Teilchen/s}$.
ϑ	Öffnungswinkel.
φ	Beugungswinkel in rad.
$\Delta\Omega$	Raumwinkel in sr (auch $d\Omega$).
N_*	Anzahl; meist von Teilchen.

- f_* Brennweite in m.
- f_α Geschwindigkeitsverteilung in s^3/m^6 ; auch normierte Stoßfrequenz (Abschnitt 6.3.2).
- \hat{f}_α Ein- bzw. zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung in s/m^4 bzw. s^2/m^5 .
- $I_{\lambda,\omega,\omega}$ Spektrale Intensität in $\text{W}/(\text{m}^3\text{sr nm})$.
- I_ν Absorptionsprofil des Lasers in s; auch spektrales Linienprofil.
- u_ν Spektrale Energiedichte in $\text{J}/(\text{m}^3\text{nm})$.
- Θ Heaviside-Funktion; $\Theta(x) = 0$ für $x < 0$ und $\Theta(x) = 1$ für $x \geq 0$.
- J Quantenmechanischer Gesamtdrehimpuls.
- D Quantenmechanischer Dipoloperator.
- A Abeloperator.

Anhang B

Wichtige Formeln

Zur Charakterisierung eines Plasmas gibt es viele verschiedene Größen, welche hauptsächlich von der Elektronentemperatur T_e und der Elektronendichte n_e abhängen. Im allgemeinen wird davon ausgegangen, daß die Ladungsträger im Plasma eine Maxwellverteilung [54, 3, 10]

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = n(\vec{r}) \left(\frac{m}{2\pi k_B T(\vec{r})} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{mv^2}{2k_B T(\vec{r})} \right\} \quad (\text{B.1})$$

haben. Einige der für diese Arbeit wichtige Größen sollen im Folgenden ohne nähere Erläuterung angegeben werden:

Quasineutralität [54, 3]:
$$n_e \approx \sum_i Z_i n_i \quad (\text{B.2})$$

Debye-Abschirmpotential [69]:
$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{r/\lambda}}{r} \quad (\text{B.3})$$

Debye-Länge [54, 3]:
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{e^2 \sum_{\alpha} \frac{Z_{\alpha} n_{\alpha}}{k_B T_{\alpha}}}} \quad (\text{B.4})$$

Mittlerer Teilchenabstand [54, 3]:
$$\bar{r}_{e,i} = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi n_{e,i}}} \quad (\text{B.5})$$

Lorentz-Kraft [57]:
$$\vec{F}_L = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (\text{B.6})$$

Zyklotron-Frequenz [57, 54, 3]:
$$\omega_{\alpha c} = \frac{Z_{\alpha} e B}{m_{\alpha}} \quad (\text{B.7})$$

Gyrationsradius [57, 54, 3]:
$$\rho_{\alpha} = \frac{v_{\alpha \perp}}{\omega_{\alpha c}} \quad (\text{B.8})$$

Drift im Magnetfeld [57, 20, 41]:
$$\vec{v}_F = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2} \quad (\text{B.9})$$

Thermische Geschwindigkeit [54, 3]:
$$v_{th,\alpha} = \sqrt{\frac{2k_B T_{\alpha}}{m_{\alpha}}} \quad (\text{B.10})$$

Mittlere Stoßzeit [3]:
$$\tau_\alpha = \frac{1}{\sum_\beta n_\beta \langle \sigma_{\alpha\beta} | \underbrace{\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta}_{\vec{u}_{\alpha\beta}} | \rangle_\beta}$$
 (B.11)

Stoßrate [54, 3]:
$$\langle \sigma_{\alpha\beta} u_{\alpha\beta} \rangle_\beta = \int d\vec{v}_\beta \sigma_{\alpha\beta} \vec{u}_{\alpha\beta} f_\beta(\vec{r}_\beta, \vec{v}_\beta)$$
 (B.12)

Streuquerschnitt¹[79]:
$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}^c}{d\Omega} = \left(\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{16\pi\epsilon_0 E \sin^2 \frac{1}{2}\theta} \right)^2$$
 (B.13)

Streuquerschnitt [99]:
$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{4\pi\epsilon_0 \left(\frac{\hbar^2(1+Z_{\text{eff}.})}{2\mu\lambda_D^2} + 4E \sin^4 \frac{1}{2}\theta \right)^2}$$
 (B.14)

Coulomb Stoßzeit [93, 39]:
$$\tau_{\alpha\beta} = \frac{3\mu m_\alpha (4\pi\epsilon_0)^2 \left(\frac{2k_B T_\alpha}{m_\alpha} + \frac{2k_B T_\beta}{m_\beta} \right)^{\frac{3}{2}}}{16\sqrt{\pi} Z_\alpha Z_\beta e^4 n_\beta \ln \Lambda}$$
 (B.15)

Coulomb-Logarithmus² [3, 54]:
$$\ln \Lambda = \ln \left(3 \frac{\lambda_D}{l_L} \right)$$
 (B.16)

Landau-Länge [3]:
$$l_L = Z^2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 k_B T$$
 (B.17)

Hallparameter³ [16]:
$$\xi_\alpha = \omega_{\alpha c} \tau_\alpha$$
 (B.18)

Transportkoeffizienten:

Diffusion ($\parallel \vec{B}$; ambipolar)[46]:
$$D_{\parallel}^{(\text{am})} = \frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i} \tau_i$$
 (B.19)

Diffusion ($\perp \vec{B}$; klassisch)[54, 3]:
$$D_{\perp}^{(\text{cl})} = \frac{m_e k_B T_e}{e^2 B^2 \tau_{ei}}$$
 (B.20)

Wärmeleitung⁴ ($\parallel \vec{B}$) [16, 54, 3]:
$$\kappa_{\parallel} = 3.2 \frac{n_e k_B^2 T_e \tau_{ee}}{m_e} + 3.9 \frac{n_i k_B^2 T_i \tau_{ii}}{m_i}$$
 (B.21)

Wärmeleitung⁴ ($\perp \vec{B}$) [16, 54, 3]:
$$\kappa_{\perp} = 4.7 \frac{n_e k_B^2 T_e}{m_e \tau_{ee} \omega_{ce}^2} + 2 \frac{n_i k_B^2 T_i}{m_i \tau_{ii} \omega_{ci}^2}$$
 (B.22)

El. Leitung ($\parallel \vec{B}$) [16, 54, 3]:
$$\sigma_{\parallel} = \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha} q_{\alpha}^2 \tau_{\alpha}}{m_{\alpha}}$$
 (B.23)

El. Leitung ($\perp \vec{B}$) [16, 54, 3]:
$$\sigma_{\perp} = \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha} q_{\alpha}^2 \tau_{\alpha}}{m_{\alpha} (1 + \omega_{c\alpha}^2 \tau_{\alpha}^2)}$$
 (B.24)

¹Streuquerschnitt nach Rutherford (Coulombstreuung).

²Die Bornsche-Näherung, die einen Coulomblogarithmus der Form $\ln \Lambda = \ln(\sqrt{2/e}\lambda_D/\bar{\lambda})$ ergibt, gilt nur für $\beta = v/c \gg \alpha \approx 1/137$. Für Elektronen bedeutet dies $T_e < 14$ eV.

³Die Stoßzeit τ_{α} ist die kürzeste Zeit zwischen zwei impulsändernden Stößen. Für $\xi_{\alpha} \gg 1$ sind die Ladungsträger gut an die magnetischen Feldlinien gebunden.

⁴Es wird auch oft κ/k_B als Wärmeleitungskoeffizient bezeichnet.

Anhang C

Fehlerbetrachtung

C.1 Auswertung der Linienprofile

Für die Bestimmung kleiner Temperaturen kann das Apparateprofil (Abbildung 2.3) des Spektrometers einen erheblichen Fehler verursachen, wenn das Signal nicht entfaltet wird. Das gemessene Signal

$$u(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\lambda')s(\lambda - \lambda')d\lambda' + n(\lambda) \quad (\text{C.1})$$

ist die Summe aus der Faltung des Apparateprofils $r(\lambda)$ mit dem „wahren“ Signal $s(\lambda)$ und dem natürlichen statistischen Rauschen $n(\lambda)$. Das Signal s ist wiederum die Faltung des natürlichen Linienprofils jeder Zeeman-Komponente mit der Starkverbreiterung, Dopplerverbreiterung usw.. Die Faltung von N Lorentz-Profilen (2.5) mit den Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{(i)}$ ($i = 1, \dots, N$) ergibt wieder ein Lorentz-Profil mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{\text{fwhm}} = \sum_{i=1}^N \Delta\lambda_{\text{fwhm}}^{(i)}$. Die kleinen Verbreiterungen wie Starkverbreiterung können durch Modifikation der Halbwertsbreite des Apparateprofils berücksichtigt werden. Mit der bekannten Zeeman-Aufspaltung nach Gleichung (2.16) und (2.17) wird ein effektives Entfaltungsprofil

$$\tilde{r}(\lambda) := \sum_{i=1}^{N_z} I_i L(\lambda_i, \Delta\lambda_{\text{fwhm}}^A)$$

definiert. Die Summe läuft über alle Zeeman-Komponenten mit der Intensität I_i . Das Signal wird dann nur noch durch die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen bestimmt.

Die Fouriertransformierte der Gleichung (C.1)

$$U(k) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\lambda)e^{ik\lambda}d\lambda = R(k)S(k) + N(k)$$

läßt sich nach $S(k)$ auflösen und rücktransformieren. Die Geschwindigkeitsverteilung ist

durch

$$s(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U(k) - N(k)}{R(k)} e^{-ik\lambda} dk \quad (\text{C.2})$$

gegeben.

Durch die diskreten Pixel der CCD-Kamera ergeben sich numerische Schwierigkeiten. Die Nyquist-Frequenz [90]

$$k_N = \frac{1}{2\Delta\lambda}$$

stellt eine obere Grenze für erfaßbare Fourierkomponenten dar. Frequenzen oberhalb dieser Grenze sind nicht mehr zu unterscheiden. Enthält das Frequenzspektrum Anteile oberhalb der Nyquist-Frequenz, werden diese in das Spektrum zurückgespiegelt. Bei gegebener, fester Pixelanzahl (Abtastintervall) ist die diskrete Fouriertransformation deswegen fehlerhaft. Normalerweise muß das Abtastintervall so kurz gewählt werden, daß das sog. Power-Spektrum $P = FF^*$ bei k_N verschwindet. Bei Spektrometern ist die Pixelanzahl fest. Auch das statistische Rauschen ändert sich von Pixel zu Pixel. Daher verschwindet das Frequenzspektrum eines verrauschten Signals *nicht* bei k_N . Dies verursacht Fehler bei der Transformation.

Die zweite Schwierigkeit entsteht durch die numerische Division. Die Frequenzspektren des Entfaltungsprofils und des gemessenen Spektrums müssen bei k_N verschwinden. Numerisch müssen dementsprechend kleine Zahlen dividiert werden. Beide Probleme können teilweise durch eine Tiefpaß-Filterung im Frequenzraum behoben werden. Die Gefahr einer solchen Filterung ist, daß Details des Originalprofils verloren gehen. Alternativ kann die Geschwindigkeitsverteilung als gegeben betrachtet werden und die „Entfaltung“ durch wiederholtes falten des Entfaltungsprofils mit dem Temperaturprofil erfolgen. Dabei wird die Halbwertsbreite entsprechend einer Fit-Prozedur solange variiert, bis ein minimales χ^2 erreicht wird. Die Güte dieser Prozedur gibt das Residuum an.

Die Abbildung C.1 zeigt, daß bei geringem Poissonrauschen von 1% Doppler-Profilen mit Temperaturen von $T_{\text{in}} = 100 \text{ K} \hat{=} \Delta\lambda_{\text{fwhm}}^D = 0.5 \text{ pm}$ bei einem Lorentz-förmigen Apparateprofil der Breite $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^A = 1.5 \text{ pm}$ ausgewertet werden können. Dazu wurde am Beispiel der ArII-Linie bei $\lambda_0 = 434.806 \text{ nm}$ ein Testprofil durch numerische Integration des Faltungsintegrals vom Temperatur- und Apparateprofil und Addition des Poissonrauschens erzeugt. Dieses wurde als Eingabe der Auswerterroutine benutzt. Bei schmalen Profilen kann keine Tiefpaß-Filterung zur Minderung des Rauschanteils benutzt werden, da die Grenze der Abtastgenauigkeit erreicht wird. Dies ist deutlich, an den überlagerten hochfrequenten Schwingungen im entfalteten Profil in Abbildung C.1 zu erkennen. An das entfaltete Profil wurde ein Gauß-Profil (2.11) angepaßt, dessen Halbwertsbreite nach Gleichung (2.12) der Temperatur entspricht. Trotz der quadratischen Abhängigkeit der Temperatur von der Halbwertsbreite beträgt der Fehler in der Temperatur ($T_{\text{out}} = 85 \text{ K}$) nur 15%. Bei Erhöhung des Rauschanteils wird die Temperatur zunehmend unterschätzt. Bei Temperaturen um $T = 1.2 \text{ eV}$ beträgt der Fehler selbst bei 10%-igem Poissonrauschen

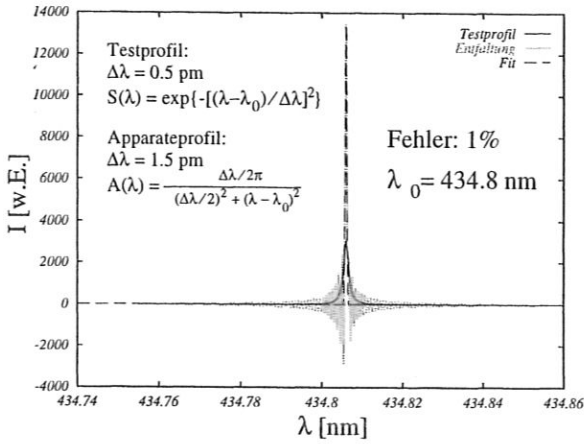


Abbildung C.1: Test der numerischen Entfaltungsroutine. Als Signalprofil wurde ein Gauß-Profil (2.11) mit einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^D = 0.5 \text{ pm}$ verwendet. Das entspricht einer Temperatur von $T = 100 \text{ K}$. Das Signalprofil wurde mit einem Lorentz-förmigen Apparateprofil der Breite $\Delta\lambda_{\text{fwhm}}^A = 1.5 \text{ pm}$ durch numerische Integration gefaltet und mit einem Poissonrauschen von 1% versehen. Das so erhaltene Testprofil wurde als Eingabe für die Auswerterroutine benutzt. Zur Auswertung wurde das ungefilterte Profil entfaltet und durch ein Gauß-Profil approximiert. Der Fehler in der Temperatur beträgt 15%.

nur etwa 1%. Der Vorteil der direkten Entfaltung mit einem bekannten Entfaltungsprofil ist, daß nicht von vornherein die Profilform des Signals bekannt sein muß.

C.2 Fehler bei der Abelinversion

Eine direkte Fehlerfortpflanzung ist, wegen der komplizierten Auswerteprozedur, sehr aufwendig. Die Abschätzung der Güte des im Abschnitt 2.1.3 erläuterten Rekonstruktionsverfahrens kann durch numerische Tests erfolgen. Es wurden zwei unterschiedliche Test-Profile verwandt, die sich nur hinsichtlich der Emissivität stark unterscheiden. Zum einen wurde ein willkürlicher Satz (a) mit einer Emissivität, die zur Mitte hin Anstieg verwendet. Zum anderen wurden die LIF-Profile (b) verwandt, wobei hier die Temperatur um den Faktor 2.5 gestaucht wurde. Beim Satz (a) wurde ein relativer Fehler von 5% addiert und beim Satz (b) ein relativer Fehler von 10%. Die Streuung entsprach einer Poissonverteilung.

Die Abbildungen C.2.a und C.2.b zeigen den Vergleich der Original mit den rekonstruierten Emissionsprofilen. Die Emissivität läßt sich sehr genau reproduzieren. Der über das Profil

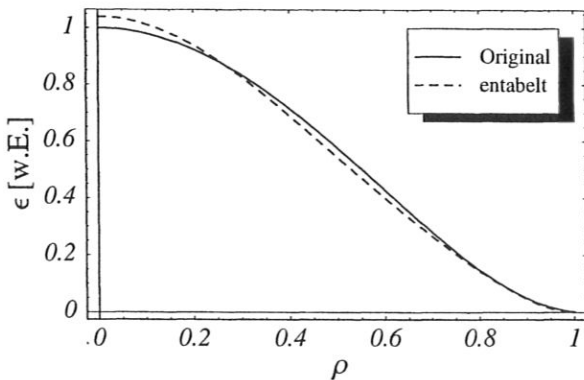


Abbildung C.2.a: Zur Mitte ansteigende Emissivität.

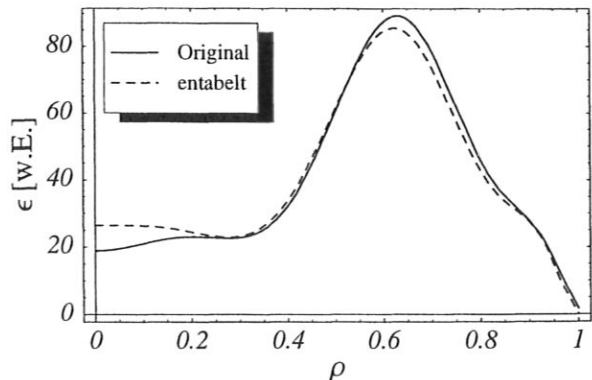


Abbildung C.2.b: Von LIF ermittelte Emissivität.

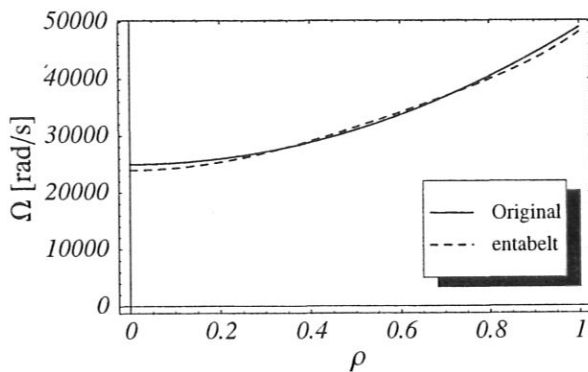


Abbildung C.3.a: Rotationsfrequenz (a).

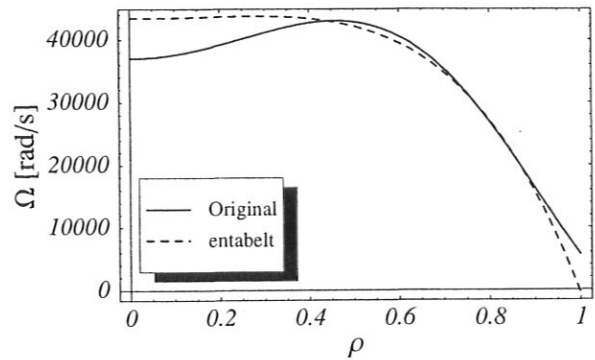


Abbildung C.3.b: Von LIF ermittelte Rotationsfrequenz.

gemittelte Fehler beträgt bei (a) 3.6% und bei (b) 6.8%.

Die Abbildungen C.3.a und C.3.b zeigen, daß sich auch die Winkelgeschwindigkeit sehr genau wiedergeben läßt. Im Fall (a) beträgt die über das Profil gemittelte Abweichung etwa 3.3% und im Fall (b) 8.6%.

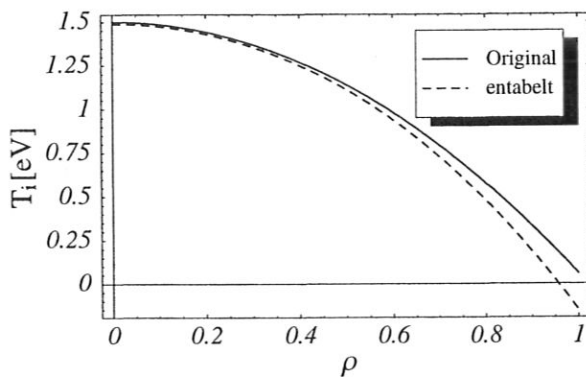


Abbildung C.4.a: Vergleich der Temperaturprofile (a).

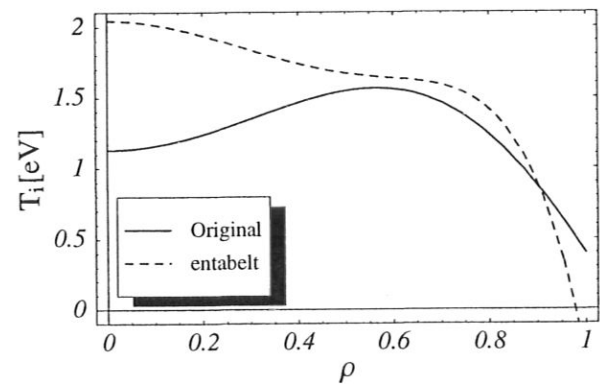


Abbildung C.4.b: Von LIF ermittelte um den Faktor 2.5 gestauchte Temperatur.

Für die Temperatur werden die Fehler aufgrund der Differenz in der Gleichung (2.27c) bei Hohlprofilen der Emissivität recht hoch. So beträgt der über das Profil gemittelte Fehler im Fall (a) nur 8.6% im Fall (b) ergeben sich 35.8% Fehler. Der Fehler nimmt zur Mitte wie erwartet zu.

Insgesamt zeigt sich, daß die Fehler in der Emissivität und der Rotationsfrequenz klein sind. Im Mittel liegen sie unter den aufaddierten Fehlern. Die Temperatur wird bei Hohlprofilen in der Emissivität in der Mitte überschätzt.

Anhang D

Zusätzliche Betrachtungen

D.1 Strömung durch die Anode

Aus der *Bernoulli-Gleichung* und den adiabatischen Zustandsänderungen [70, 10] läßt sich eine Gleichung für die Strömungsgeschwindigkeit des Neutralgases ohne Plasma in der Anode herleiten:

$$u^{\gamma-1} - \frac{\gamma-1}{2c_{s0}^2} u^{\gamma+1} = \frac{Q}{An_0}. \quad (\text{D.1})$$

Dabei ist: $\gamma = (f+2)/f$ der Adiabatenkoeffizient, f die Zahl der Freiheitsgrade, Q der Gasfluß, c_{s0} die Schallgeschwindigkeit vor der Anode, n_0 die Neutralgasdichte vor der Anode und $A(z)$ die Querschnittsfläche der Anode. Die Gleichung (D.1) gilt nur für Gase mit Knudsenzahlen $\text{Kn} = \lambda/d < 1$ (siehe Tabelle 1.2 auf Seite 8).

Die Abbildung D.1 zeigt die aus der Gleichung (D.1) berechnete Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Anode für H_2 und einen Gasfluß von $Q_{\text{H}_2} = 2.85 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$. Der Druck vor der Anode betrug $p_K = 0.9 \text{ Pa}$. Die Kontur der Anode ist schraffiert wiedergegeben. Die Strömungsgeschwindigkeit ist mit $u_{\text{max}} = 98 \text{ m/s} \ll c_s$ klein und ändert sich nur wenig. Der Druckabfall auf $p_{\text{DS}} = 0.13 \text{ Pa}$ erfolgt durch adiabatische Expansion hinter der Anode. Nur wenn die Strömung Schallgeschwindigkeit beim minimalen Anodendurchmesser erreicht, kann das Gas mit Überschallgeschwindigkeit strömen und der Druck innerhalb der Anode abfallen.

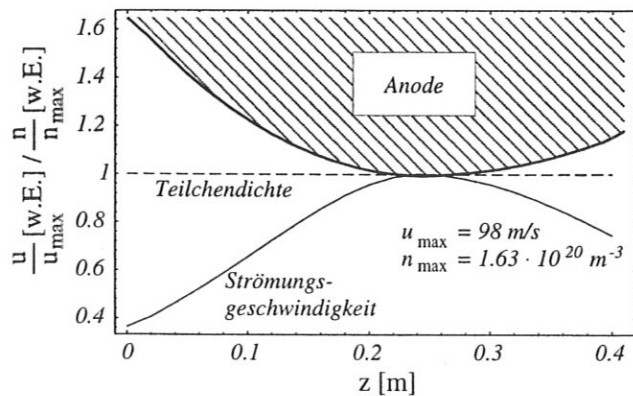


Abbildung D.1: Die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Anode (schraffiert) ist klein. Die Dichte und die anderen Zustandsgrößen ändern sich kaum.

Das Maß für die Turbulenz einer Strömung ist die *Reynoldssche-Zahl* [70]

$$\text{Re} = \frac{mnuL}{\eta}, \quad (\text{D.2})$$

welche die Trägheitskräfte mit der viskosen Dämpfung vergleicht. Erstere lassen sich durch den Betrag des Impulses $p = mnu$ abschätzen und letztere durch die Viskosität η bezüglich einer charakteristischen Länge L . Für Werte $\text{Re} < 10 \cdots 100 = \text{Re}_{\text{cr}}$ bleibt die Strömung laminar. Der genaue Wert der kritischen Reynoldszahl ist für jeden Strömungstyp verschieden.

Das Plasma wurde bei der vorangehenden Betrachtung nicht berücksichtigt. Die Wechselwirkung des Neutralgases mit dem Plasma innerhalb der Anode ist, wie im Kapitel 3 diskutiert wird, nicht vernachlässigbar. Die Stöße zwischen den Ionen und dem Neutralgas haben auf die Neutralgasströmung in der Anode den größten Einfluß. In Plasmen mit niedrigem Ionisationsgrad wie in Wasserstoffentladungen bleibt aber die obige Beschreibung näherungsweise gültig. Für Entladungen bei denen die Ionen schlecht magnetisiert sind (Ar, Kr, Xe) gibt die Gleichung (D.1) in erster Näherung die axiale Änderung von n_i , T_i und u_{iz} im Magnetfeld des PSI-1 an.

D.2 Einfaches Modell der Raumladungsbegrenzung

Die mögliche Stromdichte der Kathode wird durch Raumladungen begrenzt [73, 76]. Die Elektronen verlassen die Kathode mit der thermischen Energie $k_B T_K \approx 0.16 \text{ eV}$, welche gegenüber der potentiellen Energie $E_{\text{pot}} = eU$ der Raumladungsschicht vernachlässigbar ist. Die Potentialverteilung in der stoßfreien Schicht der Dicke d wird durch die eindimensionale *Poisson-Gleichung*

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = -\frac{en_e}{\epsilon_0} \quad (\text{D.3})$$

bestimmt. Die Ladungsdichte $\rho = -en_e$ begrenzt den innerhalb der Raumladungsschicht konstanten Elektronenstrom aus der Kathode $j_e = -en_e v$ und bestimmt die durch das Potential gewonnene Geschwindigkeit

$$\frac{m_e}{2} v^2 = e\phi \text{ mit } \phi_0 = \phi(x=0) = 0.$$

Mit $d^2 \phi/dx^2 = \frac{1}{2} dE^2/d\phi$ ergibt die Integration von Gleichung (D.3) das elektrische Feld

$$\left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 = E^2 = E_0^2 + \frac{4j_e}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \sqrt{\phi}$$

als Funktion von ϕ . Die aus der Kathode tretenden Elektronen vermindern das elektrische Feld E_0 . Der maximale Sättigungsstrom ist somit an der Schichtkante $x = d$ als

$$j_{e,\text{sat.}} = \sqrt{\frac{2e}{m_e} \frac{4\epsilon_0}{9} \frac{\phi_c^{3/2}}{d^2}} \text{ mit } \phi_c = \phi(d) - \phi_0$$

Tabelle D.1: Kritischer Entladungsstrom für verschiedene Gasarten bei den typischen Entladungsbedingungen im PSI-1 (aktive Fläche der Kathode: $F_K = 0.014 \text{ m}^2$, $T_i \approx \frac{1}{2}T_e$).

	H ₂	D ₂	He	Ar
$I_{\text{crit}} [10^3 \text{ A}]$	10.0	10.0	12.3	63.6
$T_e [\text{eV}]$	10.0	10.0	15.0	4.0
$n_e [10^{18} \text{ m}^{-3}]$	0.5	0.5	0.5	5.0

für $E_0 = 0$ gegeben. Dies ist das bekannte $\phi^{3/2}$ -Gesetz für raumladungsbegrenzte Ströme. Für ein Plasma ist diese Betrachtung jedoch falsch, da weder der auf die Kathode fließende Ionenstrom j_i , noch der thermische Elektronenrückstrom j_{er} aus dem Plasma berücksichtigt wurde. Die richtige Behandlung des Kathodenfalls wird im Abschnitt 6.1 gezeigt.

Ein interessanter Effekt läßt sich aber schon mit einem stark vereinfachten Modell für ein kaltes Plasma ($T_i = 0$, $T_e \ll e\phi_c$) zeigen. Die Plasmaelektronen können ebenso wie die endliche Geschwindigkeit der Ionen (siehe Abschnitt 2.2.1 und 6.1) an der Schichtkante vernachlässigt werden. Der auf die Kathode fließende Ionenstrom vermindert die Ladungsdichte, so daß nach einer äquivalenten Rechnung für das elektrische Feld

$$E^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} \left(\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} j_e - j_i \right) \sqrt{\phi}$$

geschrieben werden muß [76]. Es treten keine Raumladungseffekte auf, wenn

$$j_i = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} j_e = 0.023 M^{-1/2} j_e$$

ist (M ist die atomare Massenzahl). Die Ionenstromdichte aus dem Plasma ist durch die vorhandene Zahl der Ladungsträger

$$j_{i,\text{sat}} \approx \frac{1}{2} n_{e\infty} \underbrace{\sqrt{\frac{k_B(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}}}_{c_s}$$

begrenzt [78]. Dabei sind $\gamma_e = 1$ und $\gamma_i = 5/3$ die Adiabatenkoeffizienten für Elektronen¹ und Ionen² und $n_{e\infty}$ die Elektronendichte im quasineutralen Plasma. Die Ionen müssen an der Schichtkante mindestens die Schallgeschwindigkeit c_s erreichen [71, 13], damit die Poisson-Gleichung eine reelle Lösung hat. Dies ist das bekannte *Bohm-Kriterium* (siehe Abschnitt 2.2.1).

Damit ist der raumladungsfreie Betrieb der Kathode bei gegebener Elektronendichte und

¹Die Elektronen werden als isotherm behandelt und haben deshalb unendlich viele Freiheitsgrade.

²In einem starken Magnetfeld können zwei der drei Freiheitsgrade der Ionen „eingefroren“ werden. Es gilt dann $\gamma_i = 3$.

-temperatur nur bis zu einer kritischen Stromdichte

$$j_{\text{crit.}} \approx \frac{1}{2} en_{e\infty} \sqrt{\frac{k_B(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_e}} \quad (\text{D.4})$$

möglich. Die daraus resultierenden kritischen Entladungsströme sind für die typischen Gase bei üblichen Plasmaparametern in Tabelle D.1 angegeben.

Nach diesen Werten, die über eine Größenordnung höher sind als die erreichbaren Entladungsströme von maximal 1000 A, sollte der Entladungsstrom nicht durch Raumladungen begrenzt werden. Die in Abbildung D.2 dargestellten Strom-Spannungs-Kennlinien von Deuteriumentladungen bei verschiedenen Druckwerten im Quellbereich (die Symbole entsprechen nicht den Meßpunkten) zeigen, daß bei niedrigem Druck und hohem Entladungsstrom bereits Raumladungseffekte auftreten. Dies ist deutlich am Abknicken der Kennlinie für $p_K = 0.5 \text{ Pa}$ (■) bei $I_{AK} \approx 200 \text{ A}$ zu sehen.

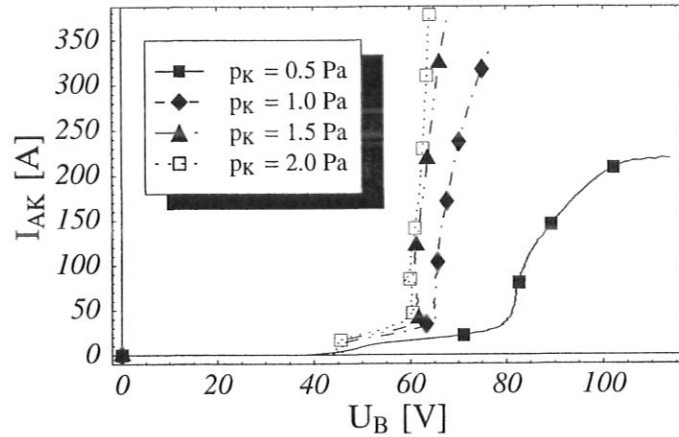


Abbildung D.2: Die I-U-Kennlinie von D_2 -Entladungen bei verschiedenen Neutralgasdrücken im Quellbereich sättigt bei niedrigem Druck (■). Der Strom wird raumladungsbegrenzt.

Zwei Ursachen können, neben den an diesem Punkt der Kennlinie nicht genau bestimmten Plasmaparametern vor der Kathode, zu einer Reduzierung des kritischen Entladungsstroms führen. Die aktive Fläche der Kathode kann sich für unterschiedliche Druckregime verändern [25] und z.B. auf die Stirnfläche $F_K = 1.02 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ beschränkt sein. Außerdem ist bei hohen Elektronentemperaturen ein Elektronenrückstrom aus dem Plasma auf die Kathode zu erwarten. Dieser, durch den hochenergetischen Anteil der Maxwellverteilung bedingte Strom, erhöht die Raumladung vor der Kathode. Weitere Betrachtungen zur Kennlinie finden sich im Abschnitt 6.1

Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMOWITZ, M. und I.A. STEGUN (Herausgeber): *Pocketbook of Mathematical Functions*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main, 1984.
- [2] ANDEREGG, F., R.A. STERN, F. SKIFF, B.A. HAMMEL, M.Q. TRAN, P.J. PARIS und P. KOHLER: *Ion Heating Due to Rotation and Collision in Magnetized Plasma*. Phys. Rev. Lett., 57(3):329–332, 1986.
- [3] ANDERS, A.: *A Formulary for Plasma Physics*. Akademie-Verlag Berlin, 1990.
- [4] ARFKEN, G.: *Mathematical Methods for Physicists*. Academic Press, INC, 3 Auflage, 1985.
- [5] ARTEHA, S.N.: *The Effects of Rotation in Plasma*. Phys. Plasmas, 3(8):2849–2857, 1996.
- [6] ASDEX-TEAM: *The H-Mode of ASDEX*. Nucl. Fusion, 29(11), 1989.
- [7] BALESCU, R.: *Classical Transport Theorie*, Band 1 der Reihe *Transport Processes in Plasmas*. North-Holland, Amsterdam, 1988.
- [8] BALESCU, R.: *Neoclassical Transport*, Band 2 der Reihe *Transport Processes in Plasmas*. North-Holland, Amsterdam, 1988.
- [9] BARR, W.L.: *Method for Computing the Radial Distribution of Emitters in a Cylindrical Source*. J. Opt. Soc., 52(8):885–888, 1962.
- [10] BECKER, R.: *Theorie der Wärme*, Band 10 der Reihe *Heidelberger Taschenbücher*. Springer-Verlag, Berlin, 3 Auflage, 1985.
- [11] BESSENRODT-WEBERPALS, B.: *Diagnostik der Teilchendynamik eines Niederdruck-Lichtbogenplasmas*. Doktorarbeit, Universität Düsseldorf, 1984.
- [12] BOESCHOTEN, F., R. KOMEN und A.F.C. SENS: *An Investigation of the Column of a Hollow Cathode Arc in a Magnetic Field. Part I*. Z. Naturforsch., 34a:1009–1021, 1979.

- [13] BOHM, D.: *Minimum Kinetic Energie for Stable Sheat*. In: GUTHRIE, A. und R.K. WAKERLING (Herausgeber): *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*. McGraw Hill, New York, 1949.
- [14] BOHMEYER, W., H. BEHRENDT, G. FUSSMANN, H. GROTE, P. KORNEJEV, H. MEYER, D. NAUJOKS, E. PASCH und H.-D. REINER: *Investigation of Chemical Sputtering in the Plasmagenerator PSI-1. First Experimental Results and Modelling*. In: *Proc. 22nd EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Phys.*, 1995.
- [15] BOOTH, J.-P., J. DEROUARD, M. FADLALLAH und N. SADEGHI: *Time-Resolved Electric-Field Measurement in 30 kHz Hydrogen Discharges by Optical Emission Stark Spectroscopy*. *J. Appl. Phys.*, 74(2):862–867, 1993.
- [16] BRAGINSKII, S.I.: *Transport Processes in a Plasma*. In: *Review Plasma Physics*, Band 1. Consultants Bureau, New York, 1966.
- [17] BURELL, K.H., T.N. CARLSTROM, E.J. DOYLE und OTHERS: *Physics of The L-Mode to H-Mode Transition in Tokamaks*. *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, 34(13):1859–1869, 1992.
- [18] CACCIATORE, M.A., M. CAPITELLI und R. CELEBERTO: *Dissociative and Energy Transfer Reactions Involving Vibrationally Exited H₂/D₂ Molecules*. In: JANEV, R.K. (Herausgeber): *Nuclear Fusion Supplement: Atomic, Molecular and Plasma-wall Interaction Data for Fusion*, 1993.
- [19] CHANDRASEKHAR, S.: *Stochastic Problems in Physics and Astronomy*. *Reviews of Modern Physics*, 15(1):1–89, 1943.
- [20] CHEN, F.F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Band 1 der Reihe *Plasma Physics*. Plenum Press, New York, 2 Auflage, 1990.
- [21] CHODURA, R.: *Plasma Flow in Sheat and Presheat of a Scrape-off Layer*. In: POST, D.E. und R. BEHRISH (Herausgeber): *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion*, Band 131 der Reihe *NATO ASI Series, Series B: Physics*. Plenum Press, New York, 1984.
- [22] CHUNG, K.S. und I.H. HUTCHINSON: *Kinetic Theory of Ion Collection by Probing Objects in Flowing Strongly Magnetized Plasmas*. *Phys. Rev.*, 38 A(9):4721–4731, 1988.
- [23] CONDON, E.U. und G.H. SHORTLY: *The Theory of Atomic Spectra*. Cambridge University Press, 1963.
- [24] DE GRAAF, M.: *A New Hydrogen Particle Source*. Doktorarbeit, Technische Universität Eindhoven, 1994.

- [25] DELCROIX, J.L. und A.R. TRINDADE: *Hollow Cathode Arcs*. In: *Advances in Electronics and Electron Physics*, Band 34. Academic Press, New York, 1974.
- [26] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag, Berlin, 3 Auflage, 1993.
- [27] ECKSTEIN, W. und R. BASTAZ: *A Simple Representation for the Angular Dependence of Scattered and Recoil Particle Energies*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 29:603–608, 1988.
- [28] ECKSTEIN, W. und J.P. BIRSACK: *Reflection of Low-Energy Hydrogen from Solids*. Appl. Phys. A, 38:123–129, 1985.
- [29] EFREMOV, N.P., N.P. POLUEKTOV und V.N. KHARCHENKO: *Tomography of Ion and Atom Velocities in Plasmas*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 53(6):723–728, 1995.
- [30] ENDLER, M.: *Experimentelle Untersuchung und Modellierung elektrostatischer Fluktuationen in den Abschälsschichten des Tokamak ASDEX und des Stellarators Wendelstein 7-AS*. IPP-Report IPP III/ 197, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmannstr. 2, D-85748 Garching, 1994.
- [31] ENDL, K. und W. LUH: *Analysis II*. Studien-Texte Mathematik. Aula-Verlag Wiesbaden, 6 Auflage, 1984.
- [32] EUCKEN, A. und K. HELLWEGE (Herausgeber): *Atom und Molekularphysik, Molekeln II*, Band 3 der Reihe *Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik*. Springer Verlag, Berlin, 6 Auflage, 1951.
- [33] FIELD, A.R., G. FUSSMANN und J.V. HOFMANN: *Measurement of The Radial Electric Field in the ASDEX Tokamak*. Nucl. Fusion, 32(7):1191–1208, 1992.
- [34] FLÜGGE, S. (Herausgeber): *Elektroden-Emission und Gasentladungen I*, Band 21 der Reihe *Handbuch der Physik*. Springer Verlag, Berlin, 1956.
- [35] FLÜGGE, S. (Herausgeber): *Gasentladungen II*, Band 22 der Reihe *Handbuch der Physik*. Springer Verlag, Berlin, 1956.
- [36] FUCHS, T.: *Bestimmung des Energiehaushalts und des Leistungseintrags in Targets am Plasmagenerator PSI-1*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 1996.
- [37] FUJIMOTO, T., S. MIYACHI und K. SAWADA: *New Density Diagnostic Method Based on Emission Line Intensity Ratio of Neutral Hydrogen In Ionizing Phase Plasma*. Nucl. Fusion, 28(7):1255–1263, 1988.

- [38] FUJITA, T., K. SAITO, J. MATSUI, Y. KAMADA, H. MORIMOTO, Z. YOSHIDA und N. INOUE: *Anomalous Ion Heating in REPUTE-1 Ultra-Low q and Reversed Field Pinch Plasmas*. Nucl. Fusion, 31(1), 1991.
- [39] FUSSMANN, G.: *Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen*. IPP-Report IPP 1/273, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmannstr. 2, D-85748 Garching, 1992. Habilitationsschrift.
- [40] FUSSMANN, G., H. MEYER und E. PASCH: *Abel Inversion of Rotating Plasmas*. Contrib. Plasma Phys., 36(4):501–517, 1996.
- [41] GOBRECHT, H. (Herausgeber): *Aufbau der Materie*, Band 4.1 der Reihe *Bergmann-Schäfer Lehrbuch der Experimentalphysik*. Walter de Gruyter, Berlin, 2 Auflage, 1981.
- [42] GOBRECHT, H. (Herausgeber): *Elektrizität und Magnetismus*, Band 2 der Reihe *Bergmann-Schäfer Lehrbuch der Experimentalphysik*. Walter de Gruyter, Berlin, 7 Auflage, 1987.
- [43] GOBRECHT, H. (Herausgeber): *Optik*, Band 3 der Reihe *Bergmann-Schäfer Lehrbuch der Experimentalphysik*. Walter de Gruyter, Berlin, 8 Auflage, 1987.
- [44] GOEBEL, D.M., G.C. CAMPBELL und R.W. CONN: *Plasma Surface Interaction Experimental Facility (PISCES) for Materials and Edge Physics Studies*. J. Nucl. Mater., 121:277–282, 1984.
- [45] GOECKNER, M.J. und J. GOREE: *Laser-induced Floorescence Measurement of Plasma Ion Temperatures: Corrections for Power Saturation*. J. Vac. Sci. Technol. A, 7(3):977–981, 1989.
- [46] GOLDSTON, R.J. und P.H. RUTHERFORD: *Introduction to Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1995.
- [47] GRIEM, H.R.: *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill Book Company New York, 1964.
- [48] GRIEM, H.R.: *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Band 39 der Reihe *Pure and Applied Physics*. Academic Press New York, 1974.
- [49] HARRISON, E.R. und W.B. THOMSON: *The Low Pressure Plane Symmetric Discharge*. Proc. Phys. Soc., 74:145–151, 1959.
- [50] HARRISON, M.F.A.: *Atomic and Molecular Collision in the Plasma Boundary*. In: POST, D.E. und R. BEHRISH (Herausgeber): *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion*, Band 131 der Reihe *NATO ASI Series, Series B: Physics*. Plenum Press, New York, 1984.

- [51] HIGGINS, M.J., J.G. HUGHES, H.B. GILBODY, F.J. SMITH, M.A. LENNON, K.L. BELL und A.E. KINGSTON: *Recommended Cross Sections and Rates for Electron Impact Ionization of Atoms and Ions: Copper to Uranium*. Technischer Bericht CLM-R294, Culham Laboratory, D3 Culham, Abingdon, Oxfordshire OX14 3DB, United Kingdom, 1989.
- [52] HOBBS, G.D. und J.A. WESSON: *Heat Flow Through a Langmuir Sheath in Presence of Electron Emission*. Plasma Phys., 9:85–87, 1967.
- [53] HÖRLING, P., G. HEDIN, J.H. BRZOZOWSKI, E. TENNFORS und S. MAZUR: *Ion Temperature, Heating and Scaling Relations at the Extrap-T1 Reversed-Field Pinch*. Plasma Phys. Control. Fusion, 38:1725–1742, 1996.
- [54] HUBA, J.D.: *NRL Plasma Formulary*. Naval Research Laboratory, NRL/PU/6790–94-265, Washington, DC, 20375, USA, 1994.
- [55] HUTCHINSON, I.H.: *Ion Collection by Probes in Strong Magnetic Fields with Plasma Flow*. Phys. Rev., 37 A(11):4358–4366, 1988.
- [56] HUTCHINSON, I.H.: *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 1992.
- [57] JACKSON, J.D.: *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, Berlin, 2 Auflage, 1983.
- [58] JANEV, R.K. und J.J. SMITH: *Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion*. Supplement to the journal of Nuclear Fusion, 1993.
- [59] JANSSEN, P.A.E.M.: *Non-Ideal M.H.D. Equations with Application to the Stability of a Rotating Plasma Column*. Physica C, 94:251–258, 1978.
- [60] JANSSEN, P.A.E.M.: *Equilibrium and Stability of a Rotating Plasma*. Doktorarbeit, Eindhoven University of Technology, P.O. Box 513, 5600 MB Eindhoven, The Netherlands, 1979.
- [61] JANSSEN, P.A.E.M. und F.J.F. ODENHOVEN: *Rotation of a Magnetized, Non-Uniform Plasma*. Physica C, 98:113–124, 1979.
- [62] JOHNSON, L.C. und E. HINNOV: *Ionization, Recombination and Population of Excited Levels in Hydrogen Plasmas*. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 13:333–358, 1973.
- [63] KASTELEWICZ, H., D. REITER, R. SCHNEIDER, D. COSTER und H. MEYER: *Plasma Modelling for PSI-1*. In: SCHITTENHELM, W., R. BARTIROMO und F. WAGNER (Herausgeber): *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, 1997)*, Band 21A, part IV, Seiten 1805–1808, Petit-Lancy, 1997. EPS.

- [64] KEMP, R.F. und J.M. SELLEN JR.: *Plasma Potential Measurements by Electron Emissive Probes*. Rev. Sci. Instrum., 37(4), 1965.
- [65] KLOSE, S. private Mitteilung.
- [66] KLOSE, S., M. LAUX und H. MEYER: *Asymmetries of Double Probe Characteristics Observed in the PSI-1*. Contrib. Plasma Phys., 38, 1998. At the 3rd Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas (Berlin: 1997).
- [67] KORNEJEV, P.: *Bestimmung der Elektronenparameter in Randschichtplasmen unter Verwendung eines thermischen Heliumstrahls*. Doktorarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 1996.
- [68] KRETSCHMER, C.B., F. BOESCHOTEN und L.J. DEMETER: *Plasma Waves and Rotation in the Gas-Fed Hollow-Cathode Arc*. Phys. Fluids, 11(5):1050–1056, 1968.
- [69] KUNKEL, W. (Herausgeber): *Plasma Physics in Theory and Application*. McGraw-Hill Book Company New York, 1966.
- [70] LANDAU, L.D. und E.M. LIFSCHITZ: *Hydrodynamik*, Band 4 der Reihe *Lehrbuch der theoretischen Physik*. Akademie-Verlag Berlin, 1. Auflage, 1966.
- [71] LANGMUIR, I.: *The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charge in Cathode Sheaths*. Phys. Rev., 33:954, 1929.
- [72] LANGMUIR, I. und K.T. COMPTON: *Electrical Discharges in Gases*. Rev. Mod. Phys., 3, 1931.
- [73] LANGMUIR, I. und H.M. MOTT-SMITH: *Positive Ion Currents in the Positive Column of the Mercury Arc*. Gen. Elec. Rev., 1923.
- [74] LAUX, M. private Mitteilung.
- [75] LELEVKIN, V.M., D.K. ORTORBAEV und D.C. SCHRAM: *Physics of Non-Equilibrium Plasmas*. North-Holland, 1992.
- [76] MACKEOWN, S.S.: *The Cathode Drop in an Electric Arc*. Phys. Rev., 34:611–614, 1929.
- [77] MAKOWSKI, M.A. und G.A. EMMERT: *New Method to Measure Plasma Potential with Emissive Probes*. Rev. Sci. Instrum., 54(7):830–836, 1983.
- [78] MANOS, D.M. und G.M. MCCracken: *Probes for Plasma Edge Diagnostic in Magnetic Confinement*. In: POST, D.E. und R. BEHRISH (Herausgeber): *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion*, Band 131 der Reihe *NATO ASI Series, Series B: Physics*. Plenum Press, New York, 1984.
- [79] MESSIAH, A.: *Quantenmechanik*, Band 1. Walter de Gruyter, Berlin, 1981.

- [80] MESSIAH, A.: *Quantenmechanik*, Band 2. Walter de Gruyter, Berlin, 2. Auflage, 1985.
- [81] MEWE, R.: *Interpolation Formulae for Electron Impact Excitation of Ions in the H-, He-, Li- and Ne-Sequences*. *Astrn. and Astrophys.*, 20:215–221, 1972.
- [82] MÖHLMANN, G.R. und F.J. DE HEER: *Emission Cross Sections of the $H_2(3p^3\Pi_u \rightarrow 2s^3\Sigma_g^+)$ Transition for Electron Impact on H_2* . *Chem. Phys. Lett.*, 43(2):240–244, 1976.
- [83] MÖHLMANN, G.R. und F.J. DE HEER: *Production of Balmer Radiation By Electron Impact (0–2000 eV) on Small Hydrogen Containing Molecules*. *Chem. Phys.*, 40:157–162, 1979.
- [84] MÖHLMANN, G.R., F.J. DE HEER und L. LOS: *Emission Cross Sections of Balmer- α, β, γ Radiation For Electrons (0–2000 eV) on H_2 and D_2* . *Chem. Phys.*, 25:103–116, 1977.
- [85] MORSE, D.L.: *Plasma Rotation in a Hollow Cathode Discharge*. *Phys. Fluids*, 8(3):516–521, 1965.
- [86] NAPIONTEK, B.: *Untersuchung der Strahlungsbilanz im Divertor von ASDEX Upgrade*. Doktorarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 1996.
- [87] NAUJOKS, D. private Mitteilung.
- [88] NAUJOKS, D., G. FUSSMANN und H. MEYER: *IU-Characteristics of the Plasma Generator PSI-1: Experiment and Theory*. *Contrib. Plasma Phys.*, 38, 1998. At the 3rd Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas (Berlin: 1997).
- [89] NEUMANN, W.: *The Mechanism of the Thermoemitting Arc Cathode*, Band 8 der Reihe *Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik*. Akademie-Verlag Berlin, 1987.
- [90] PRESS, W.H., S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING und B.P. FLANNERY: *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 2. Auflage, 1994.
- [91] RIEMANN, K.U.: *Kinetic Theory of a Plasma Sheath Transition in a Weakly Ionized Plasma*. *Phys. Fluids*, 24:2163–2172, 1981.
- [92] RIEMANN, K.U.: *Bohm's Criterion and Plasma-Sheath Transition*. *Contrib. Plasma Phys.*, 36:19–28, 1996.
- [93] ROSENBLUTH, M.N. und R.Z. SAGDEEV (Herausgeber): *Handbook of Plasma Physics: Basic Plasma Physics*, Band 1. North-Holland, 1983.
- [94] ROTH, J.R.: *Energy Distribution Functions of Kilovolt Ions in a Modified Penning Discharge*. *Plasma Phys.*, 15:995–1005, 1973.

- [95] ROTH, J.R.: *Hot Ion Production in a Modified Penning Discharge*. IEEE Trans. Plasma Sci., PS-1:34–45, 1973.
- [96] ROTH, J.R.: *Ion Heating and Containment in an Electric Field Bumpy Torus (EFBT) Plasma*. Nuclear Instruments and Methods, 207:271–299, 1983.
- [97] ROTH, J.R.: *Industrial Plasma Engineering*, Band 1. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1995.
- [98] SAMPSON, D.H.: *On Statistical Equilibrium Among the Sublevels of Hydrogenic Atoms and Ions*. J. Phys., 10 B(4), 1977.
- [99] SCHIFF, L.I.: *Quantum Mechanics*. Physics Series. McGraw Hill, 3 Auflage, 1969.
- [100] SCHLÜTER, A.: *Grundgleichungen, Plasma in gekreuzten Feldern; Dynamik des Plasmas Teil 1*. Zeitschrift f. Naturforschung, 5 A(2):72–78, 1950.
- [101] SCHMIDTMANN, K.: *Bestimmung der Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit von ArII-Ionen am Plasmagenerator PSI-1 mittels laserinduzierter Fluoreszenz*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 1997.
- [102] SCHWAGER, L.A. und C.K. BIRDSALL: *Collector and Source Sheaths of a Finite Ion Temperature Plasma*. Phys. Fluids. B, 2(5):1057–1068, 1990.
- [103] SHAINING, K.C. und E.C. CRUME, JR.: *Bifurcation Theory of Poloidal Rotation in Tokamaks: A Model for the L-H Transition*. Phys. Rev. Lett., 63(21):2369–2372, 1989.
- [104] SHAINING, K.C., E.C. CRUME, JR. und W.A. HOULBERG: *Bifurcation of Poloidal Rotation and Suppression of Turbulent Fluctuations: A Model for the L-H Transition in Tokamaks*. Phys. Fluids B, 2(6), 1990.
- [105] SHEVELKO, V. und I.A. VAINSHTEIN: *Atomic Physics for Hot Plasmas*. Institute of Physics Publishing, Bristol, 1993. <http://plasmagun.weizmann.ac.il/fnrach/ATOM/>.
- [106] SOBELMAN, I.I.: *Atomic Spectra and Radiative Transitions*. Springer Series on Atoms and Plasmas. Springer-Verlag, Berlin, 2 Auflage, 1992.
- [107] SPITZER, JR., L.: *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience Publishers Ltd., London, 1956.
- [108] STANGEBY, P.C.: *The Plasma Sheath*. In: POST, D.E. und R. BEHRISH (Herausgeber): *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion*, Band 131 der Reihe NATO ASI Series, Series B: Physics. Plenum Press, New York, 1984.
- [109] STANGEBY, P.C.: *Scrape-Off Layers in which Ionisation is Important*. J. Nucl. Mat., 121:55–60, 1984.

- [110] STEINBRINK, J., U. WENZEL, W. BOHMEYER und G. FUSSMANN: *Sputtered Tungsten Atoms Investigated in a Linear Plasma Generator*. In: SCHITTENHELM, W., R. BARTIROMO und F. WAGNER (Herausgeber): *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, 1997)*, Band 21A, part IV, Seiten 1809–1812, Petit-Lancy, 1997. EPS.
- [111] STRINGER, T.E.: *Diffusion in Toroidal Plasmas with Radial Electric Field*. Phys. Ref. Lett., 22(15):770–774, 1969.
- [112] TALMADGE, J.N., B.A. PETERSON, D.T. ANDERSON, F.S.B. ANDERSON, H. DAHI, J.L. SHOHET, M. CORONADO, K.C. SHANG, M. YOKOYAMA und M. WAKATANI: *Viscosity and Ion-Neutral Effect on Plasma Rotation in Stellarators*. In: *Proceedings of the 15th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Band IAEA-CN-60/A-6-I-6, Seville, Spain, September 1994.
- [113] TAWARA, H. und OTHERS: *Atomic Data Involving Hydrogens Relevant To Edge Plasmas*. IPPJ-Report IPPJ-AM-46, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Chikusa-ku, Nagoya 464, Japan, 1986.
- [114] TAYLOR, R.J., M.L. BROWN, B.D. FRIED, H. GROTE, J.R. LIBERATI, G.J. MORALES, P. PRIBYL, D. DARROW und M. ONO: *H-Mode Behavior Induced by Cross-Field Currents in a Tokamak*. Phys. Rev. Lett., 63(21):2365–2368, 1989.
- [115] TAYLOR, R.J., R.W. CONN, B.D. FRIED, R.D. LEHMER, J.R. LIBERATI, P.A. PRIBYL, L. SCHMITZ, G.R. TYNAN, B.C. WELLS, D.S. DARROW und M. ONO: *Enhanced Confinement in CCT and PISCES-A in the Presence of Radial Electric Fields*. In: *Proceedings of the 13th International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research*, Band IAEA-CN-53/A-VI-5, Washington DC., USA, 1990.
- [116] VAN DER MULLEN, J.J.A.M., B.F.M. POTS, D.C. SCHRAM und B. VAN DER SIJDE: *The Reduction of Diffusion by Plasma Rotation and Ion Dissipative Effects*. Journal de Physique C, 40(7):283–284, 1979.
- [117] VAN DER SIJDE, B.: *Excitation Mechanism in the Argon-Ion Spectrum at Near Laser Conditions and Temperatures and Densities in a Hollow Cathode Argon-Arc Discharge*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 12:1517, 1972.
- [118] VAN REGEMORTER, H.: *Rate of Collisional Excitation in Stellar Atmospheres*. Astrophysics J., 136(3):906–915, 1962.
- [119] WAGNER, F., G. BECKER, K. BEHRINGER und OTHERS: *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak*. Phys. Rev. Lett., 49, 1982.

- [120] WOBIG, H.: *On Rotation of Multi-Species Plasmas in Toroidal Systems*. Plasma Phys. Control. Fusion, 38:1053–1081, 1996.
- [121] WOBIG, H. und J. KISSLINGER: *On Rotation of Collisional Plasmas in Toroidal Systems*. Plasma Phys. Control. Fusion, 37:893–922, 1995.
- [122] WOJACZEC, K. und W. NEUMANN: *Laserinduzierte Fluoreszenz zur Diagnostizierung des Tokamak-Randplasmas insbesondere für den Einsatz am AS-DEX/UPGRADE*. ZIE-Report, Zentralinstitut für Elektronenphysik, Berlin, 1991.

Danksagung

Nur wenige Dinge auf dieser Welt werden zu dem, was sie sind, aus sich selbst heraus. Auch diese Arbeit wäre ohne die Unterstützung der Personen, bei denen ich mich an dieser Stelle herzlich bedanke, nicht so wie sie ist.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Gerd Fußmann, gilt mein ganz besonderer Dank. Er gab mir die Anregung zu dieser Arbeit und die Möglichkeit mich im Umfeld des von ihm geleiteten Bereichs Plasmadiagnostik des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik wissenschaftlich zu profilieren. Trotz seiner Vielzahl anderer Verpflichtungen, war er immer offen für meine Fragen. Ich habe viel von seinem Wissen und seiner breiten Erfahrung profitiert und danke ihm, daß er mich daran hat teilhaben lassen. Er hat mir stets viel Vertrauen entgegengebracht und mich die Arbeit in großer Selbständigkeit durchführen lassen.

Ich möchte auch der gesamten „Plasi-Gruppe“ für ihre freundliche Unterstützung bei meinen Experimenten und dem freundschaftlichen, kollegialen Umfeld danken. Hier ist besonders der Leiter Arbeitsgruppe, Herr Dr. Werner Bohmeyer, hervorzuheben, der mit viel Geduld einen „Theoretiker“ an die Feinheiten der Experimentalphysik heranführte. Auch möchte ich mich herzlich bei Herrn Dr. Ekkehard Pasch bedanken, der mich bei meinen ersten Experimenten angeleitet hat und mir damit die hochauflösende Spektroskopie nahebrachte. Aus der Zusammenarbeit mit Herrn Dipl. Phys. Sören Klose erwuchsen viele interessante Erkenntnisse. Besonders für die in die Sondenmessungen investierte Zeit und Mühe bin ich ihm sehr dankbar. Ich danke auch Herrn Dr. Heinz Grote und Herrn Hans-Dietrich Reiner, die für den Betrieb des PSI-1 zuständig waren, für ihre bereitwillige Unterstützung und Geduld bei meinen nicht immer „optimal“ vorbereiteten Experimenten.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Dr. Dirk Naujoks verpflichtet, der mir neben meinem Doktorvater eine sehr große Hilfe beim theoretischen Teil meiner Arbeit war. Er hat wesentlich zu meinem Wissen um die physikalischen Vorgänge bei der Erzeugung des Plasmas beigetragen. Mit Rat und Tat stand mir in vielen Diskussionen auch Herr Dr. Michael Laux zur Seite. So habe ich, Dank ihm, viel über die Interpretation von Sondenmessungen gelernt und so manchen Fehler vermieden. In spektroskopischen Fragen konnte ich mich vertrauensvoll an Herrn Dr. Uwe Wenzel wenden, Danke. Herr Dr. Hans Kastelewicz hat dankenswerterweise die B2-EIRENE Rechnungen für den Plasmagenerator durchgeführt.

Es hat mir viel Spaß gemacht im Bereich Plasmadiagnostik tätig zu sein. Nicht zuletzt ist dafür die angenehme und freundliche Atmosphäre verantwortlich, die diesen Bereich

auszeichnet. Mein Dank gilt daher allen Mitarbeitern des Bereichs Plasmadiagnostik, insbesondere den technischen Mitarbeitern K. Hirte und S. Mettchen. Außerdem habe ich den „Mit-Kaffeeholikern“ zu danken, die mir, besonders in der letzten Zeit, mit ihren „weisen Ratschlägen“ Kraft gegeben haben.

Am Schluß bedanke ich mich bei den Menschen, die mir zwar keinen fachlichen Rat erteilen konnten, aber dafür menschlich zur Seite standen. Zu aller erst ist hier meine Freundin Bettina Hirt zu nennen. Ohne sie wäre mir die Arbeit sicher sehr viel schwerer gefallen. Nicht nur, daß Bettina unermüdlich meine Dissertation mehrmals Korrektur gelesen hat, sie brachte auch unendlich viel Geduld auf und hat mir die meisten der täglichen Pflichten abgenommen. Dafür verdient sie meine tiefe Dankbarkeit. Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern, dafür, daß sie jederzeit für mich da waren und mich unterstützt haben.

DANKE.

Lebenslauf

Name	Meyer
Vorname	Hendrik Frank
Geburtsdatum und Ort	18.10.1967 in Berlin
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch
Konfession	evangelisch
<u>Ausbildung:</u>	
Sept. 1974 - Juli 1980	Besuch der Anedore-Leber-Grundschule in Berlin Lichtenrade.
Sept. 1980 - Juli 1987	Besuch des Hermann-Ehlers-Gymnasiums in Berlin Steglitz.
24. Juli 1987	Abschluß der Schule mit dem Abitur mit der Durchschnittsnote 2,7.
1. Okt. 1987 - 17. Dez. 1993	Studium der Physik an der Freien Universität Berlin.
20. Oktober 1989	Abschluß des Grundstudiums mit dem Vordiplom mit der Gesamtnote sehr gut.
17. Dezember 1993	Abschluß des Physikstudiums mit dem Diplom mit der Gesamtnote sehr gut.
24. Feb. 1993 - 5. März 1993	Besuch der 32. Internationalen Universitätswochen für Kern- und Teilchenphysik 1993 in Schladming; "Substructures of Matter as Revealed with Electroweak Probes".
1. Sept. 1994 - 31. Aug. 1997	Angestellt beim Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Bereich Plasmadiagnostik im Rahmen eines Promotionsstipendiums.
Sept. 1994 - vor. Mai 1998	Promotion an der Humboldt-Universität zu Berlin.
<u>Andere Tätigkeiten:</u>	
15. Aug. 1987 - 30. Juni 1994	Angestellt beim Fraunhofer-Institut für Siliziumtechnologie als studentische Hilfskraft.
1. Juli 1994 - 31. Aug. 1994	Weiterbeschäftigt beim Fraunhofer-Institut im Rahmen eines Werksvertrages.

Eigene Veröffentlichungen:

- H. KLEINERT UND H. MEYER: *Variational Calculation of Effective Classical Potential $T \neq 0$ to Higher Orders*. Phys. Lett. A, **184** 4,5:319–327, 1994.
- G. FUSSMANN, H. MEYER AND E. PASCH: *Abel Inversion of Rotating Plasmas*. Contrib. Plasma Phys., **36** 4:501–517, 1996.
- D. NAUJOKS, G. FUSSMANN UND H. MEYER: *IU-Characteristics of the Plasma Generator PSI-1: Experiment and Theory*. Contrib. Plasma Phys., **38**,127-133, 1998.
- S. KLOSE, H. MEYER UND M. LAUX: *Asymmetries of Double Probe Characteristics Observed in the PSI-1.*: Contrib. Plasma Phys., **38**, 80-85, 1998.
- und zahlreiche Beiträge zu DPG- und EPS-Tagungen.