

**Diagnostik von Fusionsplasmen mit
schnellen Lithiumstrahlen**

**Stefan Fiedler
(Dissertation)**

IPP III/209

Oktober 1995



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

**MAX - PLANCK - INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN**

**Diagnostik von Fusionsplasmen mit
schnellen Lithiumstrahlen**

Stefan Fiedler
(Dissertation)

IPP III/209

Oktober 1995

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max Planck Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Plasmaphysik durchgeführt und durch die Friedrich Schiedel Stiftung für Energietechnik gefördert.

DISSERTATION

Diagnostik von Fusionsplasmen mit schnellen Lithiumstrahlen

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines Doktors
der technischen Wissenschaften;

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Technisch - Naturwissenschaftliche Fakultät.

von

Dipl. Ing. Stefan Fiedler

Liesingtalstraße 12

A - 2384 Breitenfurt

Matr. Nr. 8326384

geb. am 22. 3. 1963 in Wien

Wien, im Dezember 1994

Abstract

Lithium beam diagnostic systems have been installed at the magnetic fusion experiments ASDEX - Upgrade (AUG) and WENDELSTEIN 7 AS (W7 AS) of IPP Garching, Germany. A Lithium atom beam injector has been improved, now delivering about 1.1 mA of equivalent neutral particle current at a beam energy of 35 keV. By means of Lithium induced impact excitation spectroscopy (Li-IXS), electron density profiles have been measured in the scrape off layer of AUG and throughout the full radial range for W7 AS low density plasmas. In addition, at W7 AS the neutral particle density outside the plasma could be measured with high temporal resolution. Set-ups for impurity ion density measurements (Lithium charge exchange spectroscopy) have been installed on both experiments.

Evaluation of the density decay-lengths for different plasma modes on AUG shows a steeper gradient in the high confinement mode (H-mode) than in the low confinement mode, in general agreement with standard plasma models. Effects of edge - localised modes appearing in H-modes on the edge density profiles have been studied, showing an increase in the electron density by a factor of four in the outermost radial range, connected with a dramatic increase in the decay-length.

A method has been introduced for combining line density- and Li-IXS-measurements, to obtain more reliable density profiles on AUG. When applied to discharges with strong Neon gas puffing for enhanced radiation power losses, this method delivers a peaking of the electron density in the plasma centre, thus demonstrating less accumulation of impurities in the plasma centre than so far deducible.

On both experiments the measured electron density profiles have been compared with diagnostic data from independent techniques (Thomson scattering, laser interferometry, reflectometry, electron cyclotron emission), giving a generally satisfactory agreement.

Kurzfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden an den Garching Fusionsexperimenten ASDEX - Upgrade (AUG) und WENDELSTEIN 7 AS (W7 AS) Li - Diagnostiksysteme aufgebaut und betrieben.

Mit Hilfe von Li - IXS (Lithium impact excitation spectroscopy) wurden Elektronendichteprofile im Bereich der Plasmarandschicht (AUG) sowie teilweise (bei Niedrigdichteentladungen) auch im gesamten radialen Bereich (W7 AS) bestimmt. Zusätzlich wurde am Experiment W7 AS die Neutralteilchendichte außerhalb des Plasmas bestimmt. Die experimentellen Voraussetzungen zur Durchführung von Li - CXS (Lithium charge exchange spectroscopy/ Bestimmung von Verunreinigungsdichten) wurden an beiden Experimenten geschaffen.

Der Einfluß der Elektronentemperatur sowie von Plasmaverunreinigungen auf die mit Li - IXS erhaltenen Elektronendichteprofile wurde untersucht. Während diese Einflüsse bei 35 keV Injektionsenergie des Li - Strahls vernachlässigt werden können, zeigt sich bei höherer Injektionsenergie eine geringfügige Abhängigkeit von der mittleren Ladungszahl infolge der Verunreinigungen. Sowohl für die Elektronentemperatur wie auch die effektive Ladungszahl des Plasmas ist daher die Annahme von "vernünftigen" Profilen ausreichend, um Elektronendichteprofile im besonders interessierenden Gradientenbereich mit hoher Genauigkeit bestimmen zu können.

Umfangreiche Vergleiche der gemessenen Elektronendichteprofile mit Dichtemessungen mittels unabhängiger Methoden (Thomsonstreuung, Reflektometrie, DCN - bzw. HCN - Laser - Interferometrie, Elektronenzyklotronstrahlungsemission) zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit Daten der Li - IXS - Technik.

Eine Methode zur Kombination von DCN - Laser - Diagnostik - Daten mit Li - IXS - Messungen wurde entwickelt. Erste Untersuchungen an Entladungen mit starker Neon - Zufuhr zeigen, daß es im Plasmazentrum zur Aufsteilung des Elektronendichteprofils kommt. Die Zunahme der Emission weicher Röntgenstrahlung in diesem Bereich ist daher in geringeren Maße als bisher angenommen auf die Akkumulierung von Verunreinigungen im Plasmazentrum zurückzuführen.

Weiters wurden Abfallängen des Elektronendichteprofils in unterschiedlichen Plasmamoden und insbesondere bei Auftreten von ELM's (edge localised modes) bestimmt. In Übereinstimmung mit gängigen Modellvorstellungen ergibt sich eine wesentlich kleinere Abfallänge in der H - Mode (high confinement) im Vergleich zur L - Mode (low confinement). Bei ELM's kommt es im äußersten diagnostisch erfaßten Radialbereich zu einer Zunahme der Elektronendichte um bis zu einem Faktor vier, wobei gleichzeitig die Abfallänge deutlich zunimmt.

Diagnostik von Fusionsplasmen mit schnellen Lithiumstrahlen

Inhaltsübersicht

1. Einleitung	1
2. Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten der Li - Diagnostik	5
2.1 Zum Prinzip der Li - Diagnostik	5
2.2 Rekonstruktion für Li_{2p} - Leuchtprofile.....	9
2.3 Abhängigkeit der Rekonstruktion der Li_{2p} - Leuchtprofile von den Plasmaverunreinigungen	12
2.4 Abhängigkeit der Rekonstruktion der Li_{2p} - Leuchtprofile von der Elektronentemperatur	15
2.5 Fehleranalyse	18
3. Experimentelle Aspekte	24
3.1 Lithiuminjektor	24
Li - Ionenquelle	26
Li - Neutralstrahl	42
Li - Injektorsteuerung und Meßwerterfassungssystem	55
3.2 Nachweissystem	57
Abschätzung der Signalintensitäten	58
Maßnahmen zur Verbesserung des Signal - zu - Untergrundverhält- nisses	61
Prinzipieller Aufbau des Nachweissystems	62
4. Li - Diagnostik am Experiment ASDEX - Upgrade	72
4.1 Bestimmung von Li_{2p} - Leuchtprofilen.....	74
4.2 Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen	80
Elektronendichteprofile in stationären Plasmamoden	84
Elektronendichteprofile in instationären Plasmaphasen.....	93
4.3 Vergleich mit Ergebnissen anderen Diagnostiken	101
4.4 Bestimmung der Elektronendichte im gesamten radialen Bereich durch Kombination von DCN - und Li - Diagnostik	109
4.5 Elektronendichteprofile bei Zufuhr von Neon	113

5. Li - Diagnostik am Experiment WENDELSTEIN 7 AS	115
5.1 Bestimmung der Neutralgasdichte	117
5.2 Bestimmung von Li_{2p} - Leuchtprofilen.....	121
5.3 Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen	124
Elektronendichteprofile bei unterschiedlichen Liniendichten.....	124
Elektronendichteprofile bei unterschiedlichen Heizleistungen	128
Variation der Injektionsenergie des Li - Strahls.....	130
5.4 Vergleich der Elektronendichteprofile von Thomson - und Li - Diagnostik sowie Reflektometrie.....	132
5.5 Fluktuationsmessungen mit Hilfe der Li - Diagnostik.....	136
6. Zusammenfassung und Ausblick.....	140
Danksagung.....	143
Literatur.....	145

1. Einleitung

Der derzeitige Weltenergieverbrauch ist, obwohl technische Entwicklungen immer größere Energiesparpotentiale ausschöpfen, vor allem durch den rasanten Anstieg in den Entwicklungsländern weiterhin stark anwachsend. Die konventionelle Art der Energiegewinnung durch das Verfeuern fossiler Brennstoffe stößt jedoch wegen:

- a) begrenzter Vorkommen der Rohstoffe wie Kohle, Erdöl, Erdgas usw. und
- b) der erst in letzter Zeit erkennbaren Auswirkungen der Verbrennungsprodukte auf Umwelt und Klima an deutliche Grenzen.

Der Suche nach neuen, vom ökologischen Kreislauf möglichst entkoppelten Energiequellen kommt daher große Bedeutung zu.

Mit der Nutzbarmachung der Kernfusion zur Energiebereitstellung könnten viele der durch die derzeitige Energiegewinnung entstehenden Probleme gelöst werden. Zusätzlich verspricht diese Art der Energiegewinnung wesentliche Vorteile in sicherheitstechnischer Hinsicht gegenüber herkömmlichen Kernkraftwerken. Die Bereitstellung des Brennstoffs (Deuterium) würde den Aufbau einer Wasserstoffwirtschaft erfordern und damit auch die Realisierung des Wasserstoffantriebs in Kraftfahrzeugen begünstigen.

Seit den 50'er Jahren wurden stetig große Fortschritte bei der Realisierung der kontrollierten Fusion von Wasserstoffisotopen erzielt. Die aussichtsreichste Fusionsreaktion betrifft Deuterium und Tritium (siehe Gl. 1), wobei pro Reaktion ca. 17.6 MeV in Form von kinetischer Energie der Reaktionsprodukte freigesetzt werden.



Die Verteilung der Energie erfolgt entsprechend dem Massenverhältnis der Reaktionsprodukte und beträgt im Schwerpunktsystem der entstehenden Teilchen 3.5 MeV für das α -Teilchen und 14.1 MeV für das Neutron. Weitere Fusionsreaktionen, deren Energieausbeuten sowie Wirkungsquerschnitte siehe z.B. /Wesson 87, Raeder 81, Pinkau 82/.

Bei der thermonuklearen Fusion wird versucht, durch das Aufheizen des Brennstoffs (Deuterium bzw. Tritium) die gegenseitige Coulomb - Abstoßung der Atomkerne durch ausreichende thermische Geschwindigkeit der Fusionspartner zu überwinden. Die notwendige Temperatur, um nennenswerte Fusionsraten zu erzielen, beträgt ca. 10 keV (1 keV entspricht etwa 10^6 K). Bei derartig hohen Temperaturen liegt der Brennstoff als Plasma (Gemisch aus positiven Wasserstoff - Ionen und freien Elektronen) vor. Dies ermöglicht es, den Brennstoff mit magnetischen Feldern einzuschließen.

Für einen wirtschaftlichen Einsatz von Fusionsreaktoren wird das "Brennen" des Plasmas angestrebt. Das bedeutet, daß die Energieverluste des Plasmas durch Strahlung, Konvektion und Wärmeleitung durch die Energie der bei den Fusionsreaktionen entstehenden α - Teilchen kompensiert und damit die notwendige Temperatur des Brennstoffs für weitere Fusionsreaktionen aufrecht erhalten wird. Eine genauere Betrachtung der Energiebilanz eines brennenden Fusionsplasmas führt zur Bedingung, daß das temperaturabhängige Produkt aus Energieeinschlußzeit τ_E und Dichte n bei einer Temperatur von ca. 13 keV einen Wert von $2 \cdot 10^{20}$ s/m³ überschreiten muß /Schuhmacher 93/.

Die in Garching betriebenen Fusionsexperimente beruhen auf den Stellarator - bzw. Tokamak - Prinzip (WENDELSTEIN 7 AS bzw. ASDEX - Upgrade) /Carreras 88, Artsimovich 72, Wesson 87/. Sie unterscheiden sich durch die Erzeugung des für den Einschluß des Plasmas notwendigen Magnetfeldes. Beim Stellarator wird das gesamte Magnetfeld durch externe Spulen erzeugt, wogegen beim Tokamak ein Teil des Feldes durch einen im Plasma induzierten Strom (Plasmastrom) erzeugt wird. Experimente basierend auf dem Tokamak - Prinzip sind derzeit am weitesten fortgeschritten. Unter Verwendung eines Gemisches von Deuterium und Tritium konnten an den Experimenten TFTR in Princeton (USA) bzw. JET in Culham (GB) bereits bis zu 6.2 MW bzw. 1.7 MW an Fusionsleistung erzeugt werden /Strachan 94, Rebut 92/.

Der in Planung befindliche Fusionsreaktor ITER (International Thermo-nuclear Experimental Reactor) soll eine weitaus größere thermische Nennleistung (ca. 1.5 GW) als alle bisherigen Experimentierreaktoren besitzen. Aufgrund der zu erwartenden hohen Leistungsflüsse wird der Wechselwirkungsbereich des Plasmas mit der begrenzenden Wand durch sogenannte magneti

sche Divertoren realisiert. Dabei werden die Magnetfeldlinien von der Plasmaoberfläche (letzte geschlossene magnetische Flußfläche) in einen separaten Bereich des Reaktorgefäßes auf die Divertorplatten abgelenkt. Legt man die derzeitigen Divertorkonzepte zugrunde, ergäbe sich ein Leistungsfluß zu den Divertorplatten von bis zu 60 MW/m^2 . Derartige Leistungsflüsse würden die Einsatzdauer des Reaktors auf einige wenige Entladungen (Entladungsdauer ca. 1000 s) beschränken. Um akzeptablere Lebensdauern der Divertorplatten zu erreichen ist es daher notwendig bis zu 90 % der aus dem Zentralplasma in die Randschicht (SOL - scrape off layer) fließenden Leistung in Form von Strahlung auf eine weitaus größere Fläche des Reaktorgefäßes zu verteilen. Dies gelingt an den derzeitigen Experimentierreaktoren durch kontrolliertes Einblasen geeigneter Verunreinigungen wie z.B. Neon bzw. Argon in das Plasma /Samm 93, Kaufmann 94/. Das Abstrahlen eines hohen Anteils der in die Randschicht fließenden Leistung kann jedoch zum Erreichen der Rand-Dichtegrenze (Borass limit) /Borass 94/ und damit zu einem Zusammenbruch des magnetischen Einschlusses führen. Zur Vermeidung der Borass-Grenze ist es notwendig, den Plasmadruck (kinetischer + statischer Druck der geladenen Teilchen) entlang der Feldlinien zwischen der Mittelebene des Entladungsgefäßes und dem Divertor durch z.B. Ionen - Neutralteilchen - Stöße (Impulsverluste der Teilchen) zu reduzieren /Janeschitz 94/. Ein allgemein anerkanntes Konzept für den Divertorbereich eines zukünftigen Fusionsreaktors liegt zur Zeit noch nicht vor, sodaß der zeitlich wie räumlich hoch aufgelösten Messung von Plasmarandschichtparametern größte Bedeutung zukommt. Dieser Tatsache wurde in den letzten Jahren durch eine Verbesserung der Diagnostikmethoden Rechnung getragen, einerseits durch die Entwicklung von verfeinerten Meßtechniken, und andererseits durch die erweiterte Modellierung der im Plasmarand ablaufenden Prozesse.

Speziell die Plasmadiagnostik mit schnellen Lithium - Atomstrahlen (Energie $\geq 10 \text{ keV}$) - einer räumlich wie zeitlich hochauflösenden Methode zur Erfassung der Elektronendichte sowie anderer Parameter der Plasmarandschicht - wurde in den letzten Jahren an unterschiedlichen Experimenten zur Fusionsforschung standardmäßig eingesetzt (AUG und W7 AS Garching) bzw. werden zur Zeit aufgebaut (TEXTOR Jülich, JET Culham). Die für einen sinnvollen Einsatz der Li - Diagnostik notwendigen atomaren Daten wurden durch umfangreiche Messungen bzw. Rechnungen ergänzt bzw. evaluiert /Janev 93/.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Li - Diagnostiksysteme an den Experimenten ASDEX - Upgrade (AUG) und WENDELSTEIN 7 AS (W7 AS) aufgebaut. Auf der Grundlage einer am Experiment ASDEX eingesetzten Li - Diagnostik wurden sowohl die Lithium - Atomstrahlerzeugung (Li - Injektor), die Beobachtungsoptik als auch die Auswertalgorithmen zur Bestimmung der Elektronendichte maßgeblich verbessert und angewandt.

2. Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten der Li - Diagnostik

2.1 Zum Prinzip der Li - Diagnostik

Das Prinzip der Li - Strahl - Diagnostik beruht auf der Wechselwirkung eines schnellen neutralen Li - Strahls und dem zu untersuchenden Fusionsplasma, siehe Abb. 1. Durch Beobachtung der dadurch induzierten charakteristischen Strahlung lassen sich unterschiedliche Plasmaparameter räumlich und zeitlich aufgelöst bestimmen /Wolfrum 93/.

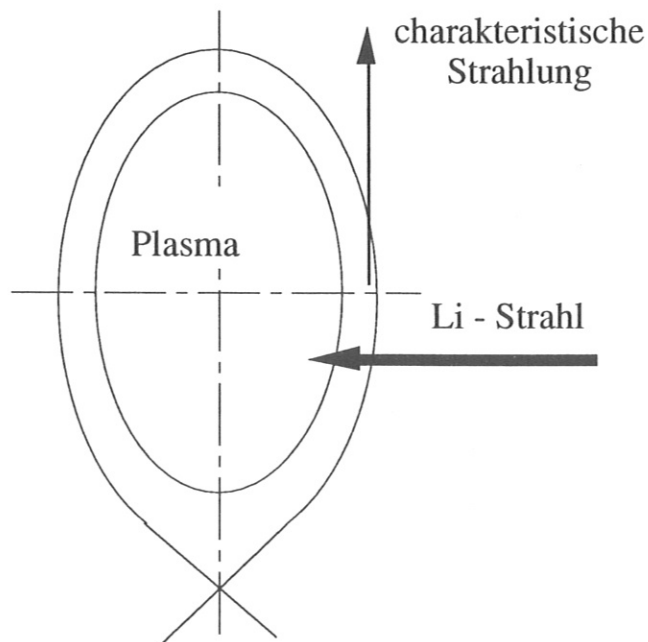
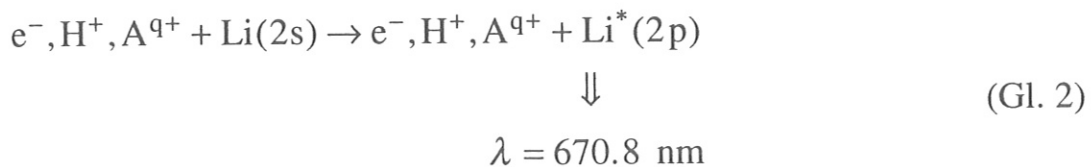


Abb. 1: Zum Prinzip der Li - Strahldiagnostik. Die Form des Plasmas am Experiment AUG ist durch magnetische Flußflächen skizziert.

Wird ein Li - Atomstrahl in ein Plasma eingeschossen, kommt es durch Stoßprozesse zwischen den Li - Atomen und den Plasmateilchen (Elektronen, Wasserstoffionen sowie Verunreinigungsionen) unter anderem zur Anregung der Li - Atome (Besetzung des 2p - Zustands) und damit zur Emission von Photonen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 670.8$ nm, siehe Gl. 2. Abhängig von Elektronendichte, Elektronendichtegradient und Energie des eingeschossenen Li - Strahls befinden sich höchstens 10 bis 20% der Li - Atome im 2p - Zustand.



Wird der relative Verlauf des Emissionsprofils der Lithiumresonanzlinie (Li_{2p} - Leuchtprofil) als Funktion der Li - Strahl - Koordinate gemessen ($\lambda = 670.8$ nm), lassen sich daraus absolute **Elektronendichten** im Bereich des Plasmarands bzw. bis zu Dichten von ca. $1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ rekonstruieren, daraus die Abfalllänge des Elektronendichteprofiles λ_{n_e} bestimmen bzw. zeitliche Veränderung des Dichteprofiles (Monitorfunktion) beobachten (Lithium impact excitation spectroscopy, Li - IXS) /Schweitzer 92(1)/. Detektiert man die Li_{2p} - Strahlung in einen Bereich außerhalb des Plasmas, läßt sich daraus die **Neutralteilchendichte** während einer Entladung bestimmen. Die Wechselwirkung des Li - Strahls mit den Neutralteilchen ist allerdings wesentlich geringer und führt im interessierenden Dichtebereich nicht zu nennenswerter Abschwächung des Li - Strahls.

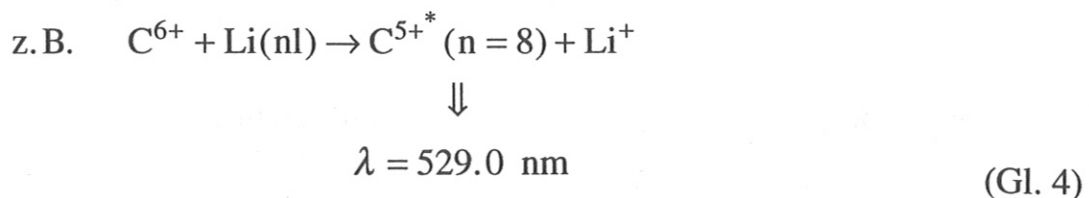
Wie schon aus Gl. 2 ersichtlich, tragen auch die Verunreinigungen A^{q+} zur Anregung des 2p - Zustands sowie zur Abschwächung des Li - Strahls durch Ladungsaustauschprozesse bei. Zur Rekonstruktion des Elektronendichteprofiles $n_e(r)$ aus dem Li_{2p} - Leuchtprofil ist daher die Kenntnis der Verunreinigungsionendichte $n_k(r)$ (Ladungszustand q_k), in erster Näherung ausgedrückt durch die effektive Ladungszahl $Z_{\text{eff}}(r)$ (Definition siehe Gl. 3), notwendig.

$$Z_{\text{eff}}(r) = \frac{\sum_k n_k(r) \cdot q_k^2}{n_e(r)} = \frac{n_d(r) + n_z(r) \cdot q^2(r)}{n_e(r)} \quad (\text{Gl. 3})$$

n_k Dichte der Ionensorte k
 q_k Ladungszahl der Ionensorte k
 $n_d(r)$ Protonen- bzw. Deuteriumionendichte
 $q(r)$ mittlere Ladung der angenommenen Verunreinigungsdichte
 $n_z(r)$

Die Abhängigkeit des Rekonstruktionsalgorithmus für Li_{2p} -Leuchtprofile von den Plasmaverunreinigungen wird jedoch von der Injektionsenergie des Li-Strahls beeinflusst. Messungen an gleichartigen Entladungen mit unterschiedlichen Injektionsenergien lassen daher Rückschlüsse auf $Z_{\text{eff}}(r)$ bzw. auf den Mittelwert der effektiven Ladungszahl der Plasmarandschicht $\overline{Z_{\text{eff}}}$ zu /Schweitzer 92(2), Platzer 94/ (siehe auch Kap. 2.2).

Eine weitere Anwendung der Li-Diagnostik ergibt sich aus den schon oben erwähnten Ladungsaustauschreaktionen, siehe Gl. 4 (Lithium activated charge exchange spectroscopy, Li-CXS).



(n) Hauptquantenzahl des betrachteten Niveaus

Durch Messung des Emissionsprofils der resultierenden charakteristischen Strahlung lassen sich die Dichteprofile der einzelnen **Verunreinigungen** in unterschiedlichen Ladungsstufen bestimmen. Für die vor allem interessierenden Verunreinigungen sind in Tab. 1 die Emissions-Wirkungsquerschnitte der Ladungsaustauschreaktionen mit Li_{2s} und die Wellenlängen der resultierenden Strahlungen dargestellt. Diese wurden teilweise experimentell /Wolfrum 92/ und teilweise mit Hilfe von Modellrechnungen bestimmt /Schweitzer 93/.

Wird zusätzlich zur Intensität die Linienbreite der betreffenden charakteristischen Strahlung experimentell erfaßt, lassen sich daraus **Ionentemperaturen** (Doppler - Verbreiterung) /Schorn 92/ und bei Beobachtung von Linienverschiebungen auch **Driftgeschwindigkeiten** der Plasmaionen bestimmen.

A ^{q+}	λ (nm)	σ ($\cdot 10^{-15}$ cm ²)
C ³⁺	192.3/216.3	2.2/0.43
C ⁴⁺	253.0/465.9	8.0/1.8
C ⁵⁺	298.3/494.6	15.7/3.2
C ⁶⁺	343.5/529.0	14.0/3.9
O ⁴⁺	245.0/463.3	4.4/1.2
O ⁵⁺	294.2/493.2	9.1/2.3
O ⁶⁺	207.1/343.5	12.0/12.6
O ⁷⁺	252.4/388.9	16.3/14.7

Tab. 1: Emissionswirkungsquerschnitte für Stöße zwischen Verunreinigungionen und Lithiumatomen im Grundzustand bei Energien von 30 keV /Brazuk 84, Wolfrum 91/.

Die an den Experimenten AUG und W7 AS aufgebauten Li - Strahldiagnostiken sollen die Durchführung sowohl von Li - IXS als auch Li - CXS ermöglichen. Die prinzipielle Durchführbarkeit derartiger Messungen konnte an den Experimenten ASDEX (Li - IXS) /McCormick 84, McCormick 85/ und TEXTOR (Li - CXS) /Pospieszczyk 89, Schorn 91, Schorn 92/ gezeigt werden. In den anschließenden Kapiteln soll auf den Rekonstruktionsalgorithmus für Li_{2p} - Leuchtprofile, die Abhängigkeit des rekonstruierten Elektronendichteprofiles von der Elektronentemperatur und der Verunreinigungskonzentration, sowie die notwendigen experimentellen Einrichtungen wie Lithiuminjektor, Beobachtungsoptik usw. eingegangen werden, welche bei neuen Untersuchungen in Garching an den Experimenten AUG bzw. W7 AS Verwendung finden.

2.2 Rekonstruktion für Li_{2p} - Leuchtprofile

Die Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen aus Li_{2p} - Leuchtprofilen beruht auf der Modellierung der Li - Strahl - Plasma Wechselwirkung. Bei Verwendung von schnellen Li - Strahlen mit Injektionsenergien ≥ 10 keV, müssen Stoßprozesse der Li - Atome sowohl mit den Plasmaelektronen als auch mit den Plasmaionen (Protonen und Verunreinigungsionen) berücksichtigt werden. Die wesentlichsten Stoßprozesse, die zu einer Änderung der Li - Strahl - Zusammensetzung (Besetzungszahlen N_i der betrachteten Energieniveaus der Li - Atome) führen, sind

- Anregung und Ionisation in Stößen mit Elektronen-, Protonen- und Verunreinigungsionen
- Ladungsaustausch mit Protonen- und Verunreinigungsionen
- spontane Emission und Stoßabregung

Die Li - Strahl - Zusammensetzung läßt sich durch ein System gekoppelter linearer Differentialgleichungen beschreiben /Schneider 90/, siehe Gl. 5.

$$\frac{dN_i}{dz} = \sum_{j=1}^n \{ n_e(z) \cdot A_{ij}(T(z)) + B_{ij} \} \cdot N_j(z) \quad (\text{Gl. 5a})$$

$$N_i(z=0) = \delta_{1i} \quad (\text{Gl. 5b})$$

mit

z	Li - Strahl - Koordinate
N_i	Besetzungszahl des i -ten Energieniveaus des Li - Atoms
n	Anzahl der berücksichtigten Li - Energieniveaus

Die Dichten der positiven Plasmateilchen (Protonen bzw. Verunreinigungsionen) können durch die Annahme einer mittleren Ladungsverteilung $q(z)$ sowie eines Z_{eff} - Profils als Funktion der Elektronendichte ausgedrückt werden /Pöckl 92/. Damit lassen sich alle relevanten Stoßprozesse zwischen den Plasmateilchen und den Li - Atomen mit den Matrixelementen A_{ij} beschreiben. Die Matrixelemente B_{ij} beschreiben die spontane Emission. Berücksichtigt man, daß das gemessene Li_{2p} - Leuchtprofil direkt proportional

zur Besetzung des Li_{2p} - Niveaus ist (siehe Gl. 6), läßt sich für $i = 2$ die Gl. 5a umschreiben (siehe Gl. 7), und daraus durch schrittweise Integration bei gleichzeitiger Beachtung von Gl. 5 die Elektronendichte $n_e(z)$ berechnen.

$$\alpha \text{Li}_{2p} = N_2(z) \quad \alpha = \text{konst.} \quad (\text{Gl. 6})$$

$$n_e(z) \approx \frac{\alpha \left[\text{Li}_{2p}(z+h) - \text{Li}_{2p}(z) \right] - \alpha B_{22} \int_z^{z+h} \text{Li}_{2p}(s) ds - h B_{2j''} N_{j''}(z)}{\alpha \int_z^{z+h} A_{22}(s) \text{Li}_{2p}(s) ds + N_{j'}(z) \int_z^{z+h} A_{2j'}(s) ds} \quad (\text{Gl. 7})$$

$$j'' > 2, j' \neq 2$$

Voraussetzung dafür ist, daß das Integrationsintervall h hinreichend klein gewählt (h typischerweise ca. 0.01 cm) und der Nenner von Gl. 7 nicht Null wird. In diesem Fall läßt sich der Proportionalitätsfaktor α aufgrund der zusätzlichen Randbedingung

$$N_1(z_{\text{end}}) = 0 \quad (\text{Gl. 8})$$

bestimmen. z_{end} ergibt sich aus der Bedingung, daß an diesem Punkt das Li_{2p} - Leuchtprofil $< 0.1\%$ seines gemessenen Maximalwerts erreicht, d.h. der Li - Strahl praktisch vollständig ionisiert wurde. Dies gilt für Elektronendichten von typischerweise $n_e \leq 2-3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Für höhere Elektronendichten verschwindet der Nenner in Gl. 7 an einer von der Elektronendichte abhängigen Stelle $z = z_s$, was bedeutet, daß dort die Berechnung der Elektronendichte divergiert. Da eine unendliche Elektronendichte unphysikalisch ist, muß auch der Zähler von Gl. 7 an dieser Stelle verschwinden. Die Nullstelle des Zählers ist nur schwach von α abhängig, sodaß eine Bestimmung von α durch die Forderung möglich ist, daß Zähler und Nenner an derselben Stelle gegen Null gehen. Die Bestimmung der Elektronendichte im Bereich $z \approx z_s$ erfolgt mit einer wesentlich komplexeren Methode, wobei die Stetigkeit der logarithmischen Ableitung der Elektronendichte gefordert wird. Diese Bedingung ist für exponentiell ansteigende Elektronendichteprofile exakt erfüllt /Pöckl 92, Schweinzer 93/.

Aus dem oben skizzierten Rekonstruktionsalgorithmus ergeben sich für die Li - Diagnostik folgende Anforderungen:

- a) Messung des vollständigen Li_{2p} - Leuchtprofils um auch bei niedrigen Elektronendichten die exakte Bestimmung des Proportionalitätsfaktors α zu gewährleisten;
- b) das Li_{2p} - Leuchtprofil muß mit möglichst hoher Genauigkeit (bzw. räumlicher Auflösung) bestimmt werden.

Die Schrittweite h (siehe Gl. 7) ist auf jeden Fall kleiner als die bei der Messung des Li_{2p} - Leuchtprofils erzielbare Auflösung (an den Experimenten AUG und W7 AS typischerweise 5 mm). Die erhaltenen Meßwerte müssen daher vor der Rekonstruktion der Elektronendichte geeignet interpoliert werden. Die Elektronendichte ist näherungsweise proportional zur ersten Ableitung des Li_{2p} - Leuchtprofils. Die Interpolation muß daher im Rahmen der experimentellen Fehler möglichst glatt verlaufen (glättende Spline - Darstellung des Li_{2p} - Leuchtprofils), um bei der Auswertung der Elektronendichte keine unphysikalischen Strukturen im radialen Verlauf der Dichte zu erhalten. Die noch auflösbaren radialen Strukturen in der Elektronendichte ergeben sich aus der Genauigkeit des gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofils.

2.3 Abhängigkeit der Rekonstruktion der Li_{2p} - Leuchtprofile von den Plasmaverunreinigungen

Die Berücksichtigung von Verunreinigungen des Plasmas bei der Bestimmung der Elektronendichte erfordert die zusätzlichen Annahmen eines mittleren Ladungsdichteprofiles $q(z)$ in Kombination mit einem Z_{eff} - Profil $Z_{\text{eff}}(z)$ /Pöckl 92/. Für die Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen am Experiment W7 AS wurden die in Abb. 2 dargestellten Z_{eff} - Profile verwendet (Plasmazentrum bei $z \approx 28$ cm). Als mittlerer Ladungszustand der Verunreinigungen wurde $q = 5$ im radialen Bereich $\Delta z = 11 - 20$ cm und $q = 6$ im Bereich $\Delta z = 20 - 28$ cm angenommen. Diese Werte ergeben sich aus Erfahrungen und experimentellen Daten am Experiment ASDEX /Steuer 90/.

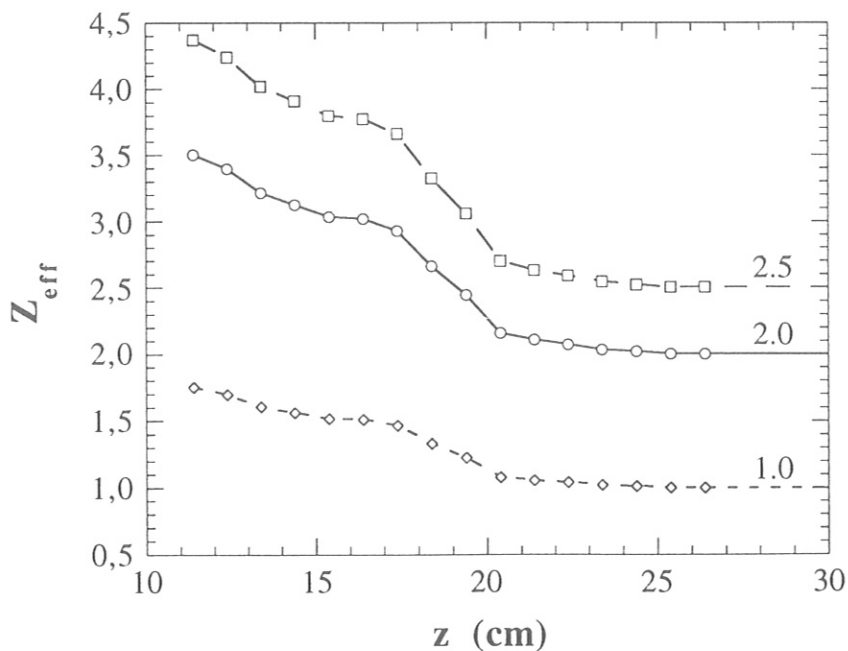


Abb. 2: Angenommene unterschiedliche Z_{eff} - Profile als Funktion der Li - Strahl - Koordinate z , zwecks Untersuchung des Einflusses der Verunreinigungen auf die Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen.

Atomare Daten für Stöße von Verunreinigungen mit Li - Atomen sind für unterschiedliche Stoßenergien verfügbar /Schweitzer 94/. Daraus ergibt sich für den Rekonstruktionsalgorithmus eine Abhängigkeit des Einflusses der Verunreinigungskonzentration von der Injektionsenergie des Li - Strahls. In einer Serie von gleichartigen Entladungen wurde deshalb die Injektionsenergie zwischen $U_{Li} = 30 - 60$ keV variiert. Die Li_{2p} - Leuchtprofile, bestimmt mit einer Integrationszeit von $\tau = 8$ ms, sind in Abb. 59 dargestellt.

Typische Elektronendichteprofile für zwei Injektionsenergien, $U_{Li} = 30$ bzw. 60 keV, berechnet unter der Annahme von drei unterschiedlichen Z_{eff} - Profilen (siehe Abb. 2) sind in Abb. 3 dargestellt. Bei einer Injektionsenergie $U_{Li} = 60$ keV erkennt man eine schwache, bei einer Injektionsenergie $U_{Li} = 30$ keV praktisch keine Abhängigkeit der ermittelten Elektronendichte von $Z_{eff}(z)$. Bei hohen Injektionsenergien ergibt sich bei Vernachlässigung der Verunreinigungen eine zu hohe Elektronendichte. Berechnet man Elektronendichteprofile für die bei Injektionsenergien von 30 bzw. 60 keV gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofile unter der Annahme eines Z_{eff} - Profils mit $Z_{eff}(z=28\text{cm}) = 2.5$, so verringert sich der Unterschied in den zugehörigen Elektronendichteprofilen im radialen Bereich $\Delta z = 15 - 22$ cm von 10% auf weniger als 3% /Fiedler 94/. In diesem Bereich ist die ermittelte Elektronendichte relativ unempfindlich gegen Unsicherheiten im gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofil und ermöglicht es daher, Effekte dieser Größenordnung zu studieren.

Vergleicht man den für Z_{eff} im Plasmazentrum gefundenen Wert von $Z_{eff} = 2.5$ mit Messungen von Z_{eff} , welche aus der linienintegrierten Intensität der Bremsstrahlung im Wellenlängenbereich um $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ bestimmt wurden, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

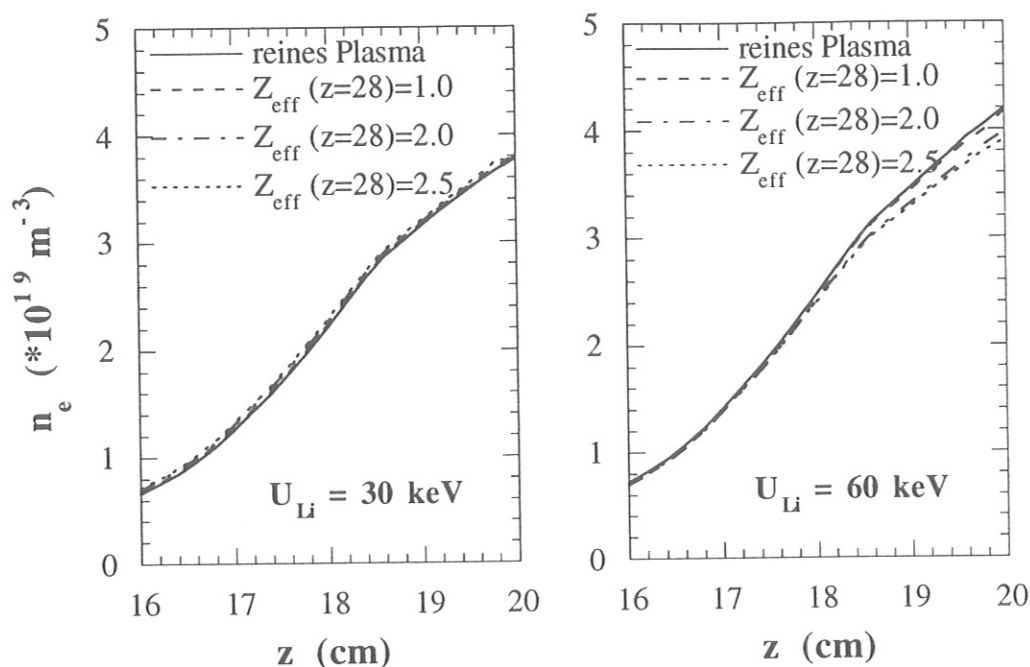


Abb. 3: Einfluß der unterschiedlichen Z_{eff} - Profile auf die rekonstruierte Elektronendichte als Funktion der Li - Strahl - Koordinate z für Injektionsenergien des Li - Strahls von $U_{\text{Li}} = 30 \text{ keV}$ (links) bzw. $U_{\text{Li}} = 60 \text{ keV}$ (rechts).

Der Sichtstrahl der Bremsstrahlungsdiagnostik konnte aufgrund der toroidalen Unsymmetrie des Experiments W7 AS so gewählt werden, daß er für einen beträchtlichen Teil der Gesamtlänge entlang der magnetischen Achse verläuft. Damit ergibt sich ein stark auf den Zentralbereich des Plasmas gewichteter Wert von Z_{eff} /Mandl 94/. Ein Vergleich mit dem Zentralwert von Z_{eff} aus der Li - Diagnostik erscheint daher gerechtfertigt.

Die Untersuchungen der Abhängigkeit der Rekonstruktionsmethode für Li_{2p} - Leuchtprofile zeigen, daß bei typischen Injektionsenergien von 35 keV (Experiment AUG) der Einfluß der Verunreinigungen vernachlässigt werden kann. Bei Injektionsenergien von 48 keV (Experiment W7 AS) kann der Einfluß der Verunreinigungen durch die Annahme eines wahrscheinlichen, zum Plasmarand ansteigenden Z_{eff} - Profils (im Plasmazentrum $Z_{\text{eff}} = 2.5$) berücksichtigt werden.

2.4 Abhängigkeit der Rekonstruktion der Li_{2p} - Leuchtprofile von der Elektronentemperatur

Die Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen aus Li_{2p} - Leuchtprofilen ist über die zugrunde gelegten Ratenkoeffizienten der atomaren Stoßprozesse von der Relativgeschwindigkeit und damit von der Injektionsenergie des Li - Strahls, und von der lokalen Elektronentemperatur abhängig. Um den Einfluß des Temperaturprofils zu untersuchen, wurden gemessene Li_{2p} - Leuchtprofile mit unterschiedlichen Temperaturprofilen ausgewertet.

In Abb. 52 ist der Verlauf der linienintegrierten Elektronendichte (entlang eines Sichtstrahls durch das Plasmazentrum) als Funktion der Zeit für die Entladung #26439 am Experiment W7 AS, in Abb. 56 die zugehörigen Li_{2p} - Leuchtprofile für die Zeitpunkte t_1 - t_4 dargestellt. Die Elektronentemperaturprofile zu diesen Zeitpunkten wurden mit der ECE - Diagnostik (electron cyclotron emission) bestimmt. Bei gleicher dem Plasma zugeführter Heizleistung bedeutet eine höhere Liniendichte eine niedrigere Elektronentemperatur und umgekehrt. Für die Untersuchung des Einflusses der Elektronentemperatur wurde das Li_{2p} - Leuchtprofil zum Zeitpunkt t_1 mit den Temperaturprofilen bei $t = t_1$ bzw. t_4 ausgewertet. Ebenso wurde das Li_{2p} - Leuchtprofil zum Zeitpunkt t_4 mit den unterschiedlichen Temperaturprofilen bei $t = t_1$ bzw. t_4 ausgewertet. In Abb. 4 ist erkennbar, daß sich die Temperaturprofile zu den Zeitpunkten t_1 bzw. t_4 im Plasmazentrum um mehr als einen Faktor 3 voneinander unterscheiden ($T_e = 0.6$ bzw. 1.9 keV), die entsprechenden Elektronendichteprofile aber nur um ca. 10% voneinander abweichen.

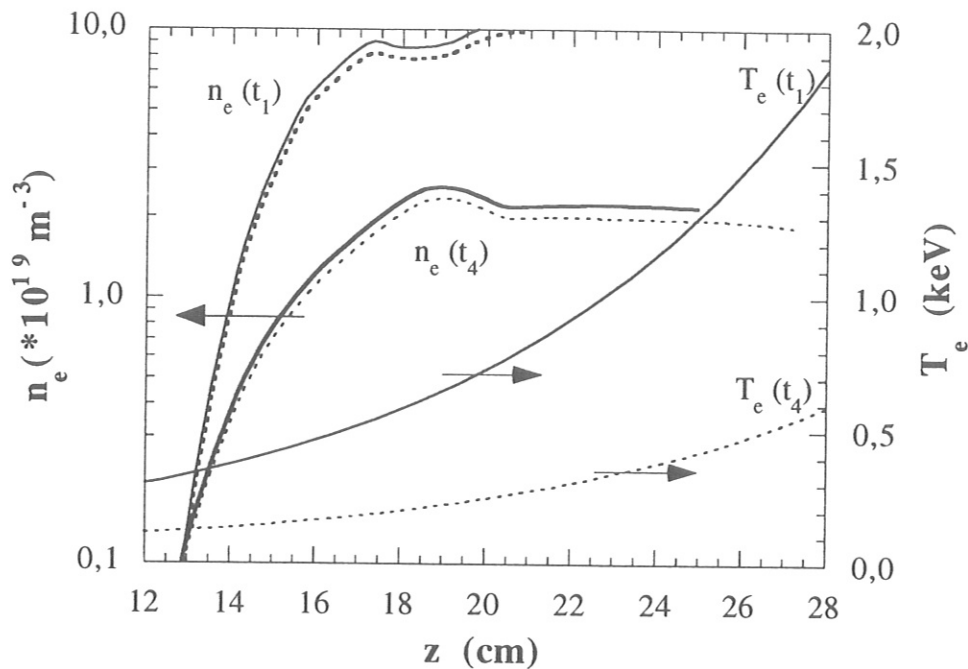


Abb. 4: Elektronendichteprofile berechnet mit den ebenfalls dargestellten Elektronentemperaturprofilen längs der Li - Strahl - Koordinate z , für die Entladung #26439 (W7 AS) zu den Zeitpunkten $t_1 = 0.15$ s (niedrige Dichte) bzw. $t_4 = 1.30$ s (hohe Dichte).

Allgemein sieht man, daß sich bei Elektronentemperaturen über 50 eV höhere Elektronendichten bei höheren Elektronentemperaturen ergeben.

Für den Fall von Temperaturen $T_e < 50$ eV wie sie am Experiment AUG im äußeren Plasmabereich auftreten, wurden zur Untersuchung der Temperaturprofilabhängigkeit der Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen ein exponentiell ansteigendes sowie ein mit der ECE - Diagnostik gemessenes Temperaturprofil verwendet (siehe Abb. 32). Die Temperatur an der Separatrix beträgt bei beiden Temperaturprofilen ca. 100 eV.

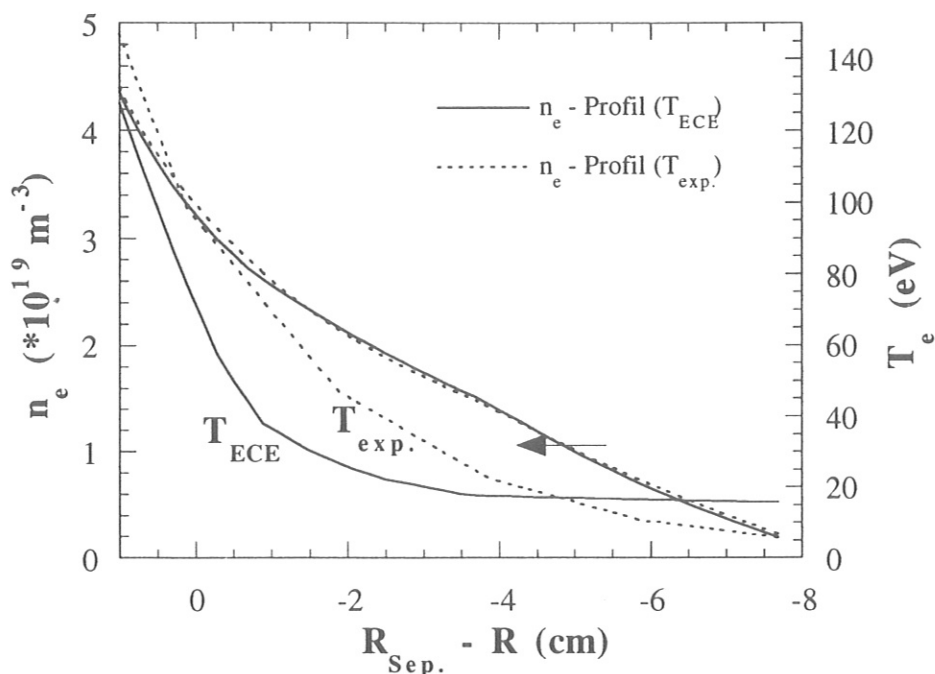


Abb. 5: Elektronendichten n_e berechnet mit den ebenfalls dargestellten Elektronentemperaturen T_e als Funktion des Abstands von der Separatrix, (Entladung #4881 (AUG), $t = 3.80$ s).

Ein Unterschied in den Temperaturprofilen um einen Faktor 3 führt im äußersten Plasmabereich zu Abweichungen der Elektronendichteprofile von ca. 15%. Kleinere Elektronentemperaturen ergeben in diesem Temperaturbereich größere Elektronendichten. Die Abweichungen der Elektronendichteprofile in den unterschiedlichen Temperaturbereichen sind bei gegebener Injektionsenergie des Li - Strahls durch die Abhängigkeit des Ratenkoeffizienten für die Anregung durch Elektronenstoß mit der Elektronentemperatur erklärbar (Maximum des Ratenkoeffizienten bei $T_e \approx 30$ eV).

Die Untersuchungen zur Abhängigkeit der Rekonstruktionsmethode für Li_{2p} - Leuchtprofile von der Elektronentemperatur zeigen, daß es ausreichend ist, ein angenähertes Temperaturprofil zu verwenden. Fehler im Temperaturprofil von bis zu 100% haben keinen nennenswerten Einfluß auf die rekonstruierte Elektronendichte und können daher unbeachtet bleiben.

2.5. Fehleranalyse

In diesem Kapitel sollen die Fehler der rekonstruierten Elektronendichten abgeschätzt werden. Aufgrund des komplexen Rekonstruktionsalgorithmus ist eine herkömmliche Fehleranalyse (Gauß'sche Fehlerfortpflanzung) nur teilweise möglich. Ursachen für mögliche Fehler sind:

- a) Fehler beim Bestimmen des Li_{2p} - Leuchtprofils. Dazu gehören im einzelnen:
 - Meßfehler der Li_{2p} - Signalintensitäten der einzelnen Sichtstrahlen aufgrund der begrenzten Dynamik des ADC (analog digital converter) sowie des Photomultiplerrauschens. Diese wirken sich vor allem in den Randbereichen des Li_{2p} - Leuchtprofils (kleine Signalintensitäten) aus.
 - Fehler beim Bestimmen des Signaluntergrunds, vor allem bei kleinem Signal - zu - Untergrundverhältnis für den betreffenden Sichtstrahl sowie schnellen Änderungen der Plasmadichte im Randbereich. Die zeitliche Auflösung des Untergrundsignals ist durch das Chopperintervall bestimmt (am Experiment AUG ca. 270 ms).
 - Fehler beim Bestimmen der Eichfaktoren (siehe Kap. 4.1). Da die Li_{2p} - Strahlung vom Eichverfahren typischerweise einen Faktor 100 kleiner ist als im Maximum des Li_{2p} - Leuchtprofils, wirken sich dort das Photomultiplerrauschen sowie die begrenzte Auflösung des ADC besonders stark aus.
- b) Fehler bei der Rekonstruktion der Elektronendichten aus den Li_{2p} - Leuchtprofilen. Dazu gehören im einzelnen:
 - Numerische Unsicherheiten bei der Berechnung der Elektronendichte. Diese sind praktisch auszuschließen, da im Rekonstruktionsverfahren gewährleistet ist, daß das der ermittelten Elektronendichte entsprechende Li_{2p} - Leuchtprofil vom gemessenen Profil um nicht mehr als 0.1% abweicht.
 - Ungenauigkeiten in den benötigten Wirkungsquerschnitten der in Betracht gezogenen Stoßprozesse. Die verwendeten atomaren Daten (Wirkungsquerschnitte) sind mit unterschiedlicher Genauigkeit behaftet. Eine Behandlung der Fehler einzelner Stoßprozesse kann in /Janev 93/ gefunden werden.

Ausgehend von den Fehlern der einzelnen Wirkungsquerschnitte ist es allerdings schwierig, einen daraus resultierenden Fehler in der Elektrodendichte abzuschätzen. Einen deutlichen Hinweis auf die Relevanz der verwendeten Datenbasis erhält man am ehesten durch den Vergleich von Elektrodendichtewerten mit jenen aus anderen, davon unabhängigen Diagnostikdaten. Am Experiment W7 AS (dort stehen zwei unterschiedliche Diagnostiksysteme, nämlich Reflektometrie und Thomsondiagnostik, zur Verfügung) zeigt dieser Vergleich eine sehr gute Übereinstimmung, sodaß im Laufe der durchgeführten Arbeit ein hohes Vertrauen in die zugrunde gelegte Datenbasis gewonnen wurde. Aufgrund der Zugänglichkeit des Plateaubereichs ist ein Vergleich zwischen verschiedenen Diagnostiksystemen möglich, ohne auf genauere Transformationen zwischen den unterschiedlichen toroidalen Meßstellen angewiesen zu sein (Fehler in r_{eff} , siehe Kap. 5.4).

Als hauptverantwortlich für mögliche Fehler in den rekonstruierten Elektrodendichten haben sich am Experiment W7 AS bei einer Abschätzung der oben angeführten Punkte die Unsicherheiten $\Delta U_{\text{PM}(i)}$ in den Meßwerten $U_{\text{PM}(i)}$ herausgestellt. Ausgehend von den einzelnen Signalintensitäten sowie dem Signal - zu - Untergrundverhältnis wurde für jeden Meßwert ein relativer Fehler $\Delta U_{\text{PM}(i)}$ abgeschätzt. Ebenso wurde für jeden Eichfaktor k_i (siehe Kap. 4.1 bzw. 5.2) ein entsprechender Fehler Δk_i ermittelt. Durch Kombination dieser statistisch voneinander unabhängigen Fehler ergeben sich die anzunehmenden Unsicherheiten $\Delta \text{Li}_{2p}(z_i)$ für das aus den Meßwerten ermittelte Li_{2p} - Leuchtprofil $\text{Li}_{2p}(z_i)$ nach Gl. 9. Für die Fehler in den Eichfaktoren erhält man Werte von ca. 2%, für die Fehler in den Meßwerten von ca. 5 - 10% und damit für die anzunehmenden Fehler der Einzelwerte des Li_{2p} - Leuchtprofils von 5.5 - 10.2%.

$$\frac{\Delta \text{Li}_{2p}(R_i)}{\text{Li}_{2p}(R_i)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta k_i}{k_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_{\text{PM}(i)}}{U_{\text{PM}(i)}}\right)^2} \quad (\text{Gl. 9})$$

Um die Auswirkungen eines mit den Fehlern nach Gl. 9 behafteten Li_{2p} - Leuchtprofils auf den Rekonstruktionsalgorithmus zu untersuchen, wurde von einem für das Experiment W7 AS typischen Li_{2p} - Leuchtprofil ausgehend das Elektronendichteprofil rekonstruiert. Anschließend wurde das zugrunde gelegte Li_{2p} - Leuchtprofil im Rahmen der nach Gl. 9 berechneten Fehlergrenzen willkürlich "verrauscht" und das Elektronendichteprofil erneut berechnet. Wiederholt man diese Vorgangsweise ca. 20 mal, ergibt sich ein bestimmter Bereich, innerhalb dessen die Elektronendichten zu liegen kommen (siehe Abb. 6a). Ausgehend von den Elektronendichteprofilen mit den größten Abweichungen vom berechneten Mittelwert (größere bzw. kleinere Dichtewerte) wurden entsprechende relative Fehler in Prozent des zugehörigen Dichtewerts berechnet (siehe Abb. 6b). Die Lage der letzten geschlossenen Flußfläche (LCFS, last closed flux surface) ist zusätzlich in Abb. 6a eingezeichnet.

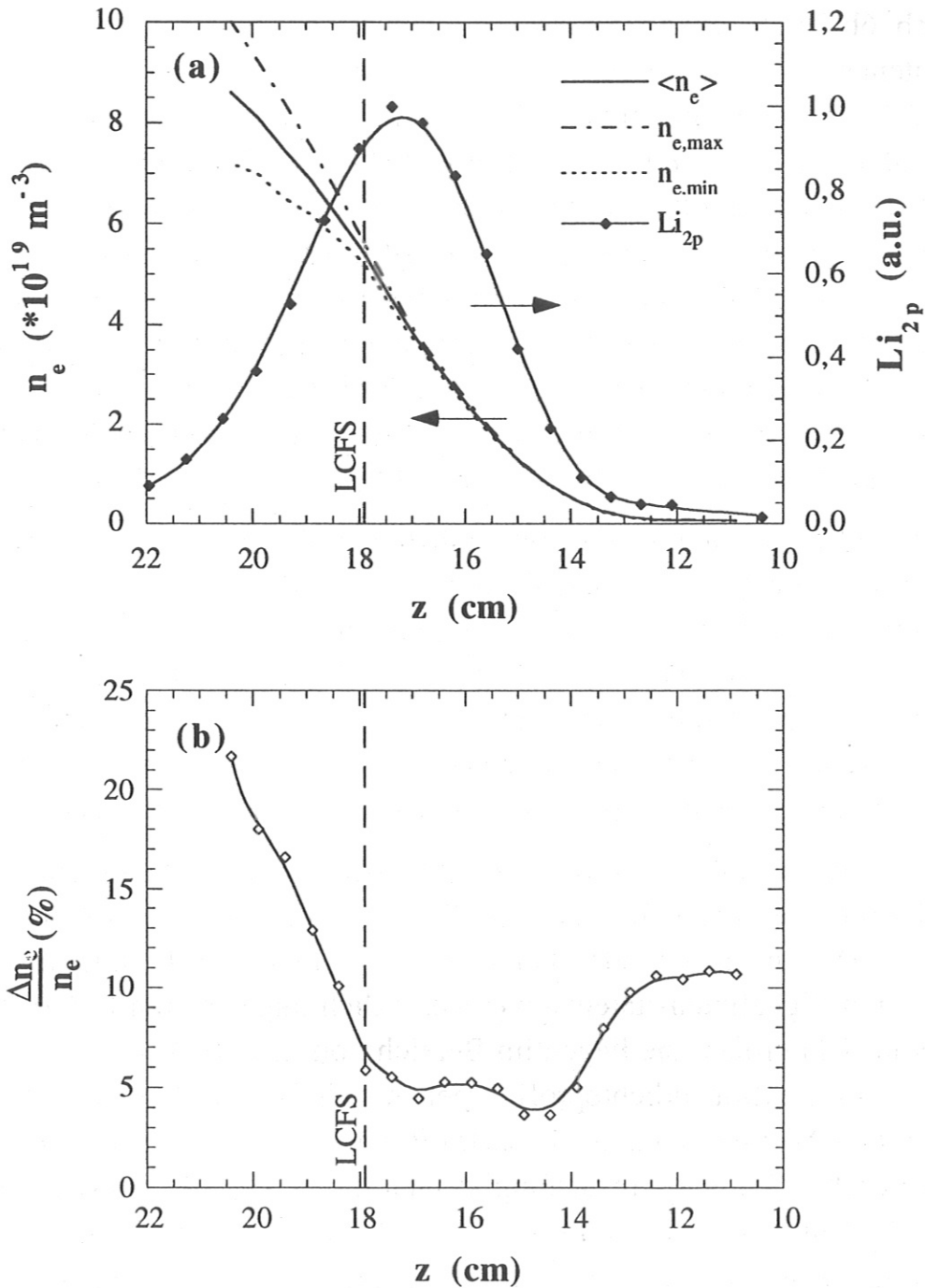


Abb. 6: a) Größt- bzw. kleinstmögliche Elektronendichten n_e bei realistisch angenommenen Fehlern für das gemessene Li_{2p} -Leuchtprofil.
 (b) Relativer Fehler der Elektronendichte als Funktion der Li-Strahlkoordinate z (Entladung #27116 (W7 AS), $t = 1.00$ s).

Aus Abb. 6b ist zu erkennen, daß vor allem im besonders interessierenden Gradientenbereich der Elektronendichte diese mit einem relativen Fehler von nur ca. 5% bestimmt werden kann. Der anfänglich erhöhte Wert für den relativen Fehler von ca. 10% im Bereich von $z \approx 10 - 14$ cm ergibt sich aus den dort auftretenden sehr kleinen Signalintensitäten, verbunden mit einem geringen Signal - zu - Untergrundverhältnis. Mit zunehmender Strahlabschwächung (siehe Li_{2p} - Leuchtprofil in Abb. 6a) nimmt der relative Fehler annähernd linear zu. Dies ergibt sich aufgrund der fortgeschrittenen Integration der Differentialgleichung während der Rekonstruktion der Elektronendichte (siehe Kap. 2.2), sodaß die berechnete Dichte immer empfindlicher auf den Fehler der gemessenen Li_{2p} - Signalintensität reagiert.

In einem großen Bereich der Elektronendichte ergibt sich deren hohe Genauigkeit, obwohl für die relativen Einzelfehler der Meßwerte des Li_{2p} - Leuchtprofils teilweise sehr pessimistische Annahmen von bis zu 15% getroffen wurden. Dies zeigt, daß das Glättungsverfahren (siehe Kap. 4.1) die statistischen Schwankungen der Meßwerte sehr gut unterdrückt und höhere Ungenauigkeiten einzelner Meßwerte erkennen kann, und damit diese bei der Berechnung des glättenden Splines entsprechend schwach berücksichtigt.

In Abb. 7 sind ebenfalls die größt- bzw. kleinstmöglichen Elektronendichten sowie der relative Fehler für eine typische Messung beim Experiment AUG dargestellt. Die anzunehmenden Fehler im Li_{2p} - Leuchtprofil sind aufgrund der kleineren Signalintensitäten sowie wesentlich ungenaueren Eichfaktoren (siehe Kap. 4.1) größer; sie liegen im Bereich von $\Delta Li_{2p}(R_i) \approx 10 - 15\%$. Für die Fehler im Elektronendichteprofil ergeben sich für den Bereich außerhalb der Separatrix Werte von ca. 5 - 13%. Im Bereich höherer Elektronendichten bzw. merklicher Strahlabschwächung steigen die Fehler wie am Experiment W7 AS näherungsweise linear an, siehe Abb. 7. Bis zum Maximum des Li_{2p} - Leuchtprofils kann die Elektronendichte mit einem Fehler von kleiner als 10% bestimmt werden. Der relativ große Fehler im äußersten Plasmabereich des Experiments W7 AS tritt beim Experiment AUG aufgrund der unterschiedlichen Lage von Plasmarandbereich und Beobachtungsbereich nicht auf.

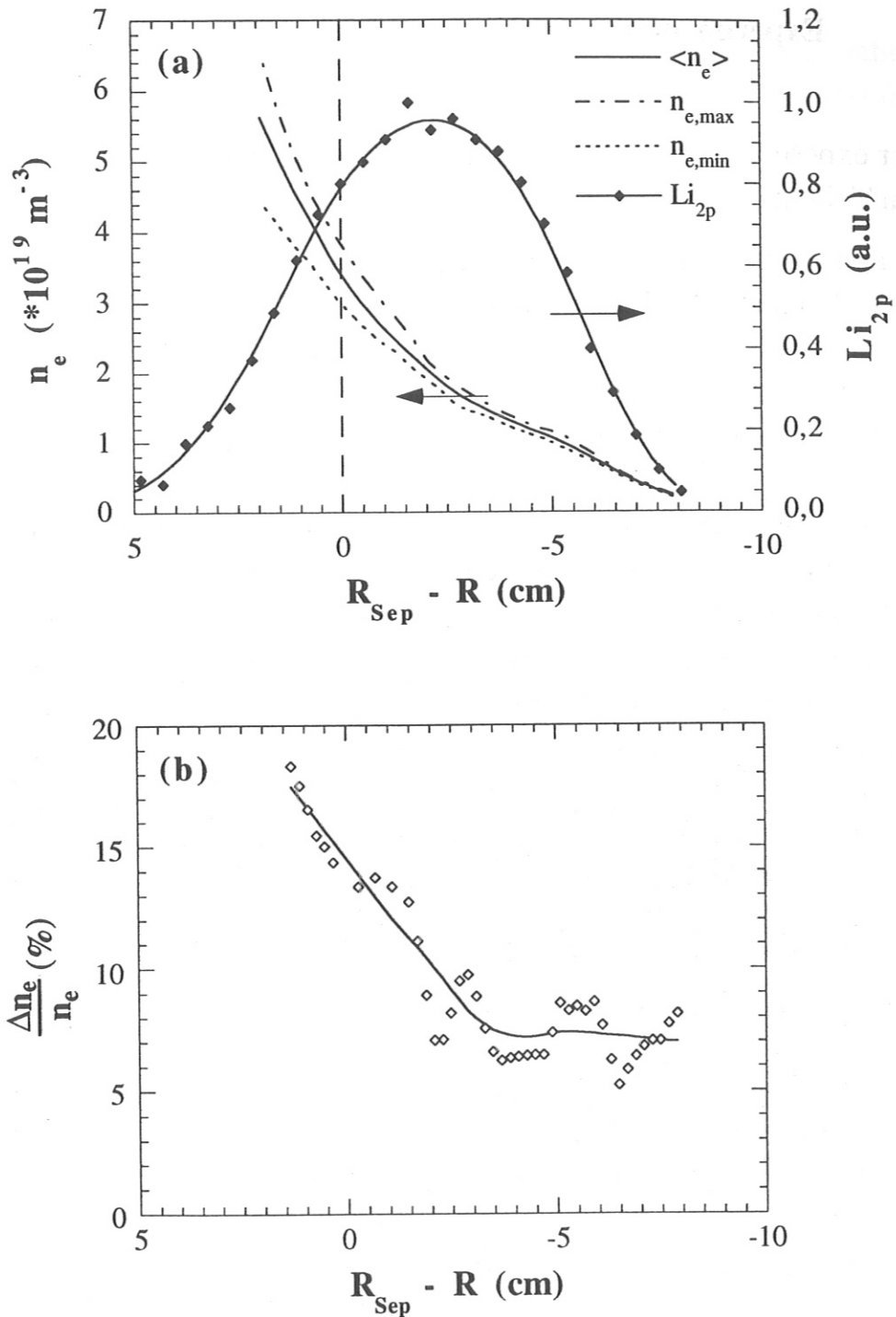


Abb. 7: a) Größt- bzw. kleinstmögliche Elektronendichten n_e bei realistisch angenommenen Fehlern für das gemessene Li_{2p} - Leuchtprofil.
(b) Relativer Fehler der Elektronendichte als Funktion des Abstands von der Separatrix (Entladung #4894 (AUG), $t = 3.95$ s).

3. Experimentelle Aspekte

Der experimentelle Aufbau der Li - Diagnostik besteht prinzipiell aus folgenden Teilen:

- a) Li - Injektor (Ionenquelle und Neutralisator)
- b) Magnetische Abschirmung
- c) Nachweissystem (Beobachtungsoptik, Lichtwellenleiter, Interferenzfilter und Detektoren)
- d) Li - Injektorsteuerung und Meßwerterfassungssystem

Aufgabe des experimentellen Aufbaus ist es, das interessierende Meßsignal (Li_{2p} - Leuchtprofil) mit möglichst hoher Genauigkeit zu detektieren. Dafür notwendig sind ein stromstarker Li - Injektor (hohe Li - Stromdichten), eine lichtstarke Beobachtungsoptik (großer Raumwinkel der Beobachtungsoptik unter den gegebenen Platzverhältnissen) sowie möglichst kleine Verluste des Detektionssystems der Li_{2p} - Strahlung (hohe Quantenausbeute der Detektoren, hohe Transmission der verwendeten Lichtwellenleiter und Interferenzfilter). Auf die angeführten Punkte soll in den folgenden Kapiteln näher eingegangen werden.

3.1 Lithiuminjektor

Bei der Anlage AUG handelt es sich um ein Divertorexperiment mit elongiertem (nicht kreisförmigem) Plasma. Entsprechend den möglichen Magnetfeldkonfigurationen lassen sich unterschiedliche Plasmakonfigurationen realisieren. Abb. 8 zeigt die Form und Lage der Separatrix (letzte geschlossene Flußfläche) bei unterschiedlichen Betriebsarten des Experiments AUG /AUG 93/.

Unter der Annahme, daß der Li - Strahl bei entsprechender Elektronendichte ca. 5 cm über die Separatrix hinaus in das Plasma eindringt, und von der Beobachtungsoptik ein örtlicher Bereich von ca. 19 cm erfaßt werden kann, ergibt sich ein radialer Beobachtungsbereich von 1910 bis 2100 mm (Abstand

von der Torusachse), siehe Kap. 3.2. Aufgabe des Li - Injektors ist es daher, einen möglichst intensiven und im entsprechenden Bereich (Abstand zwischen Li - Ionenquelle und Beobachtungsbereich ca. 2.5 m) ausreichend gut fokussierten Li - Strahl zu erzeugen.

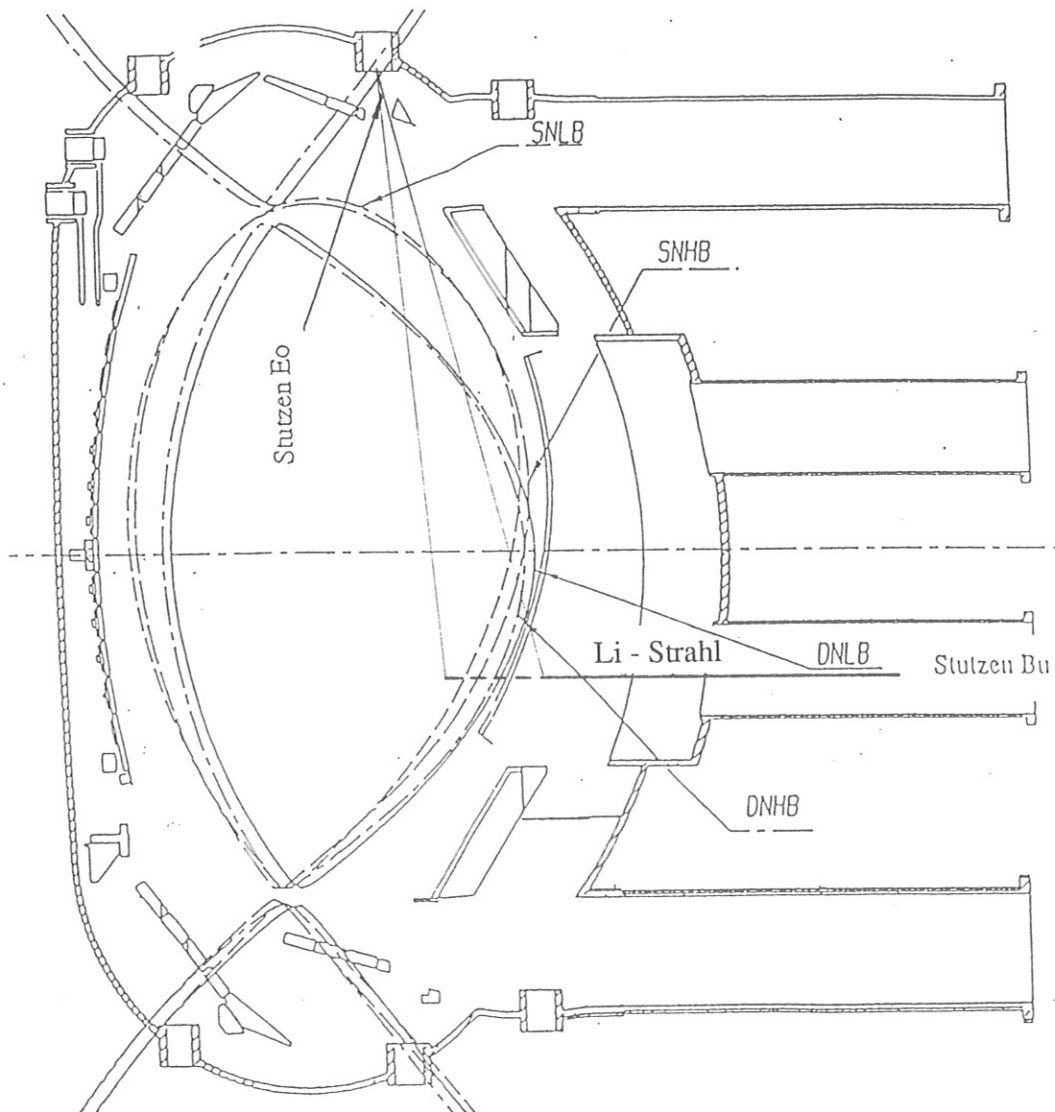


Abb. 8: Separatrix bei unterschiedlichen Betriebsarten am Experiment AUG. Der Stutzen Bu wird zur Injektion des Li - Strahls verwendet, der Stutzen Eo zur Beobachtung.

Li - Ionenquelle

Ziel bei der Entwicklung einer Li - Ionenquelle war es, eine möglichst stromstarke, wartungsarme Quelle für die Durchführung von Li - Diagnostik - Messungen bereitzustellen. Zur Zeit existieren drei unterschiedliche Typen von Li - Ionenquellen, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

- a) Plasmaionenquelle (HORDIS hot cathode reflex discharge ion source),
- b) ECR - Ionenquelle (electron cyclotron resonance heated),
- c) Beta - Eukryptit - Ionenquelle;

Bei einer HORDIS - Typ - Quelle wird eine Niederdruck - Gasentladung in Argon mit geheizten Glühfäden aufrechterhalten und Li - Dampf aus einem separaten Ofen zugeführt. Der Vorteil dieser Quelle liegt in den hohen erzielbaren Li - Ionenstromdichten von bis zu ca. 2.1 mA/cm^2 in einer Entfernung von ca. 2 m. Der Nachteil ist die sehr begrenzte Einsatzdauer von ca. 4 - 8 Std. aufgrund der Kondensation von Lithium auf den Extraktionsgittern und die dadurch verringerte Spannungsfestigkeit. Eine derartige Quelle war bis vor kurzen am Experiment TEXTOR (Jülich) im Einsatz /Bay 86/; sie wurde kürzlich für zukünftige Untersuchungen durch eine der im Rahmen dieser Arbeit verbesserte Beta - Eukryptit - Ionenquelle ersetzt.

Eine geeignete ECR - Ionenquelle befindet sich zur Zeit an der TU Wien in Entwicklung. Die Vorteile einer derartigen Quelle sind die fehlenden Glühfäden (verlängerte Lebensdauer) und die Kompatibilität mit dem Wärmerohrprinzip zum Einschluß des Li - Dampfes im Plasmabereich (stark verringerte Kondensation von Lithium im Extraktionsbereich) /Fiedler 92, Wutte 94/. Derartige Quellen sollten vergleichbare Li - Ionenstromdichten wie die oben erwähnte HORDIS - Quelle liefern, stehen zur Zeit aber noch nicht zu Verfügung.

Bei Beta - Eukryptit - Ionenquellen liegt Lithium als Bestandteil einer Keramik (β - Eukryptit) vor, welche auf einem speziellen Heizelement aufgeschmolzen ist. Bei Temperaturen von ca. 1400°C lassen sich aus dieser Keramik durch Anlegen eines elektrischen Feldes bis zu 1.5 mA/cm^2 an Li - Ionen extrahieren. Vorteilhaft sind der sehr einfache Aufbau, die langen Wartungsintervalle (bis zu einem Jahr) und die Tatsache, daß praktisch keine neutralen Li - Atome aus der Keramik entweichen. Nachteilig sind die eher kleinen erreichbaren Li - Ionenstromdichten von bis zu 0.2 mA/cm^2 in einer Entfernung von ca. 2.5 m bei einer Li - Strahlenergie von 35 keV. Eine derartige Ionenquelle war bereits am Experiment ASDEX im Einsatz /McCormick 83, Kick 83/. Es wurde daher versucht, diesen Li - Ionenquellentyp durch eine Veränderung der Extraktionsgeometrie zu verbessern.

Im folgenden sollen die durchgeführten Simulationsrechnungen, die experimentellen Untersuchungen und die sich daraus ergebende optimierte Li - Ionenquelle, sowie deren Einzelteile wie Emitter, Extraktionsgeometrie, Li - Strahlableitvorrichtung und Neutralisator näher beschrieben werden.

Emitter

Das Heizelement (Fa. Spectra-Mat.) besteht aus einem Molybdänheizdraht, der mit einer Aluminiumoxid - Keramik (Al_2O_3) in ein ebenfalls aus Molybdän bestehendes Gehäuse verpreßt ist. Darauf aufgelötet ist ein ca. 1 mm dickes Blättchen aus porösem Wolfram /Heinz 68/. Dieses wird, um entsprechende Li - Ionenströme extrahieren zu können, mit β - Eukryptit ($\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$) beschichtet. Dabei wird in einem durchschnittlich 20 bis 30 - stufigen Prozeß β - Eukryptit - Pulver aufgebracht und geschmolzen. Um ein Abplatzen der glasartigen Beschichtung zu vermeiden, muß das Heizelement jeweils sehr langsam aufgeheizt bzw. abgekühlt werden (Gesamtzeit für eine Beschichtung ca. 4 Std.). Das zur Durchführung von Li - Diagnostikmessungen am Experiment AUG verwendete Heizelement wurde insgesamt 25 mal beschichtet. Die erreichbaren Stromdichten für Li - Ionen lagen bei 0.9 - 1.3 mA/cm² und sind entsprechenden in der Literatur angegebenen Werten vergleichbar /Blewett 36, Allison 61, Septier 64, Thomas 88/. Der bei einer Extraktionsspannung von 5 kV extrahierte Li - Ionenstrom ist als Funktion des Heizstroms des Heizelements in Abb. 9 dargestellt. Die erzielbaren Werte für den extrahierten Li - Ionenstrom sind sehr kritisch von der Temperatur der β - Eukryptit - Keramik abhängig, siehe Abb. 9. Wie Messungen ergaben, liegt die optimale Temperatur nur ca. 50 K unterhalb der Schmelztemperatur der β - Eukryptit - Keramik von ca. 1400°C.

Die Einsatzdauer des Emitters bzw. der β - Eukryptit - Beschichtung kann unter den folgenden Annahmen:

- über 90% des Lithiums wird in Form von Ionen emittiert;
- die Emission kann solange aufrecht erhalten werden, bis ca. 50% des Lithiums aus der β - Eukryptit - Beschichtung emittiert worden ist,

abgeschätzt werden /Blewett 36, Allison 61/.

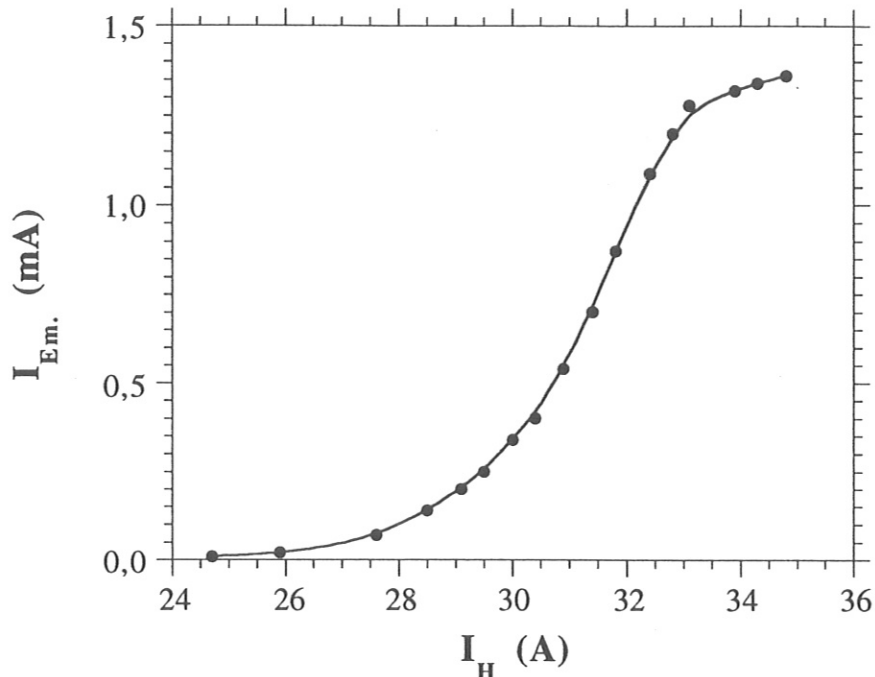


Abb. 9: Abhängigkeit des extrahierten Ionenstroms $I_{Em.}$ vom Heizstrom des Emitters I_H bei einer Extraktionsspannung von $U_{Ext.} = 5$ kV und einem Abstand zwischen Emittter und Extraktor von $L_{Em.-Ext.} = 25$ mm (siehe Abb. 10).

Ein extrahierter Li - Ionenstrom von 1.5 mA bedeutet einen Li - Verlust der Emittterbeschichtung von $3.3 \cdot 10^{-4}$ g/h. Da β - Eukryptit ca. 5.5 Gewichtsprozent Lithium enthält, ergibt sich bei einer Beschichtung des Heizelements mit ca. 50 mg/cm² β - Eukryptit und einer Emittterfläche von $A \approx 2.0$ cm² eine Lebensdauer von ca. 7.5 Stunden.

Bei einer Betriebszeit des Li - Injektors von jeweils 4 s pro Entladung, ca. 40 Entladungen pro Tag sowie 5 Experimentiertagen in 2 Wochen ergibt sich eine zufriedenstellende Verwendbarkeit des Emitters von über einem Jahr durch einen einzigen β - Eukryptit - Beschichtungsvorgang.

Extraktionsgeometrie

Abb. 10 zeigt den Aufbau der Extraktionsgeometrie sowie einige Parameter, die an der bestehenden Li - Ionenquelle optimiert wurden, wie Abstände zwischen Emitter und Extraktor $L_{Em.-Ext.}$ sowie zwischen Extraktor und Puller $L_{Ext.-Puller}$, Winkel der Fokussierungsblende und des Extraktors α , Länge des Extraktors L , Verhältnis zwischen Emitter - und Extraktionsspannung $U_{Em.}/U_{Ext.}$ ($U_{Ext.}$ ist die Spannungsdifferenz zwischen Emitter und Extraktor), Durchmesser der Elektroden sowie Spannung der Puller - Elektrode U_{Puller} .

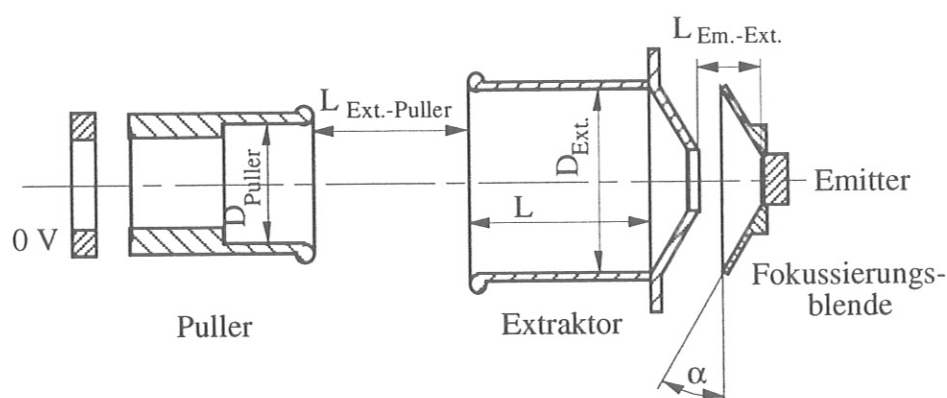


Abb. 10: Aufbau der Extraktionsgeometrie der verwendeten Li Ionenquelle mit den zu optimierenden Parametern (siehe Text).

Da die experimentelle Untersuchung von einzelnen Parametern wie Abstände bzw. Durchmesser der Elektroden sehr aufwendig ist, wurde parallel zu den durchgeführten Versuchen die Extraktionsgeometrie der Li - Ionenquelle mit dem zweidimensionalen Teilchenoptikprogramm EGUN simuliert /SLAC-Report 88/ und dadurch der experimentell sinnvollerweise zu untersuchende Parameterbereich entsprechend eingeschränkt.

Simulation der Li - Ionenquelle

Die Simulation der Li - Ionenquelle erfolgt in einem ersten Schritt durch Lösen der Laplace-Gleichung (keine Raumladungen) auf einem rechteckigen Gitter (Zylinderkoordinaten). Die Eingabe der Geometrie der Quelle erfolgte durch Zuordnung von Randbedingungen an Gitterpunkte. Die Dirichlet-Randbedingung wird verwendet um Elektroden, d.h. Punkte mit bekannten Potential, festzulegen. Aus physikalischen Gründen ist die Ableitung des Potentials parallel zur Oberfläche der Elektroden gleich Null, d.h. das elektrische Feld steht senkrecht zu diesen Flächen. Die Neumann-Randbedingung gestattet es, Elektroden unterschiedlicher Spannungen, bzw. allgemeiner Flächen, auf denen die Ableitung des Potentials normal zu diesen Flächen gleich Null ist, festzulegen (das elektrische Feld ist parallel zu solchen Flächen). Die gesamte Geometrie muß aus solchen Flächen aufgebaut werden. Das Festlegen von Neumann-Randbedingungen ist dahingehend schwierig, daß die Lage derartiger Flächen in der realen Geometrie nur näherungsweise bekannt sind. Bei der Eingabe der Geometrie müssen daher solche Flächen weit genug entfernt von dem interessierenden Gebiet, in diesen Fall dem Ionenstrahl, sein, damit die dadurch unvermeidbaren Fehler keinen nennenswerten Einfluß auf die Lösung in diesem Gebiet haben. Die Anzahl der Gitter- sowie der Randpunkte ist begrenzt und erfordert daher die Aufteilung der gesamten Geometrie in mehrere "Sektionen" :

Sektion 1: Extraktion

Sektion 2: Puller

Sektion 3: Driftstrecke

Dabei sollte die Teilung immer an Flächen bekanntem Potentials erfolgen, um keine zusätzlichen Fehler bei der Berechnung des Potentials einzuführen. Das erforderte vor allem bei der Aufteilung in Extraktions- bzw. Puller - Bereich nähere Untersuchungen, da sowohl durch das Extraktionsloch im Extraktor wie auch durch die Öffnung des Extraktors in Richtung Puller - Elektrode das elektrische Feld in den Bereich der Extraktionselektrode greift. Um eine optimale Aufteilung zwischen Extraktions - und Puller - Bereich zu finden, wurde zuerst die Extraktionselektrode in voller Länge im Extraktions - Bereich behandelt, schrittweise verkürzt und durch eine Driftstrecke

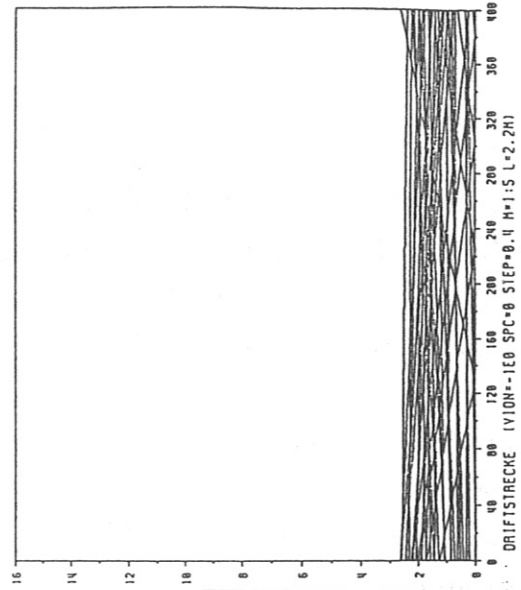
(kein elektrisches Feld) gleicher Länge ersetzt. Vergleicht man anschließend die Daten der Teilchenendpunkte (Koordinaten des Auftreffpunkts und der Energie der Teilchen an der Begrenzungsfläche der eingegebenen Geometrie), kann aufgrund der Abweichungen zum ursprünglichen Fall festgestellt werden, welcher Teil des Extraktors jeweils im Extraktions- bzw. Puller-Bereich behandelt werden muß.

Da der Puller-Bereich nicht aufgeteilt werden kann, mußte durch die programmbedingte Limitierung der möglichen Begrenzungspunkte ein größerer Maßstab gewählt werden (M 1:1.5) - ein größerer Maßstab bedeutet aber eine ungenauere Berücksichtigung der Raumladungseffekte. In der Sektion 3 wird die Raumladung des Ionenstrahls durch Elektronen, diese entstehen in Stößen zwischen Li-Ionen und Restgasatomen bzw. Molekülen, kompensiert. Daher konnte dort ohne wesentliche Beeinflussung des Ergebnisses ein größerer Maßstab (M 1:10) gewählt werden.

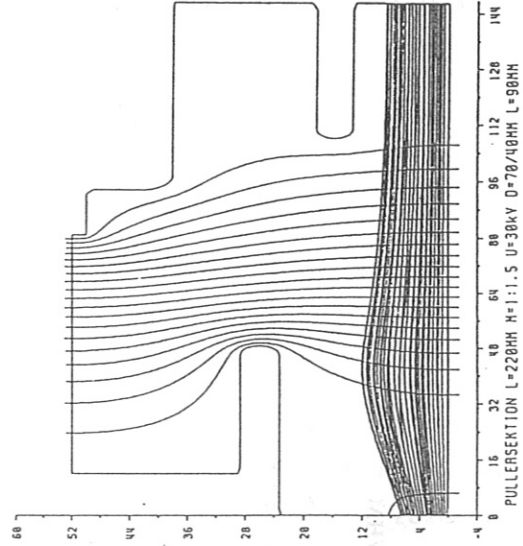
In einem zweiten Schritt wird durch Anwendung des Child-Langmuir'schen Raumladungsgesetzes der aus dem Emitter extrahierte Strom berechnet. Stellvertretend für den gesamten Li-Strahl werden anschließend eine vorgegebene Anzahl von Teilchenbahnen (Flugbahnen der Li-Ionen) im berechneten Potential ermittelt, wobei diesen zur exakten Berücksichtigung der Raumladung ein bestimmter Anteil am Gesamtstrom, abhängig vom Abstand zur Symmetrieachse, zugeordnet wird. Mit der so erhaltenen Raumladung des Li-Strahls wird anschließend die Poisson-Gleichung numerisch gelöst. Das so erhaltene Potential wird wieder zur Berechnung der Teilchenbahnen herangezogen und die Poisson-Gleichung erneut gelöst. Diese Iteration wird solange durchgeführt, bis sich eine konvergente Lösung einstellt (stabile Lage des Li-Ionenstrahls). Um schon im ersten Schritt die Raumladung des Li-Ionenstrahls näherungsweise zu berücksichtigen, wird angenommen, daß der gesamte aus dem Emitter extrahierte Li-Ionenstrahl in einem Leiter auf der Symmetrieachse der Extraktionsgeometrie fließt. Damit wird erreicht, daß sich schon nach wenigen Iterationen eine stabile Lösung ergibt.

Um die Temperatur des Emitters zu berücksichtigen, wird den Li-Ionen an der Emitteroberfläche eine durch die Maxwell-Verteilung gegebene, zusätzliche radiale Geschwindigkeitskomponente zugeordnet. Abb. 11 zeigt für die oben beschriebenen Bereiche die zugrunde gelegte Geometrie, die berechneten Potentiallinien sowie den durch Teilchenbahnen repräsentierten Verlauf des erhaltenen Li-Ionenstrahls.

Driftstrecke



Pullersection



Extraktion

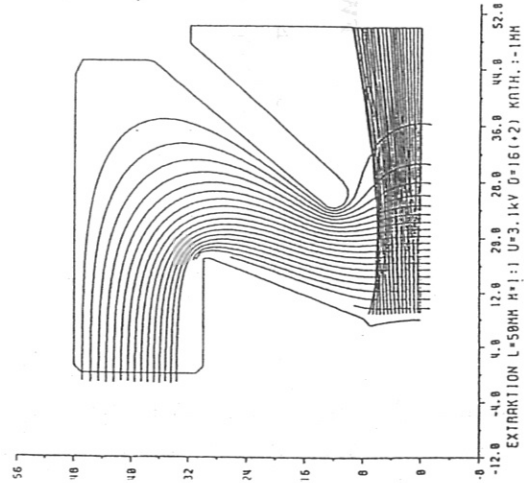


Abb. 11: Zugrunde gelegte Geometrien des Emitters sowie der Elektroden für die Simulation mit dem Programm EGUN sowie berechnete Potentiallinien und Li - Ionenstrahlverlauf (repräsentiert durch Teilchenbahnen) für die drei Bereiche Extraktion, Puller, Driftstrecke des Li - Strahls.

Als ein Ergebnis von ca. 40 Simulationsrechnungen ist in Abb. 12 der berechnete kleinstmögliche Li - Strahldurchmesser D_{FWHM} als Funktion des Extraktor - Pullerabstands dargestellt. Für jeden eingezeichneten Wert von $L_{Ext.-Puller}$ wurde die optimale Extraktionsspannung $U_{Ext.}$ ebenfalls durch umfangreiche Simulationsrechnungen gefunden. Weiters wurden derartige Rechnungen für unterschiedliche Abstände zwischen Emittter und Extraktor im Bereich von 19 - 25 mm durchgeführt. Für $L_{Em.-Ext.} = 20.0$ mm sowie $L_{Ext.-Puller} \approx 65$ mm ergab sich der kleinstmögliche Li - Strahldurchmesser von ca. 8.3 mm (siehe Abb. 12).

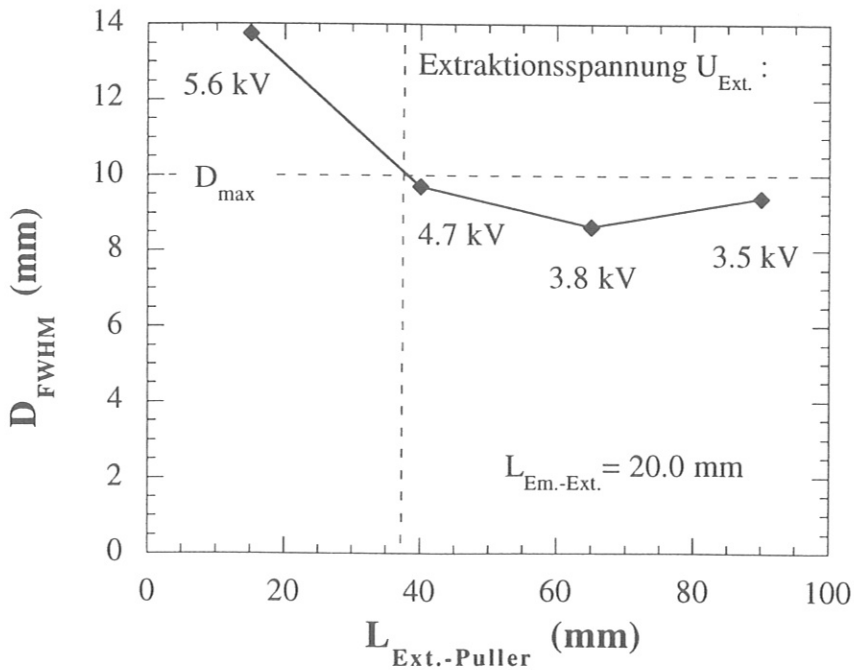


Abb. 12: Erzielbarer Li - Strahldurchmesser D_{FWHM} als Funktion des Extraktor - Pullerabstands $L_{Ext.-Puller}$ für einen Emittter - Extraktor - Abstand von 20 mm. Der jeweils optimierte Wert der Extraktionsspannung ist angegeben. D_{max} entspricht dem zulässigen Li - Strahldurchmesser aufgrund der gewählten Beobachtungsoptik (siehe Kap. 3.2).

Für einen optimalen Betrieb der Li - Quelle ist zu berücksichtigen, daß die Intensität des Li - Ionenstrahls mit der Extraktionsspannung $U_{\text{Ext.}}$ gemäß dem Gesetz der raumladungsbegrenzten Ladungsträgerströmung ($U^{3/2}$ - Gesetz) zunimmt. Es sind daher die Abstände zwischen Emitter und Extraktor bzw. Extraktor und Puller so zu wählen, daß der Li - Strahldurchmesser einen noch akzeptablen Wert D_{max} (ca. 10 mm, siehe Kap. 3.2) nicht überschreitet. Dieser Durchmesser ergibt sich aus der gewählten Beobachtungsoptik (Beobachtungsbereich quer zum Li - Strahl ca. 15 mm, siehe Kap. 3.2).

Damit ergeben sich für einen optimalen Betrieb der Li - Ionenquelle bei einer Injektionsenergie von 35 keV aus den Simulationsrechnungen folgende Abmessungen und Spannungen:

$$L_{\text{Em.-Ext.}} = 20 \text{ mm}$$

$$L_{\text{Ext.-Puller}} \approx 37 \text{ mm}$$

$$U_{\text{Puller}} \approx -1.5 \text{ kV}$$

$$U_{\text{Ext.}} \approx 4.7 \text{ kV}$$

$$I_{\text{Em.}} \approx 2.3 \text{ mA}$$

Die berechneten Werte von Li - Strahldurchmesser und Intensität des extrahierten Li - Ionenstroms stimmen gut mit den experimentell gefundenen Werten überein (siehe weiter unten).

Messung von Intensität und Halbwertsbreite des Li - Strahls

Die Messungen von Intensität und Halbwertsbreite des Li - Strahls wurden in einem Abstand von ca. 2.5 m vom Emitter an einem Testaufbau des Li - Injektors durchgeführt. Dies entspricht ungefähr dem Abstand der Li - Ionenquelle vom Beobachtungsbereich an den Experimenten AUG und W7 AS. Die Messung der Intensität erfolgte mit einem Faraday - Cup zur Strommessung (Eintrittsblendenöffnung ca. 3 cm, Sekundärelektronen - Unterdrückungsspannung ca. - 200 V) sowie einem Pt100 - Temperaturmeßfühler zur Bestimmung des Temperaturanstiegs des Stromauffängers im Faraday - Cup. Weiters wurden die Spannungen von Emitter und Extraktor sowie die Strombelastungen der verwendeten Netzgeräte mit Hilfe eines Computers zur Datenerfassung aufgezeichnet.

Die Halbwertsbreite des linienintegrierten Strom - bzw. Teilchendichteprofiles des Li - Strahls, im weiteren als Strahldurchmesser D_{FWHM} (full width at half maximum) bezeichnet, wurde im Bereich des Faraday - Cups mit einer Drehspiegelanordnung vermessen (siehe Abb. 13). Dabei wird das durch Wechselwirkung des Li - Strahls mit dem Restgas bei einem Druck von ca. $2 \cdot 10^{-5}$ mbar induzierte Licht von einem optischen System (Interferenzfilter $\lambda_0 = 671$ nm sowie Linsen) erfaßt und mit einem Photomultiplier detektiert. Die räumliche Auflösung des Systems beträgt ca. 2 mm.

Aus dem gemessenen zeitabhängigen Photomultipliersignal lassen sich unter der Annahme einer gleichförmigen Drehbewegung des Spiegels die Winkelgeschwindigkeit ω und daraus der Li - Strahldurchmesser D_{FWHM} bestimmen. Bei den durchgeführten Messungen ergab sich eine Winkelgeschwindigkeit von 8.3 s^{-1} und daraus bei einer gemessenen Halbwertsbreite des zeitabhängigen Photomultipliersignals von ca. 1.8 ms ein kleinstmöglicher Li - Strahldurchmesser von $D_{FWHM} \approx 9.5 \text{ mm}$.

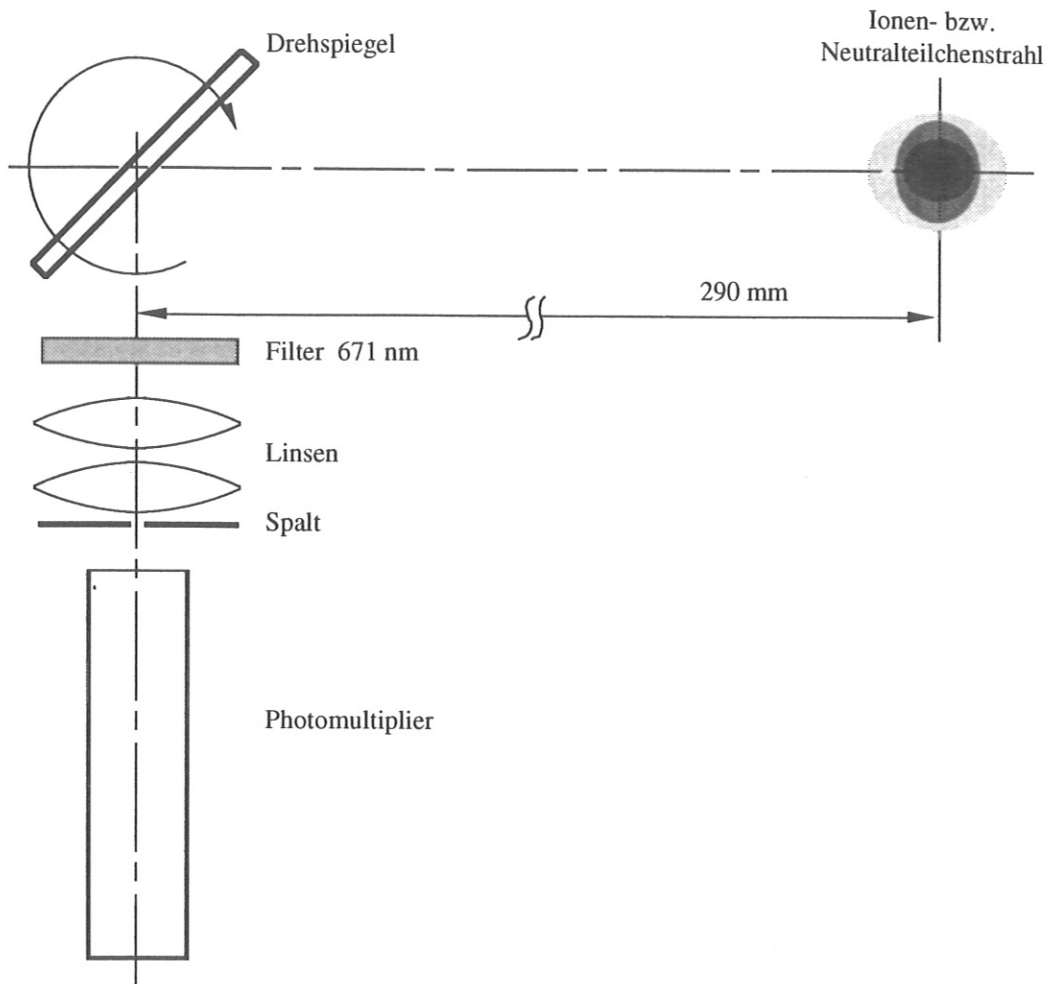


Abb. 13: Drehspiegelanordnung zur Bestimmung des linienintegrierten Stromdichteprofiles des Li - Ionenstrahls.

Die erzielten Werte bei einer Injektionsenergie von 35 keV, einer Extraktionsspannung von 4.8 kV und einem Heizstrom des Emitters von ca. 33.5 A betragen:

$$I_{Em.} = 2.15 \text{ mA}$$

$$I_{FC} = 1.42 \text{ mA}$$

bei einem kleinstmöglichen Li - Strahldurchmesser von $D_{FWHM} \approx 9.5 \text{ mm}$ (siehe Abb. 14).

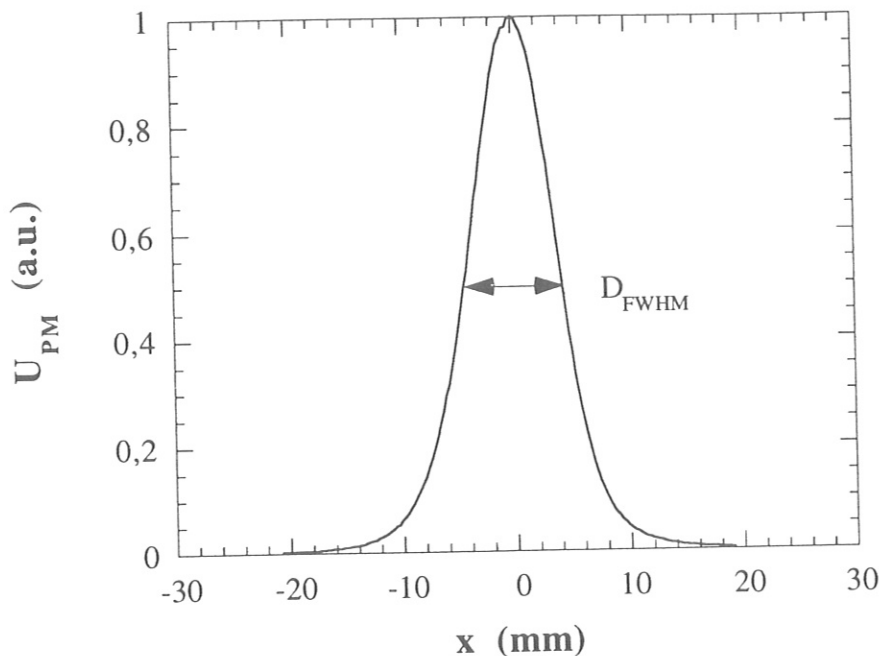


Abb. 14: Linienintegriertes Stromdichteprofil des Li - Ionenstrahls (Photomultipliersignal U_{PM}) gemessen mit der weiter oben beschriebenen Drehspiegelanordnung ($D_{FWHM} \approx 9.5$ mm).

Die berechnete Effizienz der Li - Ionenquelle (Verhältnis zwischen dem aus dem Emitter extrahierten und dem im Faraday - Cup gemessenen Li - Ionenstrom) beträgt ca. 66%.

Die experimentell optimierten Abstände (kleinstmöglicher Li - Strahldurchmesser bei größtmöglicher Li - Intensität) von Emitter - Extraktor bzw. Extraktor - Puller betragen:

$$L_{Em.-Ext.} = 19.0 \text{ mm}$$
$$L_{Ext.-Puller} = 35.0 \text{ mm}$$

Diese Werte sind in hervorragender Übereinstimmung mit den aus der Simulation gefundenen (siehe weiter oben).

Strahlablenkeinheit

Entsprechend dem Prinzip der Li - Diagnostik muß die Emission der Li - Strahlröhre von der Beobachtungsoptik sicher erfaßt werden. Dieser Bereich sollte, um das Signal - zu - Untergrundverhältnis möglichst hoch zu halten (siehe weiter unten), möglichst schmal gemacht werden. Das erfordert, daß die relative Lage von Beobachtungsbereich zu Li - Strahlachse sehr genau justiert und während der Entladung stabil gehalten wird. Die Justierung ist allerdings nur bei belüftetem Gefäß möglich, sodaß Gefäßverformungen durch das Evakuieren bzw. Ausheizen des Gefäßes nachträglich mit Ablenkplatten ausgeglichen werden müssen. Zusätzlich kann auch das Restmagnetfeld innerhalb der magnetischen Abschirmung des Li - Injektors (siehe weiter unten) den Li - Strahl aus dem Beobachtungsbereich ablenken. Auch in diesem Fall kann die Lage der Li - Strahlachse mit den Ablenkplatten korrigiert werden.

Eine weitere Funktion der Ablenkplatten ist das Zerhacken ("chopping") des Li - Strahls (periodisches Ablenken des Li - Strahls aus dem Beobachtungsbereich), um den Beitrag des Plasmaleuchtens zum gemessenen Photomultiplier signal (Untergrundsignal) möglichst genau bestimmen zu können.

Eine speziell zu diesem Zweck entwickelte elektronische Einheit ermöglicht das schnelle Umschalten zwischen einer zum Positionieren des Li - Strahls verwendeten negativen Spannung von ca. 0 - 100 V und einer ebenfalls negativen Chopperspannung von ≤ 1 kV. Messungen des zeitlichen Verlaufs der Ablenkplattenspannung ergaben eine Schaltzeit von weniger als 20 μ s.

Ein zur Verfügung stehender Signalgenerator gestattet es über den Signaleingang der elektronischen Einheit das Chopperintervall (Pulsabstand) von 21 - 9600 ms zu variieren. Die Pulsdauer (abgelenkter Li - Strahl) kann zwischen 0.6 - 14 ms eingestellt werden. Bei den am Experiment AUG durchgeführten Messungen lagen Chopperintervall bzw. Pulsdauer bei typischerweise 270 bzw. 15 ms.

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf des im Faraday - Cup gemessenen Li - Ionenstroms, so erkennt man, daß der gemessene Li - Ionenstrom bereits bei einer anliegenden Chopperspannung von ca. -500 V verschwindet. Das bedeutet, daß der Li - Strahl vollständig aus der Eintrittsöffnung des Faraday - Cups (Durchmesser 3 cm) abgelenkt wird.

Bei einem gemessenen gesamten Li - Strahldurchmesser von $D \approx 20.0$ mm wird der Li - Ionenstrahl daher um mindestens $\Delta x = 2.5$ cm abgelenkt.

Berechnet man die Ablenkung des Li - Ionenstrahls bei einer Injektionsenergie von 35 keV am Ort des Faraday - Cups und gegebener Geometrie der Ablenkplatten (Länge 7.0 cm bzw. Abstand 4.0 cm) unter Vernachlässigung von Randeffekten nach Gl. 10,

$$\Delta x = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_{Ap}}{U_{Kath.}} \cdot \frac{L_{Ap}}{D_{Ap}} \cdot L \quad (\text{Gl. 10})$$

U_{Ap}	Ablenkplattenspannung
L_{Ap}	Länge bzw.
D_{Ap}	Abstand der Ablenkplatten
L	Abstand Ablenkplatten - Faraday - Cup,

so ergibt sich in guter Übereinstimmung mit dem Experiment von 2.5 cm.

Das Anlegen einer Ablenkplattenspannung $U_{Ap} < -50$ V führt jedoch durch die Beeinflussung der Raumladungskompensation des Li - Ionenstrahls zu einer Verbreiterung des Li - Ionenstrahls um ca. 50% (siehe Abb. 15). Um die zur Positionierung des Li - Strahls notwendige Spannung an den Ablenkplatten so klein wie möglich zu halten, wurde die Beobachtungsoptik mit vielfältigen mechanischen Verstellmöglichkeiten versehen.

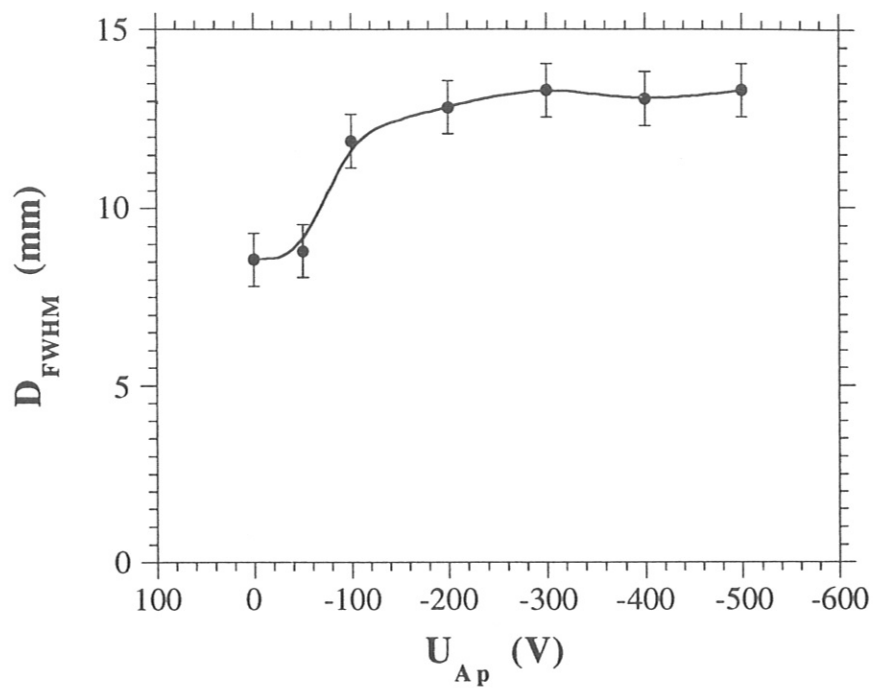


Abb. 15: Strahldurchmesser D_{FWHM} des Li - Ionenstrahls als Funktion der Ablenkplattenspannung U_{Ap} .

Li - Neutralstrahl

Der verwendete Neutralisator wurde zwar vom Experiment ASDEX übernommen /McCormick 82/, mußte aber aus Platzgründen modifiziert werden. Die Änderungen beschränkten sich jedoch auf eine konsequente Verkürzung der Längen der einzelnen Bauteile (siehe Abb. 16).

Die Ladungsaustauschzelle besteht aus einem 120 mm langen Rohr mit einem Durchmesser von $d = 24$ mm, sowie einem separaten Na - Reservoir. Rohr und Na - Reservoir sind mit je einem coaxialen Mantel - Heizleiter getrennt beheizbar. Die Temperatur des Rohrs liegt typischerweise um ca. 40 K über der des Na - Reservoirs. Der Na - Dampfdruck und damit die Umladungswahrscheinlichkeit werden durch die Na - Reservoir - Temperatur bestimmt, da sich im Rohr keine nennenswerten Mengen an Natrium befinden.

Ein Ventil erlaubt es, das Na - Reservoir nach jedem Li - Strahlpuls (die Pulsdauer entspricht ungefähr der Entladungszeit an den Experimenten AUG bzw. W7 AS von ca. 8 bzw. 2 s) zu verschließen und damit die Na - Verluste sehr gering zu halten. Erfahrungen am Experiment ASDEX zeigten, daß der Neutralisator bei einer Füllung des Na - Reservoirs mit ca. 3 cm^3 Natrium über einen Zeitraum von ca. 5 Jahren betrieben werden kann.

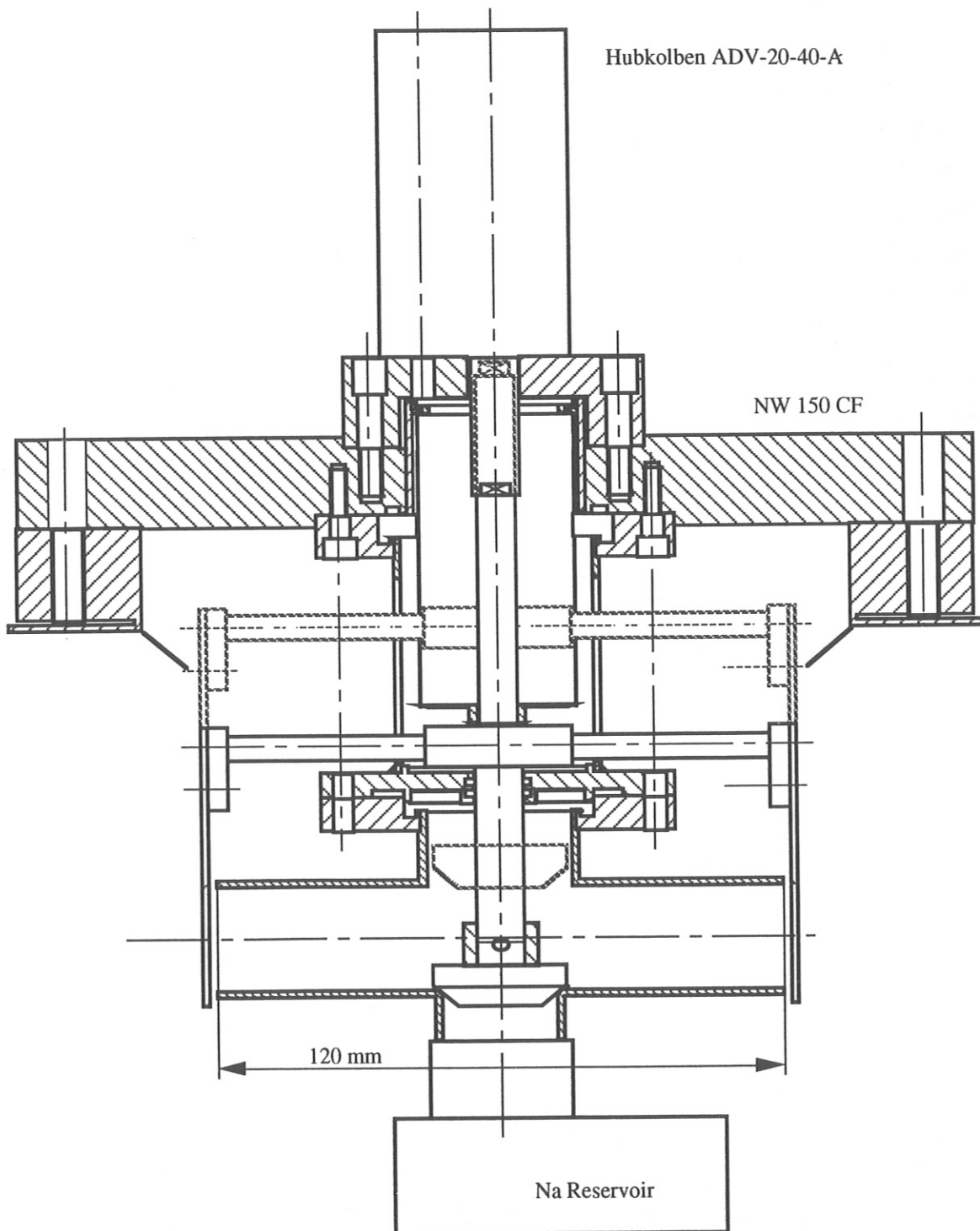


Abb. 16: Für den Einsatz am Experiment AUG modifizierter Neutralisator. Das Na - Reservoir kann, um Na - Verluste zu verkleinern, mit einem pneumatisch betätigten Ventil verschlossen werden.

Die optimale Betriebstemperatur des Na - Reservoirs für eine Li - Strahlenergie von $U_{\text{Li}} = 35 \text{ keV}$ wurde am Testaufbau des Li - Injektors durch Minimierung des verbleibenden Ionenstroms im Faraday - Cup bestimmt. Abb. 17 zeigt dem Ionenstrom I_{FC} als Funktion der Na - Reservoir - Temperatur. Mit steigender Temperatur ist ein höherer Neutralisierungsgrad (der Ionenstrom I_{FC} nimmt ab) bis zu einer Temperatur von $T_{\text{Res.}} \approx 265^\circ\text{C}$ zu beobachten. Theoretisch sollte sich mit weiter steigender Temperatur ein Gleichgewicht zwischen dem Neutralisations- bzw. dem Re - Ionisationsprozess, abhängig vom Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der betreffenden Prozesse, einstellen. Wird aber die Temperatur noch weiter erhöht, zeigte sich jedoch, daß der gemessene Li - Ionenstrom wieder zunimmt. Dies wird auf sekundäre (fokussierende) Effekte des Li - Ionenstrahls im anschließenden Strahlrohr zurückgeführt. Für die Na - Reservoir - Temperatur ergibt sich daher ein optimaler Wert von ca. 265°C .

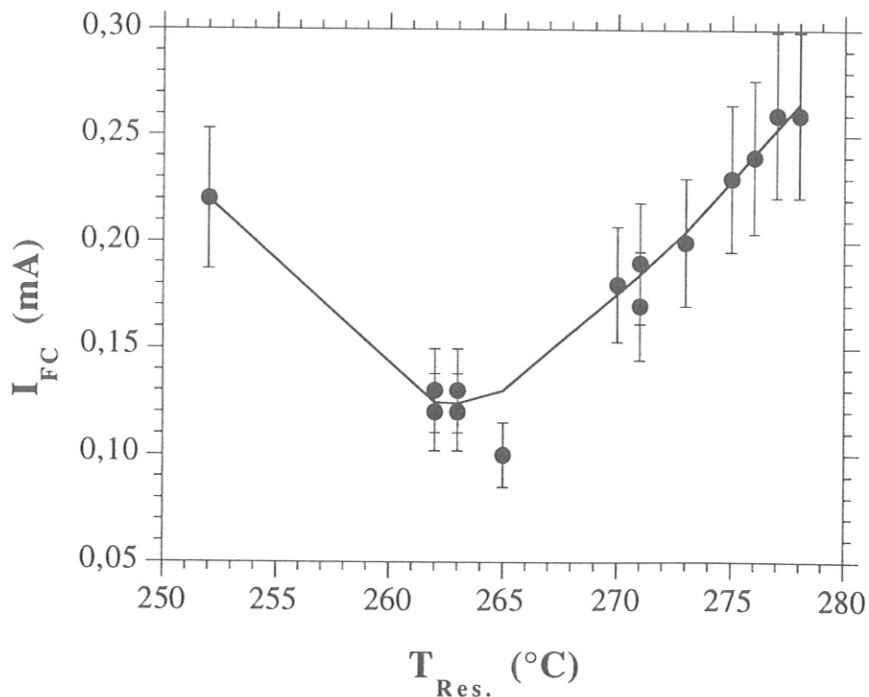


Abb. 17: Gemessener Li - Ionenstrom im Faraday - Cup I_{FC} als Funktion der Na - Reservoir - Temperatur $T_{\text{Res.}}$.

Der Neutralisierungsgrad kann durch Vergleich der Temperaturerhöhungen des Stromauffängers im Faraday - Cup bei Ionen- bzw. Neutralstrahlbetrieb zu $\epsilon \approx 85\%$ abgeschätzt werden. Eine genauere Bestimmung der Umladungswahrscheinlichkeit ist aufgrund des großen Abstands zwischen Neutralisator und Faraday - Cup schwierig (Defokussierung des Li - Ionenstrahls durch Raumladungseffekte sowie Strahlabschwächung im Restgas).

Abb. 18 zeigt die Abhängigkeit des Li - Neutralstrahldurchmessers (gemessen mit der weiter oben beschriebenen Drehspiegelanordnung) und der Li - Neutralstrahlintensität (diese ist proportional zum Temperaturanstieg des Stromauffängers im Faraday - Cup) als Funktion der Extraktionsspannung. Daraus ergibt sich eine optimale Extraktionsspannung von $U_{Ext} = 4.8$ kV.

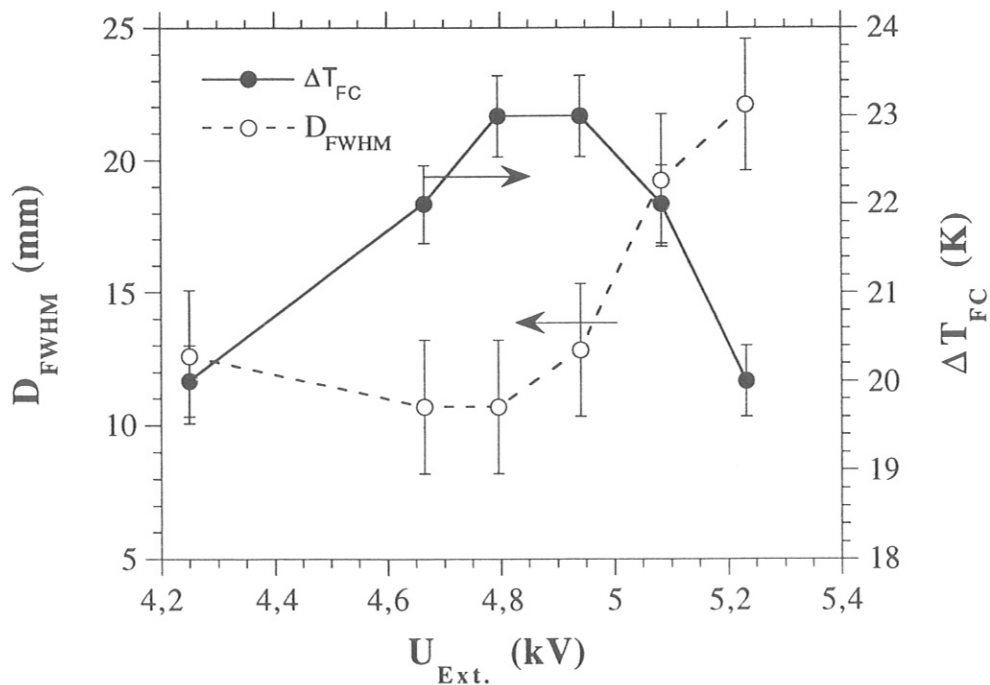


Abb. 18: Abhängigkeit von Durchmesser D_{FWHM} und Intensität (proportional zum Temperaturanstieg des Strahl auffängers im Faraday - Cup ΔT_{FC}) des Li - Neutralstrahls von der Extraktionsspannung $U_{Ext.}$.

Der aus dem Temperaturanstieg des Stromauffängers berechnete äquivalente Li - Neutralteilchenstrom ist in Abhängigkeit von der Emitterspannung $U_{Em.}$ in Abb. 19 dargestellt. Im Vergleich zum ursprünglichen Li - Injektor konnte der äquivalente Li - Neutralteilchenstrom vor allem im Bereich $U_{Li} \leq 45$ keV um einen Faktor 4 bis 5 erhöht werden. Durch das Anpassen einer Funktion gemäß dem Gesetz der raumladungsbegrenzten Ladungsträgerströmung ($U^{3/2}$ - Gesetz) läßt sich die Perveanz k des optimierten Li - Injektors nach Gl. 11 bestimmen.

$$I_{Li}^0 \text{ (mA)} = k \cdot U_{Em.} \text{ (kV)}^{3/2} \quad \text{(Gl. 11)}$$

mit

$$k = 5.8 \cdot 10^{-3} \text{ Perv}$$

Daraus kann der größtmögliche Li - Neutralteilchenstrom des optimierten Li - Injektors bei gegebener Beschleunigungsspannung bestimmt werden. Die Abweichung des erzielbaren Neutralteilchenstroms vom $U^{3/2}$ - Gesetz im Bereich hoher Beschleunigungsspannungen (siehe Abb. 19) ist durch die mit steigender Teilchengeschwindigkeit kleiner werdende Umladungswahrscheinlichkeit im Neutralisator /Schweitzer 94)/ sowie durch den limitierten extrahierbaren Li - Strom aus dem Emitter zu erklären.

Unter experimentell optimierten Bedingungen ergibt sich für den am Experiment AUG eingesetzten Li - Injektor ($U_{Em.} = 35$ kV) ein äquivalenter Li - Neutralteilchenstrom von $I_{Li}^0 \approx 1.1$ mA bei einer Strahlbreite D_{FWHM} von ca. 11.0 mm. Die gefundene optimale Na - Reservoir - Temperatur beträgt $T_{Res.} \approx 265^\circ\text{C}$.

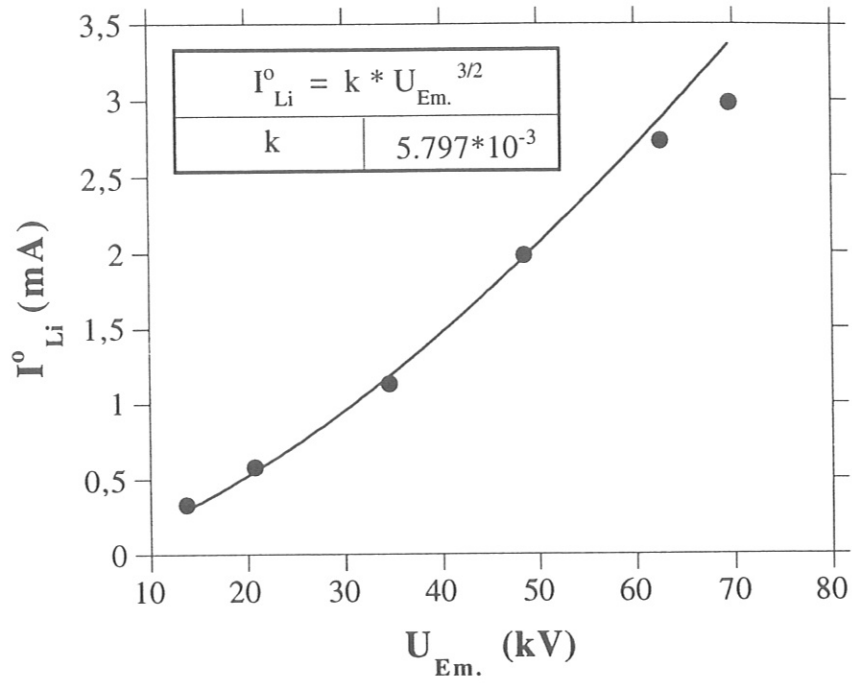


Abb. 19: Abhängigkeit des mit dem optimierten Li - Injektor erzielten äquivalenten Li - Neutralteilchenstroms I_{Li}^0 von der Emitterspannung $U_{Em.}$.

Magnetfeld - Abschirmung

Im Bereich des Li - Injektors tritt am Experiment AUG bei einem größtmöglichen Plasmastrom von $I_p = 1.6 \text{ MA}$ ein Magnetfeld von $B = 0.15 \text{ T}$ auf /AUG 93/. Bei der Konstruktion einer deshalb notwendigen magnetischen Abschirmung ist zwischen dem Bereich um die Turbomolekularpumpen bzw. jenem um den Li - Ionenstrahl (Bereich zwischen Emitter und Neutralisator) zu unterscheiden.

Die zulässige Magnetfeldstärke für den Betrieb der Turbomolekularpumpen beträgt $B_{\text{max}} = 5.5 \text{ mT}$ (siehe Datenblatt Fa. Balzers). Für den Betrieb dieser Pumpen ergibt sich daraus ein notwendiger Schirmfaktor (Verhältnis von Magnetfeld außerhalb zu Magnetfeld innerhalb der Abschirmung) /Vakuumschmelze 75/ von $S = 27.3$.

Kritischer ist die magnetische Abschirmung des Li - Ionenstrahls. Für kleine Ablenkungen des Li - Ionenstrahls in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern läßt sich die Ablenkung x näherungsweise durch einen lineareren Zusammenhang zwischen Magnetfeld B und x beschreiben (siehe Gl. 12).

$$x(\text{mm}) = \frac{L_B}{71.1} \cdot (L + 0.5 \cdot L_B) \cdot B = 14.5 \cdot B(\text{mT}) \quad (\text{Gl. 12})$$

L_B	Flugstrecke des Li - Ionenstrahls im Magnetfeld (ca. 380 mm)
L	Flugstrecke zwischen Neutralisator und Beobachtungsbereich (ca. 2520 mm)

Läßt man eine Ablenkung des Li - Strahls von $x \leq 5 \text{ mm}$ zu, ergibt sich eine zulässige Magnetfeldstärke von $B_{\text{max}} \leq 0.35 \text{ mT}$ und damit ein notwendiger Schirmfaktor von $S = 434$.

Zusätzlich zur Ablenkung des Li - Ionenstrahls im Magnetfeld ergibt sich aus der Länge der Ladungsaustauschzelle $L_N = 120 \text{ mm}$ eine Li - Strahlverbreiterung ΔD nach Gl. 13 von 1.5 mm .

$$\Delta D (\text{mm}) = 4.2 \cdot B (\text{mT}) \quad (\text{Gl. 13})$$

Die gewählte Abschirmung ist quaderförmig mit einem Querschnitt von $a = 558$ mm bzw. $b = 393$ mm, einer Länge von $L = 800$ mm (kleinstmögliche Abmessungen bei gegebener Geometrie der Li - Ionenquelle und des Neutralisator) und einer Wandstärke von $d = 5$ cm. Der Schirmfaktor dieser Anordnung bei einem äußeren Feld in Richtung der Kante a kann gemäß Gl. 14 abgeschätzt werden /Vakuumschmelze 75/:

$$S \approx \frac{2.52 \cdot N}{1 + 0.56 \cdot \frac{b}{a}} \cdot \mu_r \cdot \frac{d}{b} \quad (\text{Gl. 14})$$

mit

$$N \approx \frac{1}{1 + \frac{a}{b}} \cdot \left(1 - \frac{4/3}{K + 20/3} \right)$$

und

$$K = \frac{b}{a} + \frac{a}{b}$$

μ_r relative Permeabilität des Abschirmmaterials

Für das verwendete Abschirmmaterial (Weicheisen - wärmebehandelt, Fa. Thyssen) ergibt sich lt. Bericht der Physikalisch - Technischen Bundesanstalt Braunschweig eine relative Permeabilität von $\mu_r > 1500$ und damit für den Schirmfaktor nach Gl. 14, $S > 121$.

Dieser Wert ist zur Abschirmung der verwendeten Turbomolekularpumpen ausreichend und würde den Einsatz des Li - Injektors am Experiment AUG bis zu einem Plasmastrom von $I_p \approx 500$ kA ermöglichen.

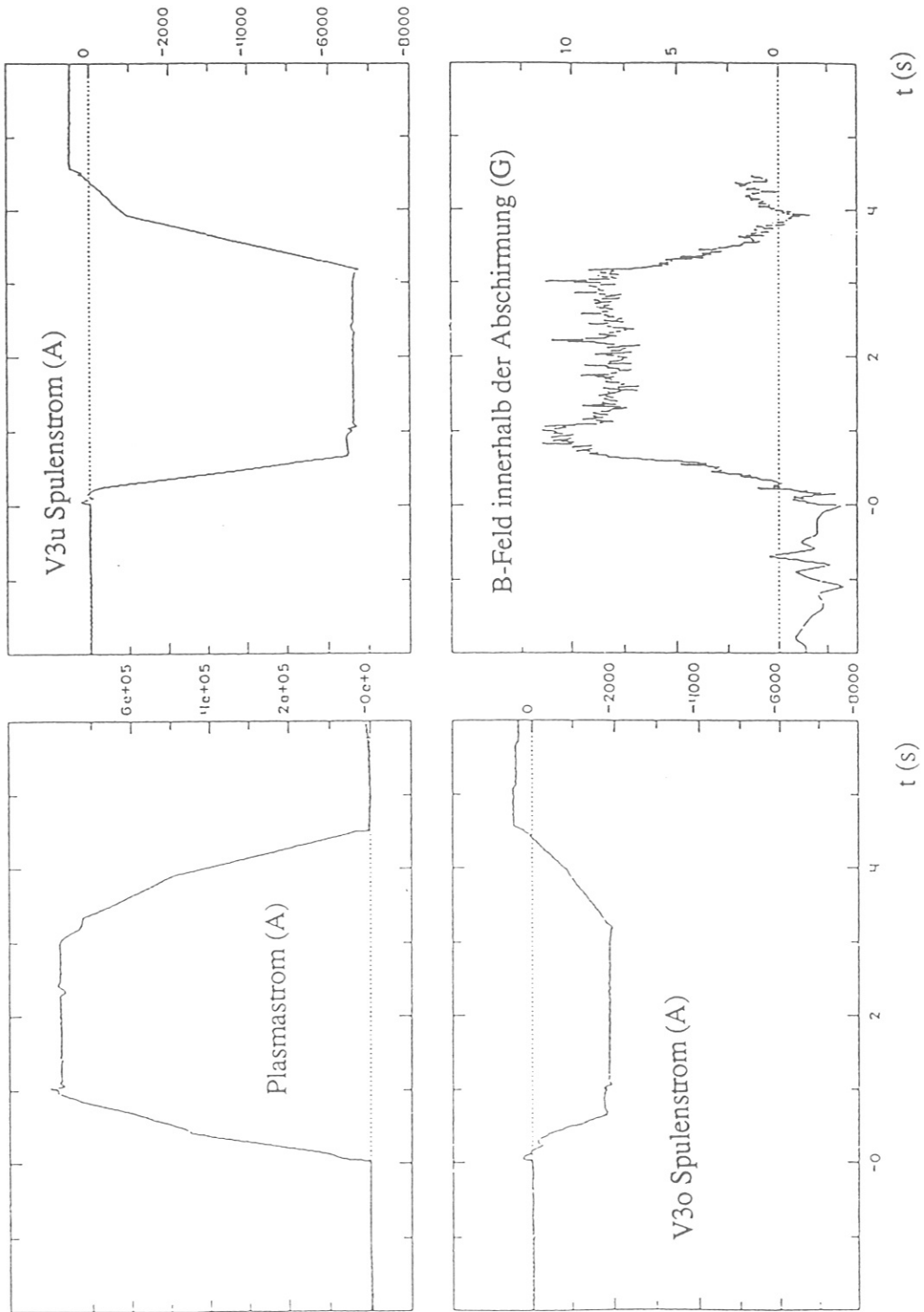


Abb. 20: Zeitlicher Verlauf von Plasmastrom, Strom in den Vertikal-feldspulen V3 oben und unten (I_{V3o} , I_{V3u}) und Restmagnet-feld innerhalb der Abschirmung.

Die Abschirmung aus Weicheisen wurde am Experiment AUG montiert und das Magnetfeld innerhalb der Abschirmung bei einigen Entladungen (#2688 - #2698) mit einer Hallsonde vermessen. In Abb. 20 ist der zeitliche Verlauf des Magnetfelds innerhalb der Abschirmung gemeinsam mit den Verläufen der oberen bzw. unteren Vertikalfeld - Spulenströme (I_{V3o} bzw. I_{V3u}) und des Plasmastroms für die Entladung #2875 dargestellt. Die gemessenen Werte von $B \leq 1.0 - 1.5$ mT stimmen sehr gut mit dem berechneten Wert aufgrund des abgeschätzten Schirmfaktors der Abschirmung nach Gl. 14 überein ($B \approx 1.3$ mT). Die auftretenden Spitzen im Magnetfeldverlauf werden durch unterschiedliche Abschirmfaktoren für statische und dynamische Magnetfelder erklärt.

Die experimentell gefundene Abhängigkeit des Magnetfelds innerhalb der Abschirmung von den V3 -Spulenströmen läßt sich anhand der Abstände der Vertikalfeldspulen und des Stromschwerpunkts des Plasmastroms von der Abschirmung sowie den entsprechenden Ströme I_{V3o} , I_{V3u} bzw. I_p erklären.

Für den Betrieb der Li - Diagnostik bei Plasmaströmen über 500 kA ist innerhalb der Weicheisen - Abschirmung eine zusätzliche Abschirmung aus μ - Metall (Material extrem hoher relativer Permeabilität, $\mu_r \approx 25000$) erforderlich. Für den Schirmfaktor S_μ einer derartigen Abschirmung ($a = 478$ mm, $b = 273$ mm, $d = 2$ mm) ergibt sich nach Gl. 14, $S_\mu = 108$.

Der Gesamtschirmfaktor S_{ges} kann somit unter Annahme einer zylindrischen Doppelabschirmung nach Gl. 15 abgeschätzt werden.

$$S_{ges} \approx S + S_\mu + S \cdot S_\mu \cdot \frac{\Delta}{D_i} \quad (\text{Gl. 15})$$

Mit $\Delta \approx 10$ mm (Abstand zwischen den beiden Abschirmungen) und $D_i = 293$ mm (Innendurchmesser der äußeren Abschirmung) folgt $S_{ges} \approx 680$.

Dieser Wert ist jedoch nur eine grobe Abschätzung und berücksichtigt nicht die vorhandenen Durchbrüche in den Abschirmungen sowie die tatsächliche Feldverteilung des äußeren Magnetfelds. Letztere wird durch die Abschirmung der Neutralinjektor - Box (in unmittelbarer Nähe zur Li - Diagnostik) stark verzerrt. Gleichzeitig wurde dabei vorausgesetzt, daß bei den verwendeten Abschirmmaterialien keine Sättigungseffekte auftreten ($B_s = 2$ T für

Weicheisen bzw. 0.7 T für μ -Metall), was mit einer drastischen Reduktion der Permeabilität und damit mit einer Verkleinerung des Schirmfaktors der Abschirmung verbunden wäre.

Bei den am Experiment AUG durchgeführten Messungen konnte bei einem Plasmastrom von 1 MA eine Ablenkung des Li - Strahls von ca. 5 mm beobachtet werden. Dies führte zu einer Verkleinerung der gemessenen Signalintensitäten der Li_{2p} - Strahlung um bis zu 50%. Für zukünftige Experimente am AUG ist daher eine weitere Abschirmung aus μ - Metall vorgesehen.

Die Änderung des Plasmastroms dI_p/dt zu Beginn und am Ende einer Entladung beträgt am Experiment AUG ca. 5 MA/s; bei Plasmastromabbrissen (Disruptionen) können noch wesentlich größere Werte auftreten. Zur Verkleinerung von Wirbelströmen in der Abschirmung wurde die äußere Weicheisen - Abschirmung aus 5 mm - starken isolierten Blechen aufgebaut. Zusätzlich wurden die beiden Seitenteile der Abschirmung voneinander isoliert an der Abschirmung der Neutralinjektor - Box befestigt, um mögliche Induktionsströme zu vermeiden.

Die Rückwirkung der Abschirmung auf das Plasma wurden durch die Annahme einer Dipolschleife am Ort der Abschirmung abgeschätzt. Für den Kompensationsstrom in der Schleife ergibt sich ein Wert von ca. 38 kA und daraus ein Magnetfeld im Bereich des Plasmas von ca. $6 \cdot 10^{-5}$ T. Die Störung des Magnetfeldes durch die Abschirmung des Li - Injektors ist daher zu vernachlässigen.

Vakuumgefäß und Aufhängung

Die Befestigung des Li - Injektors sowie der magnetischen Abschirmung erfolgt im Bereich der Neutralinjektor - Box (Gefäßsegment 14). Der Aufbau des Vakuumgefäßes besteht aus

- Strahlführungsrohr
- Neutralisatorbereich
- Extraktionsbereich

Ein pneumatisch betätigtes Schieberventil (NW 63 CF) trennt das Strahlführungsrohr vom Entladungsgefäß. Ein Wellenbalg mit einer Hubhöhe von 20 mm ermöglicht es, die Bewegungen des Entladungsgefäßes beim Ausheizen (ca. 7 mm) bzw. Evakuieren auszugleichen. Weiters ist im Strahlführungsrohr eine Hochvakuummeßzelle angebracht, welche bei zu hohem Vakuumdruck das Öffnen des Schiebers zum Entladungsgefäß sowie das Einschalten der Hochspannungsnetzgeräte (Gefahr von Überschlägen) verhindert. Zur Bestimmung des Li - Ionenstroms zu Testzwecken kann ein Faraday - Cup in die Li - Strahlachse eingeschwenkt werden. Ein Vakuumfenster im Bereich des Schieberventils gestattet es, die Intensität der Li_{2p} - Strahlung (Wechselwirkung des Li - Strahls mit den Neutralteilchen) zu detektieren und damit die Neutralteilchendichte während einer Entladung zu bestimmen (schneller Druckmonitor).

Der Neutralisatorbereich besteht aus einem modifiziertem T - Stück (NW 150 CF) mit einem zusätzlichen Vakuumflansch für den Pumpenschluß und zwei weiteren Flanschen für Hochspannungs - BNC - Durchführungen (bis 5 kV) zur Spannungsversorgung der Ablenkplatten und der Puller - Elektrode (U_{Puller}). Der Neutralisator ist auf einem NW 150 CF - Flansch montiert (siehe Abb. 16), gemeinsam mit den Durchführungen für die koaxialen Mantel - Heizleiter und die Temperaturmeßfühler der Ladungsaustauschzelle (Pt100 - Temperaturmeßfühler).

Die Verbindung von Strahlführungsrohr und Neutralisatorbereich erfolgt über ein NW 35 CF-Rohrstück und ermöglicht es, die Austrittsöffnungen des Li - Strahls in den magnetischen Abschirmungen klein zu halten.

Der Extraktionsbereich ist aus zwei Aluminiumoxid - Keramikisolatoren (NW 150 CF) aufgebaut. Aus Gründen der Spannungsfestigkeit wurde der gesamte Extraktionsbereich mit einem SF₆ - Tank umgeben. Dadurch konnten der Abstand zwischen den hochspannungsführenden Teilen und der magnetischen Abschirmung stark verkleinert (ca. 1.5 cm) und die Abmessungen der Abschirmung reduziert werden. Wie Versuche zeigten, genügt bereits eine dem äußeren Druck entsprechende Füllung nach vorhergehender Evakuierung (auf ca. $1 \cdot 10^{-2}$ mbar) des SF₆ - Tanks. Aus Sicherheitsgründen ist ein Druckschalter vorhanden, der das Einschalten der Hochspannung bei einem SF₆ - Gasdruck von $p < 0.5$ bar Überdruck verhindert.

Gepumpt wird mit zwei Turbomolekularpumpen (TPU 240, Fa. Balzers) mit einer gesamten Saugleistung von $S = 420$ l/s für Wasserstoff bzw. $S = 460$ l/s für Stickstoff. Die Pumpen sind über 90° - Winkelstücke mit dem Vakuumgefäß verbunden, wodurch die Saugleistung um 2.5% reduziert wird /Vakuumtechnik 88/, was jedoch zur magnetischen Abschirmung der Turbomolekularpumpen unumgänglich ist.

Die Befestigung des Vakuumgefäßes und der magnetischen Abschirmung sind vollständig voneinander getrennt ausgeführt, um Bewegungen der Abschirmung durch die Wechselwirkung mit dem Magnetfeld nicht auf den Li - Injektor zu übertragen. Die magnetische Abschirmung ist direkt mit der Abschirmung der Neutralinjektor - Box verschraubt. Die Aufhängung des Vakuumgefäßes erfolgt gemeinsam mit der über dem Li - Injektor befindlichen Diagnostik LENA (low energy neutral particle analysis /Verbeek 92/).

Li - Injektorsteuerung und Meßwerterfassungssystem

Am Experiment AUG übernimmt ein zentraler Timer die zeitliche Steuerung einer Entladung. Gleichzeitig wird an alle angeschlossenen "lokalen Timer" der einzelnen Diagnostiken die Experimentierzeit in Form von Zeitmarken (z.B.: 10 bzw. 1 s vor Entladungsbeginn, Entladungsbeginn, usw.) übertragen. Durch Auswahl bestimmter Zeitmarken können daraus die für die Steuerung der Li - Diagnostik notwendigen Startimpulse (z.B.: Neutralisator öffnen, Hochspannungsnetzgeräte einschalten, Datenaufnahme starten, usw.) festgelegt werden. Gleichzeitig erlaubt die aufgebaute Steuerung einen Testbetrieb der gesamten Li - Diagnostik.

Wird vom lokalen Timer oder per Hand (Testbetrieb) ein Startimpuls ausgelöst, und sind sowohl der SF₆ - Gasdruck wie auch der Vakuumdruck innerhalb der Li - Quelle im zulässigen Bereich (Vermeidung von Hochspannungsüberschlägen), dann werden Delay - Module (Impuls - Verzögerungseinheiten) sowie die Datenerfassung gestartet. Die Delay - Module erlauben ein zu den Zeitmarken des zentralen Timers zeitlich versetztes Einschalten der Netzgeräte bzw. Öffnen des Neutralisators, und sie bestimmen auch die Einschaltdauer der Netzgeräte bzw. die Öffnungszeit des Neutralisators. Bei den am Experiment AUG durchgeführten Messungen wurden die beiden Hochspannungsnetzgeräte typischerweise bei ca. 0.5 s vor Entladungsbeginn für ca. 5.0 s eingeschaltet. Die Öffnung des Na - Reservoirs des Neutralisators erfolgt ca. 150 - 250 ms vor dem Einschalten der Hochspannungen (siehe Abb. 21).

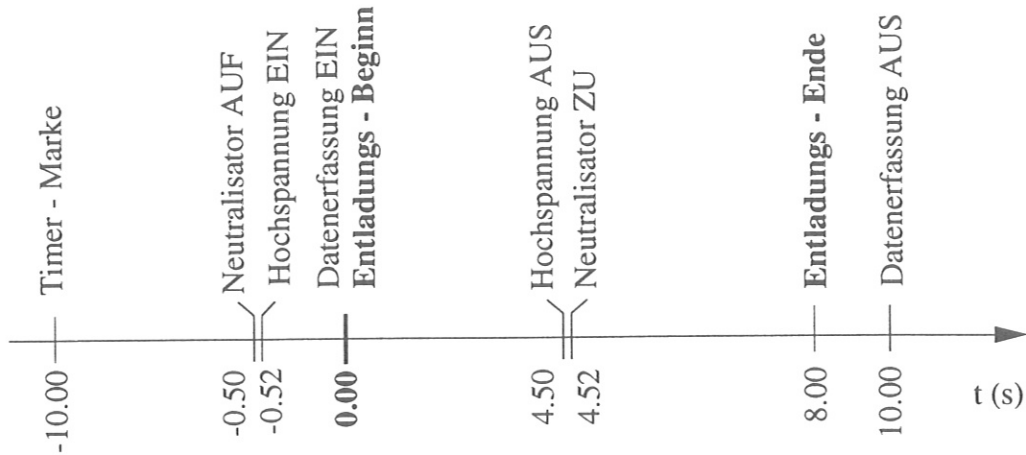


Abb. 21: Schema des Zeitablaufes von Li - Diagnostikmessungen am Experiment AUG.

Das Meßwerterfassungssystem besteht aus fünf Analog - Digital - Wandlern (ADC) mit je acht separaten Kanälen, der zugehörigen Kontroll- und Versorgungseinheit (CAMAC) und dem zur Steuerung von ADC und CAMAC sowie zur Speicherung der digitalisierten Meßwerte notwendigen Computer. Insgesamt werden bei jeder Entladung für die Dauer von 10 s vierzig Signale aufgezeichnet (anliegende Hochspannungen an Emitter bzw. Extraktor sowie Strombelastungen der zugehörigen Netzgeräte, Steuerspannung der Strahlableitlenkeinheit und 35 Photomultipliersignale). Die Digitalisierung der Meßwerte erfolgt mit einer Frequenz von 5 kHz und ermöglicht bei ausreichender Signalintensität die zeitliche Auflösung des Verhaltens der Elektronendichte bei ELM's (egde localized modes). Die Dauer derartiger Ereignisse beträgt am Experiment AUG je nach ELM - Typ ca. 1 - 7 ms (siehe Kap. 4.2).

3.2 Nachweissystem

Allgemeines

Die Aufgabe des Nachweissystems ist es, das Li_{2p} - Leuchtprofil mit möglichst geringen relativen Fehlern zu messen. Am Experiment AUG dringt der Li - Strahl durchschnittlich eine Länge von $l_{\text{Li}} \approx 15$ cm in das Plasma ein. Die unterschiedlichen Plasma - Moden bzw. Elektronendichten erzwingen jedoch eine Erweiterung des Beobachtungsbereichs auf ca. 19 cm. Innerhalb dieses Bereichs wird das Li_{2p} - Leuchtprofil mit einer räumlichen Auflösung Δr von ca. 5 mm an 35 Stützstellen erfaßt. Die gewählten Lichtwellenleiter (Quarzfaser mit hoher Transmission im Bereich der entsprechenden Wellenlänge) zur Übertragung der Li_{2p} - Strahlung von der Torushalle in den Diagnostik - Vorbereitungsraum (Ort des Meßaufbaus, Filter, Detektoren, usw.) haben einen Faserdurchmesser von $d_{\text{LWL}} = 400 \mu\text{m}$. Der notwendige Abbildungsmaßstab M der Beobachtungsoptik ergibt sich damit zu:

$$M = \frac{\Delta r}{d_{\text{LWL}}} = 12.5$$

Um möglichst viel Li_{2p} - Strahlung zu sammeln, werden drei Lichtwellenleiter pro radialer Stützstelle (Sichtstrahl) verwendet. Damit ergibt sich ein senkrecht zur Li - Strahlachse erfaßter Bereich (Beobachtungsbreite) von ca. 15 mm (Li - Strahldurchmesser $D_{\text{FWHM}} \approx 11$ mm). Durch den vorgegebenen Abstand zwischen der Li - Strahlachse und der Beobachtungsoptik bzw. dem Vakuumfenster von $L = 1448$ mm errechnet sich die Brennweite f des optischen Systems zur Einkopplung der Li_{2p} - Strahlung in das Lichtwellenleiterarray nach Gl. 16 zu 107.3 mm

$$f = \frac{M^{-1} \cdot L}{M^{-1} + 1} \quad (\text{Gl. 16})$$

Durch den vorgegebenen Gefäßstützen zur Beobachtung des Li_{2p} -Leuchtprofils (14Eo, siehe Abb. 8) ergibt sich ein größtmöglicher Durchmesser des Vakuumfensters von $D \approx 45$ mm (Eintrittsblenden - Durchmesser).

Abschätzung der Signalintensitäten

Sind die erreichbare Li - Neutralteilchenintensität, der Li - Strahldurchmesser (siehe Kap. 3.1) sowie der Raumwinkel der Beobachtungsoptik bekannt, lassen sich daraus die zu erwartenden Signalintensitäten abschätzen. Bei der Berechnung muß zwischen Li - IXS (Bestimmung des Elektronendichteprofiles) und Li - CXS (Bestimmung von Verunreinigungsdichteprofilen) unterschieden werden.

Für Li - IXS läßt sich die Anzahl der pro Zeit- und Längeneinheit entlang der Li - Strahlachse emittierten Li_{2p} - Photonen n_{IXS} aus Gl. 17 berechnen.

$$n_{IXS} = n_{Li} \cdot A_{2s-2p} \cdot N_{2p} \quad (\text{Gl. 17})$$

$$\begin{array}{ll} A_{2s-2p} = 3.8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} & \text{Übergangswahrscheinlichkeit} \\ N_{2p} & \text{Besetzungswahrscheinlichkeit des } Li_{2p} \text{ - Niveaus} \\ n_{Li} & \text{Li - Teilchendichte im Strahl} \end{array}$$

Für typische Entladungen befinden sich höchstens 10 - 20% der Li - Atome im 2p - Niveau ($N_{2p,max} \approx 0.1 - 0.2$), abhängig von der Elektronendichte, dem Dichtegradienten sowie der Injektionsenergie des Li - Strahls.

Die für AUG aufgebaute Li - Ionenquelle liefert einen äquivalenten Li - Neutralteilchenstrom von typischerweise $I_{FC} \approx 1.1 \text{ mA}$ bei einem Strahldurchmesser von $D_{FWHM} \approx 11 \text{ mm}$. Unter der Annahme eines Gauß'schen Li - Strahlprofils errechnet sich die mittlere Teilchendichte n_{Li} (Teilchen pro Meter) innerhalb der Beobachtungsbreite gemäß Gl. 18:

$$n_{\text{Li}} = \frac{k \cdot I_{\text{FC}}}{v \cdot e} = 5.5 \cdot 10^9 \text{ m}^{-1} \quad (\text{Gl. 18})$$

$$v = \sqrt{\frac{2eU_{\text{Li}}}{m_{\text{Li}}}} = 9.8 \cdot 10^5 \text{ m/s} \text{ Teilchengeschwindigkeit bei } U_{\text{Li}} = 35 \text{ keV}$$

k Anteil des Li - Strahls innerhalb der Beobachtungsbreite

Mit $N_{2p} = 0.15$ ergibt sich aus Gl. 17 $n_{\text{IXS}} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ im Maximum des Li_{2p} - Leuchtprofils.

Der Raumwinkel der Beobachtungsoptik folgt aus dem Abstand zwischen Li - Strahlachse und erster Linse ($L \approx 1450 \text{ mm}$) sowie dem Durchmesser der Eintrittsblende ($D_e = 45 \text{ mm}$) zu $\Omega = 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$.

Die Verluste der Quarz - Lichtwellenleiter mit einer Länge von $L = 38 \text{ m}$, der Interferenzfilter und der Linsen im Strahlengang werden mit 75 % angenommen, die Quantenausbaute QE der verwendeten Photomultiplier bei einer Wellenlänge von $\lambda = 670.8 \text{ nm}$ mit $\text{QE} = 0.1$. Damit ergibt sich die Anzahl der pro Zeiteinheit und Sichtstrahl bei einer räumlichen Auflösung von $\Delta r = 5 \text{ mm}$ an der Kathode des Photomultipliers ausgelösten Elektronen im Maximum des zu beobachteten Li_{2p} - Leuchtprofils zu $N_{\text{ph,max}} \approx 1.5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Der relative Fehler ϵ_{ph} bei der Messung des Photonensignals aufgrund der Photonostatistik (gegeben nach Gl. 19a) sollte kleiner als 1% sein. Daraus errechnet sich nach Gl. 19b eine mögliche Zeitauflösung von $\Delta\tau \approx 0.1 \text{ ms}$.

$$\epsilon_{\text{ph}} = \frac{\sqrt{N_{\text{ph}} \cdot \Delta\tau}}{N_{\text{ph}} \cdot \Delta\tau} \quad (\text{Gl. 19a})$$

$$\Delta\tau = \frac{1}{N_{\text{ph}} \cdot \epsilon_{\text{ph}}^2} \quad (\text{Gl. 19b})$$

Für Li - CXS läßt sich die Anzahl der pro Zeit- und Längeneinheit bei einer Wellenlänge λ entlang der Li - Strahlachse emittierten Photonen n_{CXS}^λ aus Gl. 20 berechnen.

$$n_{\text{CXS}}^\lambda = v_{\text{Li}} \cdot n(\text{A}^{\text{q}+}) \cdot \sum_{\text{nl}} n_{\text{Li}}(\text{nl}) \cdot \sigma_\lambda(\text{nl}) \quad (\text{Gl. 20})$$

- v_{Li} Geschwindigkeit der Li - Strahl-atome,
- $n_{\text{Li}}(\text{nl})$ Li - Teilchendichte im Zustand (nl) aus Simulationsrechnungen bei bekannter Elektronendichte und Li - Neutralteilchendichte (Li - IXS).
- $\sigma_\lambda(\text{nl})$ Emissionswirkungsquerschnitte für Stößen zwischen Lithium im Zustand (nl) und Verunreinigungen $\text{A}^{\text{q}+}$. Diese Querschnitte können für Stöße mit Lithium im Grundzustand experimentell bestimmt und für Stöße mit Lithium in angeregten Zuständen berechnet werden /Wolfrum 92, Schweinzer 94/.

Unter der Annahme einer C^{6+} - Dichte von $n(\text{C}^{6+}) \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, einer räumlichen Auflösung von $\Delta r = 5 \text{ mm}$ und einer Quantenausbaute von $\text{QE} = 0.2$ aufgrund der kleineren Wellenlänge der zu detektierenden Strahlung von $\lambda = 529.0 \text{ nm}$ ergibt sich bei sonst gleichen Verhältnissen wie bei Li - IXS (s.o.) die Anzahl der pro Zeiteinheit und Sichtstrahl an der Kathode des Photomultipliers ausgelösten Elektronen zu $N_{\text{ph,max}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Damit ist die Anzahl der zu erwartenden Photoelektronen für Li - CXS etwa um einen Faktor 75 kleiner als im Fall von Li - IXS. Die Durchführbarkeit der Messung ist aber hauptsächlich vom Signal - zu - Untergrundverhältnis abhängig. Erste Versuche am Experiment W7 AS zeigten für die Bestimmung der C^{6+} - Dichte in der Plasmarandschicht bei einer Wellenlänge von $\lambda = 529.0 \text{ nm}$ mit einem noch nicht optimal funktionierenden Li - Injektor (der erzielbare Li - Ionenstrom war um einen Faktor 4 bis 5 kleiner als hier angenommen) ein Signal - zu - Untergrundverhältnis von ca. 0.5. Diese Messung wurde an zwei gleichartigen Entladungen jeweils mit und ohne Li - Strahl durchgeführt, wodurch der Anteil des Untergrunds durch Plasma-leuchten am gemessenen Photomultipliersignal leicht bestimmt werden konnte.

Maßnahmen zur Verbesserung des Signal - zu - Untergrundverhältnisses

Der gesamte Aufbau der Li - Diagnostik am Experiment AUG wurde dahingehend optimiert, daß das Signal - zu - Untergrundverhältnis möglichst groß wird, um in weiterer Zukunft auch Li - CXS Messungen zu ermöglichen. Im einzelnen bedeutet das:

- 1) Hoher Li - Neutralteilchenstrom bei kleinstmöglichem Li - Strahldurchmesser durch die Optimierung des Li - Injektors (siehe Kap. 3.1);
- 2) Geeignete Wahl des Beobachtungsstutzen am Experiment; dieser wurde so gewählt, daß die Sichtstrahlen der Beobachtungsoptik so wenig wie möglich Plasmahintergrundstrahlung aufsammeln und keine Plasma - Wand - Wechselwirkungsbereiche wie z.B. Divertorplatten im Sichtfeld der Optik liegen.
- 3) Schmalen Beobachtungsbereich quer zur Li - Strahlrichtung. Das Signal - zu - Untergrundverhältnis wird optimiert, indem nur ein möglichst schmaler Teil um das Maximum des Li - Strahlprofils beobachtet wird. Gleichzeitig führt das jedoch zu einer Verkleinerung der Intensität der zu beobachtenden Signale und damit zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung. Ein zu schmaler Beobachtungsbereich um den Li - Strahl ist auch deshalb ungünstig, weil immer gewährleistet werden muß, daß sowohl der Li - Strahl als auch die Optik stabil und exakt zueinander positioniert werden können. Mögliche Ursachen für die zeitabhängige Dejustierung der Li - Strahlachse zur Beobachtungsoptik sind das Magnetfeld innerhalb der magnetischen Abschirmung des Li - Injektors, sowie mögliche Verformungen des Entladungsgefäßes. Die am Experiment AUG gewählte Anzahl der Lichtwellenleiter quer zur Li - Strahlachse stellt daher einen Kompromiß dar.
- 4) Verwendung schmalbandiger Interferenzfilter (siehe weiter unten).

Prinzipieller Aufbau des Nachweissystems

Der Aufbau des Nachweissystems ist in Abb. 22 dargestellt. Es besteht aus:

- Optik zur Einkopplung der Li_{2p} - Strahlung in das Lichtwellenleiter-array,
- Lichtwellenleiter (LWL) zum Transport des Signals in den Diagnostik - Vorbereitungsraum ($L = 38 \text{ m}$),
- Optik mit Interferenzfilter,
- Detektoren (Photomultiplier),
- Meßwerterfassungssystem (siehe Kap. 3.1)

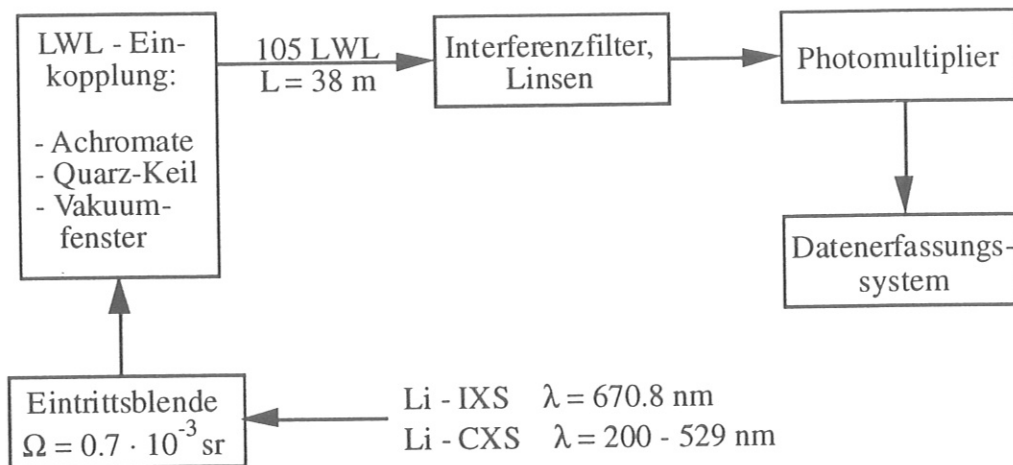


Abb. 22: Prinzipieller Aufbau des Nachweissystems der Li - Diagnostik am Experiment AUG.

Optik zur Einkopplung der Li_{2p} - Strahlung in das Lichtwellenleiterarray

Diese Optik hat die Aufgabe, die durch die Wechselwirkung zwischen Li - Neutralteilchenstrahl und Plasmateilchen erzeugte Linienstrahlung im Bereich von 700 nm bis 330 nm (Li - IXS bzw. Li - CXS) auf ein Lichtwellenleiterarray möglichst fehlerfrei abzubilden. Nachweis von Linienstrahlung im Bereich $\lambda < 330$ nm ist zur Zeit aufgrund der Intensitätsverluste in den relativ langen Lichtwellenleitern nicht möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am Experiment AUG die Durchführung von Li - IXS zur Bestimmung der Elektronendichteprofile angestrebt. Das im weiteren beschriebene optische System wurde daher speziell für die Beobachtung der Li_{2p} - Strahlung ($\lambda = 670.8$ nm) optimiert. Es besteht aus (vergl. Abb. 23):

- Vakuumfenster
- Quarz - Keil
- Achromaten

Vorerst wurden zwei kommerziell erhältliche Achromaten mit Brennweiten von $f = 1550$ mm bzw. 120 mm gewählt. Eine derartige Kombination erlaubt ein beugungsbegrenztes Abbilden des Li_{2p} - Leuchtprofils unter der Voraussetzung, daß sich der abzubildende Gegenstand (hier das Li_{2p} - Leuchtprofil) im Brennpunkt des Achromaten befindet. Da der reale Abstand zwischen Li - Strahlachse und Beobachtungsoptik um ca. 7% kürzer als die Brennweite des entsprechenden Achromaten ist, wurden die Abbildungseigenschaften der beiden Achromaten gemeinsam mit dem Vakuumfenster sowie dem Quarz - Keil (siehe weiter unten) mit dem Programm OPTIC /Nielson 92/ untersucht.

Die Abhängigkeit der Brechkraft (siehe Abb. 24) der verwendeten Materialien (die beiden Achromaten bestehen aus den Glassorten BK7 und SF12 bzw. SK6 und BaSF2) von der Wellenlänge wurde bei der Simulation der Beobachtungsoptik durch die entsprechende Dispersionsrelation (siehe Gl. 21) berücksichtigt.

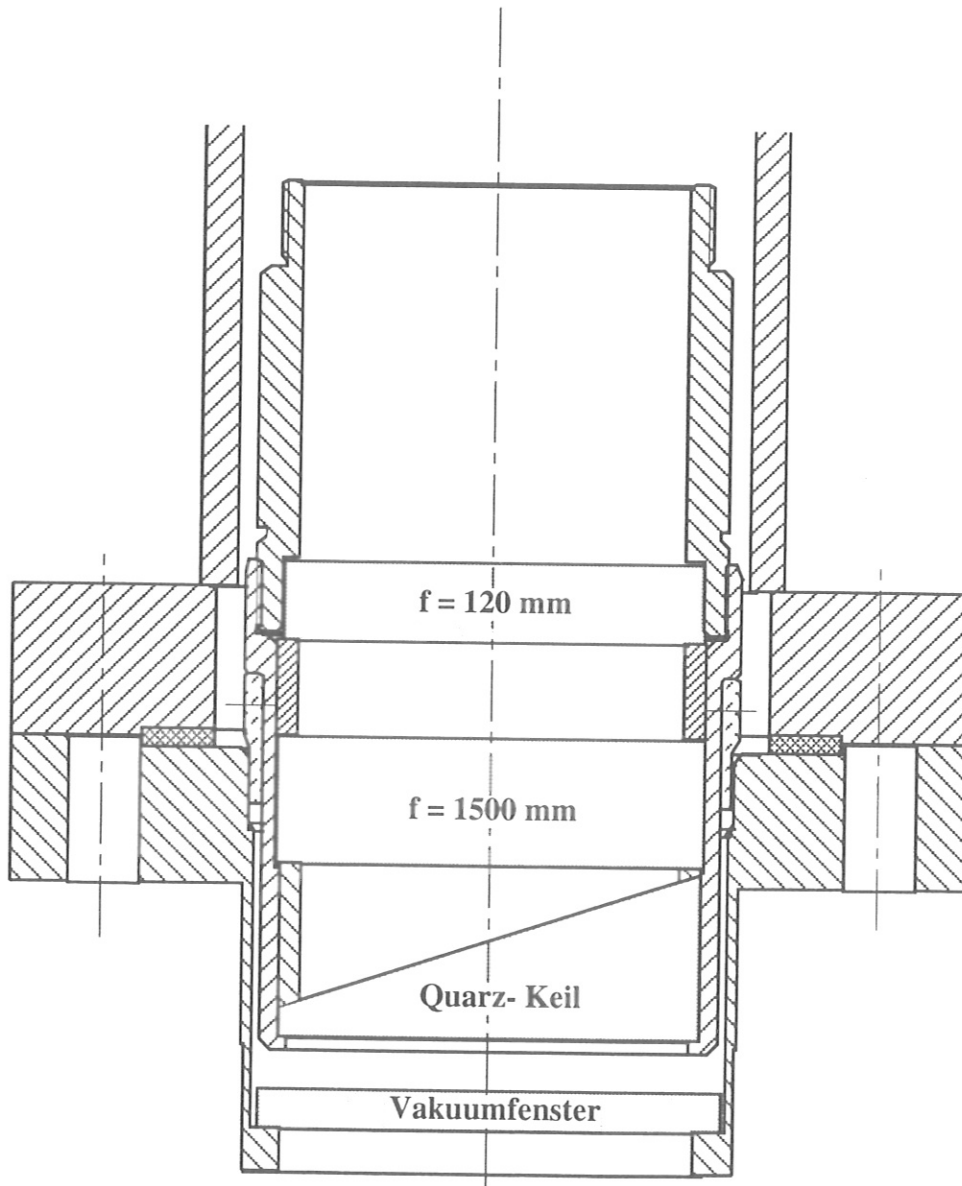


Abb. 23: Aufbau der Beobachtungsoptik (Vakuumfenster, Quarz - Keil und Achromate mit $f = 1500$ bzw. 120 mm im Gefäßstutzen 14Eo).

$$n^2 = A_0 + A_1\lambda^2 + \frac{A_2}{\lambda^2} + \frac{A_3}{\lambda^4} + \frac{A_4}{\lambda^6} + \frac{A_5}{\lambda^8} \quad (\text{Gl. 21})$$

Die Koeffizienten $A_0 - A_5$ wurden durch einen Least Squares - Fit an diskrete Werte der Brechkraft erhalten /Schott 85/. In Abb. 24 sind sowohl diese diskreten Werte als auch die erhaltenen Fitkurven (durchgezogene Linien) für die interessierenden Materialien Quarz, BK7 (Kronglas), SK6, SF12 und BaSF2 dargestellt.

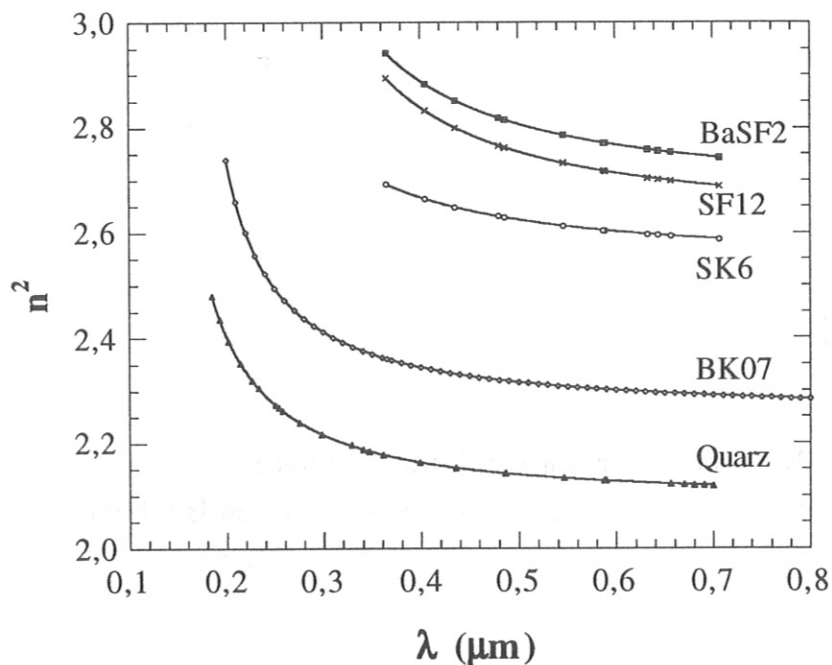


Abb. 24: Verlauf des Brechkraftkoeffizienten n^2 im interessierenden Wellenlängenbereich für Quarz und die Glassorten BK7, SK6, SF12 sowie BaSF2.

Abb. 25 zeigt erneut den Aufbau der optischen Komponenten des Beobachtungssystems sowie die mit dem Programm OPTIC berechneten Strahlengänge.

Abb. 26 zeigt für verschiedene Objektpunkte am Li - Strahl die Lage und den Durchmesser der entsprechenden Bildpunkte am Lichtwellenleiterarray. Dabei wurden für jeden Objektpunkt 400 mit einer willkürlichen Verteilung auf die erste Linse treffende Strahlengänge berechnet. Wie aus Abb. 26 ersichtlich, ist die Bildebene (Lage der kleinstmöglichen Bildpunktdurchmesser) gewölbt. Bildpunkte, die weiter von der optischen Achse entfernt sind, liegen näher an der Hauptebene des Achromaten (kleineres Δf). Um die Durchmesser der Bildpunkte (Abbildungsfehler) bei der realisierten Beobachtungsoptik so klein wie möglich zu halten, wurde ein Kreisbogen an die berechneten relativen Abstände der Bildpunkte vom Brennpunkt der Beobachtungsoptik gefittet ($R = 40.7$ mm, siehe Abb. 25). Die Lichtleiterenden wurden entsprechend diesem Radius positioniert.

Am Experiment AUG durchgeführte Versuche zeigten, daß es aufgrund der erzielten Abbildungsqualität der Beobachtungsoptik zu keinem "Übersprechen" benachbarter Sichtstrahlen kommt, wodurch das Li_{2p} - Leuchtprofil mit der angestrebten radialen Auflösung von 5 mm erfaßt werden kann.

Quarz - Keil

Der Quarz - Keil dient zur notwendigen Ablenkung der optischen Achse aufgrund der unterschiedlichen radialen Positionen von Beobachtungssystem und Li_{2p} - Leuchtprofil. Da zur Auswertung der Meßergebnisse ein Bereich von 15 cm erfaßt werden sollte und die Optik es gestattet, einen Bereich von ca. 19 cm zu beobachten, wurde aufgrund der zu erwartenden Elektronendichten der Keilwinkel so ausgelegt, daß ein Plasmabereich innerhalb der Separatrix von ca. 7 cm und außerhalb der Separatrix von ca. 12 cm erfaßt werden kann. Der Schnittpunkt der optischen Achse mit der Li - Strahlachse mußte daher radial um 220 mm zur Achse des Beobachtungsstutzens 14Eo ($R = 1.78$ m) versetzt werden. Berechnungen mit dem Programm OPTIC ergaben einen erforderlichen Keilwinkel von 18.0°

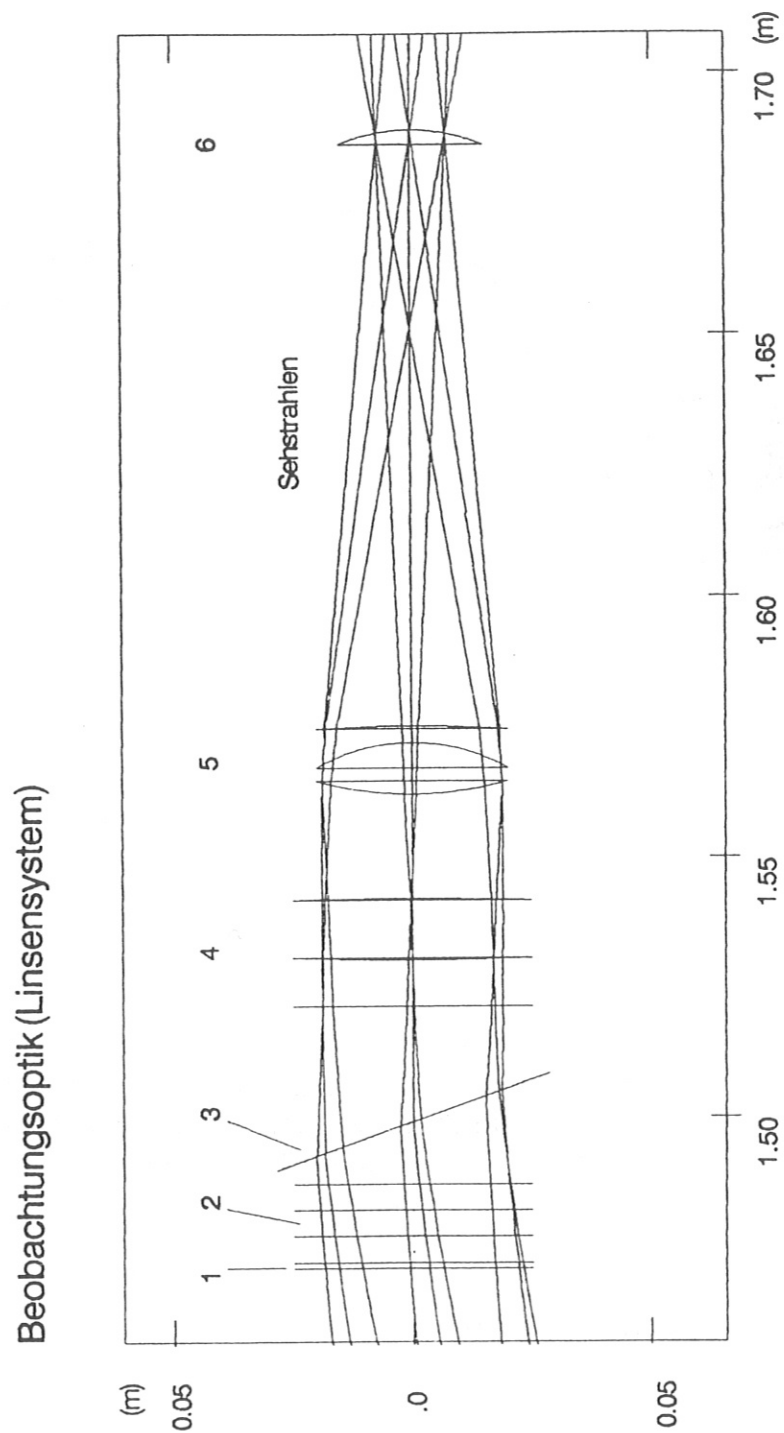


Abb. 25: Mit dem Programm OPTIC berechnete Strahlengänge für $\lambda = 671$ nm der Beobachtungsoptik.
(1) Schutzscheibe, (2) Vakuumfenster, (3) Quarzkeil, (4) Achromat mit $f = 1500$ mm, (5) Achromat mit $f = 120$ mm, (6) Bildebene.

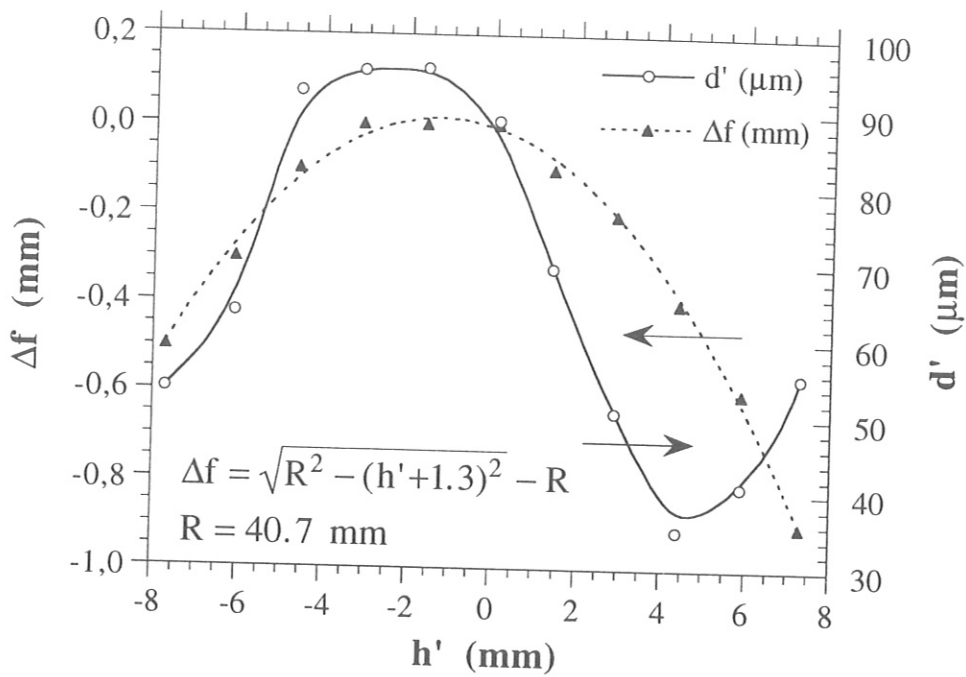


Abb. 26: Mit dem Programm OPTIC berechnete relative Abstände der Bildpunkte vom Brennpunkt der Beobachtungsoptik Δf sowie der Durchmesser der Strahlenbündeln (400 Einzel - Strahlen) d' , jeweils ausgehend von einem Objektpunkt als Funktion der Bildhöhe h' (Abstand von der optischen Achse). Der Radius R der Bildebene wurde durch Anpassen eines Kreises an die berechneten Lagen der Bildpunkte bestimmt (punktierte Linie).

Lichtwellenleiter und Verluste

Die Signalübertragung zwischen der Torushalle und dem eigentlichen Meßplatz im Vorbereitungsraum erfolgt durch 105 Quarz - Lichtwellenleiter (drei pro Sichtstrahl) mit einem Kerndurchmesser von $d_{LWL} = 0.4$ mm und einem Außendurchmesser von $d = 0.645$ mm über eine Länge von ca. 38 m. Bei der dabei auftretenden Abschwächung des Meßsignals handelt es sich um Kopplungsverluste sowie längenabhängige Transmissionsverluste. Beide Verlustarten sowie der Gesamtverlust wurden für drei unterschiedliche Wellenlängen im nahem UV - Bereich experimentell bestimmt und sind in Abb. 27 dargestellt. Die Transmissions- und Gesamtverluste beziehen sich dabei auf eine Länge von $L = 19$ m. Erlaubt man einen Gesamtverlust von bis zu 50 %, ist dieser Lichtwellenleiter - Typ für Wellenlängen von $\lambda > 330$ nm verwendbar. Für die Li_{2p} - Strahlung beträgt der Gesamtverlust somit ca. 10%.

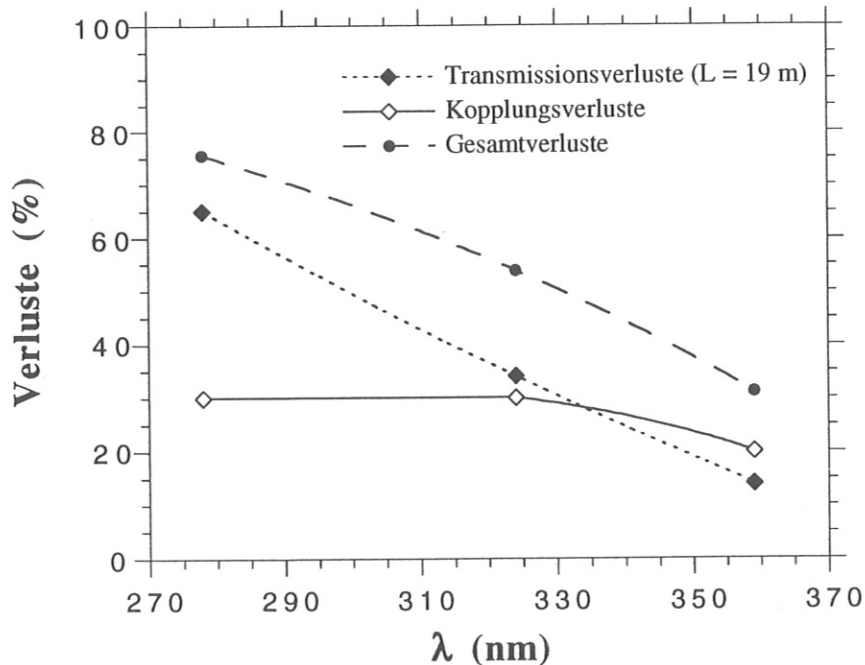


Abb. 27: Transmissions-, Kopplungs- und Gesamtverluste bei einer Lichtwellenleiter - Länge von $L = 19$ m des verwendeten Quarz - Lichtwellenleiters.

Interferenzfilter

Zur Selektion der Li_{2p} - Strahlung werden Interferenzfilter verwendet. Die beobachtete Li_{2p} - Strahlung wird mittels Quarz - Lichtwellenleiter in den Diagnostik - Vorbereitungsraum übertragen. Das Licht jedes Sichtstrahls wird getrennt durch verkippbare Interferenzfilter selektiert und auf die Kathode eines Photomultipliers abgebildet. Abb. 28 zeigt diese Einheit, in der das aus den Quarz - Lichtwellenleitern austretende Licht zuerst durch eine plankonvexe Linse parallelisiert, dann gefiltert und anschließend mit einer plankonvexen Linse fokussiert wird. In diese Detektor - Einheit integriert sind der magnetisch abgeschirmte Photomultiplier (μ - Metallabschirmung) sowie die Versorgungs- und Nachverstärkerelektronik des Multipliers.

Als Interferenzfilter werden 3 - Schicht - Filter mit einer zentralen Wellenlänge von 670.9 nm (Toleranz: ± 0.1 nm) und einer Bandbreite von ca. 0.5 nm verwendet. Wie schon erwähnt, bestimmt die Bandbreite des Interferenzfilters wesentlich das Signal - zu - Untergrundverhältnis, weshalb sie möglichst schmal gewählt wurde. Derzeit kommerziell erhältliche Interferenzfilter haben eine kleinstmögliche Bandbreite von ca. 0.5 nm. Die Transmission im Durchlaßbereich ist für alle 35 Interferenzfilter größer als 40%.

Wegen der Dopplerverschiebung liegt die zu beobachtende Li_{2p} - Strahlung bei einer Injektionsenergie des Li - Strahls von 35 keV im Bereich von 670.8 bis 670.2 nm, abhängig von der radialen Position des Sichtstrahls. Durch das Verkippen der Interferenzfilter kann die zentrale Wellenlänge des Filters jeweils an die effektive Wellenlänge der Li_{2p} - Strahlung des entsprechenden Sichtstrahls angepaßt werden. Die Verschiebung der zentralen Wellenlänge von Interferenzfiltern zu kleineren Werten als Funktion des Winkels α zwischen dem Filter und der einfallenden Strahlung läßt sich näherungsweise nach Gl. 22 berechnen.

$$\Delta\lambda \approx \lambda_0 \cdot \frac{\alpha^2}{8} \quad (\text{Gl. 22})$$

Daraus ergibt sich eine erforderliche Verkippung der Interferenzfilter bis $\alpha_{\max} \approx 5.4^\circ$ für den radial äußersten Sichtstrahl. Die jeweils optimalen Kippwinkel der einzelnen Interferenzfilter wurden durch eine Mikrometerschraube (siehe Abb. 28) gefunden.

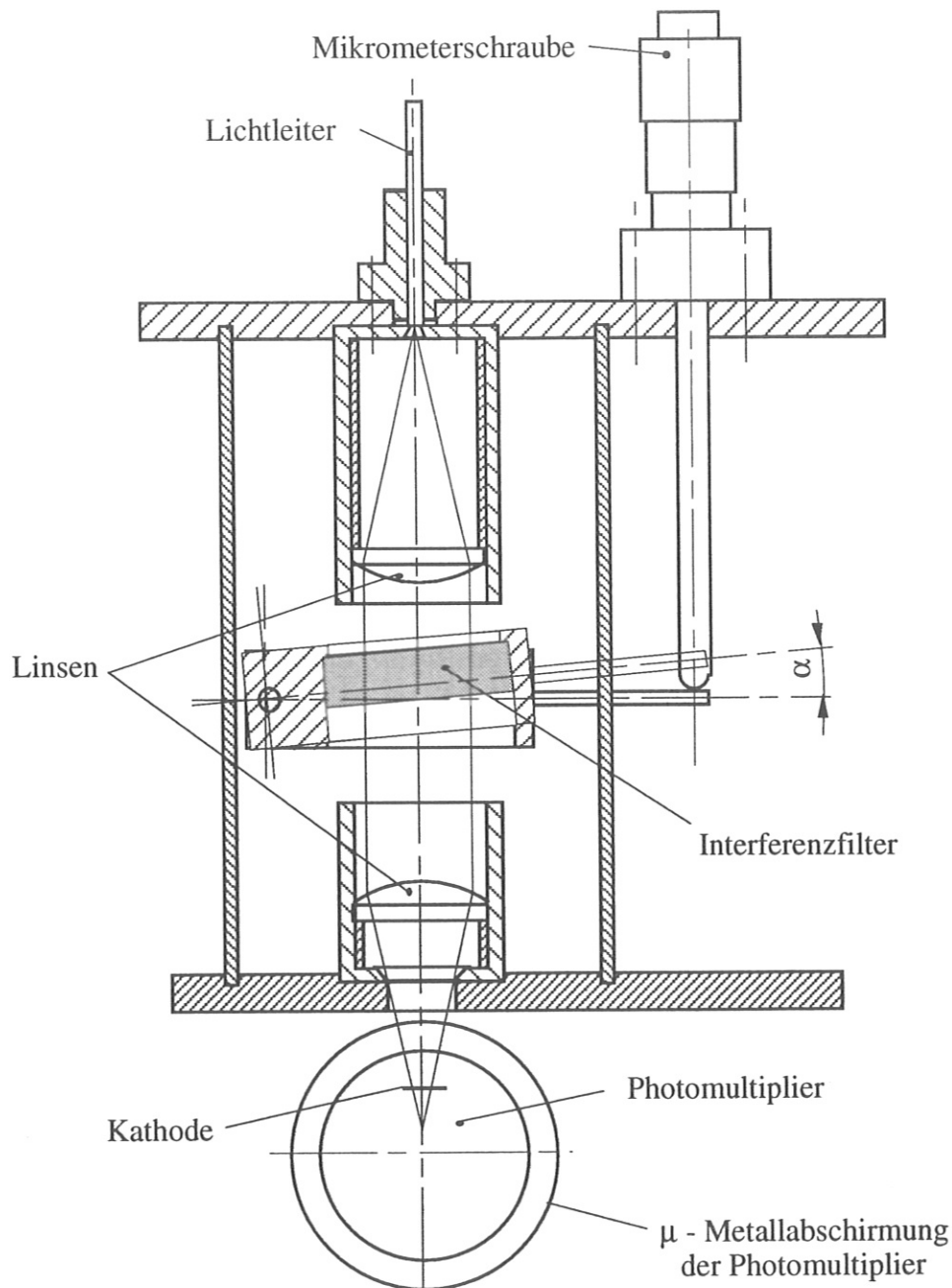


Abb. 28: Verkippbare Halterung der Interferenzfilter zur Wellenlängeneinstellung sowie plankonvexe Linsen zur Abbildung der beobachteten Li_{2p} - Strahlung auf die Kathode des Photomultipliers.

4. Li - Diagnostik am Experiment ASDEX - Upgrade

Nach dem Aufbau der Li - Diagnostik (Li - Injektor und Nachweissystem) am Experiment AUG wurden die radialen Positionen der Sichtstrahlen im Entladungsgefäß vermessen und umfangreiche Tests sowie Justierarbeiten von Beobachtungsoptik und Li - Strahl durch Injektion des Li - Strahls in Argon bzw. Helium bei einem Druck von ca. $6 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt (Geometrie von Li - Strahl, Plasma und Beobachtungsoptik siehe Abb. 8). Die optimalen Kippwinkel der einzelnen Interferenzfilter wurden experimentell in einer Serie von Li - Strahlpulsen ermittelt. Abb. 29 zeigt am Beispiel der Sichtstrahlen Nr. 11 bzw. Nr. 5 (radiale Position $R = 2065.5$ bzw. 2033.2 mm) die Photomultipliersignale als Funktion des Kippwinkels α des Interferenzfilters (links) bzw. als Funktion der Ablenkplattenspannung U_{Ap} (rechts) zur Positionierung des Li - Strahles relativ zur Beobachtungsoptik.

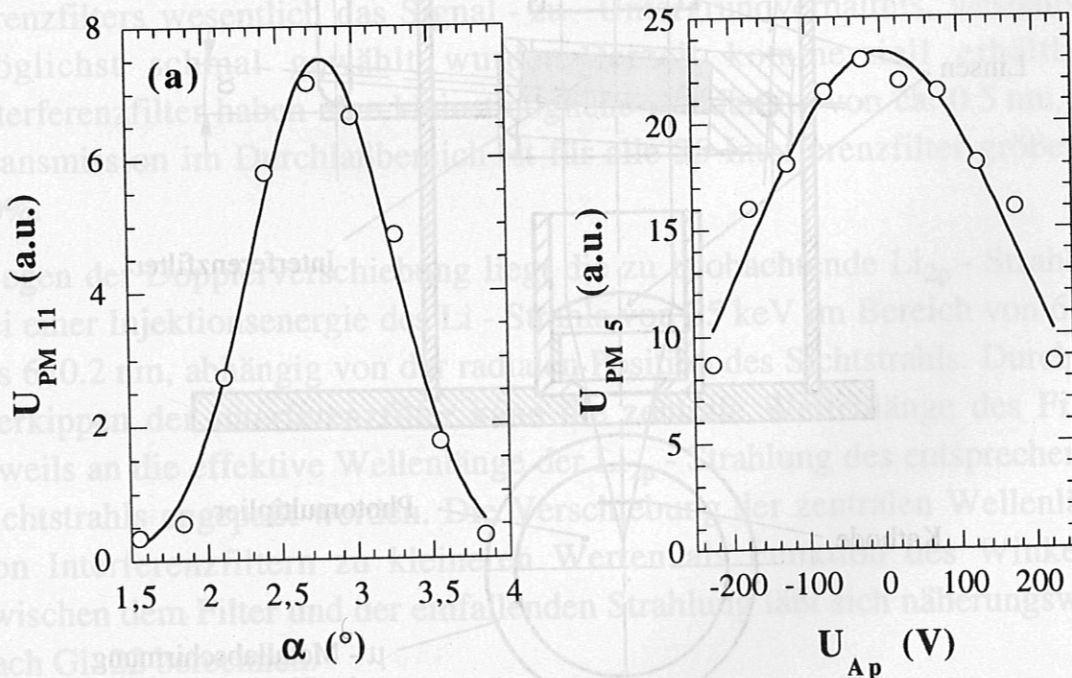


Abb. 29: (a) Photomultipliersignal Nr. 11 als Funktion des Kippwinkels α des Interferenzfilters.
(b) Photomultipliersignal Nr. 5 als Funktion der Ablenkplattenspannung U_{Ap} .

Aus Abb. 29 erkennt man, daß vor allem die Kippwinkel der Interferenzfilter sehr exakt eingestellt werden müssen. Abweichungen von den optimalen Werten der Kippwinkel von ca. 1° führen bereits zu einer Reduzierung des Photomultipliersignals und damit des Signal - zu - Untergrundverhältnisses um einen Faktor 10. Vor allem die kleinen Signalintensitäten beim Eichverfahren der Photomultipliersignale (siehe Kap. 4.1) führen dann zu nicht mehr akzeptierbaren Fehlern in den Eichfaktoren der einzelnen Sichtstrahlen.

Bei den am Experiment AUG durchgeführten Messungen kam es durch temperaturbedingte Driften der zentralen Wellenlängen einzelner Interferenzfilter zu Abweichungen vom jeweils optimalen Kippwinkel. Am stärksten betroffen waren die Sichtstrahlen Nr. 4 und 15. Ein eigens entwickeltes Verfahren gestattet es, derartige Sichtstrahlen automatisch zu erkennen (siehe Kap. 4.1).

Die Abhängigkeit von der Ablenkplattenspannung (Abb. 29b) zeigt, daß die Beobachtungsoptik mit Hilfe von mechanischen Verstellmöglichkeiten exakt auf die Li - Strahlachse justiert wurde. Bei den durchgeführten Messungen konnte daher auf das Anlegen einer Ablenkplattenspannung verzichtet und so eine Vergrößerung des Li - Strahldurchmessers vermieden werden (siehe Abb. 15).

4.1 Bestimmung von Li_{2p} - Leuchtprofilen

Abb. 30 zeigt für die Entladung #4891 stellvertretend für alle 35 Sichtstrahlen den zeitlichen Verlauf des Photomultipliersignals Nr.10 (großer Radius ca. 2040 mm). Bei $t = 3.4$ s werden die Netzgeräte des Li - Injektors eingeschaltet. Der Li - Strahl benötigt ca. 0.5 s, um stabile Werte an Intensität bzw. Strahldurchmesser zu erreichen. Mit dem elektrischen Chopper (siehe Kap. 3.1) wird der Li - Strahl alle 270 ms für ca. 15 ms aus dem Beobachtungsbereich gelenkt. In diesem Zeitintervall wird nur das Plasmaleuchten (Untergrundsignal) erfaßt. Durch zeitliche Mittelung der Photomultipliersignale in diesen Zeitintervallen sowie lineare Interpolation zwischen den Chopperintervallen läßt sich daraus der Beitrag des Plasmaleuchtens zum Gesamtsignal näherungsweise bestimmen (in Abb. 30 strichliert eingezeichnet). Durch Subtraktion des Untergrunds vom Gesamtsignal kann damit der Beitrag der vom Li - Strahl emittierten Li_{2p} - Strahlung für jeden der 35 Sichtstrahlen berechnet werden.

Der Anstieg des Photomultipliersignals bei $t \approx 5.6$ s (siehe Abb. 30) ist zeitlich korreliert mit dem Absenken der Vertikalfeldspulenströme zur geregelten Beendigung der Plasmaentladung. Das Absenken des Plasmastroms erfolgt um ca. 350 ms früher. Das Ansteigen der Photomultipliersignale wird auf die unvollständige Abschirmung des magnetischen Feldes zurückgeführt. Somit dominieren die Vertikalfeldspulenströme das Magnetfeld innerhalb der Abschirmung des Li - Injektors. Weiters zeigt Abb. 30, daß durch eine weiter verbesserte magnetische Abschirmung die Signalintensitäten wesentlich gesteigert werden könnten. Bei $t \approx 6$ s kommt es durch eine Disruption (Plasmastromabriss, verbunden mit einem Verlust des Plasmaeinschlusses /Gruber 93, Pautasso 94/) zu einer ungewollten, abrupten Beendigung der Entladung. Gleichzeitig werden durch die dabei auftretenden elektrischen Störungen die Spannungsversorgung der Extraktionselektrode beeinflußt und der Li - Strahl für ca. 20 ms unterbrochen. Nach weiteren 0.5 s erreicht der Li - Strahl erneut seine ursprüngliche Intensität und Strahlbreite, womit das Li_{2p} - Signal, induziert durch die Wechselwirkung mit dem Neutralgas, beobachtet werden kann. Bei $t = 7$ s werden die Netzgeräte des Li - Injektors abgeschaltet.

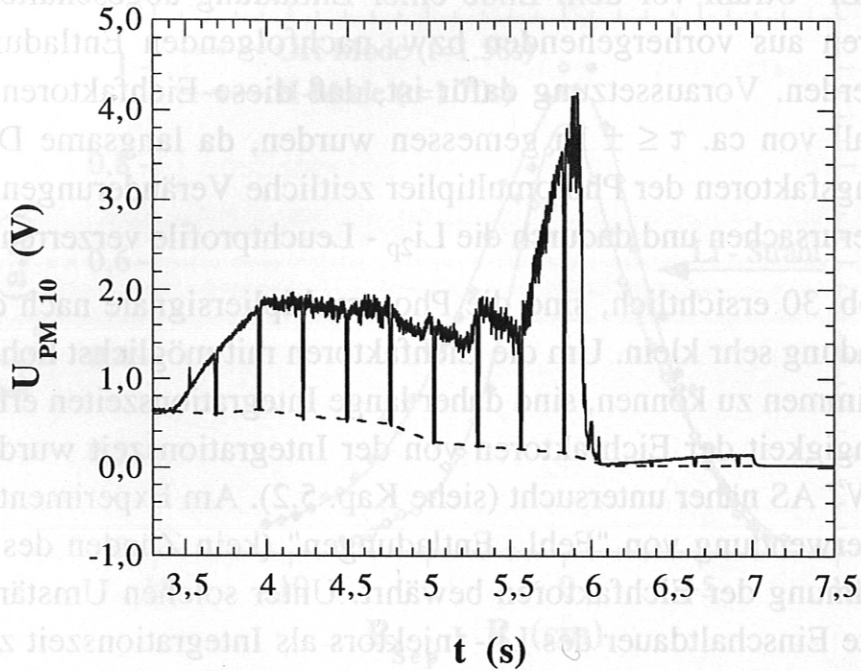


Abb. 30: Zeitlicher Verlauf des Photomultipliersignals $U_{PM\ 10}$ (durchgezogene Linie) sowie mit Hilfe des Choppers berechneter Beitrag des Plasmaleuchtens zum Gesamtsignal (strichlierte Linie) für die Entladung #4891.

Der Neutralgasdruck liegt in diesem Zeitintervall bei ca. $p < 1 \cdot 10^{-4}$ mbar und führt zu keiner meßbaren Abschwächung des Li - Strahls im Beobachtungsbereich ($L \approx 19$ cm). Das bedeutet, daß alle 35 Sichtstrahlen die gleiche Li_{2p} - Strahlungsintensität erfassen sollten. Aus den Verhältnissen der Photomultipliersignale in diesem Zeitintervall lassen sich daher die Eichfaktoren k_i bestimmen (siehe Gl. 23), womit das Li_{2p} - Leuchtprofil aus allen 35 Photomultipliersignalen zusammengesetzt werden kann.

$$k_i = \frac{1}{\int_{t_1}^{t_2} U_{PM(i)}(t) \cdot dt} \quad (Gl. 23)$$

$U_{PM(i)}$ Photomultipliersignal des i-ten Sichtstrahls

Wird der Li - Strahl vor dem Ende einer Entladung abgeschaltet, müssen Eichfaktoren aus vorhergehenden bzw. nachfolgenden Entladungen verwendet werden. Voraussetzung dafür ist, daß diese Eichfaktoren in einem Zeitintervall von ca. $\tau \leq \pm 1h$ gemessen wurden, da langsame Driften der Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier zeitliche Veränderungen der Eichfaktoren verursachen und dadurch die Li_{2p} - Leuchtprofile verzerren können.

Wie in Abb. 30 ersichtlich, sind die Photomultipliersignale nach dem Ende einer Entladung sehr klein. Um die Eichfaktoren mit möglichst hoher Genauigkeit bestimmen zu können, sind daher lange Integrationszeiten erforderlich. Die Abhängigkeit der Eichfaktoren von der Integrationszeit wurde am Experiment W7 AS näher untersucht (siehe Kap. 5.2). Am Experiment AUG hat sich die Verwendung von "Fehl - Entladungen" (kein Zünden des Plasmas) zur Bestimmung der Eichfaktoren bewährt. Unter solchen Umständen steht die gesamte Einschaltdauer des Li - Injektors als Integrationszeit zur Verfügung, da sich nur Neutralgas im Torus befindet. Die Eichfaktoren lassen sich dann mit einer höheren Genauigkeit bestimmen.

Abb. 31 zeigt für die Entladung #4878 die zu den Zeitpunkten $t = 1.58$ bzw. 1.70 s bestimmten Li_{2p} - Leuchtprofile (unterschiedliche Plasmamoden, siehe weiter unten) als Funktion des Abstands von der Separatrix (Meßpunkte). Die Meßwerte wurden für beide Zeitpunkte auf Eins normiert, da zur Rekonstruktion der Elektronendichte aus Li_{2p} - Leuchtprofilen eine relative Messung ausreichend ist.

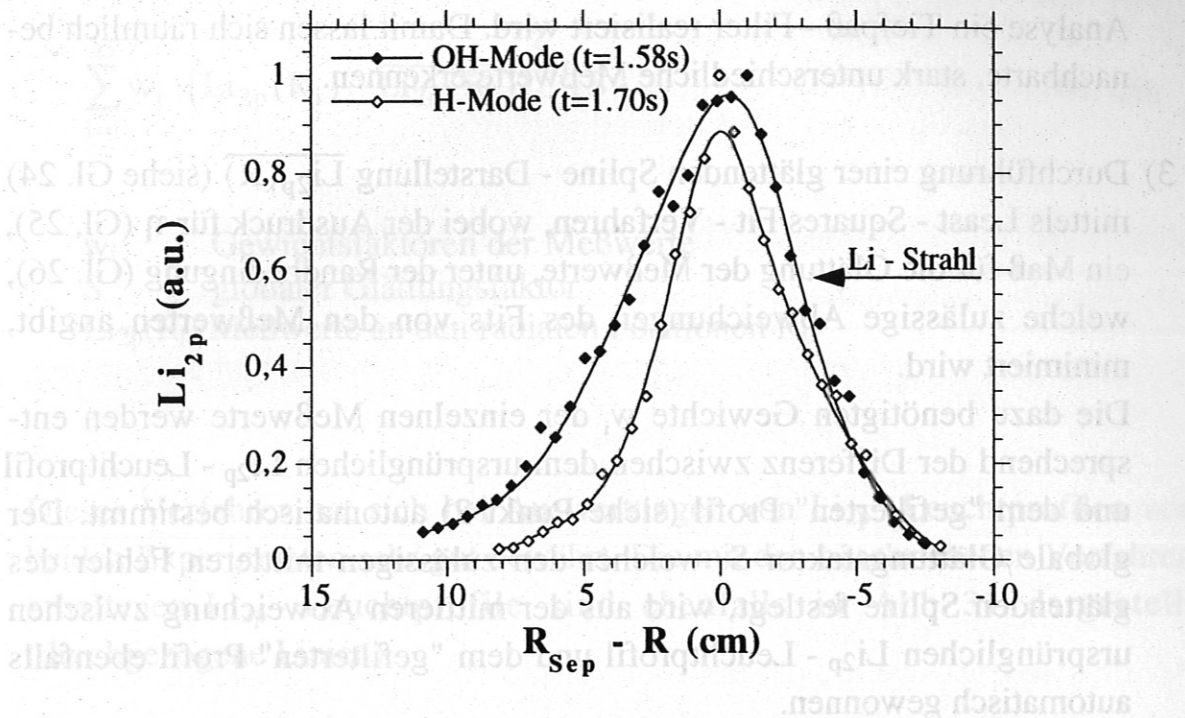


Abb. 31: Gemessene sowie geglättete Li_{2p} - Leuchtprofile als Funktion des Abstands von der Separatrix für unterschiedliche Plasmamoden (Entladung #4878, $t = 1.58$ bzw. 1.70 s).

Wie schon im Kapitel 2.1 erwähnt, müssen zur Rekonstruktion von Elektrodendichteprofilen die gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofile, dargestellt durch eine endliche Anzahl von Meßwerten, geeignet interpoliert und geglättet werden. Um relevante geglättete Li_{2p} - Leuchtprofile zu erhalten, wird folgende Vorgehensweise gewählt:

- 1) Bestimmung der Sichtstrahlen mit sehr kleinen Photomultipliersignalen im Eichverfahren. Ursachen für kleine Signalintensitäten dafür sind die Transmission der Interferenzfilter (Kippwinkel), die Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier sowie die ungenügende Nachverstärkung der Photomultipliersignale verbunden mit dem begrenzten dynamischen Bereich des ADC (kleinstmögliche Auflösung 5 mV). Die Eichfaktoren werden für solche Sichtstrahlen sehr groß (siehe Gl. 23). An diesen radialen Positionen wird daher statt des sehr unsicheren Meßwerts das arithmetische Mittel der benachbarten Werte verwendet.

2) Das gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofil wird geglättet, wobei mittels Fourier - Analyse ein Tiefpaß - Filter realisiert wird. Damit lassen sich räumlich benachbarte, stark unterschiedliche Meßwerte erkennen.

3) Durchführung einer glättenden Spline - Darstellung $\overline{Li_{2p}}(R)$ (siehe Gl. 24) mittels Least - Squares Fit - Verfahren, wobei der Ausdruck für η (Gl. 25), ein Maß für die Glättung der Meßwerte, unter der Randbedingung (Gl. 26), welche zulässige Abweichungen des Fits von den Meßwerten angibt, minimiert wird.

Die dazu benötigten Gewichte w_i der einzelnen Meßwerte werden entsprechend der Differenz zwischen dem ursprünglichen Li_{2p} - Leuchtprofil und dem "gefilterten" Profil (siehe Punkt 2) automatisch bestimmt. Der globale Glättungsfaktor S , welcher den zulässigen mittleren Fehler des glättenden Spline festlegt, wird aus der mittleren Abweichung zwischen ursprünglichen Li_{2p} - Leuchtprofil und dem "gefilterten" Profil ebenfalls automatisch gewonnen.

$$\overline{Li_{2p}}(R) = \sum_{i=5}^{N-4} c_i \cdot N_i(R) \quad (Gl. 24)$$

$\overline{Li_{2p}}(R)$ geglättetes Li_{2p} - Leuchtprofil

N Anzahl der benötigten Stützstellen der Spline - Darstellung

$N_i(R)$ kubische Spline - Funktionen

c_i berechnete Fitfaktoren

$$\eta = \sum_{i=5}^{N-4} \delta_i^2 \quad (Gl. 25)$$

δ_i Unterschiede in den dritten Ableitungen der zu berechnenden Splines an den Stützpunkten i

$$\sum_{i=1}^{35} w_i \cdot \left(\text{Li}_{2p}(R_i) - \overline{\text{Li}_{2p}(R_i)} \right)^2 \leq S \quad (\text{Gl. 26})$$

- w_i Gewichtungsfaktoren der Meßwerte
- S globaler Glättungsfaktor
- $\text{Li}_{2p}(R_i)$ Meßwerte an den radialen Positionen R_i

Dieses Verfahren hat sich bei Auswertungen von Li_{2p} - Leuchtprofilen von beiden Experimenten sehr gut bewährt. Die mit den beschriebenen Verfahren erhaltenen Li_{2p} - Leuchtprofile sind ebenfalls in Abb. 31 dargestellt (durchgezogene Linien).

4.2 Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen

Die Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen aus geglätteten Li_{2p} -Leuchtprofilen ist bei einer Injektionsenergie des Li-Strahls von 35 keV kaum von den Plasmaverunreinigungen bzw. Z_{eff} abhängig (siehe Kap. 2.3). Bei der Rekonstruktion von Dichteprofilen am Experiment AUG wurden Verunreinigungen daher vernachlässigt, d.h. $Z_{\text{eff}} = 1$ gesetzt. Weiters ist die Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen nur sehr schwach von der Elektronentemperatur abhängig (siehe Kap. 2.4). Für die standardmäßige Rekonstruktion wird deshalb ein sinnvoll angenommenes, exponentiell ansteigendes Elektronentemperaturprofil verwendet: Die Elektronentemperatur an der Separatrix betrug für das angenommene Temperaturprofil ca. 100 eV, die Abfalllänge $\lambda_{T_e} \approx 2.5$ cm

Für präzisere Auswertungen der Elektronendichte sowie für die in Kap. 2.4 beschriebenen Untersuchungen wurde ein Temperaturprofil aus Elektron-Zyklotron-Emissionsmessungen (ECE-Diagnostik /Salmon 92/) und Thomson-Diagnostikdaten /Murmans 92/ zusammengesetzt. Außerhalb der Separatrix wird das mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung bestimmte Temperaturprofil der ECE-Diagnostik verwendet. Diese Diagnostik hat jedoch den Nachteil, daß bei bestimmten Voraussetzungen, abhängig von Elektronendichte, Magnetfeldstärke und Meßfrequenz, eine Reflexion des Meßsignals im Plasma stattfindet ("cutoff", siehe dazu auch Kap. 4.3), womit eine Temperaturmessung in diesem Bereich nicht möglich ist /Hutchinson 87/.

Nach Untersuchung einer großen Zahl von ECE-Messungen an unterschiedlichen Entladungen treten diese Voraussetzungen vorwiegend innerhalb der Separatrix auf, weshalb dort das Temperaturprofil der Thomson-Diagnostik herangezogen wird. Abb. 32 zeigt die Temperaturmeßwerte der Thomson-Diagnostik und der ECE-Diagnostik (Symbole) sowie das zusammengesetzte Temperaturprofil für den von der Li-Diagnostik erfaßten radialen Bereich (durchgezogene Linie) als Funktion des Flußflächenradius ρ_{pol} (Definition siehe weiter unten) für die Entladung #4906 zum Zeitpunkt $t = 4.5$ s bei einer Integrationszeit von $\tau = 5$ ms. Die Elektronentemperatur an der Separatrix beträgt für das ermittelte Temperaturprofil ca. 110 eV. Auf-

grund der geringen optische Dicke des Plasmas weit außerhalb der Separatrix sind dort die Temperaturmeßwerte der ECE - Diagnostik mit großen Fehlern behaftet. Das wieder Ansteigen der Elektronentemperatur im äußersten radialen Bereich (siehe Abb. 32) liegt daher innerhalb der Fehlergrenzen der Diagnostik.

Betrachtet man die zeitliche Entwicklung des mit der ECE - Diagnostik gemessenen Temperaturprofils während einer Entladung, so erkennt man, daß in einem Zeitintervall von $\Delta t \approx 500$ ms nach dem Einschalten der Neutralinjektion unglaublich hohe Temperaturwerte außerhalb der Separatrix beobachtet werden. Wodurch diese Temperaturwerte verursacht werden, wird zur Zeit intensiv untersucht. In solchen Fällen wird ebenfalls ein sinnvoll angenommenes, exponentiell ansteigendes Temperaturprofil für die Rekonstruktion der Elektronendichteprofile verwendet.

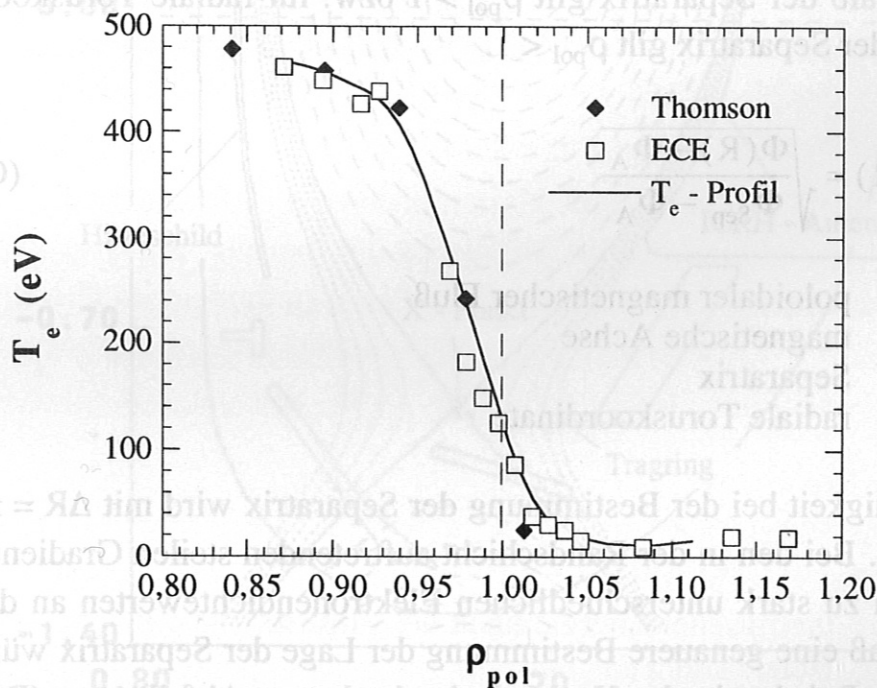


Abb. 32: Elektronentemperaturprofile der Thomson - Diagnostik und ECE - Diagnostik, sowie daraus zusammengesetztes T_e - Profil (durchgezogene Linie) im Beobachtungsbereich der Li - Diagnostik als Funktion des Flußflächenradius ρ_{pol} (Entladung #4906 bei $t = 4.50$ s, Integrationszeit $\tau = 5$ ms).

Die Umrechnung der Temperaturmeßwerte der einzelnen Diagnostiken, gemessen entlang unterschiedlicher Sichtstrahlen, auf die Injektionsachse des Li - Strahls, erfolgt über den poloidalen Flußflächenradius ρ_{pol} unter der Annahme, daß die Plasmaparameter und damit auch die Elektronentemperatur auf magnetischen Flußflächen konstant sind. Zur Bestimmung der Flußflächen (Flächen konstanten magnetischen Flusses) wird zunächst aus gemessenen magnetischen Flüssen bzw. Flußdifferenzen sowie Magnetfeldwerten ein Plasmagleichgewicht identifiziert und daraus die räumliche Verteilung des magnetischen Flusses im Bereich des Plasmas berechnet /McCarthy 92/. Die daraus ermittelte Geometrie der magnetischen Flußflächen ist für eine typische Entladung (Entladungsnummer #4859, $t = 3.0$ s) in Abb. 33 dargestellt. Die Berechnung des poloidalen Flußflächenradius erfolgt gemäß Gl. 27. Für die magnetische Achse ist definitionsgemäß $\rho_{\text{pol}} = 0$, für die Separatrix (letzte geschlossene Flußfläche) ist $\rho_{\text{pol}} = 1$. Für radiale Toruskoordinaten außerhalb der Separatrix gilt $\rho_{\text{pol}} > 1$ bzw. für radiale Toruskoordinaten innerhalb der Separatrix gilt $\rho_{\text{pol}} < 1$.

$$\rho_{\text{pol}}(R) = \sqrt{\frac{\Phi(R) - \Phi_A}{\Phi_{\text{Sep}} - \Phi_A}} \quad (\text{Gl. 27})$$

Φ	poloidaler magnetischer Fluß
A	magnetische Achse
Sep	Separatrix
R	radiale Toruskoordinate

Die Genauigkeit bei der Bestimmung der Separatrix wird mit $\Delta R = \pm 0.5$ cm angegeben. Bei den in der Randschicht auftretenden steilen Gradienten führt das jedoch zu stark unterschiedlichen Elektronendichtewerten an der Separatrix, sodaß eine genauere Bestimmung der Lage der Separatrix wünschenswert wäre. Bei den in der H - Mode beobachteten Abfallängen (Def. siehe Gl. 29) von $\lambda \approx 2$ cm ergibt sich für die Separatrixdichte ein Fehler von bis zu $\pm 30\%$ sowie für die L - Mode ($\lambda \approx 4$ cm) ein Fehler von bis zu $\pm 13\%$ nur aufgrund der Unsicherheit in der radialen Position der Separatrix.

Magnetfeld, Heizleistung, Elektronendichte, usw. zu bestimmen. Elektronendichteprofile in stationären Plasmoden

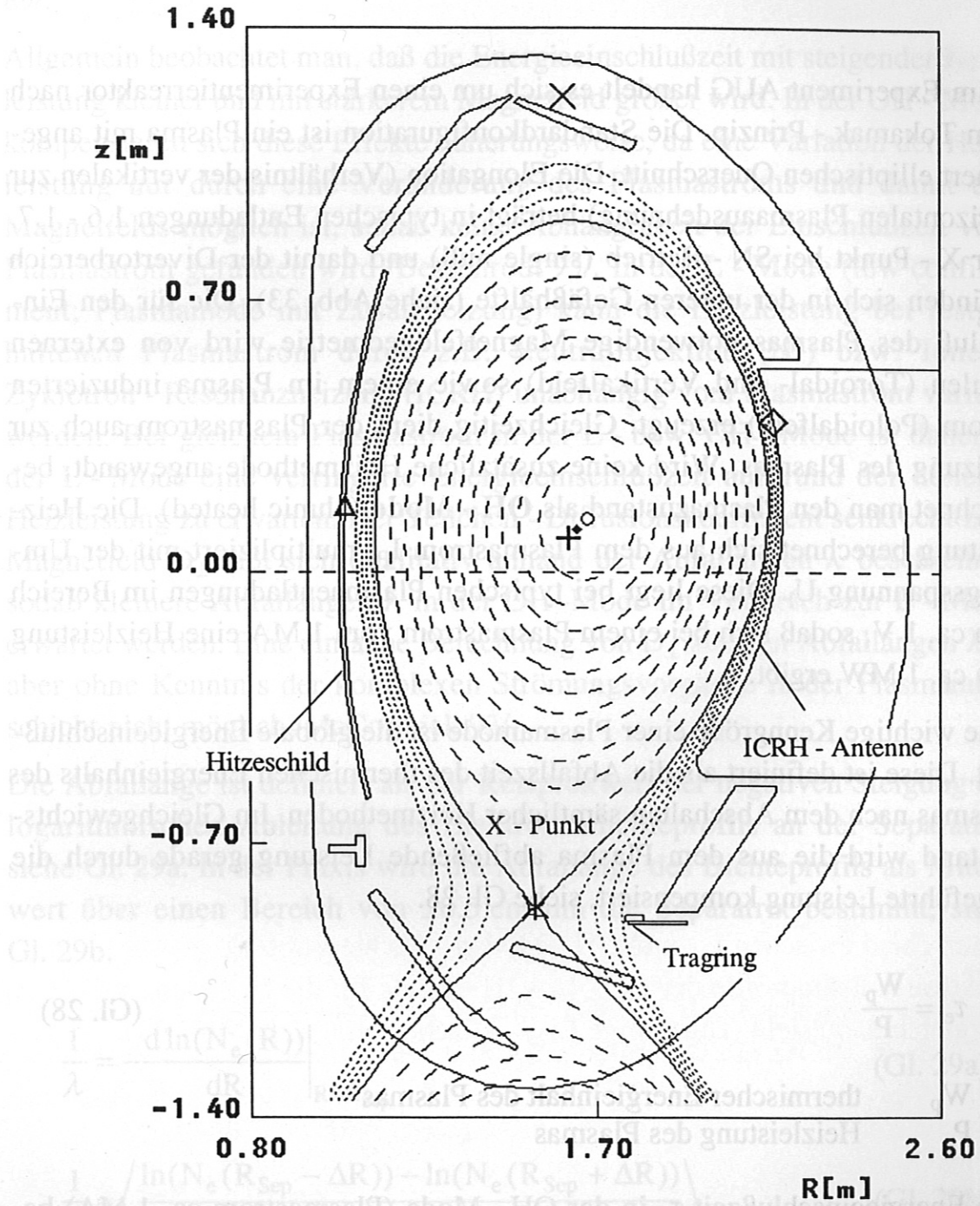


Abb. 33: Geometrie der magnetischen Flußflächen (Entladung #4859, $t = 3.0$ s).

Elektronendichteprofile in stationären Plasmamoden

Beim Experiment AUG handelt es sich um einen Experimentierreaktor nach dem Tokamak - Prinzip. Die Standardkonfiguration ist ein Plasma mit angenähert elliptischen Querschnitt. Die Elongation (Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Plasmaausdehnung) beträgt in typischen Entladungen 1.6 - 1.7. Der X - Punkt bei SN - Betrieb (single null) und damit der Divertorbereich befinden sich in der unteren Gefäßhälfte (siehe Abb. 33). Die für den Einschluß des Plasmas notwendige Magnetfeldgeometrie wird von externen Spulen (Toroidal- und Vertikalfeld) sowie einem im Plasma induzierten Strom (Poloidalfeld) erzeugt. Gleichzeitig dient der Plasmastrom auch zur Heizung des Plasmas. Wird keine zusätzliche Heizmethode angewandt, bezeichnet man den Plasmazustand als **OH - Mode** (ohmic heated). Die Heizleistung berechnet sich aus dem Plasmastrom I_p , multipliziert mit der Umfangsspannung U_1 . Diese liegt bei typischen Plasmaentladungen im Bereich von ca. 1 V, sodaß sich bei einem Plasmastrom vom 1 MA eine Heizleistung von ca. 1 MW ergibt.

Eine wichtige Kenngröße einer Plasmamode ist die globale Energieeinschlußzeit. Diese ist definiert als die Abfallszeit des thermischen Energieinhalts des Plasmas nach dem Abschalten sämtlicher Heizmethoden. Im Gleichgewichtszustand wird die aus dem Plasma abfließende Leistung gerade durch die zugeführte Leistung kompensiert, siehe Gl. 28.

$$\tau_e = \frac{W_p}{P} \quad (Gl. 28)$$

W_p thermischer Energieinhalt des Plasmas
 P Heizleistung des Plasmas

Die Energieeinschlußzeit τ_e in der OH - Mode (Plasmastrom ca. 1 MA) beträgt z.B. für die Entladung #4878 ca. 100 ms.

Da die Energieeinschlußzeit einer theoretischen Berechnung noch nicht zugänglich ist, hat man versucht, durch umfangreiche experimentelle Studien die Abhängigkeiten von den wichtigsten Parametern wie Plasmastrom,

Magnetfeld, Heizleistung, Elektronendichte, usw. zu bestimmen. Als Resultat erhält man Skalierungsformeln für die jeweilige Plasmamode /ASDEX Team 89/.

Allgemein beobachtet man, daß die Energieeinschlußzeit mit steigender Heizleistung kleiner und mit stärkerem Magnetfeld größer wird. In der OH - Mode kompensieren sich diese Effekte näherungsweise, da eine Variation der Heizleistung nur durch eine Veränderung des Plasmastroms und damit des Magnetfelds möglich ist, sodaß keine Abhängigkeit der Einschlußzeit vom Plasmastrom gefunden wird /Bessenrodt 93/. In der **L - Mode** (low confinement; Plasmamode mit Zusatzheizung) kann die Heizleistung bei festgehaltenen Plasmastrom durch z.B. Neutralinjektion (NI) bzw. Ionen - Zyklotron - Resonanzheizung (ICRH) unabhängig vom Plasmastrom variiert werden. Bei gleichem Plasmastrom in der L - bzw. OH - Mode ist daher in der L - Mode eine verringerte Energieeinschlußzeit aufgrund der höheren Heizleistung zu erwarten. Der Teilchen - Diffusionskoeffizient senkrecht zum Magnetfeld D_{\perp} läßt sich qualitativ anhand der Abfallängen λ beschreiben, sodaß kleinere Abfallängen λ in der OH - Mode im Vergleich zur L - Mode erwartet werden. Eine einfache Berechnung von D_{\perp} aus den Abfallängen λ ist aber ohne Kenntnis der komplexen Strömungsvorgänge in der Plasmarandschicht nicht möglich /McCormick 93/.

Die Abfallänge ist definiert als der Reziprokwert der negativen Steigung der logarithmischen Ableitung des Elektronendichteprofiles an der Separatrix, siehe Gl. 29a. In der Praxis wird die Abfallänge des Dichteprofiles als Mittelwert über einen Bereich von ± 0.5 cm um die Separatrix bestimmt, siehe Gl. 29b.

$$\frac{1}{\lambda} = - \left. \frac{d \ln(N_e(R))}{dR} \right|_{R=R_{Sep}} \quad (\text{Gl. 29a})$$

$$\frac{1}{\lambda} \approx \left\langle \frac{\ln(N_e(R_{Sep} - \Delta R)) - \ln(N_e(R_{Sep} + \Delta R))}{2\Delta R} \right\rangle_{\Delta R \leq 0.5 \text{ cm}} \quad (\text{Gl. 29b})$$

λ Abfallänge des Elektronendichteprofiles
 R_{Sep} radiale Position der Separatrix

Wird die Heizleistung des Plasmas über einen bestimmten Schwellwert gesteigert, kommt es zu einem Übergang des Plasmas in die **H - Mode** (high confinement mode) /Wagner 82, Zohm 93/. Beobachtet werden elektrische Felder im Nahbereich der Separatrix ($\rho \leq 1$) die durch die $E \times B$ - Drift der Plasmateilchen zu einer verscherten (vom großen Plasmaradius abhängigen) poloidalen Rotation des Plasmas und damit zu einer Stabilisierung der Fluktuationen von Plasmaparametern (Elektronendichte, Plasmapotential, Elektronentemperatur) führen /Burrell 94, Biglari 90/. Die Fluktuationen haben aber einen wesentlichen Anteil am Energie- bzw. Teilchentransport senkrecht zum Magnetfeld /Endler 94(1)/, sodaß sich in der H - Mode wesentlich steilere Elektronendichteprofile (kleinere Abfallängen) im Bereich der Separatrix ergeben. Die gefundene Abhängigkeit der Energieeinschlußzeiten für H - Moden mit Typ I - ELM's (siehe weiter unten) stimmt mit der an anderen Experimenten gefundenen Skalierung (DIII-D/JET /Schissel 91/) gut überein. Bei 10 MW Heizleistung wird eine Energieeinschlußzeit von ca. 85 ms beobachtet.

Ein direkter Vergleich von Elektronendichteprofilen in der L - bzw. H - Mode ist in der gleichen Entladung schwierig, da in den diagnostisch erfaßten Entladungen der Übergang in die H - Mode typischerweise nach einer halben Energieeinschlußzeit nach dem Einschalten der NI - Heizung (Übergang von der OH - in die L - Mode) erfolgte, sodaß sich kein Gleichgewichtszustand der L - Mode ausbilden konnte. In diesem Zeitintervall beobachtet die Li - Diagnostik keine Vergrößerung der Abfallängen (kein signifikanter Unterschied zwischen L - und OH - Moden - Dichteprofilen). In Abb. 34 sind Elektronendichteprofile der OH - bzw. H - Mode für die Entladung #4878 im Vergleich dargestellt (zugehörige Li_{2p} - Leuchtprofile siehe Abb. 31).

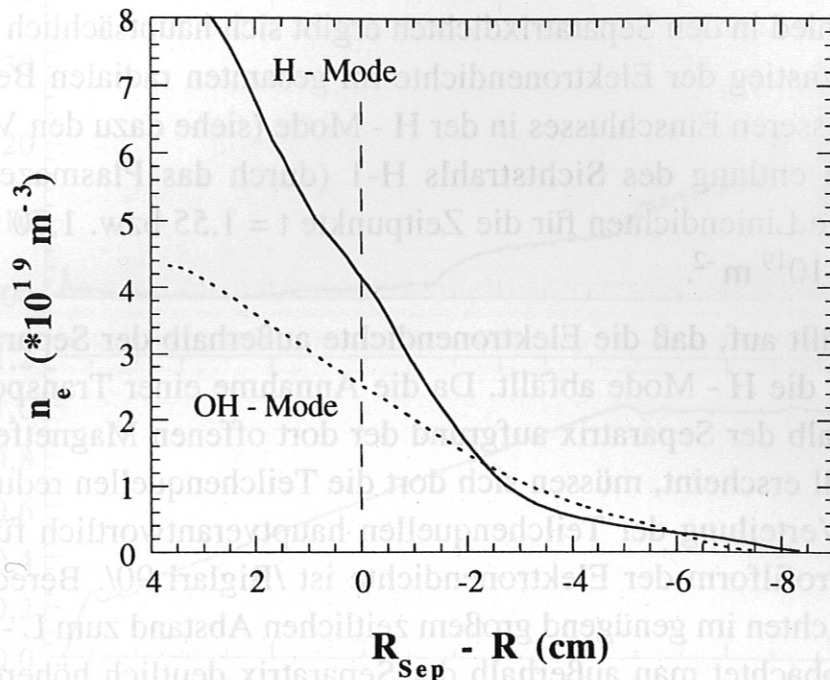


Abb. 34: Elektronendichteprofile für die OH - bzw. H - Mode am Experiment AUG als Funktion des Abstands von der Separatrix (Entladung #4878, $t = 1.55$ bzw. 1.70 s).

Die Abfalllänge und Elektronendichte an der Separatrix betragen für die OH - Mode (Entladung #4878 zum Zeitpunkt $t = 1.50$ s).

$$\lambda = 3.3 \text{ cm}$$

$$n_{e, \text{Sep}} = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

Für die H - Mode ergibt sich ein im Bereich der Separatrix wesentlich steileres Profil, siehe Abb. 34. Die Abfalllänge und die Dichte an der Separatrix betragen hier

$$\lambda = 2.5 \text{ cm}$$

$$n_{e, \text{Sep}} = 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

Der Unterschied in den Abfalllängen der Elektronendichte beträgt in dem hier dargestellten Fall ca. 32%. Betrachtet man mehrere Entladungen, so ergeben sich Unterschiede in den Abfalllängen von bis zu 50%. Die kleinsten beobachteten Abfalllängen bei der H - Mode liegen im Bereich von ca. 2 - 2.2 cm.

Der Unterschied in den Separatrixdichten ergibt sich hauptsächlich durch den generellen Anstieg der Elektronendichte im gesamten radialen Bereich aufgrund des besseren Einschlusses in der H - Mode (siehe dazu den Verlauf der Liniendichte entlang des Sichtstrahls H-1 (durch das Plasmazentrum) in Abb. 34). Die Liniendichten für die Zeitpunkte $t = 1.55$ bzw. 1.70 s betragen 4.4 bzw. $5.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$.

Zusätzlich fällt auf, daß die Elektronendichte außerhalb der Separatrix beim Übergang in die H - Mode abfällt. Da die Annahme einer Transportbarriere auch außerhalb der Separatrix aufgrund der dort offenen Magnetfeldstruktur nicht sinnvoll erscheint, müssen sich dort die Teilchenquellen reduzieren, da die radiale Verteilung der Teilchenquellen hauptverantwortlich für die sich ergebende Profilform der Elektronendichte ist /Biglari 90/. Berechnet man Elektronendichten im genügend großem zeitlichen Abstand zum L - H - Übergang, so beobachtet man außerhalb der Separatrix deutlich höhere Elektronendichte im Vergleich zur OH - Mode. Dort ist allerdings die Messung der Elektronendichten aufgrund der in diesem Zeitintervall auftretenden ELM's (edge localised mode) mit einem größeren Fehler verbunden (erhöhter Untergrund).

Abb. 35 zeigt einige allgemeine Daten der Entladung #4878 wie zeitliche Verläufe von Plasmastrom I_p , Neutralinjektionsleistung P_{NI} , Liniendichte $\int n_e \cdot dl$ entlang des Sichtstrahls H-1 der DCN - Laser - Interferometrie (siehe Abb. 43) sowie relative Intensität der H_α - Emission des Plasmas im Zeitintervall $\Delta t = 0 - 2.0$ s. Man erkennt, daß nach dem Einschalten der ersten zwei Ionenquellen der Neutralinjektion bei $t = 1.6$ s ($P_{NI} \approx 5$ MW) das Plasma nach ca. 30 ms vorerst in eine ELM - freie und bei $t = 1.71$ s in eine stationäre H - Mode mit Typ I - ELM's übergeht /Zohm 92/. Der Übergang in die H - Mode ist am Abfall der Intensität der H_α - Strahlung zu erkennen.

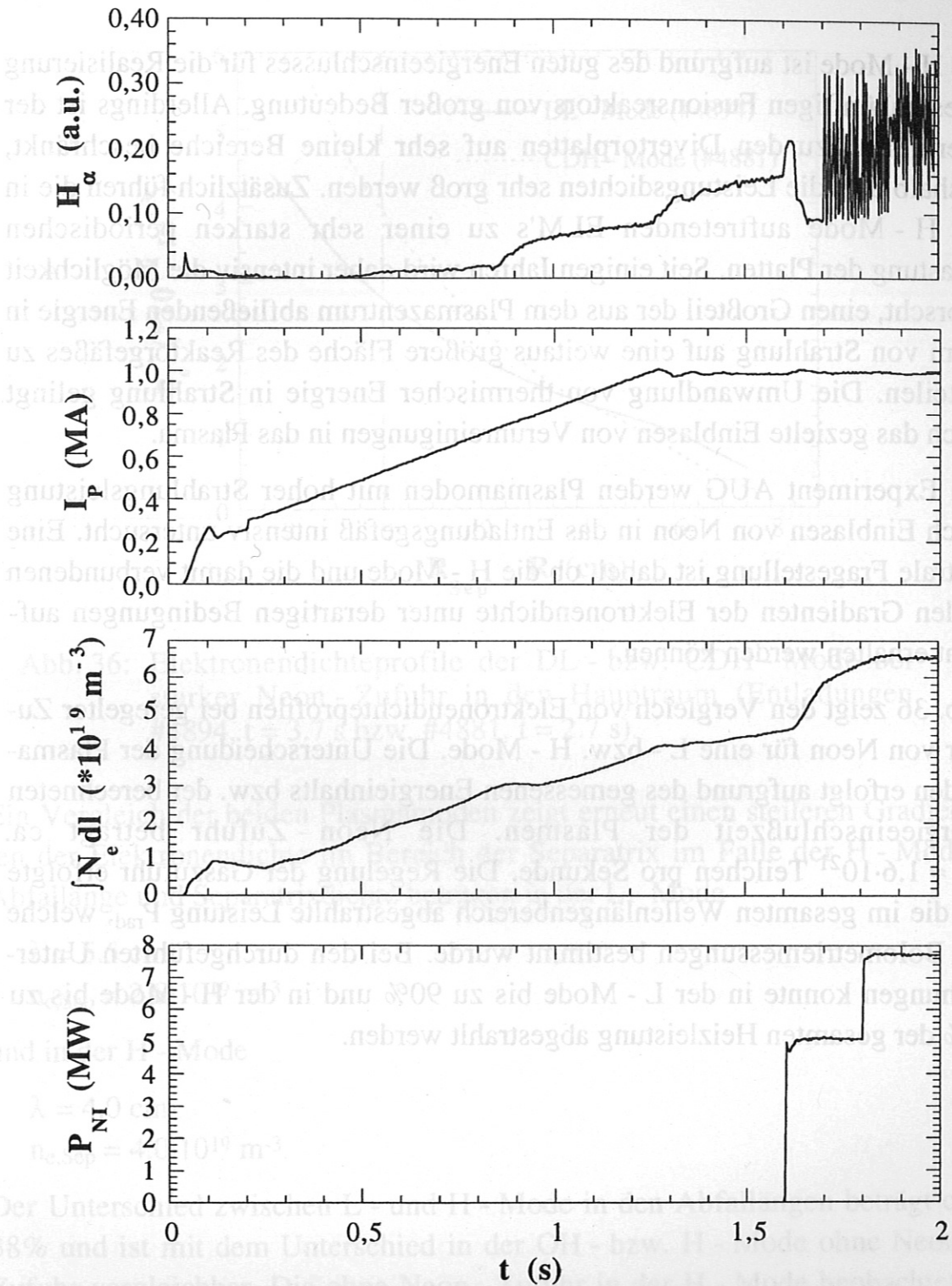


Abb. 35: Relative H_α - Emission im Divertor, Plasmastrom I_p , Liniendichte $\int n_e \cdot dl$ entlang des Sichtstrahls H-1 der DCN - Laser - Interferometrie sowie Neutralinjektionsleistung P_{NI} als Funktion der Zeit (Entladung #4878).

Die H - Mode ist aufgrund des guten Energieeinschlusses für die Realisierung eines zukünftigen Fusionsreaktors von großer Bedeutung. Allerdings ist der Energiefluß zu den Divertorplatten auf sehr kleine Bereiche beschränkt, weshalb dort die Leistungsdichten sehr groß werden. Zusätzlich führen die in der H - Mode auftretenden ELM's zu einer sehr starken periodischen Belastung der Platten. Seit einigen Jahren wird daher intensiv die Möglichkeit erforscht, einen Großteil der aus dem Plasmazentrum abfließenden Energie in Form von Strahlung auf eine weitaus größere Fläche des Reaktorgefäßes zu verteilen. Die Umwandlung von thermischer Energie in Strahlung gelingt durch das gezielte Einblasen von Verunreinigungen in das Plasma.

Am Experiment AUG werden Plasmamoden mit hoher Strahlungsleistung durch Einblasen von Neon in das Entladungsgefäß intensiv untersucht. Eine zentrale Fragestellung ist dabei, ob die H - Mode und die damit verbundenen steilen Gradienten der Elektronendichte unter derartigen Bedingungen aufrecht erhalten werden können.

Abb. 36 zeigt den Vergleich von Elektronendichteprofilen bei geregelter Zufuhr von Neon für eine L - bzw. H - Mode. Die Unterscheidung der Plasmamoden erfolgt aufgrund des gemessenen Energieinhalts bzw. der berechneten Energieeinschlußzeit der Plasmen. Die Neon - Zufuhr beträgt ca. $\Gamma_{\text{Ne}} \approx 1.6 \cdot 10^{21}$ Teilchen pro Sekunde. Die Regelung der Gaszufuhr erfolgte auf die im gesamten Wellenlängenbereich abgestrahlte Leistung P_{rad} , welche aus Bolometriemessungen bestimmt wurde. Bei den durchgeführten Untersuchungen konnte in der L - Mode bis zu 90% und in der H - Mode bis zu 75% der gesamten Heizleistung abgestrahlt werden.

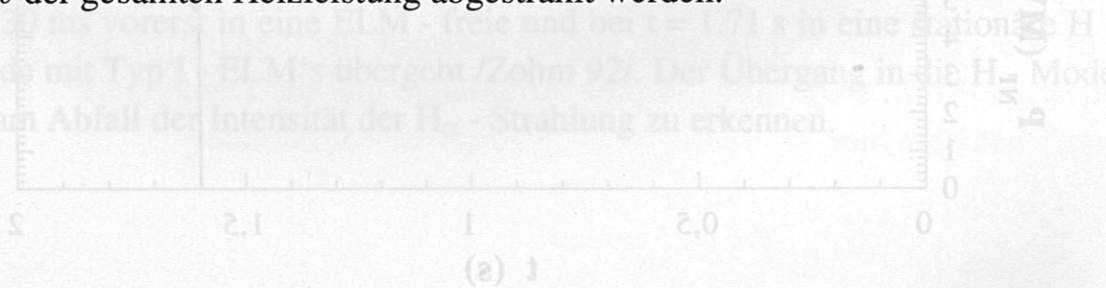


Abb. 36: Relative H_α -Emission im Divertor, Plasmaplastrom I_p (kA) und Elektronendichte n_e (10²⁰ m⁻³) entlang des Sichtstrahls H-I der DCN - Laser - Interferometrie sowie Neutralinjektionsleistung P_{inj} (MW) als Funktion der Zeit (Entladung #4878).

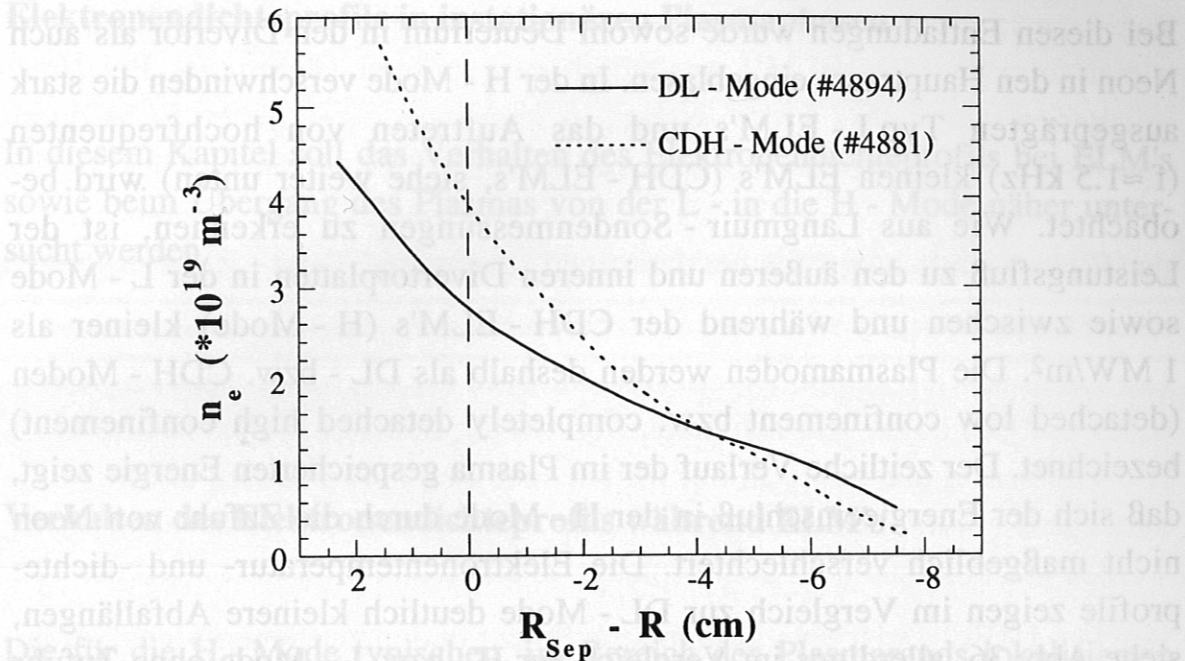


Abb. 36: Elektronendichteprofile der DL - bzw. CDH - Mode bei starker Neon - Zufuhr in den Hauptraum (Entladungen #4894, $t = 3.7$ s bzw. #4881, $t = 2.7$ s).

Ein Vergleich der beiden Plasmamoden zeigt erneut einen steileren Gradienten der Elektronendichte im Bereich der Separatrix im Falle der H - Mode. Abfalllänge und Separatrixdichte betragen in der L - Mode

$$\lambda = 5.5 \text{ cm}$$

$$n_{e,\text{Sep}} = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

und in der H - Mode

$$\lambda = 4.0 \text{ cm}$$

$$n_{e,\text{Sep}} = 4.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}.$$

Der Unterschied zwischen L - und H - Mode in den Abfalllängen beträgt ca. 38% und ist mit dem Unterschied in der OH - bzw. H - Mode ohne Neon - Zufuhr vergleichbar. Die ohne Neon - Zufuhr in der H - Mode beobachtete, im Vergleich zur OH - Mode kleinere Elektronendichte außerhalb der Separatrix wird bei Neon - Zufuhr ebenfalls beobachtet, allerdings wesentlich weiter außerhalb der Separatrix. Weiters sind bei Neon - Zufuhr die Elektronendichten außerhalb der Separatrix für beide Plasmamoden signifikant höher.

Bei diesen Entladungen wurde sowohl Deuterium in den Divertor als auch Neon in den Hauptraum eingeblasen. In der H - Mode verschwinden die stark ausgeprägten Typ I - ELM's und das Auftreten von hochfrequenten ($f \approx 1.5$ kHz) kleinen ELM's (CDH - ELM's, siehe weiter unten) wird beobachtet. Wie aus Langmuir - Sondenmessungen zu erkennen, ist der Leistungsfluß zu den äußeren und inneren Divertorplatten in der L - Mode sowie zwischen und während der CDH - ELM's (H - Mode) kleiner als 1 MW/m^2 . Die Plasmamoden werden deshalb als DL - bzw. CDH - Moden (detached low confinement bzw. completely detached high confinement) bezeichnet. Der zeitliche Verlauf der im Plasma gespeicherten Energie zeigt, daß sich der Energieeinschluß in der H - Mode durch die Zufuhr von Neon nicht maßgeblich verschlechtert. Die Elektronentemperatur- und -dichteprofile zeigen im Vergleich zur DL - Mode deutlich kleinere Abfallängen, siehe Abb. 36, allerdings im Vergleich zur H - bzw. L - Mode ohne Zufuhr von Neon um ca. 60% erhöhte Werte. Berechnet man die Abfallängen in der CDH - Mode ca. 2 cm innerhalb der Separatrix, so ergeben sich durchaus vergleichbare Abfallängen mit jenen der H - Mode ohne Neon - Zufuhr (ca. 10 - 15% größere Werte). Die Bezeichnung dieses Plasmazustands als CDH - Mode erscheint daher gerechtfertigt /Kaufmann 94/.

$$\lambda = 4.0 \text{ cm}$$
$$n_{e,CD} = 4.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

Der Unterschied zwischen L - und H - Mode in den Abfallängen beträgt ca. 38% und ist mit dem Unterschied in der OH - bzw. H - Mode ohne Neon - Zufuhr vergleichbar. Die ohne Neon - Zufuhr in der H - Mode beobachtete im Vergleich zur OH - Mode kleinere Elektronendichte außerhalb der Separatrix wird bei Neon - Zufuhr ebenfalls beobachtet, allerdings wesentlich weiter außerhalb der Separatrix. Weiters sind bei Neon - Zufuhr die Elektronendichten außerhalb der Separatrix für beide Plasmamoden signifikant höher.

Elektronendichtepprofile in instationären Plasmaphasen

In diesem Kapitel soll das Verhalten des Elektronendichteprofils bei ELM's sowie beim Übergang des Plasmas von der L - in die H - Mode näher untersucht werden.

Verhalten des Elektronendichteprofils während ELM's

Die für die H - Mode typischen, im Bereich des Plasmarands lokalisierten Plasmaphänomene (ELM's) ermöglichen durch die dabei auftretenden Verluste von Energie und Teilchen, diesen Plasmazustand stationär aufrecht zu erhalten /Burrell 89/. Drei unterschiedliche Typen von ELM's (Typ I bis Typ III) sind in der Literatur bekannt /Doyle 91/. Zusätzlich werden am Experiment AUG noch die CDH - ELM's beobachtet. Typ I - bzw. Typ III - ELM's unterscheiden sich in der Frequenzabhängigkeit bei Variation der Heizleistung. Die bei moderaten Heizleistungen ($P_H \leq 2$ MW) auftretenden Typ III - ELM's verringern ihre Frequenz bei steigenden Heizleistung. Bei Typ I - ELM's erhöht sich die ELM - Frequenz mit steigender Heizleistung (siehe Gl. 30). Dieser ELM - Typus tritt am Experiment AUG am häufigsten auf.

$$\text{Typ III: } \frac{df_{\text{ELM}}}{dP_H} < 0 \qquad \text{Typ I: } \frac{df_{\text{ELM}}}{dP_H} > 0 \qquad (\text{Gl. 30})$$

Wird die Heizleistung in kleinen Schritten gesteigert (zeitlich versetztes Einschalten der vier zur Verfügung stehenden NI - Quellen) /Vollmer 94/, so beobachtet man nach dem L - H - Übergang zuerst Typ I - ELM's mit sinkender Frequenz, eine kurze ELM - freie Phase und anschließend Typ III - ELM's mit steigender Frequenz.

Die Auswirkungen auf die Plasmarandschicht sind bei Typ I - ELM's im Vergleich zum Typ III - ELM's wesentlich ausgeprägter /Zohm 90/. Bei Heizleistungen von $P_H \approx 7.5$ MW kommt es nach dem eigentlichen ELM durch den hohen Energieverlust des Plasmas (bis zu 15%) zu einem Rückfall des Plasmas in die L - Mode für bis zu 5 ms. Die dramatischen Veränderungen des Elektronendichteprofiles bei derartigen "compound Typ I - ELM's" können mit der Li - Diagnostik sehr gut beobachtet werden.

Der Leistungsfluß zu den Divertorplatten ist in der H - Mode stark unsymmetrisch und auf einen sehr schmalen Bereich der äußeren Platten konzentriert. Die Energieabfalllänge λ_E in der Mittelebene des Torus beträgt einige Millimeter und erhöht sich während der Typ I ELM's auf ca. 1 cm. Gleichzeitig werden auch die inneren Divertorplatten deutlich höher belastet /Lackner 94/.

Bei Typ I - ELM's ist eine ausgeprägte Spitze in den zeitlichen Signalverläufen von dem Leistungsfluß zu den Divertorplatten (gemessen mit Langmuir - Sonden), der H_α - Emission und der CII - Linienstrahlung im Divertor, wie auch den Photomultipliersignalen der äußeren Sichtstrahlen der Li - Diagnostik zu erkennen. Die Elektronendichteprofile kurz vor bzw. während eines "compound Typ I ELM's" sind in Abb. 37 dargestellt (Entladung #4891, $t \approx 4.24$ s). In einem Zeitintervall von $t \approx 2 - 3$ ms strömt dichtes Plasma über die Separatrix nach außen. Das Elektronendichteprofil wird flacher. Die Abfalllänge steigt von $\lambda = 2.3$ cm auf 4.7 cm an. In dem äußersten mit der Li - Diagnostik noch erfaßten radialen Bereich steigt die Elektronendichte um einen Faktor vier an. In Abb. 37 ist zu erkennen, daß die Elektronendichte an der Separatrix annähernd konstant bleibt. Dies ist jedoch keine allgemein beobachtete Eigenschaft der ELM's (siehe Abb. 38) sondern ergibt sich aufgrund der möglichen Fehler in der Separatrixposition von ca. 1 cm.

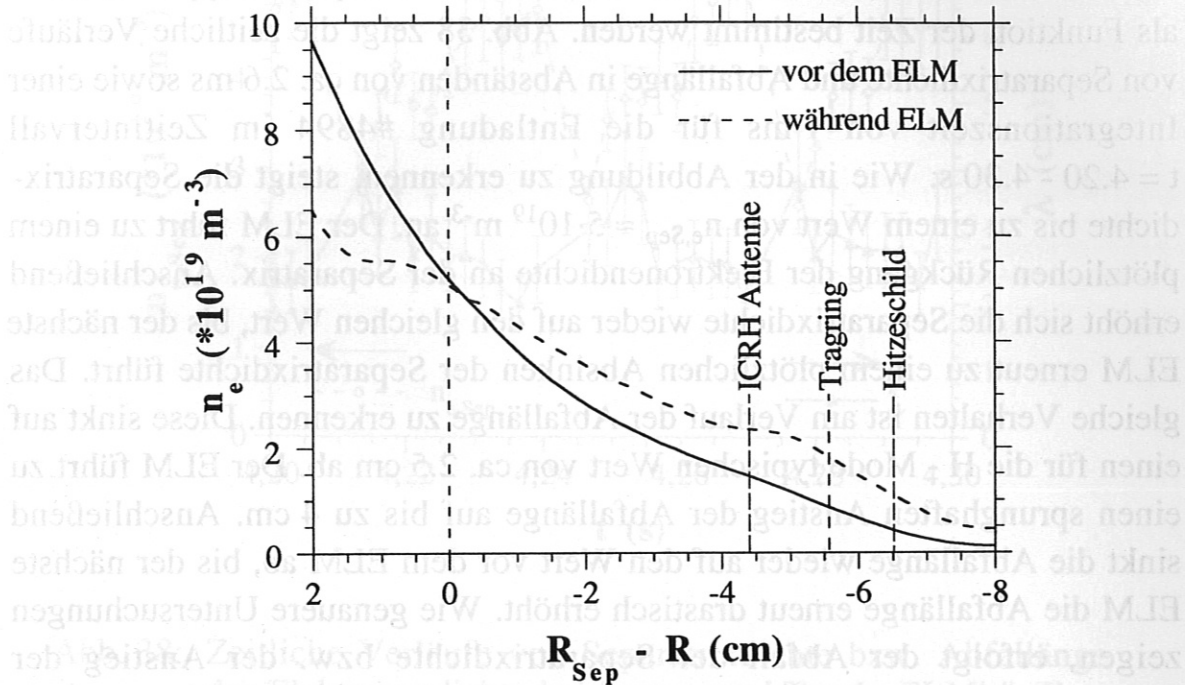


Abb. 37: Unterschiedliche Elektronendichteprofile vor und während eines "compound Typ I - ELM's" als Funktion des Abstands von der Separatrix (Entladung #4891, $t \approx 4.24$ s). Zusätzlich eingezeichnet sind die auf die Li - Strahlachse über Flußflächen transformierte radiale Positionen von ICRH - Antenne, Tragring sowie Hitzeschild (siehe Abb. 33).

Projiziert man die Positionen von ICRH - Antenne, Tragring (im Bereich des Divertors, siehe Abb. 33) sowie Hitzeschild entlang der magnetischen Flußflächen in die Injektionsebene des Li - Strahls, so erkennt man, daß auch außerhalb dieser als Limiter agierenden Kanten vor allem während eines ELM's noch beträchtliche Elektronendichten vorhanden sind, und daher die Plasmaparameter auf Flußflächen außerhalb der Separatrix nur näherungsweise als konstant betrachtet werden können.

Aufgrund der kontinuierlichen Messung des Li_{2p} - Leuchtprofils kann das Verhalten der Plasmarandschicht während eines "compound Typ I - ELM's" als Funktion der Zeit bestimmt werden. Abb. 38 zeigt die zeitliche Verläufe von Separatrixdichte und Abfalllänge in Abständen von ca. 2.6 ms sowie einer Integrationszeit von 1 ms für die Entladung #4894 im Zeitintervall $t = 4.20 - 4.30$ s. Wie in der Abbildung zu erkennen, steigt die Separatrixdichte bis zu einem Wert von $n_{e, Sep} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ an. Der ELM führt zu einem plötzlichen Rückgang der Elektronendichte an der Separatrix. Anschließend erhöht sich die Separatrixdichte wieder auf den gleichen Wert, bis der nächste ELM erneut zu einem plötzlichen Absinken der Separatrixdichte führt. Das gleiche Verhalten ist am Verlauf der Abfalllänge zu erkennen. Diese sinkt auf einen für die H - Mode typischen Wert von ca. 2.5 cm ab. Der ELM führt zu einem sprunghaften Anstieg der Abfalllänge auf bis zu 4 cm. Anschließend sinkt die Abfalllänge wieder auf den Wert vor dem ELM ab, bis der nächste ELM die Abfalllänge erneut drastisch erhöht. Wie genauere Untersuchungen zeigen, erfolgt der Abfall der Separatrixdichte bzw. der Anstieg der Abfalllänge am Beginn eines ELM's schneller als die kleinstmögliche Auflösung der Li - Diagnostik (ca. 200 μ s). Die gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofile stellen zu diesen Zeitpunkten eine Mischung aus zwei Profilen mit deutlich unterschiedlichen Elektronendichteprofilen dar. Derartige Li_{2p} - Leuchtprofile können nicht sinnvoll ausgewertet werden. Die Bestimmung der kleinsten Separatrixdichte bzw. der größten Abfalllänge bei ELM's ist daher nicht möglich. Es wird vermutet, daß die Werte von Separatrixdichte bzw. Abfalllänge noch kleiner bzw. größer sind als die in Abb. 38 gezeigten.

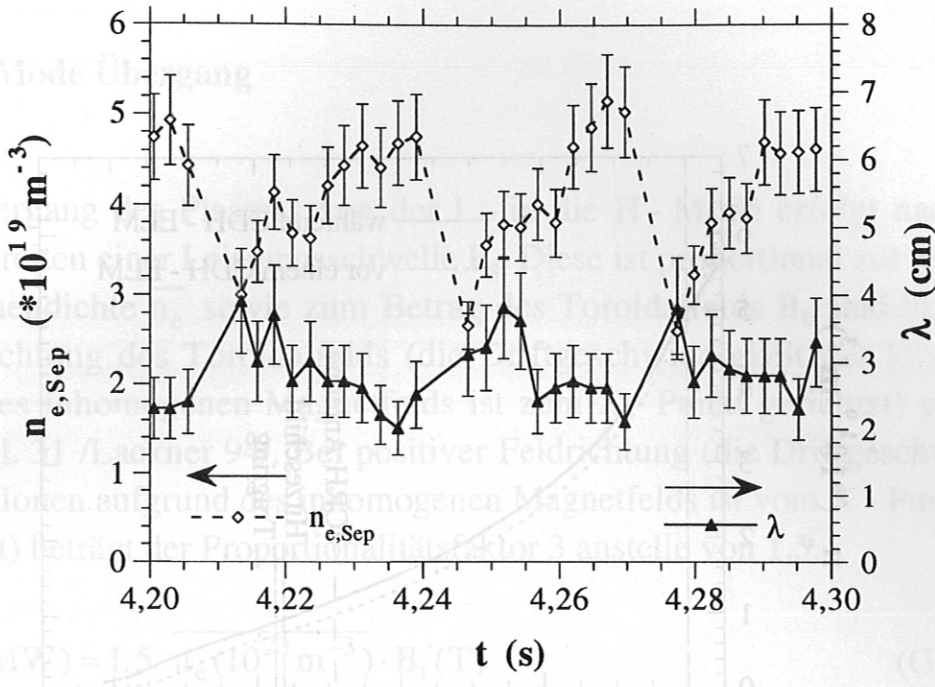


Abb. 38: Zeitliche Verläufe von Separatrixdichte bzw. Abfallänge der Elektronendichte bei "compound Typ I - ELM's" (Entladung #4894, $t = 4.20 - 4.30$ s).

In der CDH - Mode ist der Leistungsfluß zu den Divertorplatten sowohl zwischen wie auch während den ELM's stark reduziert. Die in dieser Plasmamode auftretenden CDH - ELM's haben eine wesentlich kleinere Auswirkung auf die Plasmarandschicht, können aber mit der Li - Diagnostik gerade noch erfaßt werden, liegen aber im Bereich der anzunehmenden Fehler der Diagnostik (siehe Kap. 2.5). Elektronendichteprofile vor bzw. während eines CDH - ELM's sind in Abb. 39 für die Entladung #4881 zum Zeitpunkt $t \approx 3.48$ s dargestellt. Wie in Abb. 39 ersichtlich, erhöht sich während eines CDH - ELM's analog zu den Typ I - ELM's die Plasmadichte außerhalb der Separatrix, allerdings in wesentlich kleinerem Ausmaß. Eine signifikante Abnahme der Elektronendichte innerhalb der Separatrix wird im Gegensatz zu den Typ I - ELM's nicht beobachtet. In allen oben erwähnten Signalverläufen sind CDH - ELM's nur sehr schwach zu erkennen. Sowohl Abfallänge als auch Elektronendichte an der Separatrix ändern sich kaum. Die Dauer der Dichteerhöhung im äußersten Randbereich des Plasmas ist im Vergleich zu den "compound Typ I - ELM's" kürzer und beträgt nur ca. 1 ms.

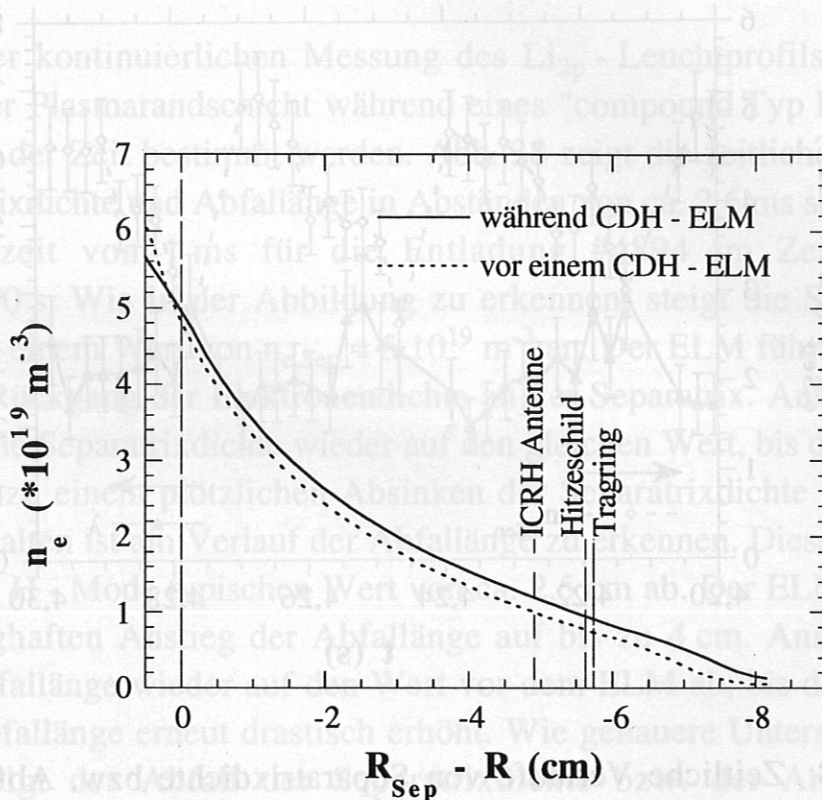


Abb. 39: Unterschiedliche Elektronendichteprofile vor und während eines CDH - ELM's als Funktion des Abstands von der Separatrix (Entladung #4881, $t = 3.48$ s).

L - H - Mode Übergang

Der Übergang des Plasmas von der L - in die H - Mode erfolgt nach dem Überschreiten einer Leistungsschwelle P_s . Diese ist proportional zur mittleren Elektronendichte \bar{n}_e sowie zum Betrag des Toroidalfelds B_t , und bei negativer Richtung des Toroidalfelds (die Driftgeschwindigkeit der Ionen aufgrund des inhomogenen Magnetfelds ist zum X - Punkt gerichtet) gegeben durch Gl. 31 /Lackner 94/. Bei positiver Feldrichtung (die Driftgeschwindigkeit der Ionen aufgrund des inhomogenen Magnetfelds ist vom X - Punkt weg gerichtet) beträgt der Proportionalitätsfaktor 3 anstelle von 1.5.

$$P_s (\text{MW}) \approx 1.5 \cdot \bar{n}_e (10^{20} \text{ m}^{-3}) \cdot B_t (\text{T}) \quad (\text{Gl. 31})$$

Betrachtet man erneut den zeitlichen Verlauf der Elektronendichte an der Separatrix sowie die Abfallängen in Abständen von ca. 2.6 ms bei einer Integrationszeit von 1 ms für die Entladung #4878 im Zeitintervall $t = 1.54 - 1.70$ s, so erkennt man, daß am L - H - Übergang die Abfallänge der Elektronendichte absinkt. Die Änderung erfolgt innerhalb der zeitlichen Auflösung der Li - Diagnostik von ca. 200 μs . Der Übergangszeitpunkt ist mit dem Abfall der H_α - Strahlungsintensität im Divertor korreliert (siehe Abb. 35). Die Separatrixdichte zeigt kein unstetiges Verhalten, beginnt aber in der vorerst ELM - freien Phase nach dem Übergang linear anzusteigen (siehe Abb. 40).

Der Übergang erfolgt mit einer Verzögerung von ca. 30 ms nach dem Einschalten der NI - Heizung ($P_{\text{NI}} \approx 5$ MW) bei $t = 1.60$ s. Die gesamte Heizleistung beträgt ca. 6 MW (≈ 1 MW ohmsche Heizleistung).

Die relativ große Streuung der Abfallängen von ca. 20% läßt sich begründen durch die mittelgroßen Elektronendichten, da dort die Rekonstruktion sehr empfindlich von den gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofilen abhängt (Bereich der Singularität, siehe Kap. 2.2). Das Fehlen der Werte für die Separatrixdichte bzw. die Abfallänge im Zeitintervall von $t = 1.655 - 1.675$ s folgt wegen des Choppens des Li - Strahls, weil dieser zum diesbezüglichen Zeitintervall mit den Ablenkplatten aus dem Beobachtungsbereich gelenkt war.

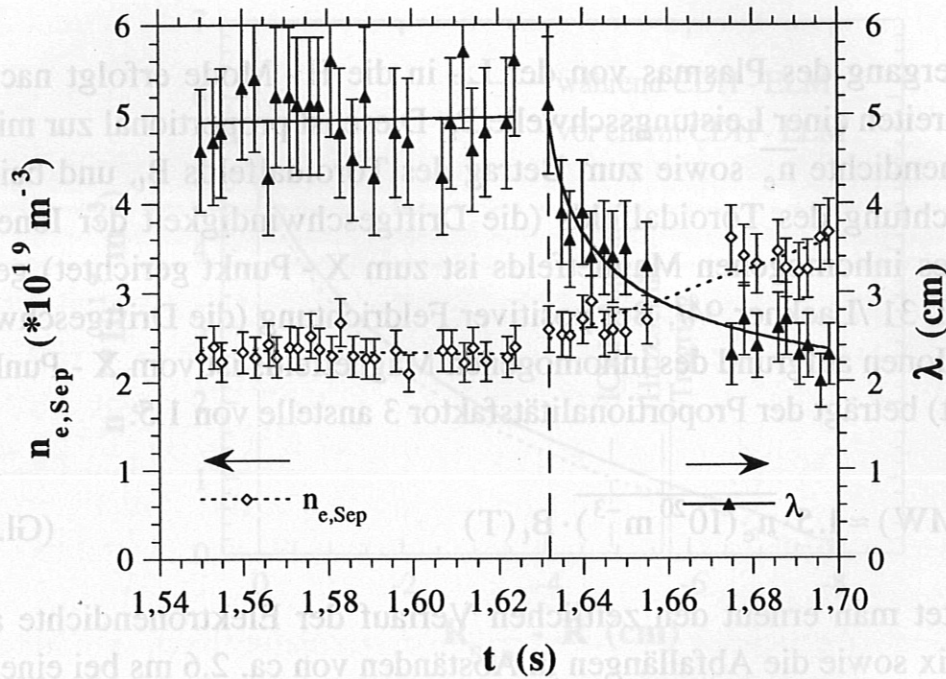


Abb. 40: Zeitliche Verläufe von Separatrixdichte bzw. Abfallänge der Elektronendichte beim L - H - Übergang (Entladung #4878, $t = 1.54 - 1.70$ s). Die senkrechte strichlierte Linie kennzeichnet den Zeitpunkt des Abfalls der H_{α} - Strahlungsintensität im Divertor.

4.3 Vergleich mit Ergebnissen anderen Diagnostiken

Cutoff der ECE - Diagnostik

Das Meßprinzip der ECE - Diagnostik beruht, vereinfacht dargestellt, auf der Proportionalität zwischen Elektronentemperatur und der von den um die magnetischen Feldlinien kreisenden Elektronen emittierten elektromagnetischen Strahlungsintensität $I(\omega)$ /Hutchinson 87/. Voraussetzung dafür ist eine thermische Energieverteilung der Elektronen sowie eine ausreichende optische Dicke ($\tau \gg 1$) des Plasmas im entsprechenden Frequenzbereich. Falls diese Voraussetzungen erfüllt sind, lassen sich das Plasma als schwarzer Strahler beschreiben und die Elektronentemperatur aus dem Rayleigh - Jeans'schen Strahlungsgesetz ermitteln (siehe Gl. 32).

$$T_e = I(\omega) \cdot \frac{8\pi^3 c^2}{\omega^2} \quad (\text{Gl. 32})$$

- $I(\omega)$ gemessene Strahlungsintensität
- c Lichtgeschwindigkeit
- ω Meßfrequenz

Die Frequenz der detektierten Strahlungsintensität ermöglicht bei bekanntem Magnetfeld eine Ortsbestimmung der Emission der Strahlung und damit über die Beobachtung bei unterschiedlichen Frequenzen die Bestimmung eines Elektronentemperaturprofils.

Ist die Frequenz ω der zur Messung herangezogenen Strahlung (2. Harmonische der außerordentlichen Welle, Polarisation senkrecht zum Magnetfeld) gleich bzw. kleiner als die Resonanzfrequenz ω_R (siehe Gl. 33) kann sich diese Welle im Plasma nicht mehr ausbreiten und wird reflektiert ("cutoff").

$$\omega_R = 2 \left[\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} \right] \quad (\text{Gl. 33})$$

ω_c Elektron - Zyklotronfrequenz
 ω_p Plasmafrequenz

Über die Elektron - Zyklotronfrequenz ω_c bzw. Plasmafrequenz ω_p hängt diese Bedingung von der lokalen Elektronendichte bzw. der Magnetfeldstärke ab /Hutchinson 87/. Grundsätzlich kann die Reflexion des Meßsignals an jedem Punkt der Sichtlinie zwischen dem Emissionsort und der Antenne der Diagnostik erfolgen. Da die Magnetfeldstärke und damit die Zyklotronfrequenz ω_c mit steigendem Radius monoton abnehmen (kein Hohlprofil der Elektronendichte), nimmt die kritische Elektronendichte n_e^{krit} (siehe Gl. 34) für eine gegebene Meßfrequenz längs des Ausbreitungspfades der Strahlung zu. Das bedeutet, daß die Elektronendichte den kritischen Wert am Emissionsort der Strahlung erreicht.

$$n_e^{\text{krit}} = 2 \cdot \frac{\epsilon m_e}{e^2} \cdot \omega \quad (\text{Gl. 34})$$

ϵ Dielektrizitätskonstante
 m_e Elektronenmasse
 e Elementarladung

Abb. 41 zeigt ein mit der ECE - Diagnostik gemessenes Temperaturprofil für die Entladung #4896 zum Zeitpunkt $t = 3.7$ s. Im Bereich $\rho_{\text{pol}} \approx 0.98$ ist ein unrealistisches Absinken der Temperatur deutlich zu erkennen. Dieses wird mit dem Vorliegen von "cutoff" - Bedingungen erklärt. Die Elektronendichte muß daher in diesem Bereich einen Wert von $n_e \geq 7.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ erreichen bzw. übersteigen. Die Genauigkeit der Bestimmung des Emissionsorts der detektierten Strahlung ist abhängig von der Genauigkeit der entsprechenden Magnetfeldstärke und liegt in einem Bereich von ca. $\Delta R \approx \pm 1$ cm.

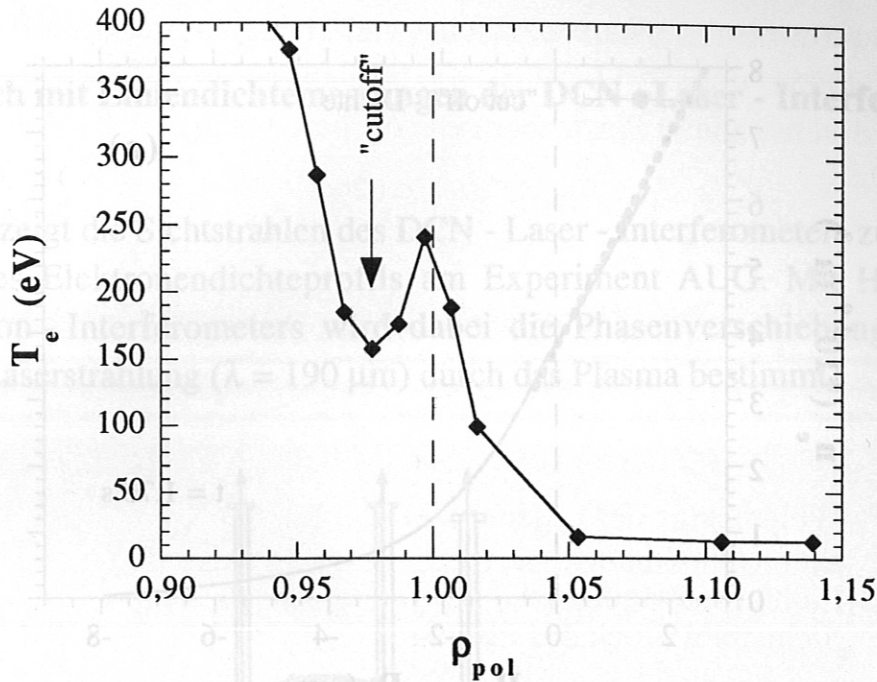


Abb. 41: Elektronentemperaturprofil, gemessen mit der ECE - Diagnostik als Funktion des Flußflächenradius ρ_{pol} (Entladung #4896, $t = 3.7$ s).

Abb. 42 zeigt Vergleiche zwischen Elektronendichteprofilen und den aus der "cutoff" - Bedingung der ECE - Diagnostik berechneten Werten der Elektronendichte für die Entladungen (a) #4877 (negatives Toroidalfeld) sowie (b) #4896 (positives Toroidalfeld). Der Vergleich erfolgt erneut durch Transformation des Reflexionsbereichs der ECE - Diagnostik in die Li - Strahlachse unter Verwendung der Flußflächenkoordinate ρ_{pol} . Die Dichtepprofile der Li - Diagnostik wurden sinngemäß bis in den geforderten radialen Bereich verlängert (dicke strichlierte Linie). Obwohl sich die Entladungen hauptsächlich in der Richtung des Toroidalfeldes unterscheiden, ergeben sich deutlich unterschiedliche Elektronendichten an der Separatrix. Allgemein zeigt sich, daß die Bestimmung der Separatrix bei positivem Magnetfeld mit einem wesentlich größeren Fehler behaftet ist als bei negativen Feld (Standardkonfiguration) /Mertens 94/. Der Vergleich der Ergebnisse von beiden Diagnostiken liefert zumindest innerhalb der Fehler der entsprechenden Meßergebnisse (ca. $\pm 10\%$ für die Elektronendichtepprofile der Li - Diagnostik im Bereich hoher Dichten) Übereinstimmung und zeigt, wie empfindlich derartige Vergleiche auf die berechneten Flußflächen bzw. die radiale Position der Separatrix reagieren.

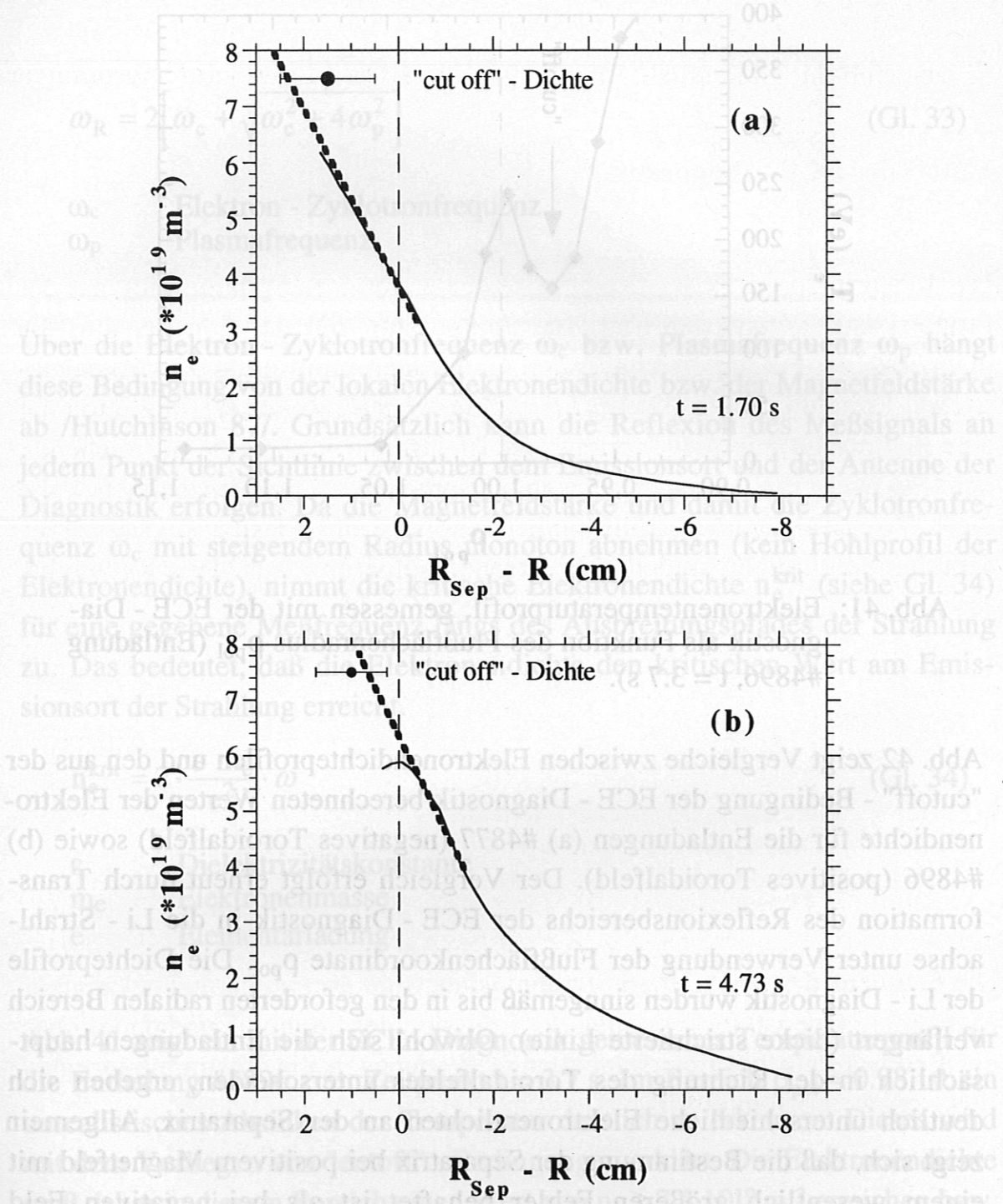


Abb. 42: Vergleich von Elektronendichten gemäß der Li - Diagnostik mit aus der "cutoff" - Bedingung der ECE - Diagnostik bestimmten Werten (Symbole mit Fehlerbalken).

(a) Entladung #4877, $t = 1.70 \text{ s}$,

(b) Entladung #4896, $t = 4.73 \text{ s}$.

Vergleich mit Liniendichtemessungen der DCN - Laser - Interferometrie

Abb. 43 zeigt die Sichtstrahlen des DCN - Laser - Interferometers zur Bestimmung des Elektronendichteprofiles am Experiment AUG. Mit Hilfe eines Michelson - Interferometers wird dabei die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ von DCN - Laserstrahlung ($\lambda = 190 \mu\text{m}$) durch das Plasma bestimmt.

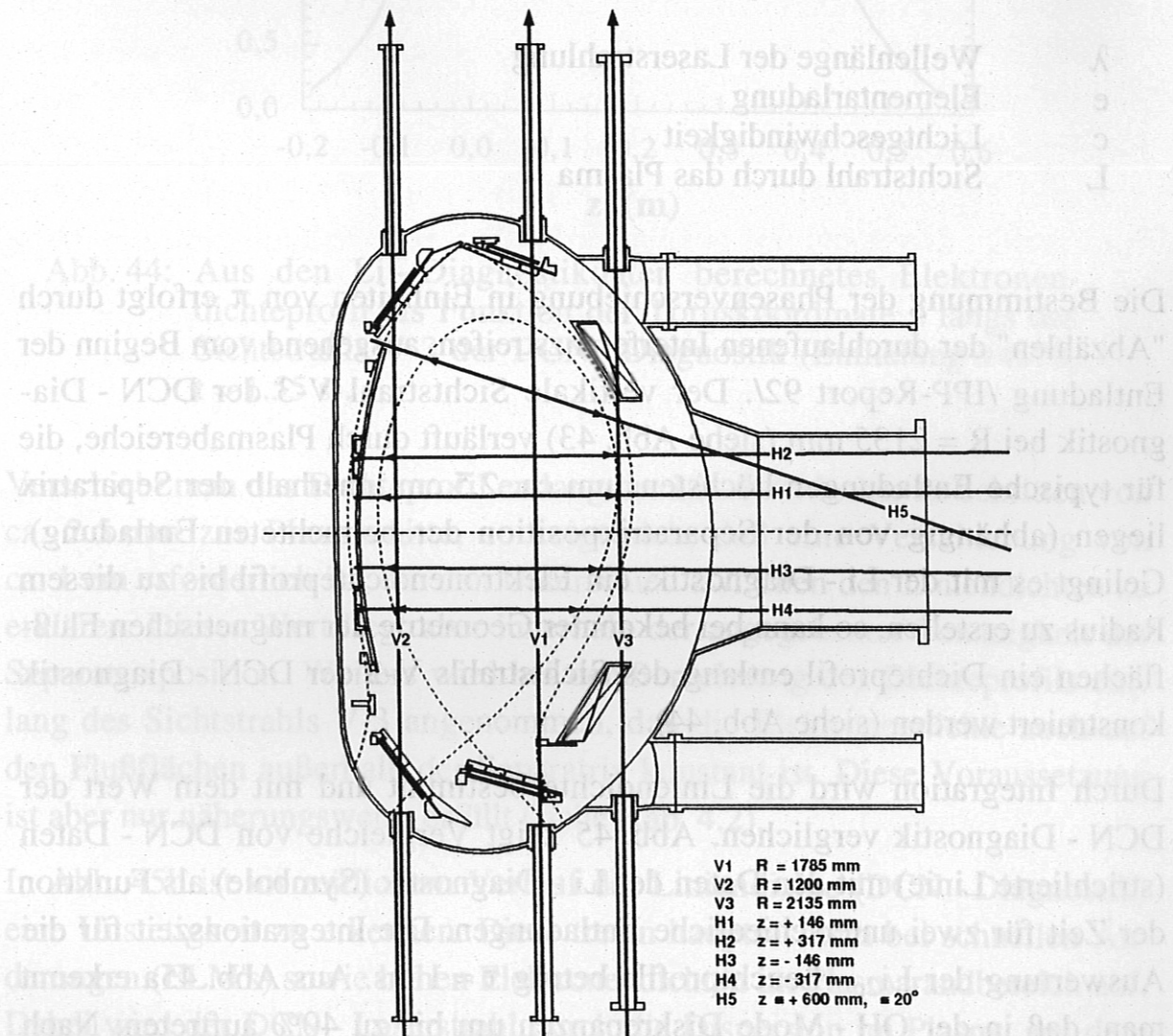


Abb. 43: Sichtstrahlen (H-1 bis H-5 bzw. V-1 bis V-3) der DCN - Laser - Interferometrie zur Bestimmung des Elektronendichteprofiles am Experiment AUG.

Ist die zu bestimmende Elektronendichte viel kleiner als die "cutoff" - Dichte n_c (siehe Gl. 35a) dann ist die Phasenverschiebung proportional zur Liniendichte des durchstrahlten Plasmabereichs (siehe Gl. 35b).

$$n_c = 4\pi m_e \epsilon_0 \left(\frac{c}{\lambda \cdot e} \right)^2 \quad (\text{Gl. 35a})$$

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda \cdot n_c} \int_L n_e \cdot dl = \frac{\pi \overline{n_e(L)}}{\lambda \cdot n_c} \quad (\text{Gl. 35b})$$

λ	Wellenlänge der Laserstrahlung
e	Elementarladung
c	Lichtgeschwindigkeit
L	Sichtstrahl durch das Plasma

Die Bestimmung der Phasenverschiebung in Einheiten von π erfolgt durch "Abzählen" der durchlaufenen Interferenzstreifen, ausgehend vom Beginn der Entladung /IPP-Report 92/. Der vertikale Sichtstrahl V-3 der DCN - Diagnostik bei $R = 2135$ mm (siehe Abb. 43) verläuft durch Plasmabereiche, die für typische Entladungen höchstens um ca. 2.5 cm innerhalb der Separatrix liegen (abhängig von der Separatrixposition der betrachteten Entladung). Gelingt es mit der Li - Diagnostik, ein Elektronendichteprofil bis zu diesem Radius zu erstellen, so kann bei bekannter Geometrie der magnetischen Flußflächen ein Dichteprofil entlang des Sichtstrahls V-3 der DCN - Diagnostik konstruiert werden (siehe Abb. 44).

Durch Integration wird die Liniendichte bestimmt und mit dem Wert der DCN - Diagnostik verglichen. Abb. 45 zeigt Vergleiche von DCN - Daten (strichlierte Linie) mit den Daten der Li - Diagnostik (Symbole) als Funktion der Zeit für zwei unterschiedliche Entladungen. Die Integrationszeit für die Auswertung der Li_{2p} - Leuchtprofile betrug $\tau \approx 1$ ms. Aus Abb. 45a erkennt man, daß in der OH - Mode Diskrepanzen um bis zu 40% auftreten. Nach dem Übergang des Plasmas in die H - Mode ist eine gute Übereinstimmung der beiden Liniendichten zu beobachten. Wie nähere Untersuchungen zeigen, wird aufgrund des steilen Gradienten der Elektronendichte im Bereich der Separatrix die Berechnung der Liniendichte aus den Li - Daten stark von der exakten Position der Separatrix abhängig.

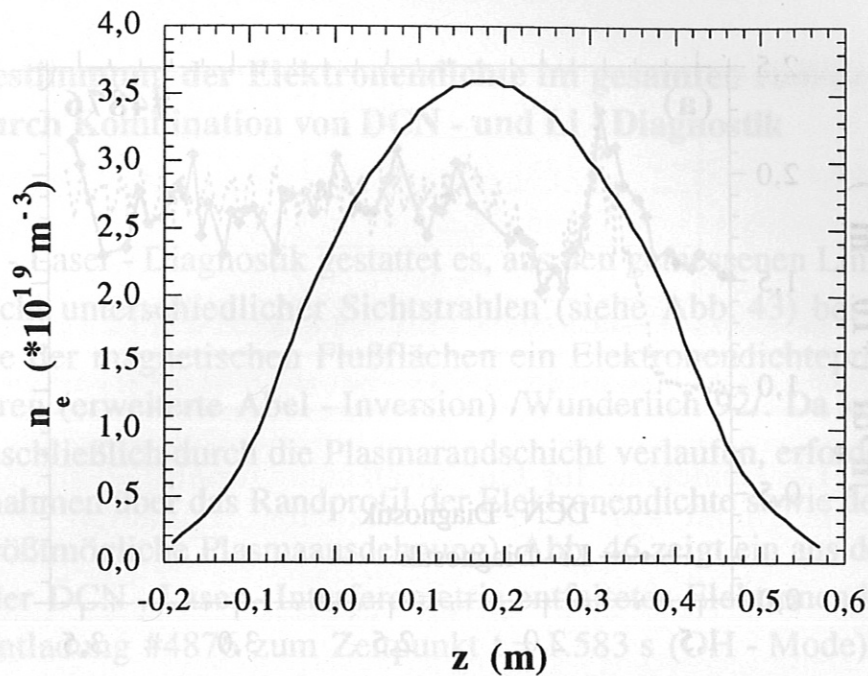


Abb. 44: Aus den Li - Diagnostikdaten berechnetes Elektronendichteprofil als Funktion der Toruskoordinate z längs des Sichtstrahls V-3 der DCN - Diagnostik (Entladung #4878, $t = 1.55$ s).

Verschiebt man das Dichteprofil entlang der Li - Strahlachse in Schritten von ca. 2.5 mm zur Plasmamitte, so zeigt sich, daß eine Verschiebung von ca. 1 cm erforderlich ist, um den Unterschied zwischen den Liniendichten zu erklären. Dieser Wert liegt aber innerhalb der angegebenen Genauigkeit der Separatrixposition. Weiters wird bei der Berechnung des Dichteprofils entlang des Sichtstrahls V-3 angenommen, daß die Elektronendichte auch auf den Flußflächen außerhalb der Separatrix konstant ist. Diese Voraussetzung ist aber nur näherungsweise erfüllt (siehe Kap. 4.2).

In Abb. 45b ist im zeitlichem Verlauf der Liniendichte (DCN - Diagnostik) eine Unstetigkeit zu erkennen. Diese treten hauptsächlich bei schnellen Änderungen (ELM's) sowie hohen Elektronendichten im Plasmarandbereich auf. Dabei wird der DCN - Laserstrahl durch die Dispersion im Plasma aus dem Detektionsbereich des Interferometers gelenkt, wobei die Information über die Phasenverschiebung seit dem Plasmabeginn verloren geht (Zählfehler) sodaß nach einem solchen Ereignis nur mehr relative Phasenverschiebungen beobachtet werden können. Durch den Vergleich mit den Liniendichten der Li - Diagnostik sind derartige Phänomene aber eindeutig identifizierbar.

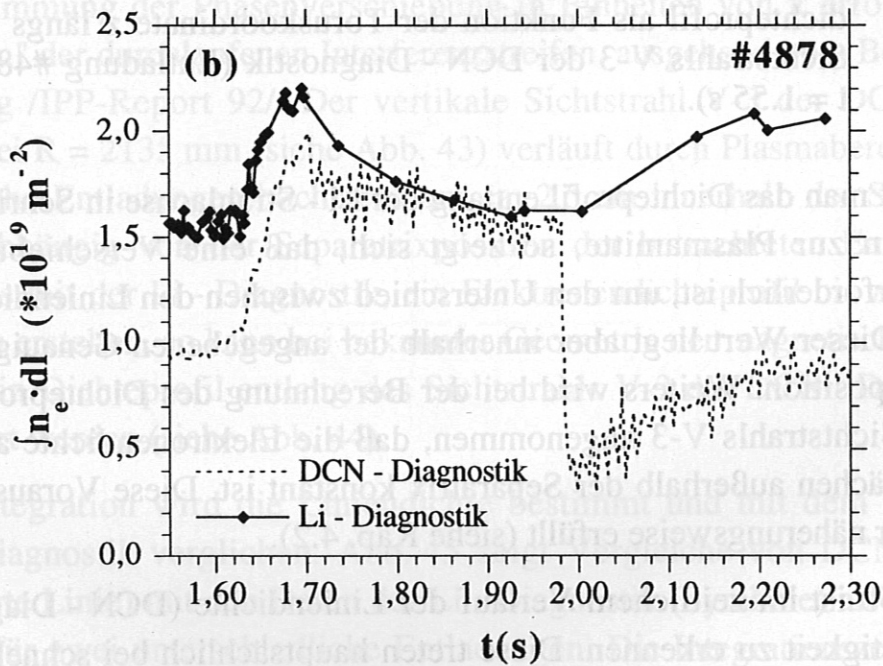
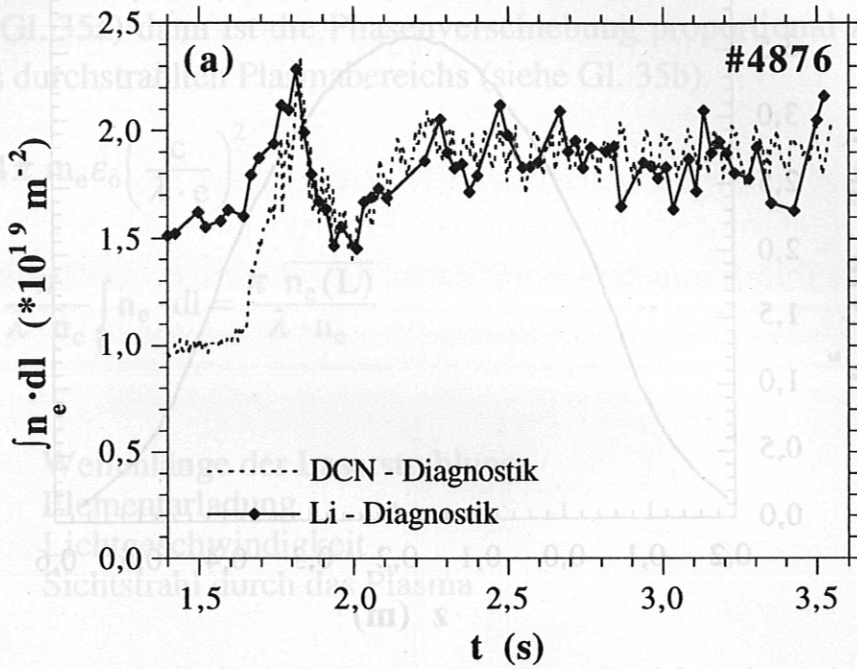


Abb. 45: Vergleich der Liniendichten gemäß der DCN - Laser - Interferometrie bzw. der Li - Diagnostik längs des Sichtstrahls V-3 als Funktion der Zeit.

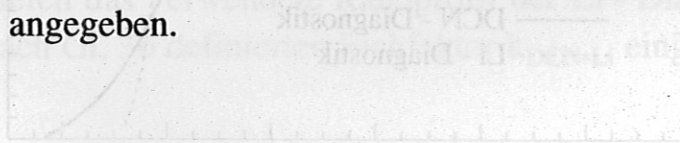
(a) Entladung #4876 bzw.

(b) Entladung #4878.

4.4 Bestimmung der Elektronendichte im gesamten radialen Bereich durch Kombination von DCN - und Li - Diagnostik

Die DCN - Laser - Diagnostik gestattet es, aus den gemessenen Liniendichten entlang acht unterschiedlicher Sichtstrahlen (siehe Abb. 43) bei bekannter Geometrie der magnetischen Flußflächen ein Elektronendichteprofil zu rekonstruieren (erweiterte Abel - Inversion) [Wunderlich 92]. Da keine Sichtlinien ausschließlich durch die Plasmarandschicht verlaufen, erfordert dies jedoch Annahmen über das Randprofil der Elektronendichte sowie den Plasmradius (größtmögliche Plasmaausdehnung). Abb. 46 zeigt ein aus den Liniendichten der DCN - Laser - Interferometrie entfaltetes Elektronendichteprofil für die Entladung #4876 zum Zeitpunkt $t = 1.583$ s (OH - Mode). Ein Vergleich mit dem Randprofil der Elektronendichte infolge der Li - Diagnostik zeigt jedoch, daß der Gradient im Bereich der Separatrix wesentlich steiler ist.

Um die bekannten Randprofile bei der Entfaltung der Linienintegrale zu berücksichtigen, wurden aus den Li - Diagnostikdaten weitere Liniendichten berechnet. Die zusätzlich gewählten Sichtstrahlen verlaufen parallel zum Sichtstrahl V-3 und sind sukzessive um 1 cm zu größeren Radien R hin verschoben. Die Berechnung erfolgt erneut durch Projektion des Elektronendichteprofiles entlang der magnetischen Flußflächen unter der Annahme, daß die Elektronendichte auf diesen Flußflächen konstant ist. In Tab. 3 sind die berechneten Liniendichten entlang der konstruierten Sichtstrahlen mit $R = 2.145$ bis 2.185 m angegeben.



R (m)	$\int n_e \cdot dl$ ($\cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$)
2.145	1.53
2.155	1.15
2.165	0.72
2.175	0.41
2.185	0.22

Tab. 3: Linienintegrale für fünf zusätzlich gewählte Sichtstrahlen, bestimmt aus Li - Diagnostikdaten (Entladung #4876, $t = 1.583 \text{ s}$).

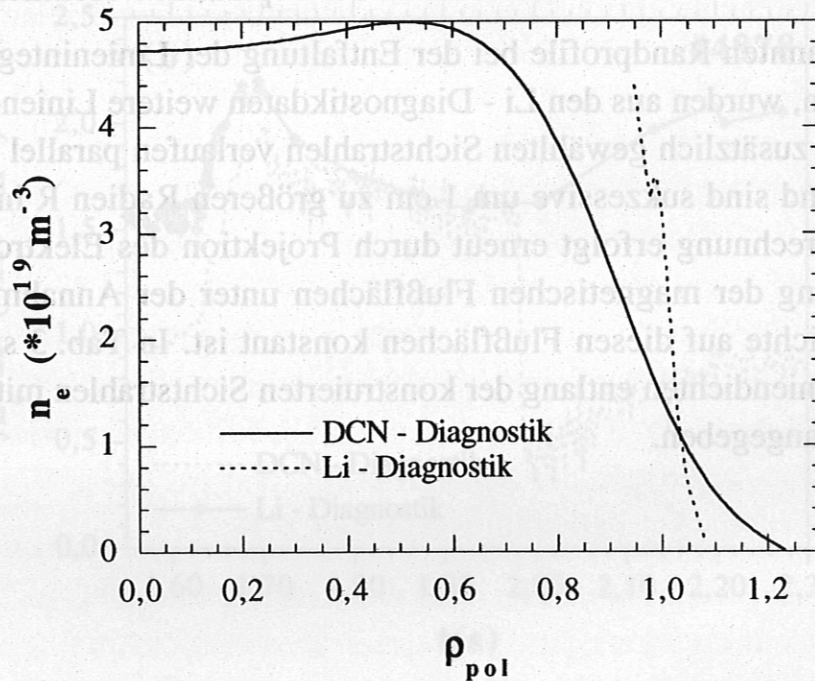


Abb. 46: Elektronendichteprofile, infolge von mit der DCN - Diagnostik gemessenen Liniendichten (durchgezogene Linie), sowie rekonstruiert aus gemessenem Li_{2p} - Leuchtprofil (strichlierte Linie) als Funktion des Flußflächenradius ρ_{pol} (Entladung #4876, $t = 1.583 \text{ s}$).

Der relativ frühe Zeitpunkt $t = 1.583$ s wurde gewählt, um Zählfehler bei der Bestimmung der Phasenverschiebung (DCN - Diagnostik) auszuschließen. Die Diskrepanz zwischen den DCN - und den Li - Diagnostikdaten zu diesem Zeitpunkt (siehe Abb. 45) wird durch Eichung der Linienintegrale der Li - Diagnostik auf den Wert entlang des Sichtstrahl V-3 der DCN - Diagnostik berücksichtigt. Der entsprechende Eichfaktor ergibt sich gemäß Gl. 36.

$$k_{\text{DCN-Li}} = \frac{\int_{\text{V-3}} n_e(\text{DCN}) \cdot dl}{\int_{\text{V-3}} n_e(\text{Li}) \cdot dl} \quad (\text{Gl. 36})$$

$\int_{\text{V-3}} n_e(\text{DCN}) \cdot dl$ mit der DCN - Diagnostik gemessene Liniendichte
 $\int_{\text{V-3}} n_e(\text{Li}) \cdot dl$ aus den Li - Diagnostikdaten bestimmte Liniendichte

Multipliziert man die zusätzlich bestimmten Liniendichten (siehe Tab. 3) mit dem nach Gl. 36 berechneten Eichfaktor $k = 0.61$ und wiederholt die Entfaltung der Liniendichten, so ergibt sich das in Abb. 47 dargestellte Elektronendichteprofil als Funktion des Flußflächenradius ρ_{pol} (durchgezogene Linie). Zusätzlich zu den Liniendichten wurde für die Entfaltung der Linienintegrale der Plasmaradius aus dem mit der Li - Diagnostik bestimmten Elektronendichteprofil berechnet (lineare Verlängerung des Profils bis $n_e = 0$). Erneut ist zum Vergleich das verwendete Randprofil der Li - Diagnostik, multipliziert mit dem nach Gl. 36 definierten Eichfaktor $k_{\text{DCN-Li}}$ eingezeichnet (strichlierte Linie).

Die Multiplikation der Liniendichten mit dem Eichfaktor k entspricht bei einem exponentiell ansteigenden Profil einer radialen Verschiebung. Betrachtet man das rekonstruierte Elektronendichteprofil als näherungsweise exponentiell ansteigend, läßt sich die obige Vorgangsweise als Korrektur der Lage des Elektronendichteprofiles bezüglich der magnetischen Flußflächen rechtfertigen. Diese Verschiebung wird als Ursache für die auftretenden Unterschiede in den Liniendichten angesehen. Weiters ist in Abb. 47 zu erkennen, daß die Vorgabe von fünf Liniendichten ausreicht, um das mit der Li - Diagnostik bestimmte Randprofil mit hoher Genauigkeit zu reproduzieren.

Der Vergleich mit Abb. 46 zeigt, daß die Entfaltung der Liniendichten unter Berücksichtigung zusätzlicher, aus den Daten der Li - Diagnostik folgender Liniendichten auch im Bereich weiter innerhalb der Separatrix beeinflußt wird. Die Aussagekraft derart ausgewerteter Dichteprofile ist deutlich größer.

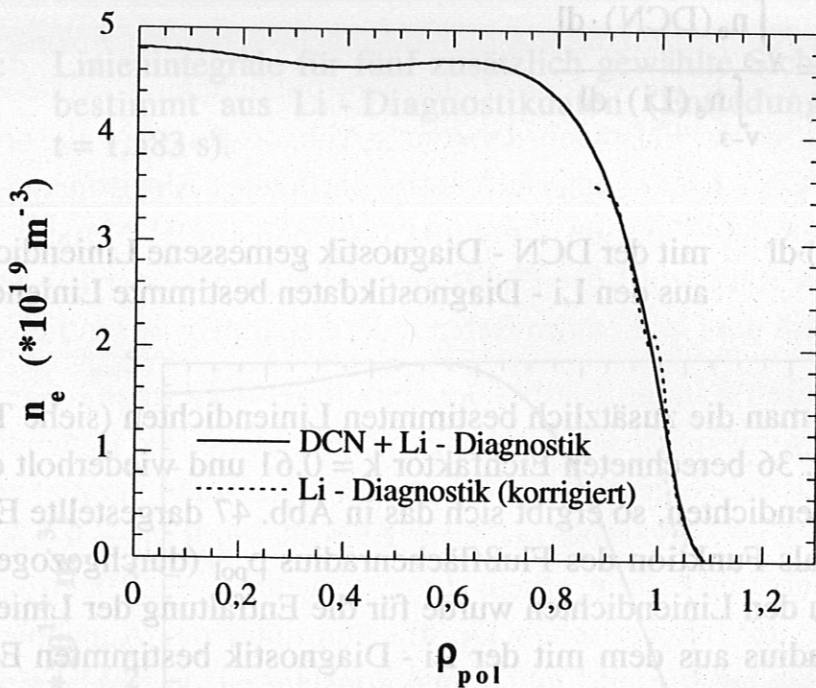


Abb. 47: Elektronendichteprofil, entfaltetet aus mittels DCN - Diagnostik gemessenen sowie aus den Li - Diagnostikdaten berechneten Liniendichten, als Funktion des Flußflächenradius ρ_{pol} (durchgezogene Linie), sowie korrigiertes Elektronendichteprofil, rekonstruiert aus gemessenem Li_{2p} - Leuchtprofil (strichlierte Linie), (Entladung #4876, $t = 1.583 \text{ s}$).

4.5 Elektronendichteprofile bei Zufuhr von Neon

Die Abhängigkeit des aus DCN - Linienintegralen entfalteten Elektronendichteprofiles von der Berücksichtigung von Liniendichten entlang Sichtstrahlen, die ausschließlich durch den Plasmarand verlaufen, soll an einem weiteren Beispiel demonstriert werden.

Bei Entladung #4881 wurde im Zeitintervall $t = 2.3 - 3.8$ s Neon in das Entladungsgefäß eingeblasen. Im Kap. 4.2 konnte gezeigt werden, daß sich dadurch die Abfalllänge des Elektronendichteprofiles zwar vergrößert, aber innerhalb der Separatrix noch deutlich unter dem Wert für die L - Mode des Plasmas liegt, und damit der Zustand weiterhin zurecht als H - Mode bezeichnet werden kann. Eine weitere wichtige Fragestellung ist, ob sich die eingebrachten Verunreinigungen (Neon) im Plasmazentrum ansammeln und dadurch den Brennstoff (Deuterium) verdünnen. Aufgrund der Quasineutralität des Plasmas ersetzt jedes Verunreinigung ion eine der Ladungszahl entsprechende Anzahl von Deuteriumionen.

Die SX - Diagnostik (soft x - ray) /Bessenrodt 94/ beobachtet in diesem Zeitintervall einen Anstieg der Intensität der weichen Röntgenstrahlung im Bereich des Plasmazentrums. Die Intensität dieser Strahlung ist proportional zu Z_{eff} (ein Maß für die Verunreinigungsdichte, siehe Gl. 3), der Wurzel aus der Elektronentemperatur T_e sowie dem Quadrat der Elektronendichte n_e (siehe Gl. 37).

$$I_{\text{sx}} = k \cdot n_e^2 \frac{Z_{\text{eff}}}{\sqrt{T_e}} \quad (\text{Gl. 37})$$

Aufgrund gleichbleibender Heizleistung sowie geregelter Strahlungsverluste kann die Elektronentemperatur als konstant angenommen werden.

Die Entfaltung der Liniendichten ausschließlich aus den DCN - Daten zeigt einen Anstieg der Elektronendichte im Plasmazentrum von ca. 15%. Unter Miteinbeziehung der Linienintegrale aus der Li - Diagnostik ergibt sich eine deutlich größere Zunahme der Elektronendichte von ca. 30%. Wie in Abb. 48 dargestellt, bildet sich im Bereich von $\rho = 0.7 - 0.95$ eine Schulter im radialen

Verlauf der Elektronendichte aus. Gleichzeitig spitzt sich das Profil innerhalb von $\rho = 0.5$ zu. Der Anstieg der Emission weicher Röntgenstrahlung ist daher hauptsächlich auf die Änderungen der Elektronendichte im Bereich des Plasmazentrums zurückzuführen, und nicht auf eine unerwünschte Akkumulation von Verunreinigungen (Neon).

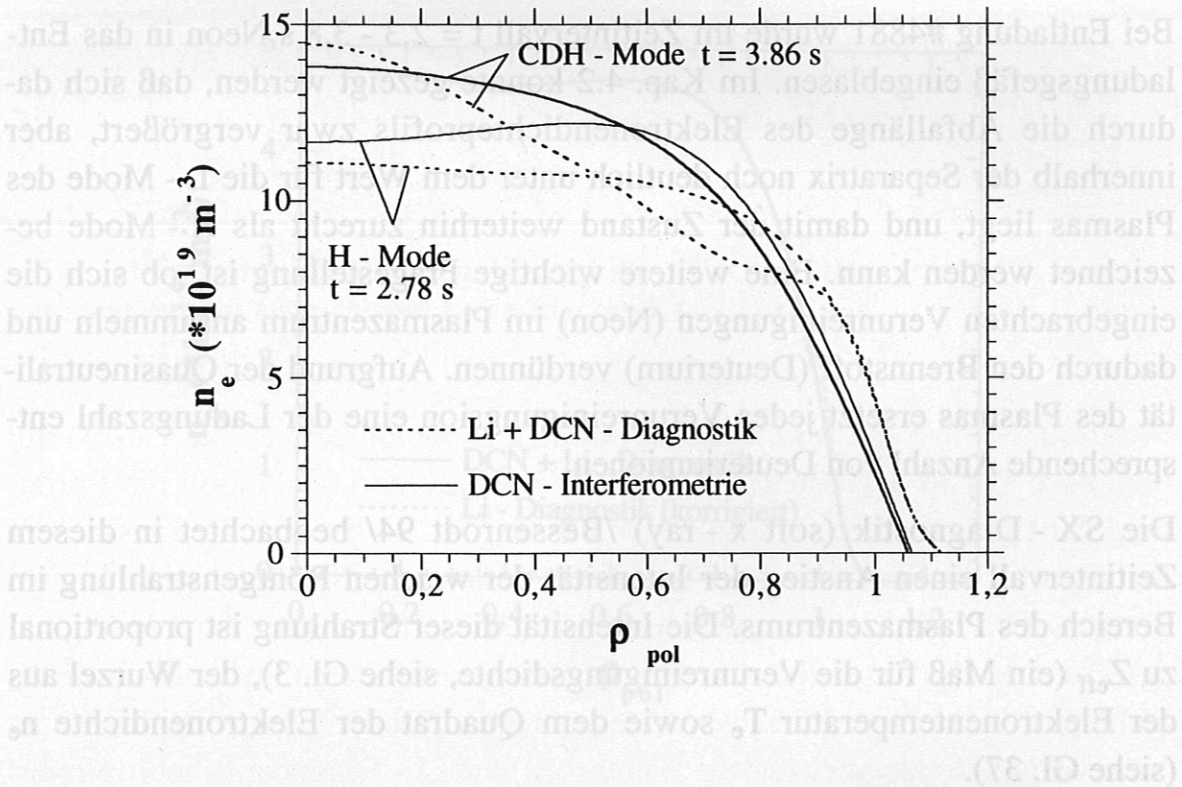


Abb. 48: Entfaltete Liniendichten (Elektronendichteprofile) zum Beginn bzw. am Ende der CDH - Phase (geregelter Neon - Zufuhr) mit bzw. ohne Berücksichtigung des Randprofils der Li - Diagnostik (Entladung #4881, $t = 2.78$ bzw. 3.86 s).

5. Li - Diagnostik am Experiment WENDELSTEIN 7 AS

Beim Experiment W7 AS (WENDELSTEIN 7 advanced stellarator) handelt es sich um einen Experimentierreaktor nach dem Stellaratorprinzip. Das bedeutet, daß das gesamte für den Einschluß des Plasmas erforderliche Magnetfeld von externen Spulen erzeugt wird. Die im Falle des Experiments W7 AS äußerst komplexe Magnetfeldkonfiguration wird von 45 Spulen erzeugt und weist eine fünffache Symmetrie in toroidaler Richtung auf (großer Plasmradius $R = 2$ m). Innerhalb dieser Segmente ändert sich der Plasmaquerschnitt als Funktion der toroidalen Koordinate Φ kontinuierlich von einer dreiecksähnlichen Form bei $\Phi = 0^\circ$ in eine ellipsenähnliche Form bei $\Phi = 36^\circ$. Die Li - Diagnostik befindet sich in einer toroidalen Ebene bei $\Phi = -18^\circ$. Das Plasma hat folglich dort einen ellipsenähnlichen Querschnitt mit einem kleinen Radius von $a \approx 15$ cm bei vollständig zurückgezogenen Limitern (größtmögliche Plasmaausdehnung/ siehe Abb. 49).

Das optische System für die Detektion des Li_{2p} - Leuchtprofils an insgesamt 28 Stützstellen besteht aus einem Achromaten mit einer Brennweite von ca. 600 mm, einem 3 - Schicht Interferenzfilter für alle 28 Sichtstrahlen (zentrale Wellenlänge $\lambda = 672.4$ nm, Bandbreite $\Delta\lambda = 2.4$ nm) sowie einem Objektiv ($f = 270$ mm). Das Li_{2p} - Leuchtprofil wird auf ein Lichtwellenleiterarray (70 μm Glasfaserbündel mit einer Länge von ca. 5.5 m) abgebildet. Der erfaßte radiale Bereich ($\Delta r \approx 19$ cm) reicht vom äußersten Plasmarand bis über das Plasmazentrum hinaus, der Raumwinkel des optischen Systems beträgt $\Omega = 3.8 \cdot 10^{-3}$ sr. Die Detektion der Strahlung erfolgt mit Photomultipliern. Der Li - Injektor erlaubt Injektionsenergien von bis zu 66 keV. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen lag die typische Injektionsenergie bei 48 keV.

Weiters gestattet es der experimentelle Aufbau der Li - Diagnostik, die Li_{2p} - Strahlung ($\lambda = 670.8$ nm), welche durch Wechselwirkung des Li - Strahls mit dem Arbeitsgas (H_2 bzw. D_2) induziert wird, mit einem separaten optischen System (Linse, Lichtwellenleiter, Photomultiplier) zu detektieren und damit die Neutralgasdichte während einer Entladung mit hoher Zeitauflösung zu bestimmen. Die Geometrie von Li - Strahl, Plasma und Beobachtungsoptiken ist in Abb. 49 dargestellt.

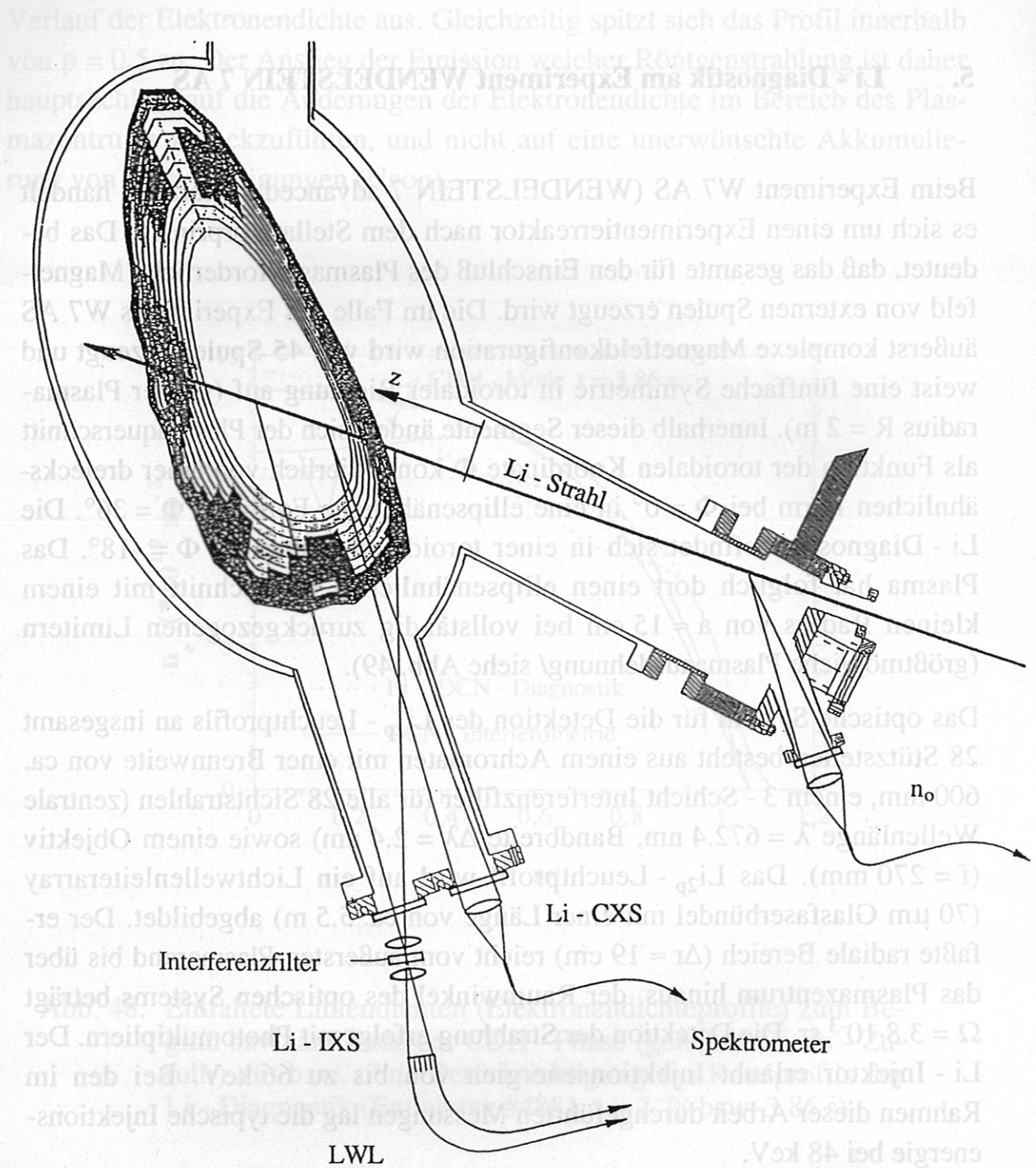


Abb. 49: Querschnitt durch das Experiment W7 AS am Ort der Li - Diagnostik. Das Plasma ist durch Flußflächen angedeutet. Die von den jeweiligen Optiken erfaßten Wechselwirkungsbereiche des Li - Strahls mit dem Plasma bzw. Neutralgas sind eingezeichnet.

5.1 Bestimmung der Neutralgasdichte

Beim Durchqueren von Neutralgas ist die Intensität der Li_{2p} - Strahlung bei bekanntem Li - Neutralteilchenstrom direkt proportional zur Neutralgasdichte (H_2 bzw. D_2). Da an W7 AS die Li - Neutralteilchenintensität nicht einfach bestimmt werden kann, ist zur absoluten Bestimmung der Neutralgasdichte eine Absoluteichung des Systems notwendig. Zu diesem Zweck wurde der Li - Strahl bei bekanntem Neutralgasdruck in das Entladungsgefäß eingeschossen. Abb. 50 zeigt das Ausgangssignal des Photomultipliers als Funktion des Neutralgasdrucks p .

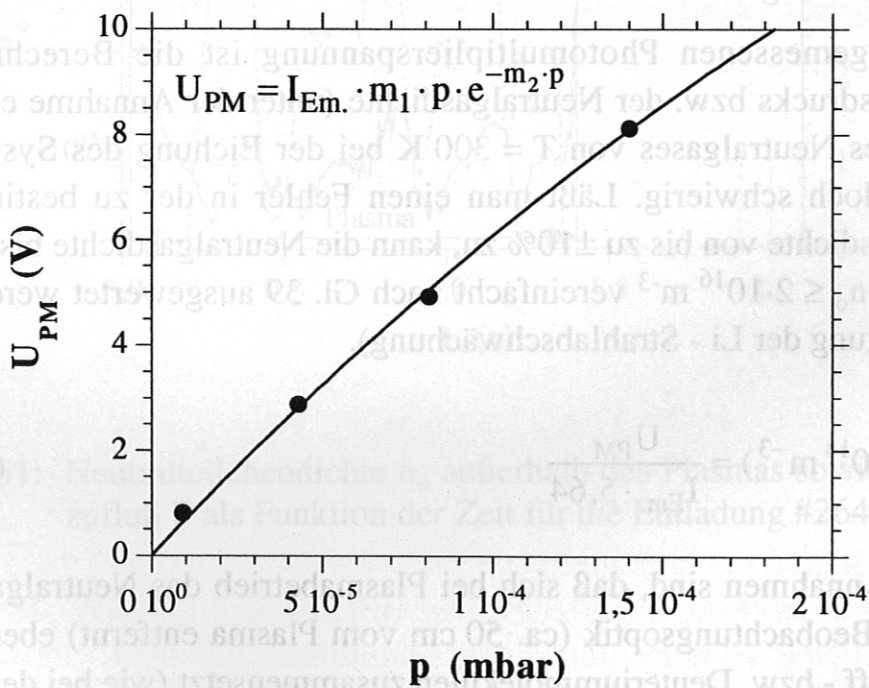


Abb. 50: Photomultipliersignal U_{PM} als Funktion des Neutralgasdrucks p .

Unter der Annahme, daß die Intensität des injizierten Li - Strahls proportional zum extrahierten Strom aus dem Emitter der Li - Ionenquelle ist (letzterer ist einer direkten Messung zugänglich und wird bei Plasmaentladungen gemein-

sam mit den Photomultipliersignalen aufgezeichnet), lassen sich die experimentell gefundenen Werte bei vereinfachter Berücksichtigung der Abschwächung des Li - Strahls im Neutralgas durch Gl. 38 beschreiben.

$$U_{PM} = I_{Em.} \cdot m_1 \cdot p \cdot e^{-m_2 \cdot p} \quad (Gl. 38)$$

U_{PM} Photomultipliersignal in (V)

p Neutralgasdruck in (mbar)

m_1, m_2 Fit - Parameter

$I_{Em.}$ aus dem Emitter der Li - Ionenquelle extrahierter Ionenstrom

Für die Fit - Parameter erhält man $m_1 = 1.4 \cdot 10^5 \text{ V mbar}^{-1} \text{ mA}^{-1}$ bzw. $m_2 = 1270 \text{ mbar}^{-1}$. Berechnungen für die Abschwächung bzw. Anregung eines Li - Strahls bei der Wechselwirkung mit Neutralgas (Wasserstoff) mit einem 3 - Zustandsmodell ergaben gute Übereinstimmung mit der vereinfachten Beschreibung nach Gl. 38 /Eder 94/.

Aus der gemessenen Photomultiplierspannung ist die Berechnung des Neutralgasdrucks bzw. der Neutralgasdichte (unter der Annahme einer Temperatur des Neutralgases von $T = 300 \text{ K}$ bei der Eichung des Systems) aus Gl. 38 jedoch schwierig. Läßt man einen Fehler in der zu bestimmenden Neutralgasdichte von bis zu $\pm 10\%$ zu, kann die Neutralgasdichte bis zu einem Wert von $n_0 \leq 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ vereinfacht nach Gl. 39 ausgewertet werden (Vernachlässigung der Li - Strahlabschwächung).

$$n_0 (*10^{14} \text{ m}^{-3}) = \frac{U_{PM}}{I_{Em.} \cdot 5.64} \quad (Gl. 39)$$

Weitere Annahmen sind, daß sich bei Plasmabetrieb das Neutralgas im Bereich der Beobachtungsoptik (ca. 50 cm vom Plasma entfernt) ebenfalls aus Wasserstoff - bzw. Deuteriummolekülen zusammensetzt (wie bei der Eichung des Systems) und schnelle, aus dem Plasma durch Ladungsaustauschreaktionen emittierte Neutralteilchen keinen Einfluß auf die Messung haben. Aufgrund der gemachten Annahmen muß mit einem Fehler in den ermittelten Absolutdichten von bis zu 50 % gerechnet werden. Der Vorteil dieser Diagnostikanwendung liegt daher hauptsächlich in der Möglichkeit, Dichteänderungen im Randbereich des Plasmas mit hoher Zeitauflösung zu verfolgen (schneller Druckmonitor).

Abb. 51 zeigt die Neutralgasdichte berechnet nach Gl. 39 sowie den Gaszufluß Γ als Funktion der Zeit am Beispiel der Entladung #26439 ($I_{Em.} \approx 0.8$ mA). Obwohl ein Gaspuls bei $t = 1.90$ s ($\Gamma = 1.2 \cdot 10^{20}$ s $^{-1}$, $\tau = 0.1$ s) nach Beendigung der Plasmaentladung zu einer Neutralgasdichte von $n_0 > 2 \cdot 10^{16}$ m $^{-3}$ führt, ist während der Entladung zwar eindeutig eine Korrelation zwischen Gaszufluß ($\Gamma \leq 6 \cdot 10^{20}$ s $^{-1}$) und Neutralgasdichte zu erkennen, aber keine nennenswerte Erhöhung der Dichte ($n_0 \approx 8 \cdot 10^{14}$ m $^{-3}$).

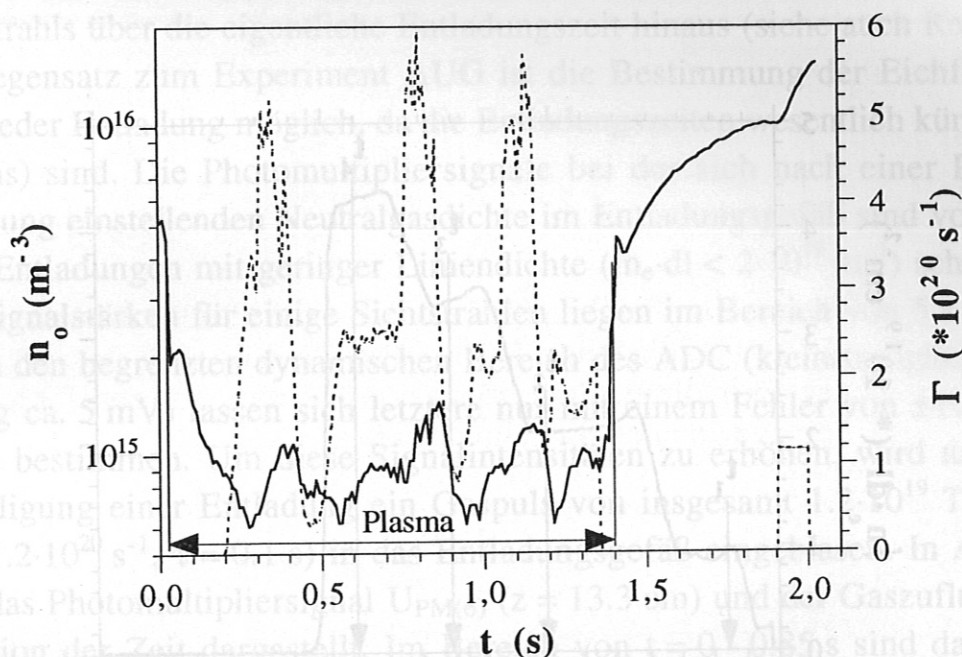


Abb. 51: Neutralteilchendichte n_0 außerhalb des Plasmas sowie Gaszufluß Γ als Funktion der Zeit für die Entladung #26439.

Daraus darf der Schluß gezogen werden, daß nahezu alle in das Entladungsgefäß eingeblasenen Teilchen vom Plasma absorbiert werden. Diese Pumpwirkung des Plasmas ist sowohl zu Beginn der Entladung (starker Dichteabfall) wie auch am Ende (Freisetzung der Teilchen verbunden mit einem starken Dichteanstieg) zu beobachten. Das Gaseinlaßventil befindet sich auf der gegenüberliegenden Seite des Entladungsgefäßes ($\Delta\Phi \approx 180^\circ$). Die beobachteten Veränderungen der Neutralgasdichte werden durch Neutralteilchen hervorgerufen, die vorerst im Plasma absorbiert und anschließend im

Injektionsbereich des Li - Strahls wieder emittiert werden, bzw. durch Plasmateilchen, die an den Limitern sowie den Gefäßwänden neutralisiert (recycling) werden. Der Verlauf des Gaszuflusses ergibt sich durch die automatische Regelung der Liniendichte des Plasmas. Der Verlauf der Liniendichte, gemessen mit dem HCN - Laser - Interferometer entlang einer vertikalen Sichtlinie durch das Plasmazentrum bei $\Phi \approx -29^\circ$, ist für die Entladung #26439 in Abb. 52 dargestellt.

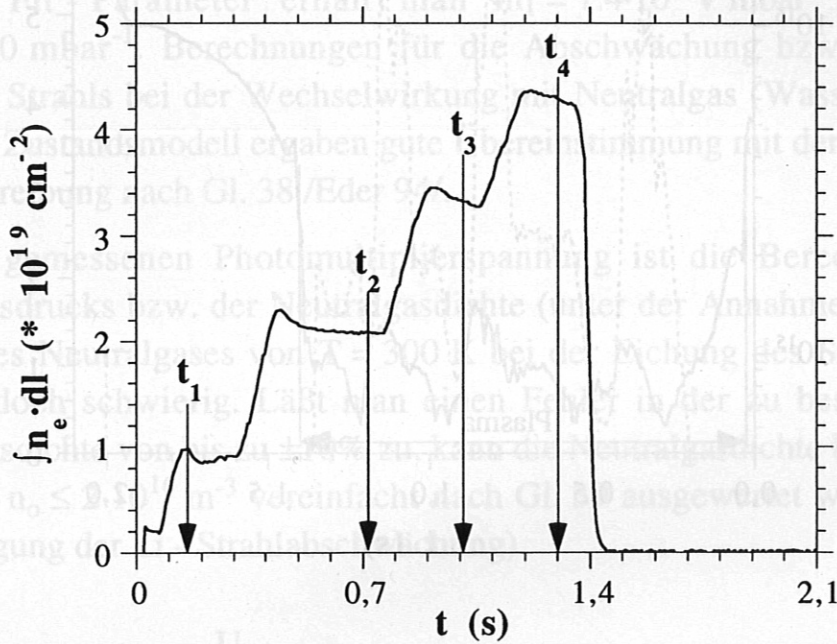


Abb. 52: Verlauf der Liniendichte $|n_e \cdot dl|$ gemessen mit dem HCN - Laser - Interferometer als Funktion der Zeit für die Entladung #26439. Die vier Dichtestufen wurden durch Regelung des Gaszuflusses Γ hervorgerufen.

5.2 Bestimmung von Li_{2p} - Leuchtprofilen

Am Experiment W7 AS wird das durch die Injektion des Li - Strahls induzierte Li_{2p} - Leuchtprofil an 28 Stützstellen mit einer räumlichen Auflösung von 6 - 9 mm erfaßt. Die zur Bestimmung des Li_{2p} - Leuchtprofils notwendige relative Eichung der Kanäle erfolgt im Neutralgas durch Injektion des Li - Strahls über die eigentliche Entladungszeit hinaus (siehe auch Kap. 4.1). Im Gegensatz zum Experiment AUG ist die Bestimmung der Eichfaktoren nach jeder Entladung möglich, da die Entladungszeiten wesentlich kürzer (ca. 800 ms) sind. Die Photomultipliersignale bei der sich nach einer Plasmaentladung einstellenden Neutralgasdichte im Entladungsgefäß sind vor allem nach Entladungen mit geringer Liniendichte ($\int n_e \cdot dl < 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$) sehr klein. Die Signalstärken für einige Sichtstrahlen liegen im Bereich von 5 - 20 mV. Durch den begrenzten dynamischen Bereich des ADC (kleinstmögliche Auflösung ca. 5 mV) lassen sich letztere nur mit einem Fehler von ± 100 bzw. $\pm 25\%$ bestimmen. Um diese Signalintensitäten zu erhöhen, wird nach der Beendigung einer Entladung ein Gaspuls von insgesamt $1.2 \cdot 10^{19}$ Teilchen ($\Gamma = 1.2 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$, $\tau = 0.1 \text{ s}$) in das Entladungsgefäß eingeblasen. In Abb. 53 sind das Photomultipliersignal $U_{\text{PM}(6)}$ ($z = 13.3 \text{ cm}$) und der Gaszufluß Γ als Funktion der Zeit dargestellt. Im Bereich von $t = 0 - 0.85 \text{ s}$ sind das Li_{2p} - Signal aufgrund der Wechselwirkung des Li - Strahls mit dem Plasma, und von $t = 0.9 - 1.27 \text{ s}$ das Li_{2p} - Signal aufgrund der Wechselwirkung des Li - Strahls mit dem Neutralgas zu sehen. Bei $t = 1.27 \text{ s}$ wurde der Li - Strahl abgeschaltet.

Um zu gewährleisten, daß der Li - Strahl bei erhöhter Neutralgasdichte innerhalb des Beobachtungsbereichs von $\Delta r \approx 19 \text{ cm}$ nicht abgeschwächt wird (dies würde die Eichung der Photomultipliersignale verfälschen), wurden die Verhältnisse bestimmter Photomultipliersignale bei unterschiedlichen Neutralgasdichten untersucht. In Abb. 54 sind Verhältnisse von Photomultipliersignalen für die Sichtstrahlen 4 und 10, 4 und 16 bzw. 4 und 28 als Funktion des Neutralgasdrucks dargestellt. Bei Abschwächung des Li - Strahls innerhalb des Beobachtungsbereichs müßten sich diese Verhältnisse mit steigendem Neutralgasdruck vergrößern, was jedoch im interessierenden Druckbereich von $p \leq 1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ nicht beobachtet wurde (siehe Abb. 54).

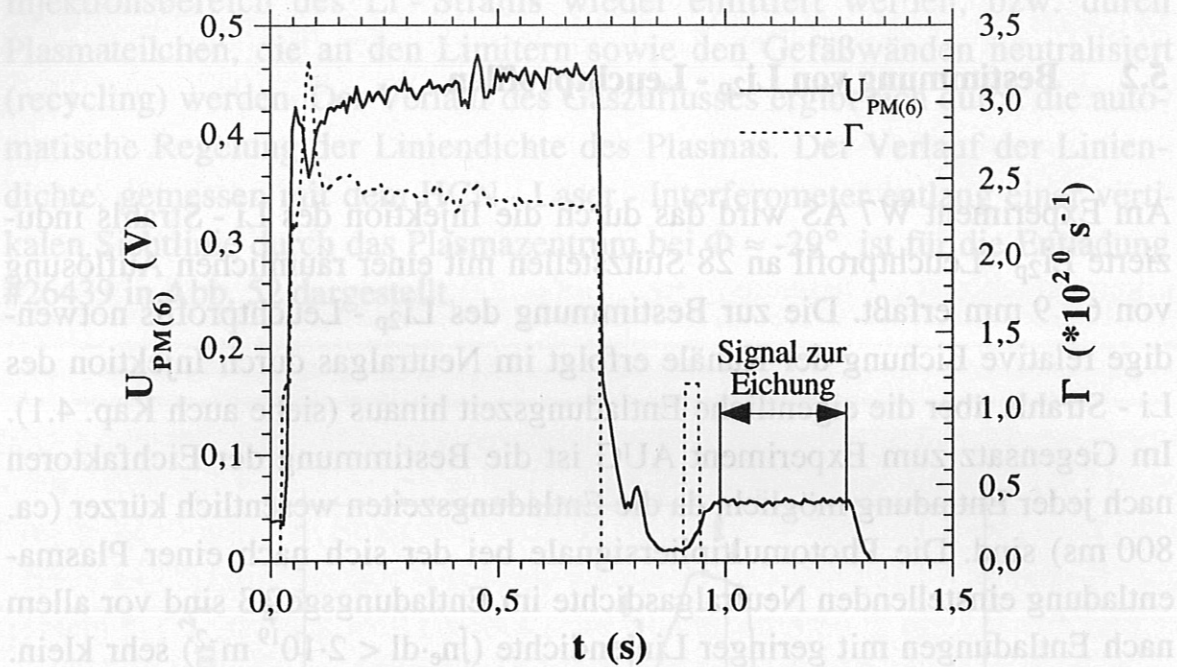


Abb. 53: Photomultipliersignal $U_{PM(6)}$ und Gaszufluß Γ als Funktion der Zeit (Entladung #26160). Der Gaspuls nach Beendigung der Entladung dient zur Vergrößerung der zur Eichung herangezogenen Signalintensitäten.

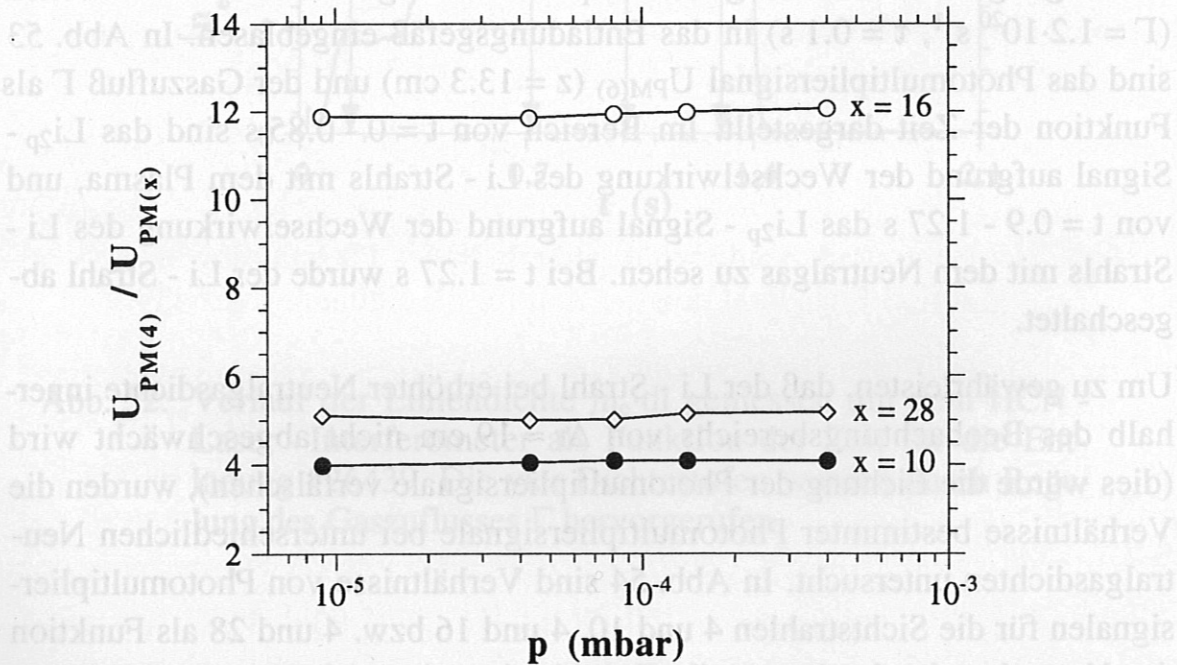


Abb. 54: Abhängigkeit der Verhältnisse von Photomultipliersignale $U_{PM(4)}$ und $U_{PM(x)}$ als Funktion des Neutralgasdrucks p zwecks Untersuchung der Abschwächung des Li - Strahls im Neutralgas innerhalb des Beobachtungsbereichs.

Zusätzlich zum Einblasen von Neutralgas wird das Photomultipliersignal über den zur Verfügung stehenden Zeitraum ($t = 0.9 - 1.27$ s) integriert, wodurch das Signalrauschen (hauptsächlich Photonenrauschen) wirkungsvoll unterdrückt werden kann. Um ein Maß für die Genauigkeit der Eichfaktoren zu gewinnen, wurde das für die Eichung zur Verfügung stehende Zeitintervall unterteilt und für jedes Teilintervall der Eichfaktor erneut mit entsprechend kürzeren Integrationszeiten bestimmt. Abb. 55 zeigt den relativen Fehler der solcherart in den Teilintervallen berechneten Eichfaktoren (Abweichungen von den gewonnenen Mittelwerten), für unterschiedliche Sichtstrahlen als Funktion der Integrationszeit τ . Es ist zu sehen, daß sich bei einer Integrationszeit von $\tau > 15$ ms die Eichfaktoren mit relativen Fehlern von $\leq 2\%$ bestimmen lassen.

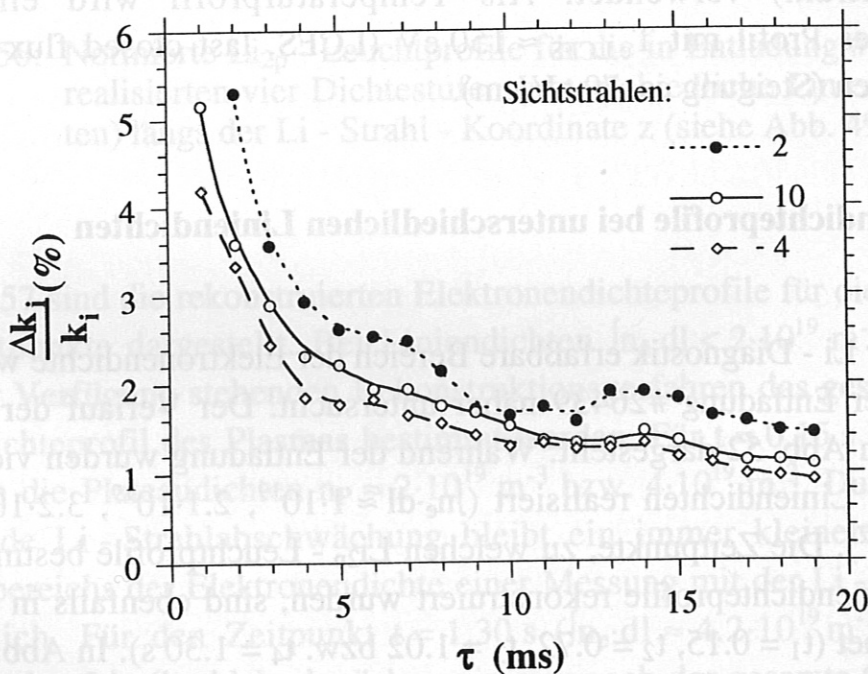


Abb. 55: Abhängigkeit der relativen Fehler der betreffenden Eichfaktoren k_i von der Integrationszeit τ , für unterschiedliche Sichtstrahlen.

5.3 Rekonstruktion von Elektronendichteprofilen

Nach Bestimmung der Eichfaktoren und Wahl einer geeigneten Plasmaentladung ohne injizierten Li - Strahl zwecks Bestimmung des Untergrundsignals durch Plasmaleuchten kann das Li_{2p} - Leuchtprofil bestimmt werden. Die im Kap. 3.1 beschriebene elektrische Schaltung zum Choppen des Li - Strahls kam am Experiment W7 AS im Rahmen dieser Arbeit aber noch nicht zum Einsatz. Zur Rekonstruktion der Dichte wird das Leuchtprofil mit der gleichen Methode wie beim Experiment AUG geglättet (siehe Kap. 4.1). Dadurch wird verhindert, daß das Li_{2p} - Leuchtprofil durch Photomultiplier-signale mit starkem Signalrauschen verzerrt wird. Um bei einer Injektionsenergie des Li - Strahls von $U_{\text{Li}} = 48 \text{ keV}$ die Abhängigkeit der Rekonstruktionsmethode von den Plasmaparametern näherungsweise zu berücksichtigen, wurde das in Abb. 2 dargestellte Z_{eff} - Profil ($Z_{\text{eff}} = 2.0$ im Plasmazentrum) verwendet. Als Temperaturprofil wird ein linear ansteigendes Profil mit $T_{e,\text{LCFS}} \approx 150 \text{ eV}$ (LCFS, last closed flux surface) angenommen (Steigung ca. 70 eV/cm).

Elektronendichteprofile bei unterschiedlichen Liniendichten

Der mit der Li - Diagnostik erfaßbare Bereich der Elektronendichte wurde am Beispiel der Entladung #26439 näher untersucht. Der Verlauf der Liniendichte ist in Abb. 52 dargestellt. Während der Entladung wurden vier unterschiedliche Liniendichten realisiert ($\int n_e \cdot dl \approx 1 \cdot 10^{19}$, $2.1 \cdot 10^{19}$, $3.2 \cdot 10^{19}$ bzw. $4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$). Die Zeitpunkte, zu welchen Li_{2p} - Leuchtprofile bestimmt und die Elektronendichteprofile rekonstruiert wurden, sind ebenfalls in Abb. 52 eingezeichnet ($t_1 = 0.15$, $t_2 = 0.72$, $t_3 = 1.02$ bzw. $t_4 = 1.30 \text{ s}$). In Abb. 56 sind die erhaltenen Li_{2p} - Leuchtprofile zu diesen Zeitpunkten dargestellt. Bei kleiner Liniendichte ($\int n_e \cdot dl \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$) kann der Li - Strahl bis über das Plasmazentrum ($z = 27 \text{ cm}$) hinaus beobachtet werden. Bei einer Liniendichte von $\int n_e \cdot dl \approx 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ wird der Li - Strahl wesentlich schneller abgeschwächt, dringt jedoch noch nutzbar einige Zentimeter in den Plateaubereich ($z > 19 \text{ cm}$) des Plasmas ein.

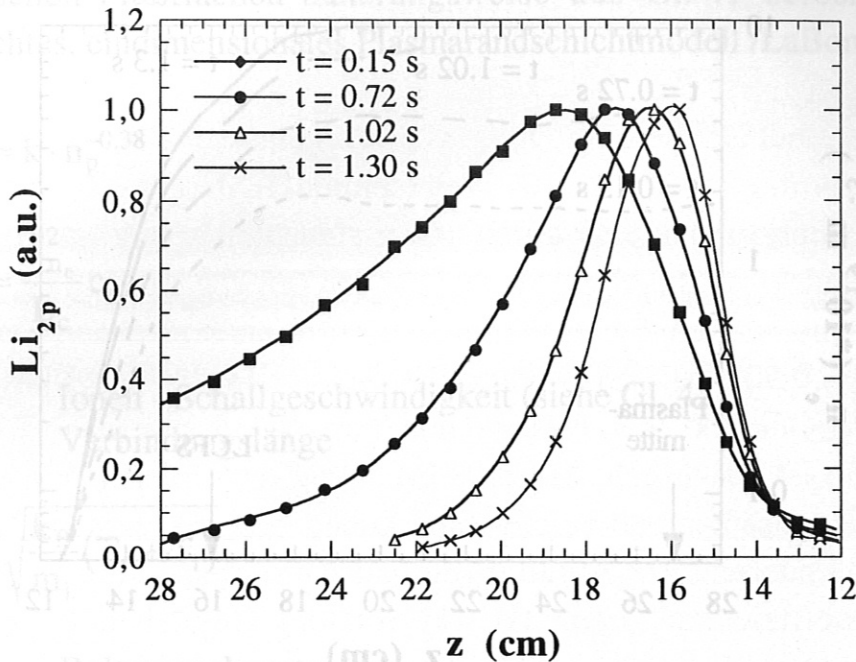


Abb. 56: Normierte Li_{2p} - Leuchtprofile für die in Entladung #26439 realisierten vier Dichtestufen (unterschiedliche Liniendichten) längs der Li - Strahl - Koordinate z (siehe Abb. 49).

In Abb. 57 sind die rekonstruierten Elektronendichteprofile für die betreffenden Zeitpunkte dargestellt. Bei Liniendichten $\int n_e \cdot dl < 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ kann mit dem zur Verfügung stehenden Rekonstruktionsverfahren das gesamte Elektronendichteprofil des Plasmas bestimmt werden. Für $t = 0.15 \text{ s}$ bzw. 0.72 s betragen die Plateaudichten $n_p \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bzw. $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Durch die zunehmende Li - Strahlabschwächung bleibt ein immer kleinerer Teil des Plateaubereichs der Elektronendichte einer Messung mit der Li - Diagnostik zugänglich. Für den Zeitpunkt $t = 1.30 \text{ s}$ ($\int n_e \cdot dl \approx 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$) ist trotz dramatischer Li - Strahlabschwächung immer noch der gesamte Gradientenbereich der Elektronendichte rekonstruierbar. Die Plateaudichte für diesen Zeitpunkt beträgt $n_p \approx 9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

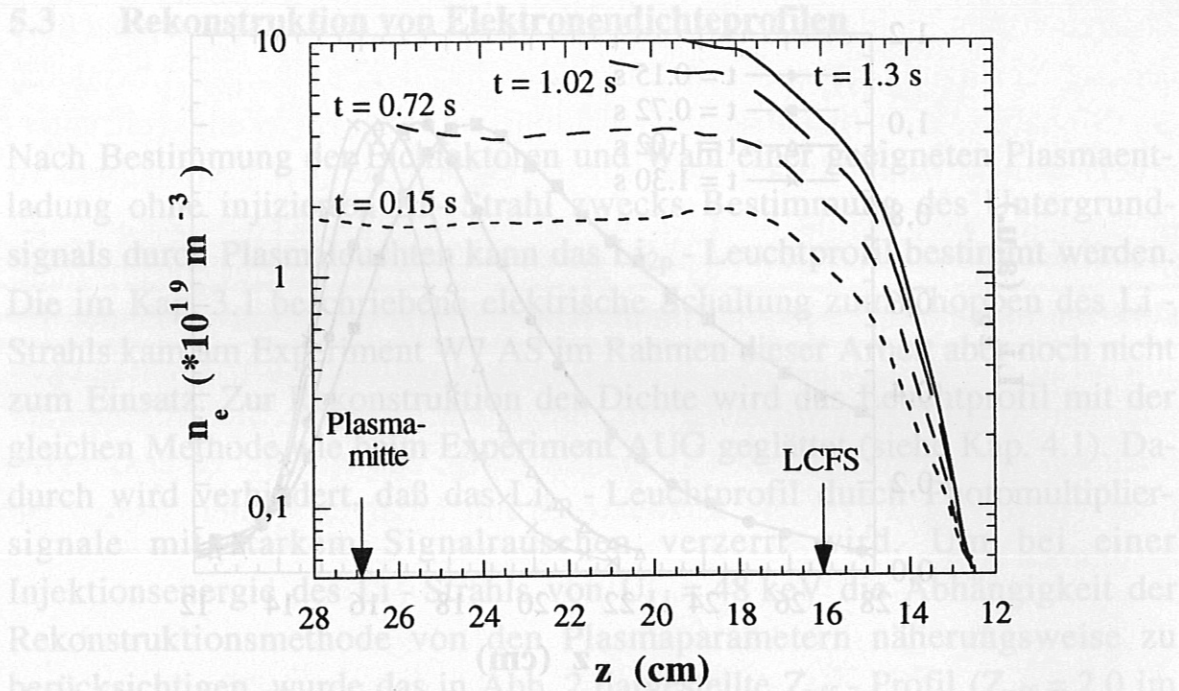


Abb. 57: Rekonstruierte Elektronendichteprofile längs der Li - Strahl - Koordinate z für die Entladung #26439. Die Plasmamitte und die ungefähre Lage der letzten geschlossenen Flußfläche (LCFS) wurden eingezeichnet.

Allgemein stellt man fest, daß die rekonstruierten Elektronendichteprofile einen Plateaubereich (flacher Verlauf des Elektronendichteprofiles im Bereich der Plasmamitte) sowie steile Gradienten im Plasmarandbereich aufweisen. Die Elektronendichten steigen in letzteren Bereichen ($\Delta z \approx 5$ cm) von $n_e \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ auf $1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ an. Mitverantwortlich für diese hohen Gradienten der Elektronendichte ist die Kompression der magnetischen Flußflächen im Injektionsbereich des Li - Strahls, verursacht durch die komplexe Magnetfeldgeometrie des Experiments W7 AS (siehe auch Abb. 49).

Berechnet man die Abfalllängen der Elektronendichten im radialen Bereich von $z \approx 12.5 - 14.5$ cm (Definition siehe Gl. 29b) so erkennt man, daß sich diese näherungsweise als Funktion der Plateaudichte n_p darstellen lassen (siehe Gl. 40) /McCormick 94/. Im Bereich kurzer Verbindungsängen (Länge der Magnetfeldlinie zwischen Beobachtungspunkt und begrenzender Wand bzw. Limiter) sowie kleinen lokalen Teilchenquellen (niedrige Neutral-

gasdichte) läßt sich der Teilchen - Diffusionskoeffizient D_{\perp} senkrecht zu den magnetischen Flußflächen näherungsweise aus Gl. 41 berechnen (stark vereinfachtes, eindimensionales Plasmarandschichtmodell /LaBombard 86/).

$$\lambda_{n_e} \approx k \cdot n_p^{-0.38} \quad (\text{Gl. 40})$$

$$D_{\perp} \approx \frac{\lambda_{n_e}^2}{L_c} c_s \quad (\text{Gl. 41})$$

c_s Ionen - Schallgeschwindigkeit (siehe Gl. 42)
 L_c Verbindungslänge

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B}{m_i} (T_e + T_i)} \quad (\text{Gl. 42})$$

k_B Boltzmannkonstante
 m_i Ionenmasse
 T_e, T_i Elektronen- bzw. Iontemperatur

Nimmt man L_c sowie c_s als konstant an, so ergibt sich aus den Li - Diagnostikmessungen eine inverse Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von der Elektronendichte (siehe Gl. 43) in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen detaillierterer Untersuchungen /Grigull 92/.

$$D_{\perp} = k' \cdot \lambda_{n_e}^{-0.75} \quad (\text{Gl. 43})$$

Integriert man die rekonstruierten Elektronendichteprofile entlang der Li - Strahl - Koordinate z , so ergibt sich bei einer Injektionsenergie von 48 keV für alle vier Zeitpunkte ungefähr der gleiche Wert (siehe Gl. 44) woraus sich der mit der Li - Diagnostik zugängliche Dichtebereich abschätzen läßt.

$$\int_L n_e(z) \cdot dz \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2} \quad (\text{Gl. 44})$$

Vergleicht man die erhaltenen Elektronendichten im Plateaubereich des Profils mit Elektronendichten aus der Thomson - Diagnostik so ergibt sich eine Übereinstimmung innerhalb von ca. 10% (siehe auch Kap. 5.4).

Elektronendichteprofile bei unterschiedlichen Heizleistungen

In Abb. 58a sind für die Entladung #25542 gemessene sowie geglätteten Li_{2p} - Leuchtprofile (Symbole) für zwei Zeitpunkte dargestellt. Zur Bestimmung des Untergrundsignals durch Plasmaleuchten wurde die Entladung #25543 herangezogen. In Abb. 58b sind die aus den geglätteten Li_{2p} - Leuchtprofilen rekonstruierten Elektronendichteprofile eingezeichnet. Die beiden Zeitpunkte $t = 0.50$ bzw. 0.90 s unterscheiden sich in den zugeführten Heizleistungen $P_{\text{ECRH}} \approx 200$ bzw. 600 kW (electron cyclotron resonance heating). Aus Abb. 58b ist ersichtlich, daß eine Erhöhung der Heizleistung eine Verschiebung des Gradientenbereichs nach außen bewirkt, wobei aber keine signifikante Änderung der Abfallängen und damit keine Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten (siehe Gl. 41) von der Heizleistung beobachtet werden.

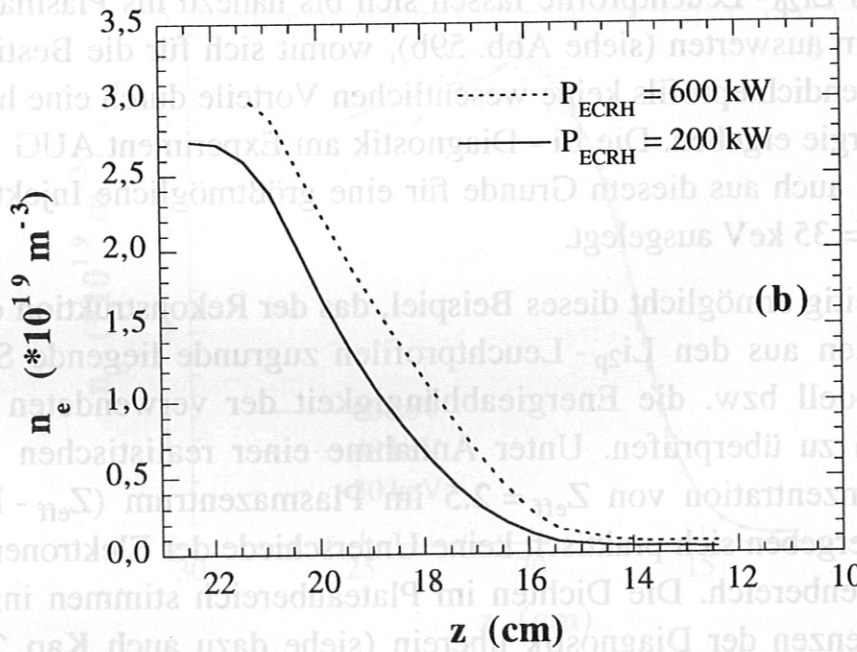
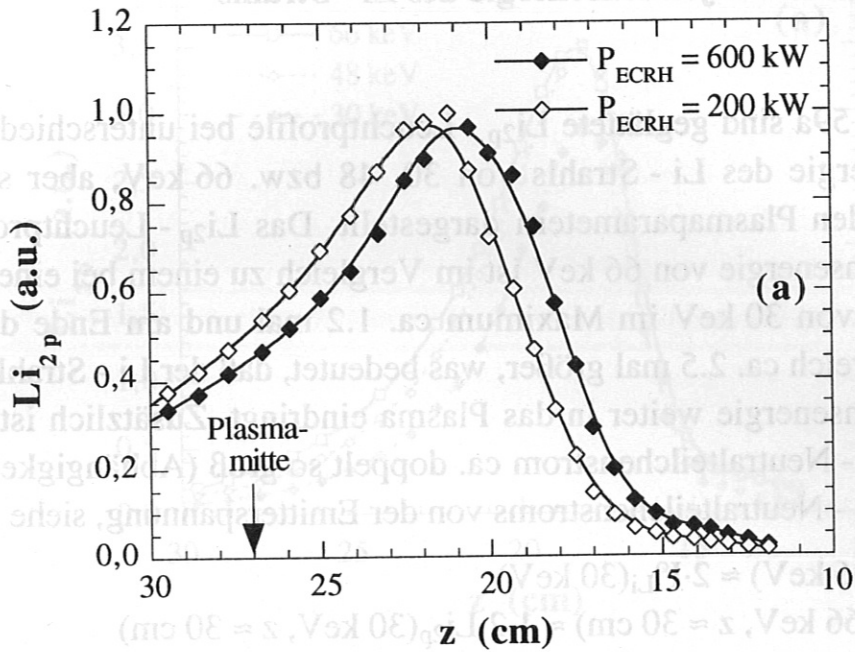


Abb. 58: (a) Gemessenes und geglättetes Li_{2p} - Leuchtprofil sowie (b) daraus rekonstruierte Elektronendichteprofile längs der Li - Strahl - Koordinate z für die Entladung #25542, bei unterschiedlicher Heizleistung $P_{\text{ECRH}} = 200 \text{ kW}$ ($t = 0.50 \text{ s}$) bzw. 600 kW ($t = 0.90 \text{ s}$).

Variation der Injektionsenergie des Li - Strahls

In Abb. 59a sind geglättete Li_{2p} - Leuchtprofile bei unterschiedlicher Injektionsenergie des Li - Strahls von 30, 48 bzw. 66 keV, aber sonst gleichbleibenden Plasmaparametern dargestellt. Das Li_{2p} - Leuchtprofil bei einer Injektionsenergie von 66 keV ist im Vergleich zu einem bei einer Injektionsenergie von 30 keV im Maximum ca. 1.2 mal und am Ende des Beobachtungsbereich ca. 2.5 mal größer, was bedeutet, daß der Li - Strahl bei höheren Injektionsenergie weiter in das Plasma eindringt. Zusätzlich ist der äquivalente Li - Neutralteilchenstrom ca. doppelt so groß (Abhängigkeit des erzielbaren Li - Neutralteilchenstroms von der Emitterspannung, siehe Abb. 19).

$$I_{\text{Li}}^{\circ}(66 \text{ keV}) \approx 2 \cdot I_{\text{Li}}^{\circ}(30 \text{ keV})$$

$$\text{Li}_{2p}(66 \text{ keV}, z \approx 30 \text{ cm}) \approx 1.2 \cdot \text{Li}_{2p}(30 \text{ keV}, z \approx 30 \text{ cm})$$

Alle drei Li_{2p} - Leuchtprofile lassen sich bis nahezu ins Plasmazentrum bei $z \approx 27 \text{ cm}$ auswerten (siehe Abb. 59b), womit sich für die Bestimmung des Elektronendichteprofiles keine wesentlichen Vorteile durch eine höhere Injektionsenergie ergeben. Die Li - Diagnostik am Experiment AUG wurde unter anderem auch aus diesem Grunde für eine größtmögliche Injektionsenergie von $U_{\text{Li}} = 35 \text{ keV}$ ausgelegt.

Gleichzeitig ermöglicht dieses Beispiel, das der Rekonstruktion der Elektronendichten aus den Li_{2p} - Leuchtprofilen zugrunde liegende Stoß - Strahlungsmodell bzw. die Energieabhängigkeit der verwendeten Ratenkoeffizienten zu überprüfen. Unter Annahme einer realistischen Verunreinigungskonzentration von $Z_{\text{eff}} = 2.5$ im Plasmazentrum (Z_{eff} - Profil siehe Abb. 2) ergeben sich praktisch keine Unterschiede der Elektronendichten im Gradientenbereich. Die Dichten im Plateaubereich stimmen innerhalb der Fehlergrenzen der Diagnostik überein (siehe dazu auch Kap. 2.5). Damit ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der aus sehr unterschiedlichen Li_{2p} - Leuchtprofilen (siehe Abb. 59a) rekonstruierten Elektronendichteprofile.

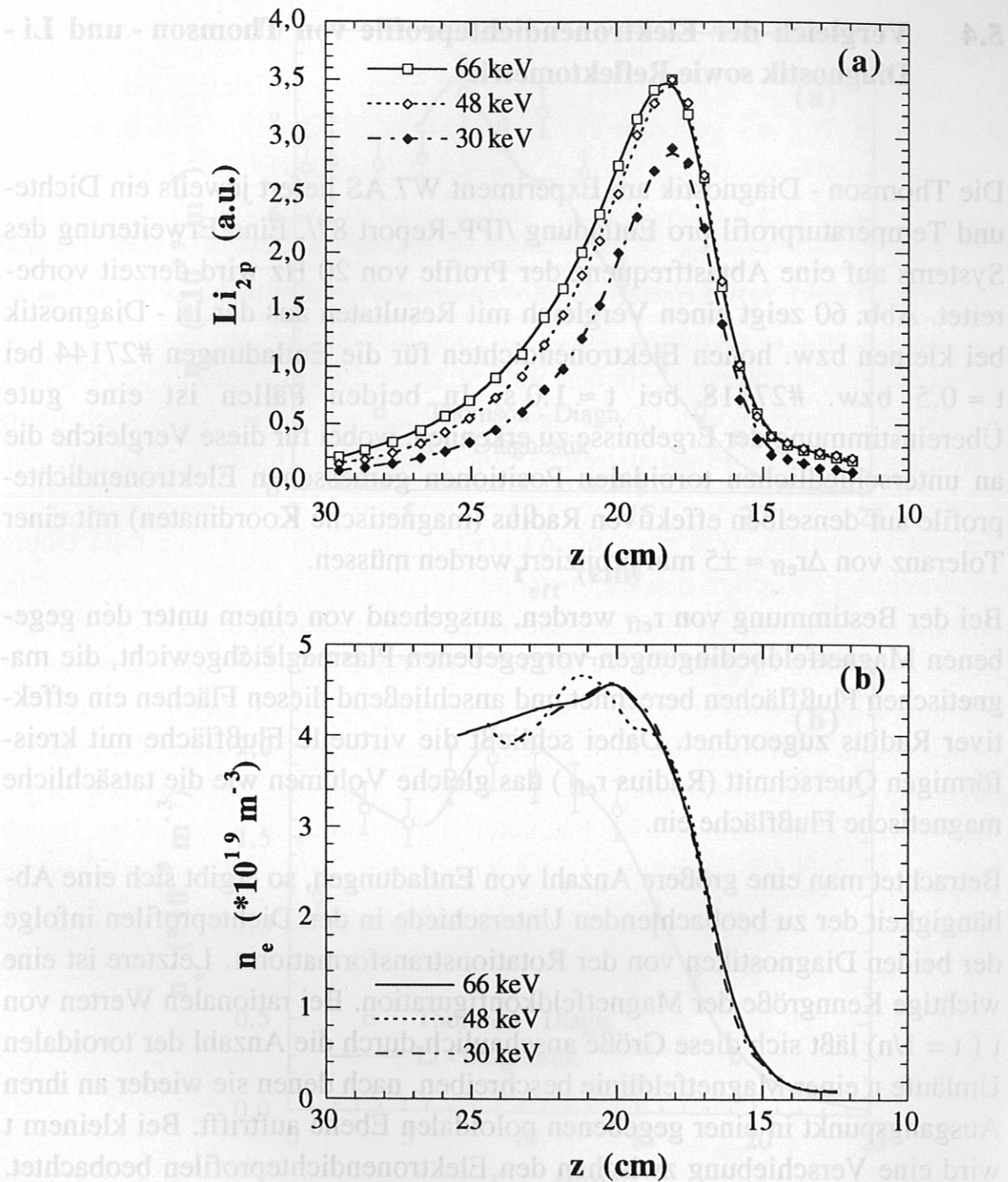


Abb. 59: (a) Geglättete Li_{2p} - Leuchtprofile (Symbole) sowie (b) mit $Z_{eff} = 2.5$ im Plasmazentrum rekonstruierte Elektronendichteprofile längs der Li - Strahl - Koordinate z für unterschiedliche Injektionsenergien des Li - Strahls bei sonst gleichen Entladungen.

5.4 Vergleich der Elektronendichteprofile von Thomson - und Li - Diagnostik sowie Reflektometrie

Die Thomson - Diagnostik am Experiment W7 AS liefert jeweils ein Dichte- und Temperaturprofil pro Entladung /IPP-Report 87/. Eine Erweiterung des Systems auf eine Abtastfrequenz der Profile von 20 Hz wird derzeit vorbereitet. Abb. 60 zeigt einen Vergleich mit Resultaten aus der Li - Diagnostik bei kleinen bzw. hohen Elektronendichten für die Entladungen #27144 bei $t \approx 0.5$ bzw. #27118 bei $t \approx 1.0$ s. In beiden Fällen ist eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse zu erkennen, wobei für diese Vergleiche die an unterschiedlichen toroidalen Positionen gemessenen Elektronendichteprofile auf denselben effektiven Radius (magnetische Koordinaten) mit einer Toleranz von $\Delta r_{\text{eff}} \approx \pm 5$ mm projiziert werden müssen.

Bei der Bestimmung von r_{eff} werden, ausgehend von einem unter den gegebenen Magnetfeldbedingungen vorgegebenen Plasmagleichgewicht, die magnetischen Flußflächen berechnet und anschließend diesen Flächen ein effektiver Radius zugeordnet. Dabei schließt die virtuelle Flußfläche mit kreisförmigen Querschnitt (Radius r_{eff}) das gleiche Volumen wie die tatsächliche magnetische Flußfläche ein.

Betrachtet man eine größere Anzahl von Entladungen, so ergibt sich eine Abhängigkeit der zu beobachtenden Unterschiede in den Dichteprofilen infolge der beiden Diagnostiken von der Rotationstransformation ι . Letztere ist eine wichtige Kenngröße der Magnetfeldkonfiguration. Bei rationalen Werten von ι ($\iota = 1/n$) läßt sich diese Größe anschaulich durch die Anzahl der toroidalen Umläufe n einer Magnetfeldlinie beschreiben, nach denen sie wieder an ihren Ausgangspunkt in einer gegebenen poloidalen Ebene auftritt. Bei kleinem ι wird eine Verschiebung zwischen den Elektronendichteprofilen beobachtet. Dort ist die Berechnung des effektiven Radius aufgrund eines zusätzlichen Magnetfelds in Richtung der Torusachse (B_z - Feld) mit großen Unsicherheiten behaftet, da für derartige Magnetfeldkonfigurationen keine berechneten Plasmagleichgewichte zur Verfügung stehen.

Bei größeren Werten von ι ist ein B_z - Feld nicht notwendig, und es ergibt sich dann eine wesentlich bessere Übereinstimmung.

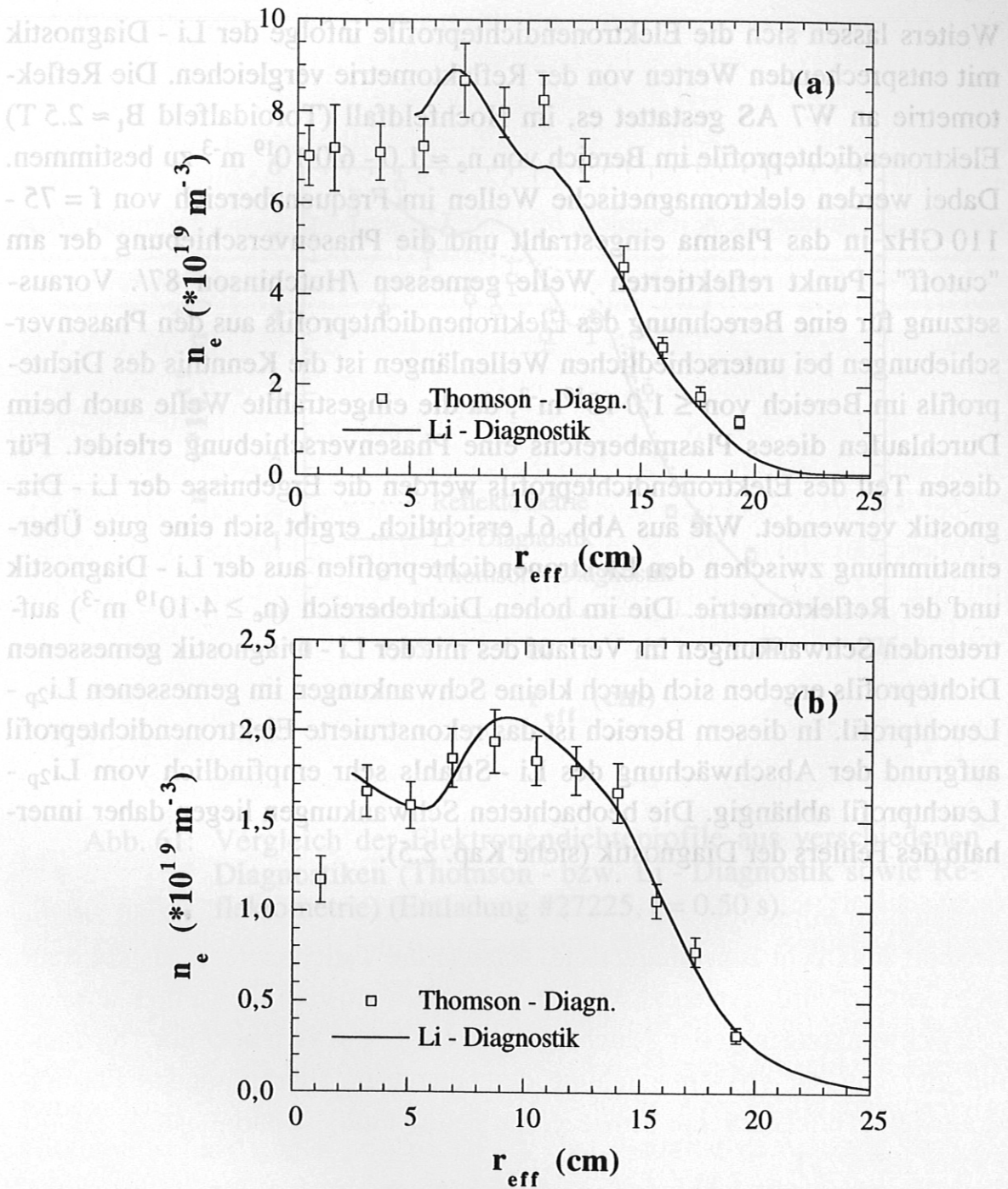


Abb. 60: Vergleich zwischen gemessenen Elektronendichteprofilen aus Thomson- (Symbole) und Li Diagnostik (Linie) für zwei unterschiedliche Dichtebereiche.

(a) Entladung #27118, $t \approx 1.0$ s;

(b) Entladung #27144, $t \approx 0.5$ s.

Weiters lassen sich die Elektronendichteprofile infolge der Li - Diagnostik mit entsprechenden Werten von der Reflektometrie vergleichen. Die Reflektometrie an W7 AS gestattet es, im Hochfeldfall (Toroidalfeld $B_t \approx 2.5$ T) Elektronendichteprofile im Bereich von $n_e \approx 1.0 - 6.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ zu bestimmen. Dabei werden elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich von $f = 75 - 110$ GHz in das Plasma eingestrahlt und die Phasenverschiebung der am "cutoff" - Punkt reflektierten Welle gemessen /Hutchinson 87/. Voraussetzung für eine Berechnung des Elektronendichteprofiles aus den Phasenverschiebungen bei unterschiedlichen Wellenlängen ist die Kenntnis des Dichteprofiles im Bereich von $\leq 1.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, da die eingestrahlte Welle auch beim Durchlaufen dieses Plasmabereichs eine Phasenverschiebung erleidet. Für diesen Teil des Elektronendichteprofiles werden die Ergebnisse der Li - Diagnostik verwendet. Wie aus Abb. 61 ersichtlich, ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Elektronendichteprofilen aus der Li - Diagnostik und der Reflektometrie. Die im hohen Dichtebereich ($n_e \geq 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) auftretenden Schwankungen im Verlauf des mit der Li - Diagnostik gemessenen Dichteprofiles ergeben sich durch kleine Schwankungen im gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofil. In diesem Bereich ist das rekonstruierte Elektronendichteprofil aufgrund der Abschwächung des Li - Strahls sehr empfindlich vom Li_{2p} - Leuchtprofil abhängig. Die beobachteten Schwankungen liegen daher innerhalb des Fehlers der Diagnostik (siehe Kap. 2.5).

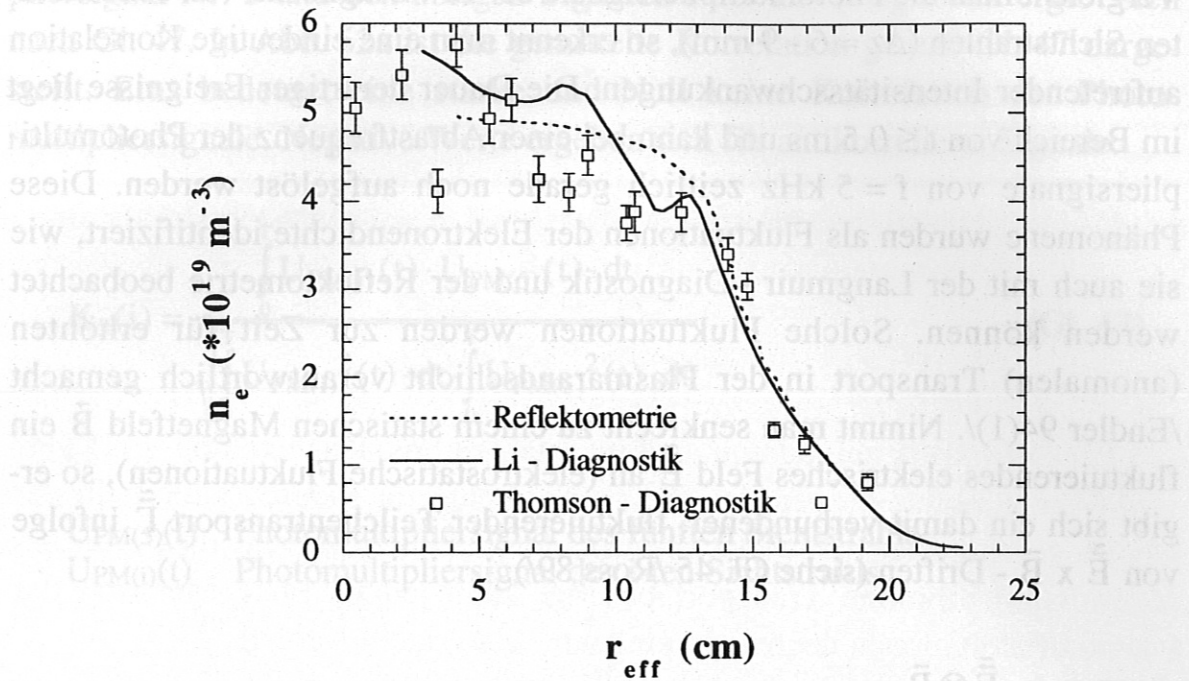


Abb. 61: Vergleich der Elektronendichteprofile aus verschiedenen Diagnostiken (Thomson - bzw. Li - Diagnostik sowie Reflektometrie) (Entladung #27225, $t = 0.50 \text{ s}$).

Anteil der Dichtefluktuationen im Bereich des Plasmas noch wesentlich detailliertere Untersuchungen notwendig waren. Zusätzlich ist in Abb. 62b der (b) der Teil der Photomultipliersignale, die sich außerhalb der Sparradien dargestellt. Es ergibt sich außerhalb der Sparradien eine hohe Amplitude der Fluktuationen. Der Wert dieser Fluktuationen wird auf das Rauschen des Detektors (Photonenrauschen) zurückzuführen.

5.5 Fluktuationsmessungen mit Hilfe der Li - Diagnostik

Vergleicht man die Photomultipliersignale der Li - Diagnostik von benachbarten Sichtstrahlen ($\Delta z \approx 6 - 9$ mm), so erkennt man eine eindeutige Korrelation auftretender Intensitätsschwankungen. Die Dauer derartiger Ereignisse liegt im Bereich von $t \leq 0.5$ ms und kann bei einer Abtastfrequenz der Photomultipliersignale von $f = 5$ kHz zeitlich gerade noch aufgelöst werden. Diese Phänomene wurden als Fluktuationen der Elektronendichte identifiziert, wie sie auch mit der Langmuir - Diagnostik und der Reflektometrie beobachtet werden können. Solche Fluktuationen werden zur Zeit für erhöhten (anormalen) Transport in der Plasmarandschicht verantwortlich gemacht /Endler 94(1)/. Nimmt man senkrecht zu einem statischen Magnetfeld \vec{B} ein fluktuierendes elektrisches Feld $\vec{\tilde{E}}$ an (elektrostatische Fluktuationen), so ergibt sich ein damit verbundener, fluktuierender Teilchentransport $\vec{\tilde{\Gamma}}$ infolge von $\vec{\tilde{E}} \times \vec{B}$ - Driften (siehe Gl. 45 /Ross 89/).

$$\vec{\tilde{\Gamma}} = n_i \cdot \frac{\vec{\tilde{E}} \otimes \vec{B}}{B^2} \quad (\text{Gl. 45})$$

n_i Dichte der Teilchensorte i

Der zeitliche Mittelwert von $\vec{\tilde{\Gamma}}$ aus Gl. 45 ist Null, d.h. es folgt kein Netto-transport senkrecht zum Magnetfeld, solange die Teilchendichte als konstant angenommen wird. Treten zusätzlich zu den elektrostatischen Fluktuationen auch Schwankungen in der Teilchendichte auf, ergibt sich aber ein Teilchenfluß, der von der Phasenbeziehung der beteiligten fluktuierenden Plasma-parameter (Teilchendichte sowie elektrisches Feld) abhängt (siehe Gl. 46 /Endler 1994(2)/).

$$\langle \vec{\tilde{\Gamma}}_i \rangle = \langle \tilde{n}_i \cdot \vec{\tilde{E}}_{\perp} \rangle \otimes \frac{\vec{B}}{B^2} \quad (\text{Gl. 46})$$

\tilde{n}_i fluktuierender Anteil der Teilchendichte i

Um einen Hinweis auf die vorhandenen Dichtefluktuationen zu erhalten, wurde zunächst untersucht, ob eine signifikante Korrelation zwischen den Photomultipliersignalen vorhanden ist. Die in einem Zeitintervall von $T \approx 40$ ms auftretende gemittelte Korrelation $K_5(i)$ zwischen dem Photomultipliersignal Nr. 5 und den übrigen Signalen i der Li - Diagnostik ergibt sich nach Gl. 47. In Abb. 62a ist die gemittelte Korrelation gemäß Gl. 47 dargestellt. Eins bedeutet eine starke und Null keine Korrelation der Photomultipliersignale. Negative Werte ergeben sich für antikorrelierte Signale.

$$K_5(i) = \frac{\int_0^T U_{PM(i)}(t) \cdot U_{PM(5)}(t) \cdot dt}{\sqrt{\int_0^T U_{PM(i)}^2(t) \cdot dt \cdot \int_0^T U_{PM(5)}^2(t) \cdot dt}} \quad (\text{Gl. 47})$$

$U_{PM(5)}(t)$ Photomultipliersignal des fünften Sichtstrahls

$U_{PM(i)}(t)$ Photomultipliersignal des i -ten Sichtstrahls

Man erkennt, daß außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche ($z \approx 17.5$ cm) eine hohe Korrelation zwischen den Photomultipliersignalen vorhanden ist. Da in diesem Bereich der Li_{2p} - Leuchtprofile die beobachtete Li_{2p} - Strahlungsintensität näherungsweise proportional zur Elektronendichte ist, können diese korrelierten Schwankungen der Photomultipliersignale als Dichteschwankungen im Plasmarandbereich interpretiert werden. Die negative Korrelation zwischen den äußeren und relativ zur letzten geschlossenen Flußfläche weiter innen liegenden Sichtstrahlen ($z > 17.5$ cm) kann durch die Abschwächung des Li - Strahls erklärt werden. Weiters täuscht die endliche Lebensdauer des Li_{2p} - Zustands eine scheinbare Korrelation zwischen den Photomultipliersignalen vor, sodaß für eine quantitative Aussage über den Anteil der Dichtefluktuationen im Randbereich des Plasmas noch wesentlich detailliertere Untersuchungen notwendig wären. Zusätzlich ist in Abb. 62b der fluktuierende Anteil der Photomultipliersignale (berechnet nach Gl. 48) dargestellt. Es ergibt sich außerhalb der Separatrix eine hohe Amplitude der Fluktuationen. Der Wert innerhalb der Separatrix (1 - 2%) ist nur auf das Rauschen des Detektors (Photonenrauschen) zurückzuführen.

$$F(U_{PM(i)}) = \frac{1}{T} \sqrt{\int_0^T (U_{PM(i)}(t) - \bar{U}_{PM(i)})^2 dt} \cdot 100\% \quad (Gl. 48)$$

- i** Nummer des Sichtstrahls
- $U_{PM(i)}(t)$** Photomultipliersignal des i-ten Sichtstrahls
- $\bar{U}_{PM(i)}$** mittleres Photomultipliersignal des i-ten Sichtstrahls im Integrationsbereich

Die Li - Diagnostik zeigt damit, daß im erfaßten Frequenzbereich $f \leq 2.5$ kHz signifikante Fluktuationen der Elektronendichte im Bereich außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche vorhanden sind. Inwieweit dies zum beobachtbaren erhöhten Transport beiträgt kann jedoch ohne Messung der Potentialfluktuationen noch nicht eindeutig klargestellt werden.

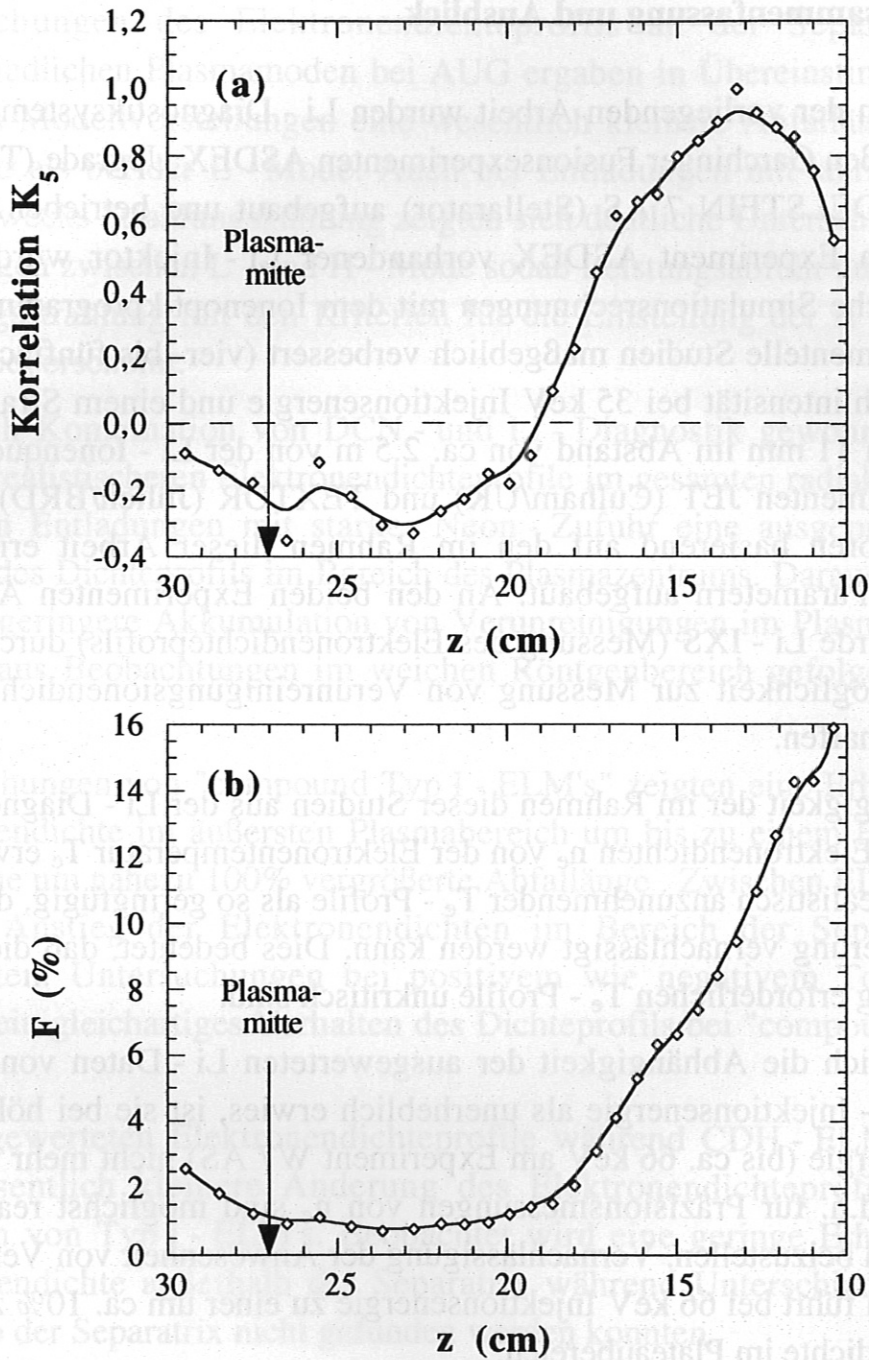


Abb. 62: (a) Korrelation zwischen dem Photomultipliersignal Nr. 5 der Li - Diagnostik und den Signalen 1 - 4 bzw. 6 - 28 sowie

(b) Anteil der Fluktuation an den Photomultipliersignalen in Prozent der Signalthöhe längs der Li - Strahl - Koordinate z (Entladung #27165, $t = 0.24 - 0.28$ s).

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Li - Diagnostiksysteme an den beiden großen Garching Fusionsexperimenten ASDEX Upgrade (Tokamak) und WENDELSTEIN 7 AS (Stellarator) aufgebaut und betrieben. Ein am ehemaligen Experiment ASDEX vorhandener Li - Injektor wurde durch umfangreiche Simulationsrechnungen mit dem Ionenoptikprogramm EGUN und experimentelle Studien maßgeblich verbessert (vier- bis fünffach höhere Neutralstrahlintensität bei 35 keV Injektionsenergie und einem Strahldurchmesser von 11 mm im Abstand von ca. 2.5 m von der Li - Ionenquelle). An den Experimenten JET (Culham/UK) und TEXTOR (Jülich/BRD) wurden Li - Injektoren basierend auf den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten optimalen Parametern aufgebaut. An den beiden Experimenten AUG und W7 AS wurde Li - IXS (Messung des Elektronendichteprofiles) durchgeführt und die Möglichkeit zur Messung von Verunreinigungsionendichten (Li - CXS) geschaffen.

Die Abhängigkeit der im Rahmen dieser Studien aus der Li - Diagnostik gewonnenen Elektronendichten n_e von der Elektronentemperatur T_e erwies sich innerhalb realistisch anzunehmender T_e - Profile als so geringfügig, daß sie in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Dies bedeutet, daß die für die Auswertung erforderlichen T_e - Profile unkritisch sind.

Während sich die Abhängigkeit der ausgewerteten Li - Daten von Z_{eff} bei 35 keV Li - Injektionsenergie als unerheblich erwies, ist sie bei höherer Injektionsenergie (bis ca. 66 keV am Experiment W7 AS) nicht mehr vernachlässigbar, d.h. für Präzisionsmessungen von n_e sind möglichst realistische Z_{eff} - Daten beizustellen. Vernachlässigung der Anwesenheit von Verunreinigungen führt bei 66 keV Injektionsenergie zu einer um ca. 10% zu hohen Elektronendichte im Plateaubereich.

Vergleiche mit Elektronendichteprofilen, welche mittels Thomson - Streuung, DCN - bzw. HCN - Laser - Interferometrie, Reflektometrie sowie Elektronenzyklotronemission bestimmt wurden, ergaben an beiden Experimenten eine gute Übereinstimmung. Auch die prinzipielle Anwendbarkeit der Li - Anregung für Druckmessungen (Bestimmung der Neutralgasdichte außerhalb des Plasmas) während der Entladung konnte am Experiment W7 AS gezeigt werden.

Untersuchungen des Elektronendichteprofiles an der Separatrix bei unterschiedlichen Plasmamoden bei AUG ergaben in Übereinstimmung mit gängigen Modellvorstellungen eine wesentlich kleinere Abfalllänge bei der H - Mode als bei der L - Mode. Auch bei Entladungen mit starker Neon - Zufuhr zwecks Strahlungskühlung zeigten sich deutliche Unterschiede in den Abfalllängen zwischen L - und H - Mode sodaß Leistungsabfuhr durch Verunreinigungsstrahlung mit den Kriterien für die Einstellung der H - Mode als kompatibel erscheint.

Die durch Kombination von DCN - und Li - Diagnostik gewonnenen, wesentlich realistischeren Elektronendichteprofile im gesamten radialen Bereich zeigen in Entladungen mit starker Neon - Zufuhr eine ausgeprägte Aufsteilung des Dichteprofiles im Bereich des Plasmazentrums. Daraus folgt eine deutlich geringere Akkumulation von Verunreinigungen im Plasmazentrum, als dies aus Beobachtungen im weichen Röntgenbereich gefolgert werden muß.

Untersuchungen von "compound Typ I - ELM's" zeigten eine Erhöhung der Elektronendichte im äußersten Plasmabereich um bis zu einem Faktor vier, sowie eine um nahezu 100% vergrößerte Abfalllänge. Zwischen ELM's ist ein stetiger Anstieg der Elektronendichten im Bereich der Separatrix zu beobachten. Untersuchungen bei positivem wie negativem Toroidalfeld ergaben ein gleichartiges Verhalten des Dichteprofiles bei "compound Typ I - ELM's".

Die ausgewerteten Elektronendichteprofile während CDH - ELM's zeigen eine wesentlich kleinere Änderung des Elektronendichteprofiles als bei Auftreten von Typ I - ELM's. Beobachtet wird eine geringe Erhöhung der Elektronendichte außerhalb der Separatrix während Unterschiede an bzw. innerhalb der Separatrix nicht gefunden werden konnten.

Auswertungen von auftretenden Fluktuationen im gemessenen Li_{2p} - Leuchtprofil am Experiment W7 AS zeigten qualitativ das Vorhandensein von Dichtefluktuationen im Bereich außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche. Zur quantitativen Bestimmung der Fluktuationsamplitude des Dichteprofiles sind allerdings noch wesentlich detailliertere Untersuchungen notwendig. Solche Fluktuationen werden zur Zeit für den anomalen Transport in der Randschicht von Fusionsplasmen verantwortlich gemacht.

Eine Fehleranalyse ergibt, daß im besonders interessierenden Gradientenbereich des Dichteprofiles die Elektronendichte mit einem Fehler von nur 5% an W7 AS bzw. $\leq 13\%$ an AUG bestimmt werden kann. Die Fehler innerhalb der Separatrix (letzten geschlossenen Flußfläche) nehmen mit fortschreitender Integration des Li_{2p} - Leuchtprofils näherungsweise linear zu.

Die durch die Li - Diagnostik nun zur Verfügung stehenden, wesentlich genaueren Elektronendichteprofile sollten zu einer kritischen Überprüfung der Modellvorstellungen zur Leistungsdeposition bei der Neutralinjektion, dem Ablationsvorgang bei Pelletinjektion und bei der Interpretation von spektroskopischen Daten (Bestimmung der Sauerstoff - und Kohlenstoff - Verunreinigungskonzentration, sowie von Z_{eff} - Profilen aus Bremsstrahlungsmessungen) verwendet werden. Des weiteren läßt sich mit Hilfe der Diagnostik LENA bei bekannten Elektronendichte- und -temperaturprofilen die Ionen-temperatur im Bereich der Separatrix bestimmen. Gemeinsam mit den Diagnostiken ECE bzw. LENA bietet somit die Li - Diagnostik die Möglichkeit, die Plasmarandschicht mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung vollständig zu erfassen. Vergleiche mit Diagnostikdaten aus dem Divertorbereich sollten wertvolle Hinweise auf das Verhalten des Plasmas im Bereich außerhalb der Separatrix und auf die Plasmadruckunterschiede zwischen Mittel-ebene und Divertor in Abhängigkeit von der abgestrahlten Leistung bzw. von den zugeführten Verunreinigungen bzw. dem zugeführten Arbeitsgas (Deuterium) ergeben.

Um derartige Untersuchungen durchführen zu können, müßten in einem nächsten Schritt die Auswertung der Li_{2p} - Leuchtprofile automatisiert und die in der letzten Experimentierphase aufgetretenen Probleme (Einfluß des V3u - Spulenstroms auf die Li - Strahlposition) durch eine zusätzliche μ - Metall - Abschirmung beseitigt werden.

Die bereits begonnenen Aufbauten für die Li - CXS - Diagnostiken (charge exchange spectroscopy) an AUG und W7 AS sollten fortgesetzt werden, womit in den nächsten Experimentierphasen zusätzliche Informationen über die Verteilung von Verunreinigungen in unterschiedlichen Ladungszuständen im Plasmarandbereich erhalten werden könnten.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen eines Förderungsvertrags der Friedrich Schiedel Stiftung mit Herrn Univ. Prof. Dr. HP. Winter, Institut für Allgemeine Physik der TU Wien durchgeführt. Mein besonderer Dank gilt deshalb dem Projektleiter Herrn Prof. HP. Winter für die Möglichkeit, diese Arbeit im Rahmen meiner Dissertation durchzuführen sowie für die zeit-
aufwendige Durchsicht der Arbeit und seine Verbesserungsvorschläge.

An Entwicklung, Konstruktion, Aufbau sowie Betrieb der Li - Diagnostiken an den Experimenten AUG und W7 AS war ein ganzes Team am IPP beteiligt. Für diese Unterstützung möchte ich mich bei folgenden Damen und Herren bedanken:

Den Leitern des Max - Planck - Instituts für Plasmaphysik und der involvierten Abteilungen, den Herren Prof. K. Pinkau, Prof. K. Lackner und Prof. M. Kaufmann, für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit;

den Herren Dr. K. McCormick, Dr. S. Zoletnik und Dr. G. Kocsis, die für die Durchführung der Lithiumstrahldiagnostik am Experiment W7 AS verantwortlich waren;

Herrn Dr. J. Schweinzer für die Entwicklung von Auswerterroutinen, die Berechnung von notwendigen Wirkungsquerschnitten und die freundschaftliche Zusammenarbeit sowie die Durchsicht der Arbeit;

den Mitarbeitern der Gruppe "Li - Diagnostik" in Garching, Herrn L. Schmidt und Frau H. Sittig, für die Hilfe beim Aufbau und Testen der neuen Li - Ionenquelle sowie ihre Unterstützung bei der Durchführung der Messungen an den Experimenten AUG und W7 AS;

allen DiagnostikerInnen an den Experimenten AUG und W7 AS, die durch Bereitstellung von Daten maßgeblich zum Zustandekommen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben;

allen Mitarbeitern der Elektronikwerkstätte, der mechanischen Werkstätte und der Konstruktionsabteilung am IPP, im besonderen den Herren C. Dorn, F. Kuhn und A. Fellmann für die Unterstützung bei der Konstruktion, sowie den Herren G. Schramm und G. Wiesner für Entwurf und Bau elektronischer Bauteile;

und all jenen Personen, die hier nicht persönlich erwähnt werden können, z.B. den Mitarbeitern der EDV - Abteilung und der Tokamak - Gruppe, die alle in der einen oder anderen Weise zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Mitarbeitern der Gruppe für atomare Stoßprozesse an der TU Wien, insbesondere Herrn Dr. F. Aumayr, Frau D. Wutte, Herrn P. Platzer und Herrn H. Eder, für die Zusammenarbeit bei der Erstellung der notwendigen Wirkungsquerschnitte - Datenbasis, der Durchführung von Untersuchungen zur Z_{eff} - Abhängigkeit der Rekonstruktionsmethode sowie zur Abschwächung des Li - Strahls im Neutralgas.

Auch bei meiner Lebensgefährtin M. Bem und meinen Eltern E. und A. Ladentrog möchte ich mich für ihr Verständnis und ihre moralische Unterstützung bedanken.

Mein spezieller Dank gilt der *Friedrich Schiedel - Stiftung für Energieforschung* für die finanzielle Unterstützung durch einem dieser Dissertation zugrunde liegenden Förderungsvertrages sowie für die in Garching zusätzlich für Auf- und Ausbau der Li - Diagnostik zur Verfügung gestellten Mittel.

Metall - Abschirmung beseitigt werden.

Die bereits begonnenen Aufbauten für die Li - CXS (charge exchange spectroscopy) an AUG und W7 AS sollten fortgesetzt werden, womit in den nächsten Experimentierphasen zusätzliche Informationen über die Verteilung von Verunreinigungsionen in unterschiedlichen Ladungszuständen im Plasmarandbereich erhalten werden könnten.

Literatur

- Allison 61 S.K. Allison and M. Kamegai, Rev. Sci. Instrum. **32** (1961) 1090
- Artsimovich 72 L.A. Artsimovich, Nuclear Fusion **12** (1972) 215-252
- ASDEX Team 89 ASDEX - Team, Nuclear Fusion **29** (1989) 1959
- AUG 93 ASDEX - Upgrade Data Base, IPP Garching, unveröffentlicht
- Bay 86 H.L. Bay, E. Dullni and P. Leismann, Report Jül-2062 KFA Jülich, Germany (1986)
- Bessenrodt 93 M. Bessenrodt-Weberpals et al., Nuclear Fusion **33** (1993) 1205
- Bessenrodt 94 M. Bessenrodt-Weberpals, M. Maraschek, H. Zohm, ASDEX - Upgrade - Team and NI - Team, 21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part III (1994) 1312
- Biglari 90 H. Biglari, P.H. Diamond and P.W. Terry, Phys. Fluids B **2** (1990) 1
- Blewett 36 J.P. Blewett and E.J. Jones, Phys. Rev. **50** (1936) 465
- Borrass 94 K. Borrass and G. Janeschitz, to be published in Nuclear Fusion
- Brazuk 84 A. Brazuk, HP. Winter, D. Dijkkamp, A. Boellaard, F.J. de Heer and A.G. Drentje, Phys. Letters **101 A** (1984) 139
- Burrell 89 K.H. Burrell et al., Plasma Phys. and Contr. Fusion **31** (1989) 1649
- Burrell 94 K.H. Burrell et al., Phys. Plasmas **1** (1994) X
- Carreras 88 B.A. Carreras et al., Nuclear Fusion **28** (1988) 1613
- Doyle 91 E.J. Doyle et al., Phys. Fluids B **3** (1991) 2300
- Eder 94 H. Eder, Vorbereitungspraktikum, IAP - TU Wien, unveröffentlicht
- Endler 94(1) M. Endler, L. Giannone, K. McCormick, H. Niedermeyer, A. Rudyj, G. Theimer, N. Tsois, S. Zoletnik, ASDEX - Team and W7 - AS - Team, 21st EPS International Conference on Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part II (1994) 874
- JET - Team, Plasma Phys. and Contr. Fusion **34** (1992) 1749

- Endler 94(2) M. Endler, IPP-Report III/197 (Juli 1994)
- Fiedler 92 S. Fiedler and HP. Winter, Rev. Sci. Instrum. **63** (1992) 2532
- Fiedler 94 S. Fiedler, K. McCormick, J. Schweinzer, D. Wutte, S. Zoletnik and HP. Winter, 21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part III (1994) 1272
- Grigull 92 P. Grigull et al., J. Nucl. Mater. **196-198** (1984) 101
- Gruber 93 O. Gruber et al., Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion **35** (1993) B191
- Heinz 68 O. Heinz and R.T. Reaves, Rev. Sci. Instrum. **39** (1968) 1229
- Hutchinson 87 H. Hutchinson, Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press, Cambridge (1987)
- IPP-Report 87 Max Planck Institut für Plasmaphysik, Annual report (1987) 85
- IPP-Report 92 Max Planck Institut für Plasmaphysik, Annual report (1992) 46
- Janeschitz 94 G. Janeschitz, K. Borrass, G. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, M. Sugihara, presented at the International Conference on Plasma Surface Intertaction 1994, to be published in Journal of Nuclear Materials
- Janev 93 R.K. Janev, J.J. Smith, F. Aumayr, D. Wutte, M. Schneider, HP. Winter and J. Schweinzer, IAEA Report INDC(NSD)-267 (1993)
- Kaufmann 94 M. Kaufmann et al., paper IAEA-CN-60/A-4-I-1, to be published in Proc. 15th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Seville (1994)
- Kick 83 M. Kick, K. McCormick and H. Schmid, IPP Report 2/265 (Jan. 1983)
- LaBombard 86 B. LaBombard, MIT-Report PFC/RR-86 (1986)
- Lackner 94 K. Lackner et al., Recent Results from Divertor Operation in ASDEX - Upgrade, to be published in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion
- Mandl 94 W. Mandl and W7 - AS - Team, 21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part III (1994) 1276

- McCarthy 92 P.J. McCarthy, W. Schneider, K. Lackner, H.P. Zehrfeld, K. Büchl, J. Gernhardt, O. Gruber, A. Kallenbach, G. Lieder, R. Wunderlich and ASDEX - Upgrade - Team, 19th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **16 C**, Part I (1992) 459
- McCormick 82 K. McCormick, IPP Report III/82 (March 1983)
- McCormick 83 K. McCormick and M. Kick, IPP Report III/85 (April 1983)
- McCormick 84 K. McCormick et al., J. Nucl. Mater. **121** (1984) 48
- McCormick 85 K. McCormick and the ASDEX - Team, Rev. Sci. Instrum. **56** (1985) 1063
- McCormick 93 K. McCormick, S. Fiedler, G. Kyriakakis, J. Neuhauser, D. Reiter, R. Schneider, J. Schweinzer and N. Tsois, 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part II (1993) 587
- McCormick 94 K. McCormick, S. Fiedler, P. Platzer, J. Schweinzer, D. Wutte and S. Zoletnik, 21st EPS International Conference on Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part III (1994) 1268
- Mertens 94 V. Mertens, persönliche Mitteilungen
- Murmann 92 H. Murmann, S. Götsch, H. Röhr, H. Salzmann and K.H. Steuer, Rev. Sci. Instrum. **63** (1992) 4941
- Nielson 92 P. Nielson, persönliche Mitteilungen
- Pautasso 94 G. Pautasso, O. Gruber, F. Mast, K. Büchl, J.C. Fuchs, C. Garcia-Rosales, A. Herrmann, K. Lackner, J. Neuhauser, W. Schneider and ASDEX - Upgrade - Team, 21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part I (1994) 222
- Pinkau 82 K. Pinkau und U. Schuhmacher, Kernfusion mit magnetisch eingeschlossenen Plasmen, Physik in unserer Zeit **13** (1982) 138
- Platzer 94 P. Platzer, Diplomarbeit, IAP - TU Wien, in Vorbereitung
- Pöckl 92 M. Pöckl, Diplomarbeit, IAP - TU Wien, unveröffentlicht
- Pospieszczyk 89 A. Pospieszczyk et al., J. Nucl. Mater. **162-164** (1989) 574
- Raeder 81 J. Raeder, K. Borrass, R. Bünde, W. Dänner, R. Klingelhöfer, L. Lengyel, F. Leuterer und M. Söll, Kontrollierte Kernfusion, Teubner 1981
- Rebut 92 JET - Team, Plasma Physics and Controlled Fusion **34** (1992) 1749

- Ross 89 D.W. Ross, Comments Plasma Phys. and Contr. Fusion **12** (1989) 155
- Salmon 92 N.A. Salmon and A. Eberhagen, 19th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **16C**, Part II (1992) 1107
- Samm 93 U. Samm, G. Bertschinger, P. Bogen, J.D. Hey, E. Hintz, L. Könen, Y.T. Lie, A. Pospieszczyk, D. Rusbüldt, R.P. Schorn, B. Schweer, M. Tokar and B. Unterberg, Plasma Phys. and Contr. Fusion **35** (1993) B167
- Schissel 91 D.P. Schissel et al., Nuclear Fusion **31** (1991) 73
- Schneider 90 M. Schneider, Diplomarbeit, IAP - TU Wien, unveröffentlicht
- Schorn 92 R.P. Schorn, E. Wolfrum, F. Aumayr, E. Hintz, D. Rusbüldt and HP. Winter, Nuclear Fusion **32** (1992) 351
- Schorn 91 R.P. Schorn, E. Hintz, D. Rusbüldt, F. Aumayr, M. Schneider, E. Unterreiter and HP. Winter, Appl. Phys. B **52** (1991) 71
- Schott 85 Firmenschrift, Optisches Glas, SCHOTT Glaswerke GmbH, Mainz (1985)
- Schuhmacher 93 U. Schuhmacher, Fusionsforschung, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1993
- Schweitzer 92(1) J. Schweitzer, E. Wolfrum, F. Aumayr, M. Pöckl, HP. Winter, R.P. Schorn, E. Hintz and A. Unterreiter, Plasma Phys. and Contr. Fusion **34** (1992) 1173
- Schweitzer 92(2) J. Schweitzer, K. McCormick, S. Fiedler, F. Aumayr, M. Pöckl and HP. Winter, 19th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **16 C**, Part II (1992) 1163
- Schweitzer 93 J. Schweitzer, persönliche Mitteilungen
- Schweitzer 94 J. Schweitzer, D. Wutte and HP. Winter, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **27** (1994) 137
- Septier 64 A. Septier and H. Leal, Nucl. Instrum. Methods **29** (1964) 257
- SLAC-Report 88 SLAC-Report-331 (1988): Nucl. Instr. Meth. Phys. Rev. A **298** (1990) 39
- Steuer 90 K.H. Steuer, H. Röhr, W. Engelhardt, G. Fussmann, A. Kallenbach, B. Kurzan, H.D. Murmann and ASDEX - Team, NI - Team, 17th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Europhysics Conference Abstracts, Vol. **14B**, Part I (1990) 62

- Strachan 94 J. Strachan and TFTR Group, DT Experiments in TFTR, to be published in Plasma Physics and Controlled Fusion
- Thomas 88 D.M. Thomas, W.P. West and K. McCormick, Rev. Sci. Instrum. **59** (1988) 1735
- Vakuumschmelze 75 Firmenschrift FS-M9, Magnetische Abschirmungen, Vakuumschmelze GmbH, Hanau (1975)
- Vakuumtechnik 88 Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig (1988)
- Verbeek 92 H. Verbeek, O. Heinrich et al., Journ. Nucl. Mat. **196-198** (1992) 1027
- Vollmer 94 O. Vollmer et al., 21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhysics Conference Abstracts Vol. **18B**, Part II (1994) 936
- Wagner 82 F. Wagner et al., Phys. Rev. Letters **49** (1982) 1408
- Wesson 87 John Wesson, Tokamaks, Clarendon Press, Oxford 1987
- Wolfrum 91 E. Wolfrum, Dissertation, IAP - TU Wien, unveröffentlicht
- Wolfrum 92 E. Wolfrum, R. Hoekstra, F.J. de Heer, R. Morgenstern and HP. Winter, J. Phys. B., At. Mol. Opt. Phy. **25** (1992) 2697
- Wolfrum 93 E. Wolfrum, F. Aumayr, D. Wutte and HP. Winter, E. Hintz, D. Rusbüldt and R.P. Schorn, Rev. Sci. Instrum. **64** (1993) 2285
- Wunderlich 92 R. Wunderlich, W. Schneider, K. Lackner, IPP - Report 3/37 (Jan. 1992)
- Wutte 94 D. Wutte, M. Leitner and HP. Winter, Rev. Sci. Instrum. **65** (1994) 1094
- Zohm 90 H. Zohm et al., General Atomics Technical Report GA-A20895 (1990)
- Zohm 92 H. Zohm, F. Wagner, M. Endler, J. Gernhardt, E. Holzhauser, W. Kerner and V. Mertens, Nuclear Fusion, Vol. **32** (1992) 489
- Zohm 93 H. Zohm, ASDEX - Upgrade - Team, ICRH - and NI - Group, IPP Report 1/276 (Sep. 1993)

Dezember 1994

Lebenslauf

Persönliche Daten: Dipl. Ing. Stefan Fiedler
geb. 22. März 1963 in Wien
Staatsangehörigkeit: österreichisch

Eltern: Rudolf Fiedler, Angestellter
Elisabeth Ladentrog, Hausfrau

Ausbildung:

1969 - 1973 Volksschule in Breitenfurt bei Wien
1973 - 1977 Hauptschule in Wien - Mauer
1977 - 1983 Höhere Technische Bundeslehr- und Versuchsanstalt in
Mödling, Höhere Abteilung für Maschinenbau
22. 6. 1982 Reifeprüfung mit ausgezeichnetem Erfolg
1983 - 1991 Studium der Technischen Physik an der TU Wien
Diplomarbeit zum Thema "Entwicklung einer ECR-Ionen-
quelle für Lithiumatomstrahlen"
7. 6. 1991 Diplomprüfung mit Auszeichnung
27. 6. 1991 Sponson zum Diplom - Ingenieur für Technische Physik
1992 - 1994 Durchführung der Dissertation zum Thema "Diagnostik von
Fusionsplasmen mit schnellen Lithiumstrahlen" (TU Wien,
Betreuer Prof. HP. Winter)