



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5976

**Spektroskopische Messungen
im Anodenplasma einer
fremdmagnetisch isolierten
Hochleistungs-Ionendiode**

Suk-Jae Yoo

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

August 1997

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5976

**Spektroskopische Messungen im
Anodenplasma einer fremdmagnetisch
isolierten Hochleistungs-Ionendiode*)**

Suk-Jae Yoo
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

*) von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1997

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Die Qualität der mit dem Protonenbeschleuniger KALIF erzeugten Ionenstrahlen hängt wesentlich von den Eigenschaften der Anoden- und Kathodenplasmen sowie von elektromagnetischen Fluktuationen in der Beschleunigungsstrecke ab. Eine Voraussetzung für die Verbesserung der Strahlqualität ist die genaue Kenntnis der Plasmaeigenschaften und der elektromagnetischen Feldverteilung im Beschleunigungsspalt.

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften des Anodenplasmas untersucht. Elektronendichte und -Temperatur und die Zusammensetzung des Anodenplasmas wurden mit optischer Spektroskopie bestimmt. Die ermittelte Elektronendichte wuchs von $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zu Beginn auf bis zu $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ am Ende des KALIF-Impulses an. Die Elektronentemperatur erreichte sehr schnell Werte um 7 eV. Neben Wasserstoff befand sich überwiegend dreifach ionisierter Kohlenstoff im Anodenplasma. Die Wasserstoffdichte nahm kontinuierlich während des gesamten Impulses zu.

Die Dynamik des Magnetfelds im Anodenplasma einer Hochleistungsdiodenode konnte erstmals aus orts- und zeitaufgelösten Messungen der Zeemanaufspaltung von CIII und CIV-Linien ermittelt werden. Aus dem beobachteten Eindringen des durch die Elektronendrift im Diodenspalt induzierten diamagnetischen Feldes in die Anodenplasmaschicht ergeben sich wichtige Konsequenzen für das Betriebsverhalten der Diode. Dazu gehören die Schwächung der magnetischen Isolation, was eine Abnahme der Diodenimpedanz im Laufe des Impulses und möglicherweise sogar einen Kollaps der virtuellen Kathode auf die Anode zur Folge hat. Noch bedeutendere Auswirkungen ergeben sich aus der induzierten Wirbelstromheizung der Anodenplasmaschicht, was zu einem exponentiellen Wachstum der Teilchendichte im Plasma führt.

Ein weiteres Ziel der Arbeit war die Messung des Strahldivergenzwachstums im Beschleunigungsspalt der Diode. Die Strahldivergenz sollte aus der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien geeigneter im Diodenspalt beschleunigter Ionen, z.B. Kohlenstoff, die als natürliche Kontaminanten im Anodenplasma vorhanden waren, ermittelt werden. Obwohl diese Kontaminanten in genügender Menge im Anodenplasma vorkamen, blieb ihre Intensität im Diodenspalt unterhalb der Nachweisgrenze. Als Ursache hierfür wird die Abschirmung des elektrischen Extraktionsfeldes für die Kohlenstoffionen durch eine dünne Protonenschicht an der Plasmafront angesehen. Eine Messung der Strahldivergenz direkt am Plasmarand war jedoch möglich. Diese Ergebnisse zeigen, daß ein großer Teil der Strahldivergenz bereits am Rand des Anodenplasmas entsteht, was auf eine räumlich inhomogene Plasmaoberfläche hindeutet.

Spectroscopic Measurements in the Anode Plasma of an Applied-Magnetic-Field High-Power Ion Diode

Abstract

The quality of the ion beam which is produced by the proton accelerator KALIF depends essentially on the properties of the anode and cathode plasmas and on electromagnetic fluctuations occurring in the accelerating gap of the diode. For the enhancement of the beam quality the properties of the plasma and the electromagnetic field distribution in the diode gap should be well known.

In this thesis, therefore, the properties of the anode plasma were investigated.

The measurements of the electron density and temperature and the composition of the anode plasma were carried out through the spectroscopic diagnostic method. The electron density varied from $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ early in the KALIF-pulse to $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at the end of the pulse. The electron temperature grew very fast up to 7 eV early in the pulse. Apart from the hydrogen atoms and ions triple ionized carbon was dominant in the anode plasma. The density of the hydrogen atoms and ions grew continuously during the pulse.

For the first time, the dynamics of the magnetic field in the anode plasma of a high-power ion diode could be measured using the Zeeman splitting of CIII and CIV lines. This measurement was time dependent and spatially-resolved. Several important consequences resulted from the diamagnetic field penetration into the anode plasma: the weaker magnetic insulation reduces the diode impedance and may even cause the electron sheath to collapse to the anode, plasma heating by the induced eddy currents leads to exponential growth of the particle density in the plasma.

It was further tried to measure the growth of the beam divergence in the accelerating gap. The beam divergence could be determined from the Doppler broadening of a spectral line of carbon which existed as a natural contaminant in the anode plasma. Although the abundance of carbon in the anode plasma was sufficient for the measurement, the carbon ions were not accelerated in sufficient quantities to measure their emission lines in the accelerating gap. We suppose that a sheath of hydrogen ions in front of the anode plasma shields the electric field off from the carbon ions. A measurement performed just near the anode plasma front shows that much of the beam divergence is already created at the anode plasma front. It means that the plasma surface is spatially inhomogeneous.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Ionendioden.....	2
1.2. Fremdmagnetisch isolierte Dioden.....	3
1.3. Anodenplasmaerzeugung.....	4
1.4. Qualität des Ionenstrahls.....	6
1.5. Zielsetzung und Überblick über die Arbeit.....	7
2. Experimenteller Aufbau	9
2.1. Die KALIF-Anlage.....	9
2.1.1. Impulserzeugung.....	9
2.1.2. Eigenschaften der fremdmagnetisch isolierten Diode von KALIF.....	11
2.2. Meßanordnung.....	14
2.2.1. Detektorsysteme.....	16
2.2.2. Gesichtsfeld der Spektrometer.....	17
2.3. Auflösungsvermögen der Meßanordnung.....	19
2.3.1. Spektrale Auflösung.....	19
2.3.2. Räumliche Auflösung.....	22
2.3.3. Zeitliche Auflösung.....	26
2.4. Empfindlichkeitseichung.....	26
3. Parameter des Anodenplasmas	30
3.1. Betrachtungen zur modellmäßigen Beschreibung transienter Plasmaschichten.....	30
3.1.1. Thermodynamische Gleichgewichte.....	30
3.1.2. Korona-Modell.....	36
3.1.3. Stoß-Strahlungs-Modell (CR-Modell).....	37
3.2. Optische Dichte.....	39
3.3. Messung der Elektronendichte.....	42
3.4. Messung der Elektronentemperatur.....	52
4. Zusammensetzung des Anodenplasmas	62

5. Magnetfeld im Anodenplasma	70
5.1. Einleitung.....	70
5.2. Zeemaneffekt.....	71
5.3. Auswahl geeigneter Spektrallinien für die Messung des Magnetfelds.....	73
5.4. Messung des Magnetfelds im Anodenplasma.....	77
5.5. Auswirkung der Magnetfeldpenetration auf das Betriebsverhalten der Diode.....	87
5.5.1. Dynamik der Diodenimpedanz.....	87
5.5.2. Kollaps der Elektronenschicht.....	90
5.5.3. Anodenplasmaheizung.....	92
6. Messung der Ionenstrahldivergenz im Diodenspalt	96
6.1. Einleitung.....	96
6.2. Meßprinzip und Auswahl der Spektrallinien.....	98
6.3. Ergebnisse.....	105
7. Resümee der Arbeit.....	115
Literaturverzeichnis	117
Anhang	128
Anhang A. Berechnung des Akzeptanzraumwinkels.....	128
Anhang B. Bestimmung der Eigenschaften der Photomultiplier.....	130
Anhang C. Absolute Eichung der Empfindlichkeit der Meßanordnung.....	133
Anhang D. Abstände zwischen den optischen Komponenten und ihre Parameter.....	138

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1 : Vergleich der spektralen Auflösungen für die verschiedenen Spektrometer und Detektorsysteme.....	21
Tabelle 6.1 Vergleich der Dopplerverschiebung der für die Messung der Strahldivergenz verwendbaren Linien von Kohlenstoffionen bei einem Divergenzwinkel von 17 mrad mit der Zeeman-aufspaltung bei einem Magnetfeld von 3 T.....	104
Tabelle 6.2 Die berechneten Besetzungsdichten der höheren Niveaus der für die Messung der Strahldivergenz verwendbaren Linien von Kohlenstoffionen und ihre entsprechenden Leistungsdichten.....	104

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1	Schematische Darstellung der KALIF-Anlage.....	1
Abbildung 1.2	Grundsätzlicher Aufbau einer magnetisch isolierten Ionendiode.....	3
Abbildung 1.3	Komponenten der Ti-Pd-Anodenplasmaquelle.....	5
Abbildung 2.1	KALIF ist eine koaxiale Pulsleitung.....	10
Abbildung 2.2	Fremdmagnetisch isolierte Extraktordiode.....	12
Abbildung 2.3	Gemessene elektrische Signale der KALIF-Diode.....	13
Abbildung 2.4	Meßanordnung für spektroskopische Diagnostik.....	15
Abbildung 2.5	Berechnete Verteilung der Intensitätsbeiträge aus der x-z-Ebene im Gesichtsfeld.....	18
Abbildung 2.6	Gemessene Apparatur-Verbreiterung (HgI 5769.6 Å).....	20
Abbildung 2.7	Einfluß des Fehlers der Linsenbrennweite auf die räumliche Auflösung in Einstellebene $z=15$ mm.....	24
Abbildung 2.8	Einfluß der gekrümmten Anodenoberfläche auf die räumliche Auflösung in Abhängigkeit von der in das Anodenplasma abgebildeten Eingangsschlitzhöhe des Spektrometers.....	24
Abbildung 2.9	Gemessene und berechnete räumliche Auflösung am Rand ($z=15$ mm) der effektiven Anodenemissionsoberfläche.....	25
Abbildung 2.10	Absolute Empfindlichkeit des Photomultiplikanalysators Nr.15.....	28
Abbildung 2.11	Absolute Empfindlichkeit des OSMA-Analysators.....	29
Abbildung 2.12	Absolute Empfindlichkeit des OMA-Analysators.....	29
Abbildung 3.1	Notwendige Bedingung für das Erreichen des LTE-Zustands....	33
Abbildung 3.2	Berechnete optische Dichte der H_{α} -Linie von Wasserstoff.....	41
Abbildung 3.3	Berechnete optische Dichten der wichtigsten verwendeten Kohlenstofflinien.....	41
Abbildung 3.4	Starkaufspaltung der Wasserstofflinien im statischen elektrischen Feld.....	44
Abbildung 3.5	Linienprofile der H_{α} -Linie von Wasserstoff bei einer Entfernung von 0.25 mm vor der Anodenoberfläche zu verschiedenen Zeitpunkten.....	50
Abbildung 3.6	Die ermittelte Elektronendichte in Abhängigkeit von der Zeit bei einer Entfernung der Sichtlinie von 0.25 mm von der Anodenoberfläche.....	51
Abbildung 3.7	Die Abhängigkeit der aus der Saha-Gleichung ermittelten Elektronentemperatur von der Elektronendichte.....	58
Abbildung 3.8	Die Abhängigkeit der mit Hilfe eines CR-Codes ermittelten Elektronentemperatur von der Elektronendichte für verschiedene Werte des Verhältnisses $R=CIV/CIII$	58
Abbildung 3.9	Die gemessenen Linienprofile zu verschiedenen Zeitpunkten....	60

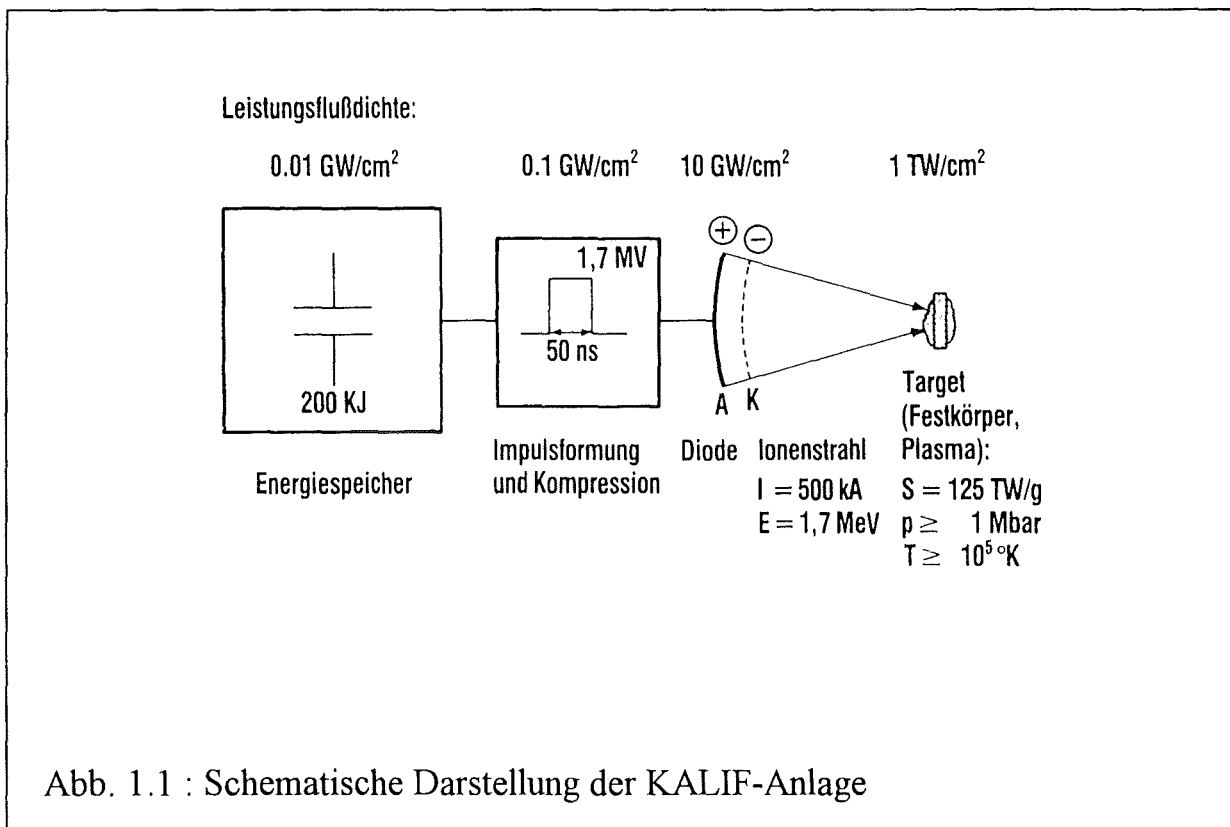
Abbildung 3.10	Die ermittelte Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Zeit.....	61
Abbildung 4.1	Zeitlicher Verlauf der gemessenen Besetzungsdichten der verschiedenen Komponenten des Anodenplasmas.....	64
Abbildung 4.2	Berechnete Ionisationszustände des Kohlenstoffs als Funktion der Elektronentemperatur.....	64
Abbildung 4.3	Zusammensetzung des Anodenplasmas.....	65
Abbildung 4.4	Gemessene Signale in drei Kanälen des PMT-Arrays für die CIII 2297 Å Linie.....	66
Abbildung 4.5	Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å bei einem Testbett-Experiment.....	68
Abbildung 4.6	Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å im Anodenplasma der KALIF-Diode.....	68
Abbildung 5.1	Einfluß der Doppler-Verbreiterung auf die Zeemanaufspaltung.....	75
Abbildung 5.2	Die mit dem OMA aufgenommenen Spektrallinien im Spektralbereich von CIII 4647,4 Å.....	76
Abbildung 5.3	Einfluß der Starkverbreiterung auf die Zeemanaufspaltung in Abhängigkeit von der Elektronendichte (CIII 4647,4 Å).....	78
Abbildung 5.4	Die σ -Komponenten der Zeemanaufspaltung der CIII 4647,4 Å Spektrallinie bei einem Magnetfeld von 3 T.....	79
Abbildung 5.5	Ausgleichskurven bei verschiedenen Ionentemperaturen für das gemessene Linienprofil von CIII 4647,4 Å.....	80
Abbildung 5.6	Die Linienprofile von CIII 4647,4 Å in verschiedenen Entfernungen d von der Anodenoberfläche.....	81
Abbildung 5.7	Intensitätsverteilung der Spektrallinie von CIII 4647,4 Å in Abhängigkeit von der Entfernung von der Anodenoberfläche.....	82
Abbildung 5.8	Das Magnetfeld in Abhängigkeit von der Entfernung von der Anodenoberfläche.....	83
Abbildung 5.9	Die Linienprofile von CIV 5801,3 Å für verschiedene Zeiten Gemessen wurde in einer Entfernung von 0,25 mm von der Anodenoberfläche.....	84
Abbildung 5.10	Das Magnetfeld im Anodenplasma in Abhängigkeit von der Zeit.....	86
Abbildung 5.11	Der zeitliche Verlauf des von Ionenströmen induzierten Magnetfelds nach Glg (5.17).....	86
Abbildung 5.12	Der Vorgang des Wieder-Eindringens des Magnetfelds in das Anodenplasma.....	88
Abbildung 5.13	Zeitlicher Verlauf des Linienprofils von CIV 5801,3 Å.....	89
Abbildung 5.14	Charakteristische Kurven der Diodenimpedanz.....	90
Abbildung 5.15	Schematische Geometrie der Diode.....	91

Abbildung 5.16	Berechnete Energiedichte, die während des Eindringens des Magnetfelds in das Anodenplasma abgegeben wird, in Abhängigkeit von der Eindringtiefe.....	94
Abbildung 5.17	Energieverteilung der Ionen im extrahierten Strahl (Contour-Plot).....	95
Abbildung 6.1	Fokussierung ohne Abbildungsfehler.....	96
Abbildung 6.2	Messung der Strahldivergenz.....	99
Abbildung 6.3	Gerechnetes Eigenmagnetfeld eines Ionenstroms von 0,5 MA bei einer Entfernung von 3 mm vor der Anodenoberfläche entlang der Sichtlinie durch den Ionenstrahl	102
Abbildung 6.4	Gerechnete Linienprofile mit und ohne Berücksichtigung der durch das Eigenmagnetfeld des Ionenstrahls entstehenden Dopplerverschiebung.....	102
Abbildung 6.5	Gemessene Signale des Photomultiplier-Arrays bei verschiedenen Entfernungen von der Anodenoberfläche.....	106
Abbildung 6.6	Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å bei einer Entfernung von 1 mm und mit einer räumlichen Auflösung von 1 mm zu verschiedenen Zeitpunkten.....	108
Abbildung 6.7	Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å für die nur mit Pd und Wachs aber ohne TiH präparierte Anode bei einer Entfernung von 2 mm und der räumlichen Auflösung von 1 mm zu zwei verschiedenen Zeitpunkten.....	110
Abbildung 6.8	Der zeitliche Verlauf der Lichtsignale von einer „normalen“ Anode und von einer Anode, die nur mit Pd und Wachs aber ohne TiH präpariert war.....	111
Abbildung 6.9	Der Vorgang der Entstehung einer Wasserstoffschicht vor dem Anodenplasma.....	113
Abbildung A.1	Schematische Geometrie für die Berechnung des Akzeptanzraumwinkels.....	128
Abbildung B.1	Gemessener Ausgangsstrom in Abhängigkeit von der Breite des Eingangsschlitzes, die der Lichtintensität entspricht.....	130
Abbildung B.2	Gemessene Elektronentransitzeit.....	131
Abbildung B.3	Gemessene Ausgangsströme des Photomultiplierkanals Nr.15 in Abhängigkeit von der PMT-Spannung.....	132
Abbildung C.1	Geometrie für die Ableitung der Strahlungsstärke L_λ aus gegebene Bestrahlungsstärke B_λ bei einer Entfernung R	133
Abbildung C.2	Geometrie für die Ableitung des Eichfaktors bei der Deuteriumlampe.....	135
Abbildung D.1	Abstände zwischen den optischen Komponenten bei $\lambda=5801,3$ Å.....	138

1. Einleitung

Intensive gepulste Teilchenstrahlen sind attraktive Werkzeuge für viele Anwendungen in Wissenschaft und Technik. Mit Hilfe der Teilchenstrahlen ist es möglich, in Materie transiente Zustände extrem hoher Energie- und Strahlungsdichte zu erzeugen. Damit kann die Zustandsgleichung von Materie in Druck- und Temperaturbereichen (≥ 1 Mbar, $\geq 10^5$ K), die bisher im Labor nicht zugänglich waren, bestimmt werden [1.1]. Darüberhinaus stellen das Pumpen von Röntgenlasern sowie die Kompression von D-T Pellets bei der Trägheitsfusion [1.2-1.3] mögliche zukünftige Anwendungsbereiche dar.

Im Jahre 1983 wurde dazu im Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Forschungszentrums Karlsruhe die Versuchsanlage KALIF (Karlsruhe Light Ion Facility) installiert.



Der prinzipielle Aufbau des KALIF ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Mit Hilfe des Hochleistungsimpulsgenerator KALIF lassen sich elektrische Impulse mit Beschleunigungsspannung von 1,7 MV, Impulsleistung von 1,0 TW und Impulsenergie von 50 kJ mit hohem Wirkungsgrad (>80 %) herstellen. Ausgehend von der Entladung eines kapazitiven Energiespeichers wird in mehreren Schritten ein kurzer Hochspannungsimpuls geformt und zeitlich und

räumlich auf Leistungsflußdichten um 10 GW/cm^2 komprimiert. Dieser Impuls wird anschließend zur Beschleunigung eines intensiven Ionenstrahls in einer einstufigen Diode eingesetzt. Durch Fokussierung kann die Leistungsdichte des Ionenstrahls auf Werte um 1 TW/cm^2 erhöht werden.

1.1. Ionendioden

In Anlehnung an die Verhältnisse in einer Vakuumelektronenröhre bezeichnet man eine aus zwei Elektroden bestehende Anordnung zur Beschleunigung geladener Teilchen als Diode, insbesondere in einer Ionendiode muß die Anode mit einem Plasma bedeckt sein, das die zu beschleunigende Ionensorte enthält. Außerdem muß die Kathode transparent sein, damit der Ionenstrahl extrahiert werden kann. Die maximale Stromdichte, die sich bei gegebener Beschleunigungsspannung in einer solchen Anordnung erzeugen läßt, wird durch das Child-Langmuir'sche Gesetz für raumladungsbegrenzten Stromfluß beschrieben:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m}} \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (1.1)$$

Dabei bedeuten:

ϵ_0 : die Dielektrizitätskonstante des Vakuums

e : elementare Ladung

Z : Ionenladungszahl

m : Masse der Teilchen

U : angelegte Spannung

d : Abstand zwischen den beiden Elektroden

Die Begrenzung der Stromdichte kommt dadurch zustande, daß die nachfliegenden Ionen durch die Raumladung der vorausfliegenden abgebremst werden. Eine hohe Strom- und Leistungsdichte in der Diode erfordert demnach eine hohe Beschleunigungsspannung U und eine kleine Spaltweite d . Bei den daher notwendigerweise großen elektrischen Feldstärken in der Diode wird die Durchbruchfeldstärke auf der Kathode, die bei ca. 100 kV/cm liegt, überschritten, und es kommt zur explosionsartigen Emission von Elektronen auf der Kathodenoberfläche. Damit beginnt ein um den Faktor

$$j_e / j_i = \sqrt{\frac{m_i}{Z m_e}} \geq 40 \quad (1.2)$$

intensiverer Elektronenstrom von der Kathode zu fließen, der den größten Teil der elektrischen Impulsleistung absorbiert. Folglich beträgt der Ionenstromanteil in einer solchen Diode höchstens 2 %.

Der Ionenstromanteil lässt sich jedoch durch eine Erhöhung der Elektronenverweilzeit oder äquivalent durch eine Verlängerung des Elektronenflugwegs in der Diode steigern. Dies kann durch Ablenkung der Elektronen in selbst- oder fremderzeugten Magnetfeldern erreicht werden.

1.2. Fremdmagnetisch isolierte Dioden

Der grundsätzliche Aufbau einer magnetisch isolierten Ionendiode ist in Abbildung 1.2 dargestellt.

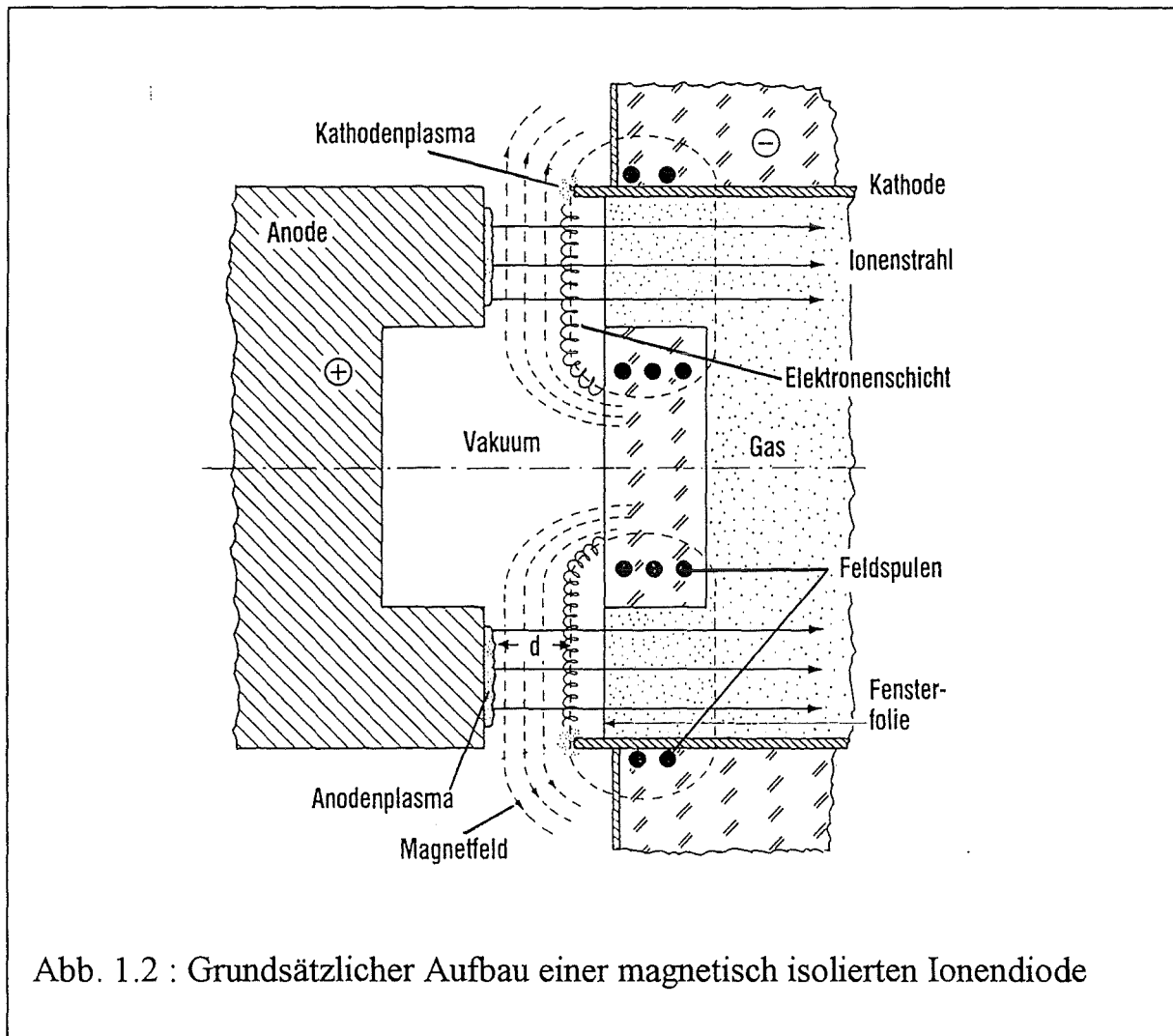


Abb. 1.2 : Grundsätzlicher Aufbau einer magnetisch isolierten Ionendiode

Senkrecht zum elektrischen Feld wirkt das magnetische Feld auf die Teilchenbewegung. Ist dieses Feld groß genug, werden die aus dem Kathodenplasma austretenden Elektronen so stark abgelenkt, daß sie die Anode nicht mehr erreichen. Für die angelegten Spannung U wird dieses magnetische Feld als

„kritisches“ Magnetfeld bezeichnet. Für die Plattengeometrie der Diode läßt sich das kritische Magnetfeld B_k berechnen aus[1.4]:

$$B_k = \frac{m c}{e d} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \text{ (T)} \quad (1.3)$$

mit $\gamma = 1 + eU / m_e c^2$.

Dabei bedeuten:

U : Diodenspannung

d : Abstand des Diodenspalt

m_e : Elektronenmasse

e : elementare Ladung

c : Lichtgeschwindigkeit

Für eine Diodenspannung von 1.7 MV, wie sie am KALIF erreicht wird, und $d=8.5$ mm beträgt das kritische Magnetfeld $B_k=0.84$ T.

Unter der Wirkung des Magnetfelds vollführen die Elektronen dann eine Driftbewegung senkrecht zu den elektrischen und magnetischen Feldlinien. (in der Abbildung 1.2 senkrecht zur Papierebene) Besitzen sie eine Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld, so breiten sie sich auch entlang der Magnetfeldlinien aus. Auf diese Weise entsteht vor der materiellen Kathode eine Elektronenschicht, deren kathodenseitige Begrenzung sich auf dem Potential der Kathode befindet. Diese Begrenzung wird als virtuelle Kathode bezeichnet. Die geforderte Transparenz der Kathode für die Ionenextraktion aus der Diode läßt sich daher am einfachsten durch eine Ring- oder Hohlkathode realisieren. Es ist offensichtlich, daß die Beschleunigung der Ionen zwischen der emittierenden Oberfläche des Anodenplasmas und der virtuellen Kathode erfolgt. Die Geometrie dieser Flächen legt die Äquipotentialflächenverteilung im Diodenspalt fest und besitzt daher entscheidenden Einfluß auf die Richtung der beschleunigten Ionen.

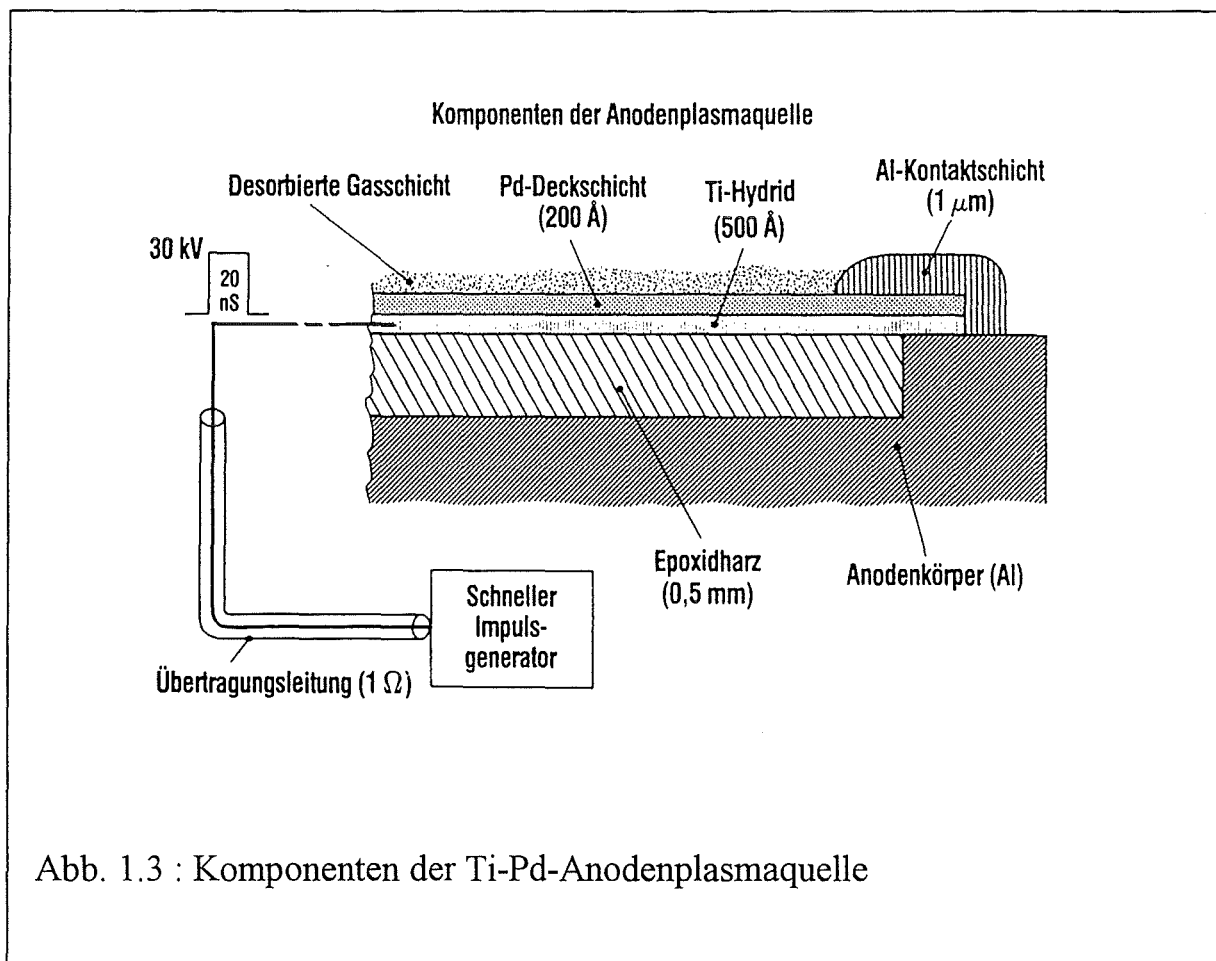
1.3. Anodenplasmaerzeugung

Die wegen der technischen Einfachheit gängigste Methode zur Erzeugung von Anodenplasmen, die sogenannte „Flashover“-Ionenquelle, basiert auf einer induzierten Oberflächenentladung auf einer dünnen dielektrischen Schicht, die den Emissionsbereich der Anode bedeckt. Dafür müssen mindestens zwei der folgenden Voraussetzungen erfüllt werden:

1. Parallel zur Oberfläche des Dielektrikums muß eine genügend große Komponente des elektrischen Feldes vorhanden sein, die beim Anlegen des Diodenbeschleunigungsfeldes entsteht.

2. Das Dielektrikum muß von einem ausreichenden Fluß von Elektronen getroffen werden.

Die Flashover-Ionenquelle ist für eine fremdmagnetisch isolierte Diode nicht geeignet, da bei dieser die benötigte Elektronenleckage stark unterdrückt wird. Daher wurde eine aktive Anodenplasmaquelle für die fremdmagnetisch isolierte Diode an KALIF entwickelt[1.5]. Eine Anodenplasmaquelle wird als aktiv bezeichnet, wenn das Plasma unabhängig vom Beschleunigungsimpuls erzeugt wird. Das Schema dieser Anodenplasmaquelle ist in Abbildung 1.3 dargestellt.



Auf einem dünnen elektrisch nichtleitenden Substrat, das die Emissionszone der Anode bedeckt, wird eine Doppelschicht aus 300-500 Å Ti und 100-200 Å Pd deponiert und mit Wasserstoff beladen. Der entstehende Ti-Hydrid-Film dient als Wasserstoffspeicher. Das Verhältnis der im Ti-Gitter eingelagerten Wasserstoffatome zu den Ti-Atomen ist größer als eins und bei Raumtemperatur liegt der Wasserstoffpartialdruck unterhalb 10^{-5} mbar, dem Druckbereich, in dem die Vakuumdiode üblicherweise betrieben wird. Da frische Ti-Filme sehr schnell

eine Oxydschicht an ihrer Oberfläche bilden, werden sie mit einer dünnen Pd-Deckschicht versehen. Da Pd ein relativ edles Metall ist, bildet es keine Oxydschichten und besitzt auch sonst eine geringe Affinität zur Adsorption anderer Komponenten als Wasserstoff. Da es außerdem einen großen Wasserstoffdiffusionskoeffizienten besitzt, wird die Geschwindigkeit der Desorption durch eine 100-200 Å dicke Pd-Deckschicht nicht wesentlich verlangsamt.

Durch einen kurzen elektrischen Impuls wird der TiH-Pd-Film geheizt und aus dem Ti-Hydrid-Film wird Wasserstoffgas kurzzeitig freigesetzt. Sobald sich eine ausreichend dichte Gasschicht oberhalb des Films gebildet hat, zündet ein schnell ansteigender Hochspannungsimpuls eine schnelle homogene Oberflächengleitladung, die das Anodenplasma erzeugt. Da der Metallfilmwiderstand während der Heizphase stark anwächst, erhöht sich auch die Spannung über dem Film. Daher müssen Heiz- und Zündungsimpuls nicht getrennt sein.

Aus dem erzeugten Anodenplasma kann durch die Beschleunigungsspannung der Ionenstrahl extrahiert werden.

1.4. Qualität des Ionenstrahls

In Hinblick auf die Anwendung des Hochleistungionenstrahls kann die Qualität des Ionenstrahls überwiegend durch die Strahldivergenz, die Zusammensetzung des Ionenstrahls und die Energieverteilung der Ionen im Ionenstrahl charakterisiert werden.

Da der Beschleunigungspalt in der Diode u.a. wegen der Expansion der Elektrodenplasmen nicht zu klein werden darf, ist die in der Diode erreichbare Leistungsdichte auf Werte um 10 GW/cm² beschränkt. Um mit einer einzigen Diode Leistungsdichten am Ort des Targets zwischen 1 und 10 TW/cm² realisieren zu können, sind daher Konvergenzgewinne zwischen 100 und 1000 notwendig. Diese lassen sich durch Fokussierung und Bunching erreichen.

Unter Bunching versteht man eine zeitliche Konvergenz des Ionenstrahls, bei der die zuerst in der Diode beschleunigten Ionen von den später beschleunigten am Ort des Targets eingeholt werden. Bunching erfordert daher eine Rampe in der Beschleunigungsspannung und setzt einen längeren Transportweg voraus. Eine weitere notwendige Bedingung ist, daß die Ionen, die zur gleichen Zeit beschleunigt wurden, die gleiche kinetische Energie besitzen, d.h. die Energieverteilung der Ionen muß ideal monochromatisch sein. Außerdem darf der Ionenstrahl nur überwiegend die gewünschte Ionensorte enthalten, da für Bunching die Geschwindigkeit der Ionen eine entscheidende Rolle spielt.

Das Verhalten eines Trägheitsfusion-Targets wird von der Reichweite der Ionen stark beeinflusst. Die Ionen der verschiedenen Ionisationszustände werden mit unterschiedlichen kinetischen Energien beschleunigt und haben unterschiedliche Reichweiten im Target zur Folge. Ein Ion, das gegenüber anderen ein größeres Verhältnis von Ladungszahl zu Atommasse hat, kann zu weit in das Target eindringen und innere Schichten vorheizen. Obwohl der Anteil solcher Ionen im

Ionenstrahl klein ist, können sie bereits eine schädliche Einwirkung auf den Target ausüben[1.6]. Daher darf sich nur die gewünschte Ionensorte im Ionenstrahl befinden.

Während das Bunching als eine zeitlichen Konvergenz angesehen wird, betrachtet man die Fokussierung als eine räumliche Konvergenz des Ionenstrahls. Die meisten Fokussierungskonzepte für intensive Ionenstrahlen beruhen auf einer möglichst weitgehenden Realisierung der ballistischen Strahlpropagation. Um die Ionenstrahlen in einem gemeinsamen Fokuspunkt zu konzentrieren, müssen ihre Flugbahnen beim Erreichen der vollständigen Kräfteneutralisation, die das Kompensieren der elektrischen und magnetischen Eigenfelder des Ionenstrahls voraussetzt, auf diesen Brennpunkt ausgerichtet sein. Die wichtigsten Elemente zur Erzeugung der gewünschten Strahlrichtung sind die Äquipotentialflächenverteilung und die selbstmagnetische Ablenkung in der Diode und im anschließenden nichtkompensierten Bereich der Driftstrecke. Die Äquipotentialflächenverteilung hängt nicht nur von der ursprünglichen Geometrie sondern auch von der Elektronendichteverteilung in der Diode und der Bewegung des Anodenplasmas ab.

Würden alle Abbildungsfehler des Fokussierungssystems nicht berücksichtigt, wäre die maximale Leistungsdichte W_F im Fokus nur durch die Strahldivergenz θ

begrenzt, d.h. $W_F \propto \frac{1}{\theta^2}$. Unter der Strahldivergenz θ versteht man den halben

Öffnungswinkel des Strahlenbündels, das von jedem Punkt der Emissionsfläche der Ionen emittiert wird. Die Strahldivergenz ist hauptsächlich durch die Homogenität der Anodenplasmaschicht und durch die Stabilität der virtuellen Kathode bestimmt.(s. Kapitel 6)

In jedem Fall läßt sich ein hoher Konvergenzgewinn nur dann erzielen, wenn die Diode stabil und reproduzierbar arbeitet.

1.5. Zielsetzung und Überblick über die Arbeit

Um die Strahlqualität einer fremdmagnetisch isolierten Hochleistungsdiodenode zu verbessern, ist es erforderlich, das Verhalten des Anodenplasmas und der virtuellen Kathode besser zu verstehen, da diese Strahlqualität grundsätzlich durch das Verhalten des Anodenplasmas und der virtuellen Kathode bestimmt wird. Daher ist die Untersuchung des Verhaltens des Anodenplasmas und der virtuellen Kathode ein wichtiger Aspekt der Diodenphysik.

Bisher wurden von vielen anderen Gruppen Untersuchungen des Anodenplasmas für verschiedene Dioden durchgeführt[1.7]. Aber die Ionenquellen(meistens Flashover-Ionenquellen), die Diodenspannungen(kleiner als einige 100 kV) oder der Diodentyp (Barrel-Diode)[1.8] waren andere als im hier untersuchten Fall.

Untersuchungen zum Anodenplasma der KALIF-Diode wurden von Laqua[1.9-1.10] in einem Testbett-Experiment durchgeführt. Aber da bei diesem Experi-

ment die Ionenquelle in einer separaten Versuchsanordnung ohne die Beschleunigungsspannung untersucht wurde, sind die Ergebnisse nur bis zum Beginn der Diodenspannung übertragbar.

In der vorliegenden Arbeit werden daher die Eigenschaften des Anodenplasmas der KALIF- B_{appl} -Diode mit Hilfe der optischen Spektroskopie untersucht (B_{appl} : fremdmagnetisch isolierte Diode).

Im folgenden Kapitel wird zunächst der experimentelle Aufbau vorgestellt. Zuerst wird die Betriebsweise von KALIF und der B_{appl} -Diode beschrieben und anschließend wird auf die spektroskopische Meßanordnung eingegangen.

Kapitel 3 behandelt die Messung der Plasmaparameter des Anodenplasmas als Funktion der Zeit. Die Plasmaparameter müssen gemessen werden, um verschiedene Phänomene wie z.B. die Plasmaexpansion gegen das Magnetfeld, das Eindringen des Magnetfelds in das Plasma, die Zusammensetzung des Plasmas und den Teilchenfluß in das Plasma verstehen zu können. Zunächst wird die Elektronendichte und anschließend die Elektronentemperatur behandelt.

In Kapitel 4 werden die Ionisationszustände, die Zusammensetzung des Anodenplasmas und der Teilchenfluß in das Plasma untersucht.

Kapitel 5 beinhaltet die Messung des Magnetfeldes im Anodenplasma als Funktion der Zeit. Die Messungen werden zum Verständnis der Plasmaexpansion gegen das Magnetfeld benötigt. Das zeitabhängige Magnetfeld im Anodenplasma liefert Informationen über die Physik des Diodenspalt. Verschiedene Konsequenzen, die sich aus dem Eindringen des Magnetfeldes in das Anodenplasma ergeben, werden diskutiert.

Kapitel 6 befaßt sich mit der Untersuchung der Strahldivergenz. Da die für diese Messungen ausgewählten Kohlenstoffionen nicht mit genügender Intensität in den Diodenspalt beschleunigt wurden, konnten diese Messungen zwar nicht erfolgreich durchgeführt werden, doch ergab sich aus ihnen ein sehr wichtiges Nebenergebnis zum Verständnis des Anodenplasmas, nämlich der Abschirmeffekt der Wasserstoffplasmaschicht vor der Anodenplasmafront. Dieser Effekt wird diskutiert.

Kapitel 7 faßt die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen, zählt offengebliebene Fragen auf und weist auf weitere Perspektiven hin.

2. Experimenteller Aufbau

2.1. Die KALIF-Anlage

2.1.1. Impulserzeugung

Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Impulsgenerators KALIF.

Die Impulserzeugung beginnt im Marx-Generator mit der etwa 1 Minute dauernden Aufladung von 50 parallel geschalteten Kondensatoren auf eine Spannung von 85 kV. Durch externe Auslösung werden dann die Kondensatoren über 25 Gas-Funkenschalter in Serie geschaltet, so daß ein Hochspannungsimpuls entsteht. Der Impuls des Marx-Generators lädt den Zwischenspeicher in etwa 800 ns auf 3,4 MV auf. Ist diese Spannung erreicht, schaltet die Funkenstrecke (Zwischenschalter) zur Pulsformenden Leitung durch, und die Pulsformende Leitung wird aus dem Zwischenspeicher in 170 ns auf 3,6 MV aufgeladen. Die gegenüber dem Zwischenspeicher kürzere Aufladezeit erlaubt kleinere Abstände zwischen Innen- und Außenleiter. Der Wellenwiderstand der Pulsformenden Leitung ist $2,25 \Omega$, und ihre Lauflänge beträgt 30 ns. Die erzeugte Impulslänge ist also 60 ns. Die Impulsspannung am Beginn der Ausgangsleitung beträgt 1,8 MV.

Das für die Impulserzeugung erforderliche offene Leitungsende auf der lastabgewandten Seite wird hier durch den hohen Wellenwiderstand der Funkenstrecke des Zwischenschalters und des Zwischenspeichers (5Ω) nur angenähert gebildet. Ein Teil der Energie fließt deshalb aus der Pulsformenden Leitung auch wieder zurück in Richtung Marx-Generator.

Die Ausgangsleitung hat den gleichen Wellenwiderstand wie die Pulsformende Leitung. Damit der Ausgangsschalter die Impulse reflexionsarm in die Ausgangsleitung übergehen läßt, ist er aus 14 Einzelfunkenstrecken aufgebaut, die nahezu auf dem Radius des Innenleiters der Pulsformenden Leitung angeordnet sind. Eine Abschirmscheibe im Ausgangsschalter unterdrückt das Übersprechen des Aufladeimpulses der Pulsformenden Leitung in den Ausgang, damit der störende Vorimpuls vor dem eigentlichen Impuls gering bleibt. Zwischenschalter und Ausgangsschalter zünden ohne externe Auslösung. Die Spannung, bei der sie schließen, wird durch Variation des Elektrodenabstands eingestellt. Doppelpfeile in Abbildung 2.1 deuten an, welche Elektroden verstellt werden. Die Hydraulik, mit der dies bewirkt wird, ist nicht eingezeichnet. Die Hydraulik-Leitungen werden durch die isolierenden Stäbe geführt, an denen die Innenleiter von Zwischenspeicher und Pulsformender Leitung aufgehängt sind.

Es gibt auf dem Weg zur Diode zwei weitere Schalter, die den Vorimpuls weiter reduzieren. Deren erster befindet sich im wasserisolierten Teil der Ausgangsleitung und besteht aus 11 Gasfunkenstrecken, die in einer Epoxidharzscheibe eingelassen sind. Die Gaszuführung zu diesem Schalter ist über einen Laufzeit-

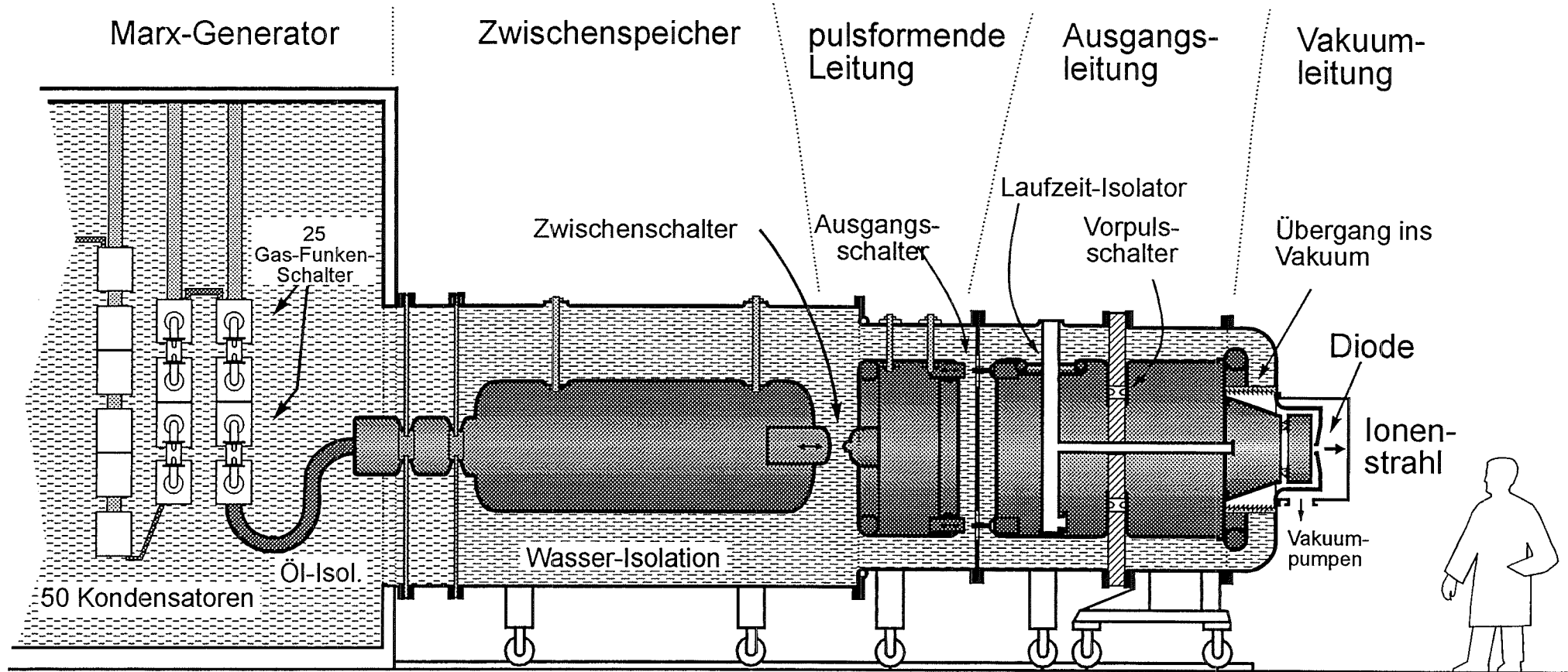


Abb. 2.1 KALIF ist eine koaxiale Pulsleitung; 60 ns FWHM,
mit $V = 1.7 \text{ MV}$, $P = 1.5 \text{ TW}$, $Z = 2.25 \Omega$

Isolator geführt. Dieses Leitungsstück ist eine metallische Verbindung zwischen Außen- und Innenleiter, der für Gleichstrom einen Kurzschluß bildet, für die Impulse aber eine Nebenleitung mit höherem Wellenwiderstand darstellt. In seinem Innern ist dieses Rohr praktisch feldfrei.

Der Laufzeit-Isolator gibt auch Gelegenheit, mit elektrischen Kabeln von der Außenwelt zum Innenleiter zu gelangen. Man kann hierüber Meßsignale herausführen oder Versorgungsleitungen hineinführen. Wie man in Abbildung 2.1 sieht, ist ein Abzweig des Laufzeitisolators bis in den vakuumisolierten letzten Abschnitt der Pulsleitung geführt.

Ein zweiter Funkenschalter zur Unterdrückung des Vorimpulses ist im Innenleiter der Vakuumleitung eingefügt, er arbeitet mit dem Oberflächen-Überschlag auf der Oberfläche eines festen Isolators und schließt bei etwa 150 kV. Im letzten Abschnitt der Ausgangsleitung liegt der Übergang vom wasserisolierten Teil zum vakuumisolierten Teil, der mit einer zylindrischen Anordnung von 11 Ringen aufgebaut ist, zwischen denen jeweils Metallringe zur Abstufung des elektrischen Feldes, sowie Vakuumdichtungen liegen. Die Anordnung wird durch Bolzen zwischen Innen- und Außenleitern gehalten. In der vakuumisolierten Leitung geht der Abstand von Innen- und Außenleiter allmählich auf wenige Zentimeter herunter, und in der Diode stehen sich Anode und Kathode mit nur wenigen Millimetern Abstand gegenüber. Dennoch ist der Wellenwiderstand dieses Leitungstücks erheblich höher als im wasserisolierten Teil und dieser unvermeidliche Anpassungsfehler bewirkt, daß der Strom an der Diode nicht so schnell ansteigen kann wie vor dem Übergang ins Vakuum. Ein wichtiger Effekt, der es ermöglicht, Impulse in der Vakuumleitung zur Diode zu leiten, auch wenn die elektrische Feldstärke für das Einsetzen der Feldemission (20 kV/mm) überschritten wird, ist die magnetische Isolation. Wenn Elektronen in der Vakuumleitung zur positiven Anode fliegen, so ist das ein Verluststrom, der eventuell den gesamten Impuls schon vor der Diode aufzehren kann. In den Leitern entsteht jedoch hinter der Front des Impulses ein Strom, der ein Magnetfeld zwischen den Leitern aufbaut, das die Elektronen in die Impulslaufrichtung ablenkt. Ab einer gewissen kritischen Feldstärke der Induktion werden die Elektronen sogar ganz daran gehindert, zur positiven Elektrode zu gelangen. Sie fliegen dann im Vakuum zwischen den Leitern frei weiter in Richtung Diode. Allerdings sind sie nicht in jedem Diodentyp nutzbringend zu verwerten, sondern bilden letzten Endes doch einen unerwünschten Nebenstrom, den man klein zu halten sucht. Je schneller der Strom in der Last mit dem Impulsbeginn einsetzt, desto besser wird magnetisch isoliert.

2.1.2. Eigenschaften der fremdmagnetisch isolierten Diode von KALIF

Die untersuchte B_{appl} -Diode ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die ringförmige Anode ist Teil einer sphärischen oder konischen Rotationsfläche. Ihre aktive ionenemittierende Zone ist wie in Abschnitt 1.3 beschrieben.

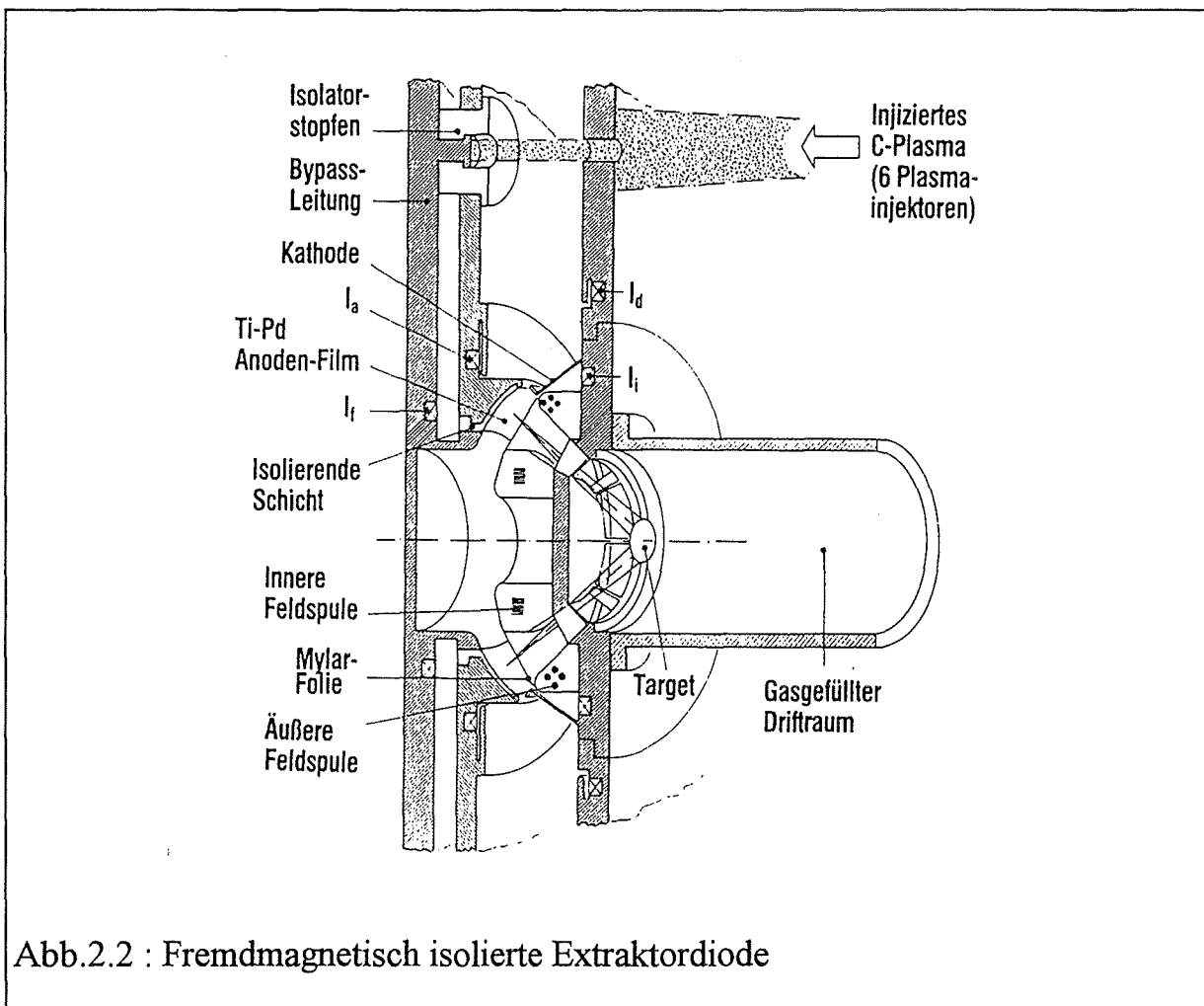


Abb.2.2 : Fremdmagnetisch isolierte Extraktordiode

Für die Heizung der TiH-Pd-Filme wird zu Beginn des Generatorimpulses ein Teil des Impulsstroms über sie umgeleitet. Dies geschieht mit Hilfe einer niederimpedanten Bypassleitung innerhalb des zylindrischen Generatorinnenleiters. Mit diesem ist die Bypassplatte zunächst nur über den Hybridfilm verbunden. Ihre Verbindung mit der Kathodenplatte wird über synchron mit dem Generatorimpuls injizierte Plasmasäulen hergestellt. Solange diese Verbindung besteht, fließt der Generatorstrom über den Pd-Ti-Film und erzeugt das Plasma. Nach wenigen ns erodiert das dünne Säulenplasma und der Generatorimpuls kann seinen Weg in die Diode fortsetzen.

Das isolierende Magnetfeld wird durch zwei kompakte, konzentrisch zur Diodenachse angeordnete Spulen erzeugt. Der Erregerstrom von bis zu 50 kA kommt aus einer 240 μF Kondensatorbank, die auf maximal 15 kV aufgeladen werden kann. Die Viertelperiode der Kondensatorentladung beträgt 70 μs , so daß die Synchronisation mit dem Impulsgenerator unproblematisch ist. Innerhalb des

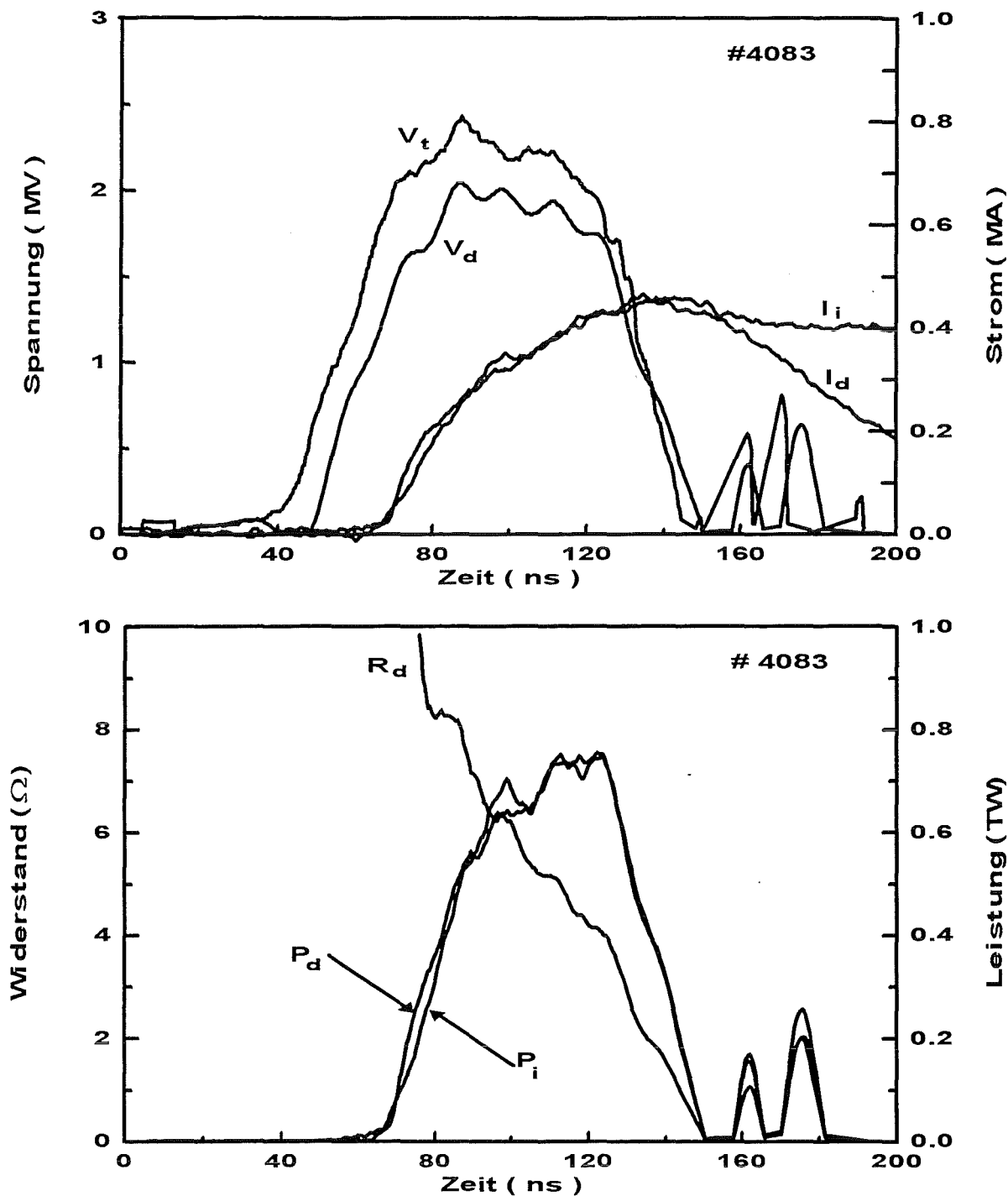


Abb. 2.3 : Gemessene elektrische Signale der KALIF-Diode

V_t : die an der Trennfläche zwischen Wasser und Vakuum
gemessene Generatorspannung, V_d : Diodenspannung,

I_d : Diodengesamtstrom, I_i : Ionenstrom

P_d : Diodenleistung, P_i : Ionenleistung

R_d : Impedanzkurve der Diode

Diodenspalts folgt das superponierte Feld der beiden Spulen annähernd der Form der Anode. Die Entwicklung der kompakten Feldspulen, in deren Zentrum Felder bis zu 40 T auftreten und die daher bis an die Grenzen der Materialfestigkeit belastet werden, wurde in [2.1] ausführlich beschrieben.

Die Kathode ist ein stumpfer Hohlkegel aus Edelstahl mit 0,5 mm Wandstärke. Zuvorderst ragt eine abgewinkelte Emissionskante 3-5 mm in den Beschleunigungsspalt. Die durch die Spitze dieser Emissionskante verlaufende Magnetfeldlinie bestimmt die Position der virtuellen Kathode.

5-8 mm hinter der Emissionskante befindet sich eine 1,5 μm dicke Kunststofffolie, durch die der Ionenstrahl in einen gasgefüllten Driftraum eintritt. Durch Wechselwirkung des intensiven Strahls mit dem Gas entsteht in ca. 1 ns ein dichtes Plasma, dessen Elektronen die Raumladung vollständig und den Strahlstrom partiell kompensieren. Da in einem Teil des Transportwegs das Spulenfeld senkrecht zur Propagationsrichtung des Strahls steht, entsteht dort eine unvollständige Stromneutralisation.

Ein typischer Satz elektrischer Signale, der das Betriebsverhalten der KALIF-Diode charakterisiert, ist in Abbildung 2.3 dargestellt. V_t ist die an der Trennfläche zwischen Wasser und Vakuum gemessene Generatorspannung. V_d ist die daraus durch eine Korrektur für den induktiven Spannungsabfall in der Vakuumleitung abgeleitete „Diodenspannung“. I_d und I_i sind der Gesamtstrom und Ionenstrom in der Diode. R_d ist die Impedanzkurve der Diode. P_d und P_i geben die in der Diode umgesetzte Gesamtleistung bzw. die Ionenleistung wieder.

Für die Auswertung wurden alle beim Experiment gemessenen Daten auf den Zeitpunkt des Beginns der Diodenspannung V_d bezogen.

2.2. Meßanordnung

Die Abbildung 2.4 zeigt die gesamte Meßanordnung für die spektroskopischen Messungen. Das vom Anodenplasma emittierte Licht wird durch zwei Quarz-Linsen auf die Eingangsschlitze der zwei Spektrometer abgebildet. Da der Abstand zwischen den Eingangsschlitzen und dem Anodenplasma mehr als 5 m betrug, mußten zwei Linsen verwendet werden. Um Spektrallinien aus verschiedenen spektralen Bereichen in einem KALIF-Schuß zu messen, wurden zwei Czerney-Turner-Spektrometer mit Brennweiten von 1 m (B&M Spektromik, Modell BM100) und 0,5 m (SPEX, Modell 1870 B) eingesetzt. Das durch die Linsen gesammelte Emissionslicht wurde durch einen Strahlteiler, dessen Reflektions- und Transmissionsgrad jeweils 50 % betrug, auf die zwei Spektrometer verteilt.

Je nach Anforderung an die spektrale Auflösung wurde im Spektrometer mit der Brennweite 1 m ein Reflektionsgitter(110 mm \times 110 mm) mit 1200 oder 2400

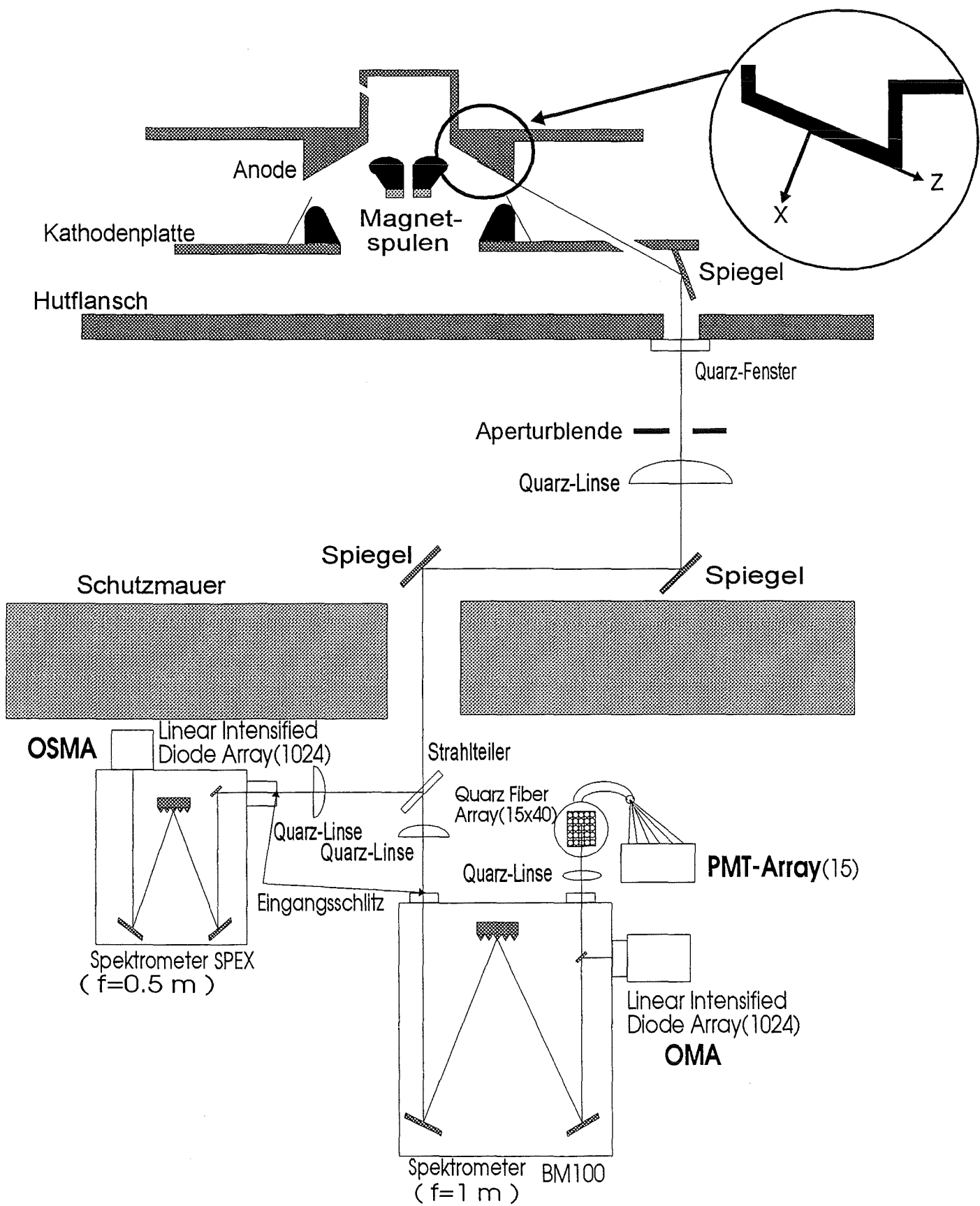


Abb. 2.4 : Meßanordnung für die spektroskopische Diagnostik

Linien pro mm verwendet. Im zweiten Spektrometer wurde stets mit einem Gitter (64 mm × 64 mm) von 1200 Linien pro mm gearbeitet. Die effektiven Öffnungsverhältnisse betragen 9,1 für den BM100-Spektrometer und 7,8 für den SPEX-Spektrometer.

Die Abstände zwischen den optischen Komponenten und ihre Parameter werden in Anhang D ausführlich beschrieben.

2.2.1. Detektorsysteme

Für die spektroskopischen Messungen wurden drei verschiedene Detektorsysteme verwendet: zwei Vielkanal-Analysatoren und ein Array von 15 Photomultipliern.

a) OSMA (Optical Spectroscopy Multichannel Analyser)

Der Detektor dieses Vielkanalanalysators enthält ein Array von 1024 Photodioden, von denen nur 700 aktiv waren. Vor den Photodioden befindet sich eine Mikrokanalplatte, die zum einen die Lichtintensität verstärkt und zum anderen als schneller optischer Verschluss dient (Öffnungszeit 12 ns). Die Signale des Diodenarrays wurden dann mit einem optischen Vielkanalanalysator ausgewertet und weiterverarbeitet. Um OSMA mit KALIF zu synchronisieren, mußte man ein Signal vom Ausgang des OSMA-Controllers verwenden, um die gesamte Triggerkette der experimentellen Anordnung einschließlich KALIF auszulösen.

b) OMA (Optical spectroscopy Multichannel Analyser)

Die Beschreibung des OSMA gilt mit einigen Ausnahmen auch für den Vielkanalanalysator OMA. Die Öffnungszeit der Mikrokanalplatte konnte man hier durch Auswechseln von Laufzeitkabeln im Impulsgenerator, der den Spannungsimpuls für die Mikrokanalplatte lieferte, einstellen. Für alle Messungen wurde die Öffnungszeit auf 10 ns eingestellt. Zum Synchronisieren wurde OMA durch einen Triggerimpuls von KALIF ausgelöst.

c) PMT-Array (Photo-Multiplier Tube Array)

Das PMT-Array bestand aus 15 Photomultipliern, die über 15 optische Faserbündel mit dem faseroptischen Sensor verbunden waren. Der faseroptische Sensor bestand an seiner Front aus 15 vertikalen Reihen mit jeweils 40 Quarzfasern ($\phi=0,1$ mm), die an der Rückseite des Sensors zu 15 einzelnen Faserbündeln zusammengefaßt waren.

Die Signale der Photomultiplier wurden mit einem 16-Kanal-Transientenrekorder (Tektronix, Modell TLS 216) registriert. Für die weitere Auswertung wurden diese Daten auf einen PC übertragen, und mit einem Computerprogramm das

Linienprofil ermittelt. Dagegen sind OSMA und OMA eigenständige Analytoren mit eigenen Auswertungsprogrammen.

Wegen der starken elektromagnetischen Störung, die der Hochspannungsimpuls von KALIF erzeugt, mußten alle Detektoren mit entsprechenden Abschirmungen versehen werden. Da die Photomultiplier insbesondere auf Röntgenstrahlung sehr empfindlich waren, mußten sie noch zusätzlich mit mindestens 10 cm Blei abgeschirmt werden.

2.2.2. Gesichtsfeld der Spektrometer

Die Plasmaparameter ändern sich stark mit der Entfernung von der Anodenoberfläche. Dies stellte hohe Anforderungen an die Genauigkeit der optischen Justierung. Diese hohe Genauigkeit konnte durch die Justierung mit Hilfe zweier dünner Fäden ($\phi=50 \mu\text{m}$) sowie mit einem He-Ne-Justierlaser erreicht werden. Die zwei Fäden wurden mit Hilfe einer Justiervorrichtung in einer bestimmten Entfernung von der Anodenoberfläche genau positioniert und von einem Glühlämpchen beleuchtet. Überlagern sich die beiden Schatten längs der optischen Achse, dann liegen auch die beiden Fäden darauf. Mit Hilfe eines Umlenkungsspiegels im Diodenraum konnten die Schatten genau auf die optische Achse eingestellt werden, die durch einen He-Ne-Justierlaser sichtbar gemacht wurde. Nach dem Abpumpen des Diodenraums mußte man die in Luft justierte Optik korrigieren, da während des Abpumpens des Diodenraums der gesamte Anodenteil zur Kathodenseite hin verschoben wurde. Es wurde festgestellt, daß die Verschiebung durch das Abpumpen 0,75 mm betrug.

Die Bestimmung der Teilchendichten aus den absolut gemessenen Intensitäten setzt die Kenntnis des Volumens im Anodenplasma, aus dem Strahlung empfangen wird, voraus. Bei den Messungen wurde nicht, wie sonst in der Optik üblich, eine zur optischen Achse senkrechte Ebene abgebildet, vielmehr mußte das Licht aus einem ausgedehnten Volumen des Anodenplasmas in den Eingangsschlitz fokussiert werden. Der lokale effektive Intensitätsbeitrag $I_{\text{eff}}(x,y,z)$ einer isotropen Volumenquelle, der in den Eingangsschlitz des Spektrometers eintritt und weiterhin detektiert wird, kann durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$I_{\text{eff}}(x,y,z) = \frac{\Omega_{\text{eff}}(x,y,z)}{4\pi} n(x,y,z) A \Delta E T \quad (2.1)$$

Dabei bedeuten:

$\Omega_{\text{eff}}(x,y,z)$: Effektiver Akzeptanzraumwinkel, durch den die lokal emittierte Strahlung in den Eingangsschlitz eintreten kann.

$n(x,y,z)$: lokale Dichte des oberen Energieniveaus des Emitters

ΔE : Energieabstand zwischen dem oberen und dem unteren Niveau

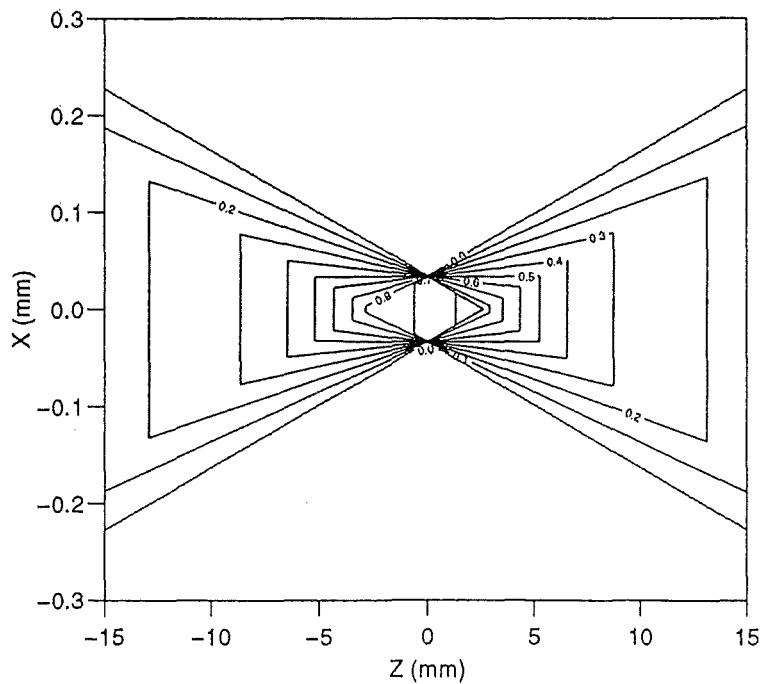
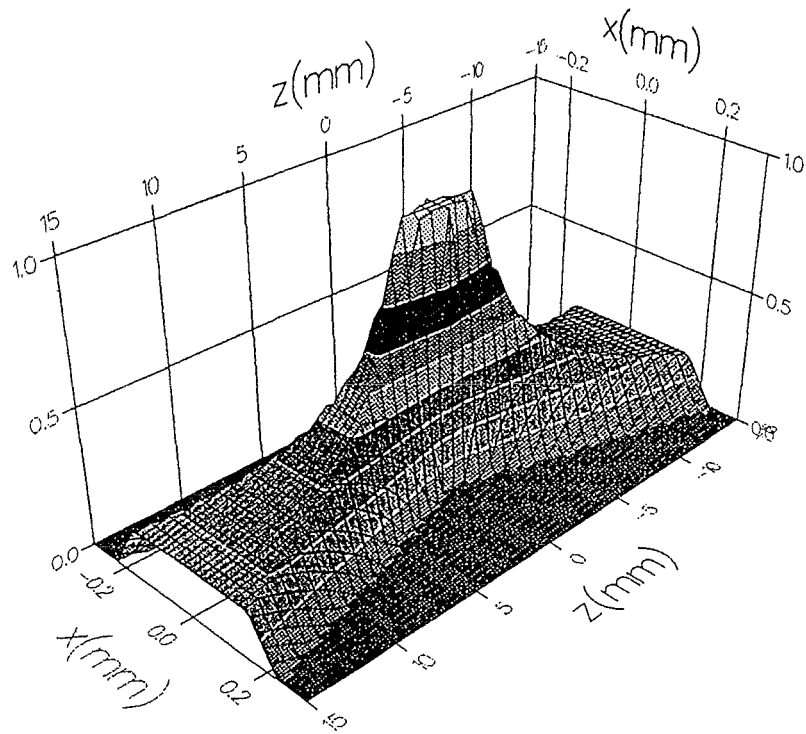


Abb. 2.5 : Berechnete Verteilung der Intensitätsbeiträge aus der x-z-Ebene im Gesichtsfeld (unten : Isointensitätslinien)
 Hierbei wurde angenommen, daß sich die Plasmateilchen homogen im Gesichtsfeld verteilen. $x=0$: Sichtlinie. $z=0$: die Mitte der effektiven Emissionsfläche der Anode (d.h. Plasmaausdehnung=30 mm)

A : Der Einstein'sche Koeffizient für den spontanen Übergang
T: Gesamter Transmissionsgrad der Optik (unter Berücksichtigung der Selbstabsorption im Plasma)

Da für unsere Meßanordnung der effektive Akzeptanzraumwinkel nicht analytisch bestimmt werden konnte, wurde er numerisch berechnet. Abbildung 2.5 zeigt die berechneten Intensitätsbeiträge aus der x-z-Ebene im Anodenplasma, wobei angenommen wurde, daß das Anodenplasma homogen strahlt. Für diese Berechnung wurde der Eingangsschlitz von $50 \mu\text{m} \times 3 \text{mm}$ verwendet und die Abstände zwischen optischen Komponenten war ähnlich wie in Anhang D. Die Verteilung der Intensitätsbeiträge im Gesichtsfeld zeigt den Defokussierungseffekt, durch den die räumliche Auflösung der Meßanordnung bestimmt wird.(s. Abschnitt 2.3.2)

2.3. Auflösungsvermögen der Meßanordnung

2.3.1. Spektrale Auflösung

Das maximale theoretische spektrale Auflösungsvermögen eines Gitter-Spektrometers wird bestimmt durch:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m N \quad (2.2)$$

wobei $\Delta\lambda$ den minimalen Wellenlängenabstand zweier monochromatischer einfallender Wellen angibt, den das Instrument noch auflösen kann und

N : Gesamtzahl der beleuchteten Linien des Gitters

m : Interferenzordnung

Dieses maximale spektrale Auflösungsvermögen kann in der Praxis nur schwer erreicht werden. Bei einem Gitter-Spektrometer wird der kleinste praktisch noch auflösbare Wellenlängenabstand $\Delta\lambda$ durch die Eingangsschlitzbreite b und die lineare Dispersion $d\lambda/dx$ des Gitters bestimmt[2.2]:

$$\Delta\lambda = \left(b + \lambda \cdot F \right) \frac{d\lambda}{dx} \quad (2.3)$$

wobei F die f-Zahl eines Spektrometers ist.

Die spektrale Auflösung wird durch das endliche räumliche Auflösungsvermögen des Detektorsystems noch zusätzlich begrenzt. Wenn zwei benachbarte getrennte

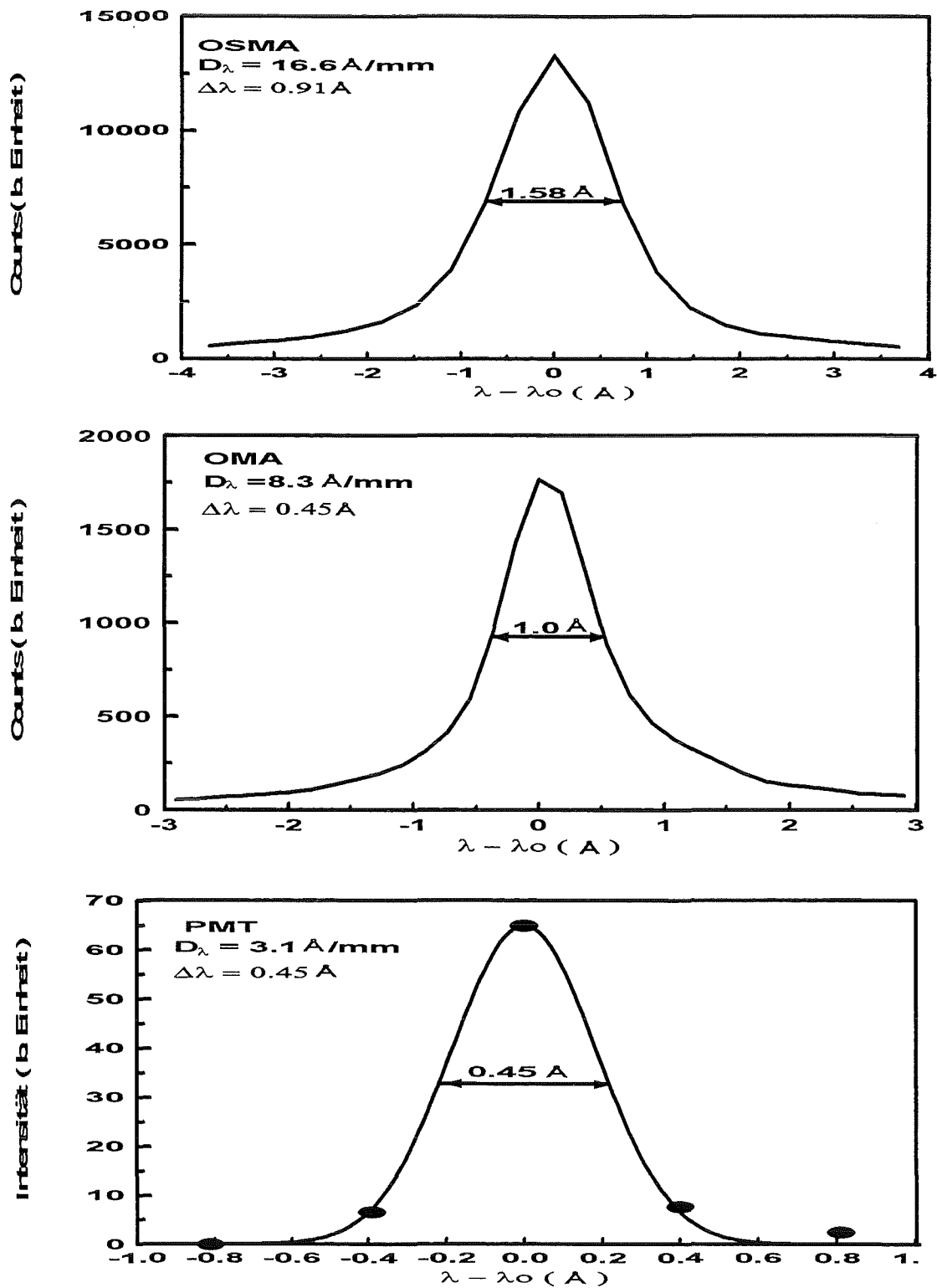


Abb. 2.6 : Gemessene Apparatur-Verbreiterung (HgI 5769,6 Å)
 In der linken oberen Ecke sind die linearen Dispersionen D_λ und die nach Glg.2.3 berechneten auflösbaren Wellenlängenabstände eingetragen

Spektrallinien durch die Apparatur so verbreitert werden, daß sie einander überlappen, können sie nicht mehr voneinander unterschieden werden. In Abbildung 2.6 sind die gemessenen Apparatur-Verbreiterungen der Spektrometer dargestellt. Für diese Messungen wurde die schmale Spektrallinie (Linienbreite: $\Delta\lambda < 0,1 \text{ \AA}$) bei $5769,6 \text{ \AA}$ (HgI) einer Quecksilber-Spektralleichlampe (OSRAM) verwendet. Die Eingangsschlitzbreite des Spektrometers wurde auf 50 \mu m eingestellt und beide Spektrometer hatten Gitter mit 1200 Linien/mm. Zum Vergleich sind die verschiedenen spektralen Auflösungen für diesen Wellenlängenbereich in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Für die OSMA- und OMA-Spektrometer werden die kleinsten auflösbaren Wellenlängenabstände durch die Apparatur-Verbreiterung begrenzt. Wenn die Linienbreite kleiner als die Apparatur-Verbreiterung ist, kann sie aus dem gemessenen Linienprofil nicht entnommen werden. Daher wird der kleinste auflösbare Wellenlängenabstand gleich der Apparatur-Verbreiterung.

Spektrometer		SPEX	BM100	
Brennweite (m)		0,5	1	
f-Zahl		7,8	6,9	
Gitter (Linien / mm)		1200	1200 (2400)	
Liniendispersion($\text{\AA}/\text{mm}$)		16,6	8,3 (4,2)	
Detektorsystem		OSMA	OMA	PMT-Array
Spektralfenster (\AA)		300	150 (75)	$14 \times \Delta\lambda$
$\Delta\lambda$ (\AA)	Gleichung 2.2 ($m=1$)	0,08	0,04	0,04
	Gleichung 2.3	0,91	0,45	0,45
	gemessen	1,58	1,00	0,45

Tabelle 2.1 : Vergleich der spektralen Auflösungen für die verschiedenen Spektrometer und Detektorsysteme

Man sieht, daß beim PMT-Array die Apparatur-Verbreiterung vernachlässigt werden kann, da die gemessene Linienbreite mit dem berechneten kleinsten auflösbaren Wellenlängenabstand übereinstimmt. Aber das gilt nur, wenn der Eingangsschlitz durch eine weitere Linse so auf den faseroptischen Sensor abgebildet wird, daß diese Abbildungsgröße genau der Breite eines Kanals des fiberoptischen Sensors wird. Durch die Einstellung der Eingangsschlitzbreite, die Auswahl des entsprechenden Gitters und die Einstellung des Maßstabs für die Abbildung des Eingangsschlitzes auf den Sensor konnten verschiedene spektrale Auflösungen des Meßsystems erreicht werden. Die spektrale Auflösung wurde je nach Anforderung auf $0,2 \text{ \AA}$ oder $0,5 \text{ \AA}$ eingestellt.

Um ein gemessenes Linienprofil zu interpretieren, mußte der mittlere Wellenlängenabstand der Kanäle bestimmt werden. Beim OSMA- und OMA-System konnte dieser mit Hilfe einer Spektraleichlampe, die zwei Spektrallinien innerhalb des spektralen Fensters der Meßsysteme enthielt, bestimmt werden.

Aber für das PMT-Array war es unmöglich, den Wellenlängenabstand der Kanäle auf diese Art zu bestimmen, da die Methode einerseits wegen des kleinen spektralen Fensters nicht angewendet werden konnte und zum anderen die Abstände zwischen Nachbarkanälen auf dem fiberoptischen Sensor unterschiedlich waren. Daher wurde die Eichung mit Hilfe des elektrischen Motors, der am Spektrometer BM100 zum Drehen des Gitters mit konstanter Geschwindigkeit vorhanden war, durchgeführt und zwar wurde für eine Spektrallinie in der Nähe des Meßbereichs jeweils das Maximum in den einzelnen PM-Kanälen bestimmt. Dabei ergab sich, daß die Abstände der Fiberreihen zwischen 0,125 mm und 0,147 mm lagen.

Der Wellenlängenabstand $\Delta\lambda$ benachbarter Kanäle wurde wie folgt berechnet:

$$\Delta\lambda = d M \frac{d\lambda}{dx} \quad (2.4)$$

Dabei bedeuten

d : Abstand zwischen benachbarten Kanälen

M : Maßstab für die Abbildung des Eingangsschlitzes des Spektrometers auf den fiberoptischen Sensor.

2.3.2. Räumliche Auflösung

Eine räumliche Auflösung kann wie folgt definiert werden:

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{\int I_{\text{eff}}(0,0,z) \Delta x(z) dz}{\int I_{\text{eff}}(0,0,z) dz} \quad (2.5)$$

Dabei bedeuten

I_{eff} : effektive Intensitätsbeiträge in Glg.2.1

$\Delta x(z)$: Halbwertsbreite des Gesichtsfelds in x-Richtung als Funktion der Plasmaausdehnung z

$\langle \Delta x \rangle$: der mittlere Wert (räumliche Auflösung)

Da sich die Plasmaparameter stark mit der Entfernung von der Anodenoberfläche ändern, wurde jedoch die räumliche Auflösung für unsere Messungen als maximale Breite des Gesichtsfelds in x-Richtung im Bereich der effektiven Anod-

enoberfläche viel konservativer definiert. Diese maximale Breite befindet sich an den Rändern der Anodenplasmaschicht ($z=15$ mm).

Die räumliche Auflösung wird durch die Eigenschaften des optischen Systems und des Spektrometers sowie durch die Geometrie der Anodenoberfläche bestimmt. Im idealen Fall ist die räumliche Auflösung nur durch die Größe des Spektrometer-Eingangsschlitzes und den Abbildungsmaßstab gegeben. Da aber das Emissionslicht entlang der Sichtline durch das endliche Plasmavolumen integriert gemessen wird, muß die Defokussierung des optischen Systems vor und hinter der Einstellebene berücksichtigt werden. Der Einfluß des Defokussierungseffektes auf die räumliche Auflösung hängt vom Akzeptanzraumwinkel des optischen Systems ab. Um den maximalen Akzeptanzraumwinkel (d.h. maximale Lichtintensität) zu erreichen, müssen die optischen Komponenten so ausgewählt werden, daß sie den Akzeptanzwinkel, der durch die f-Zahl des Spektrometers gegeben ist, angepaßt sind. D.h. die Öffnungsverhältnisse der Systeme müssen einander angepaßt werden. Um die räumliche Auflösung zu verbessern, muß eine Aperturblende (30 mm \times 100 mm) vor der abbildenden Linse verwendet werden. Diese Verbesserung der räumlichen Auflösung geht natürlich auf Kosten der Lichtintensität.

Eine kleine Änderung in der Brennweite der abbildenden Linse kann die räumliche Auflösung stark beeinflussen. Bei unserer Anordnung wurde für eine relative Änderung der Brennweite von 1% die räumliche Auflösung um einen Faktor 2 schlechter. Daher wurde mit Hilfe eines He-Ne-Justierlasers die Brennweite der ersten abbildenden Quarz-Linse ($\phi=100$ mm), die sich zwischen der KALIF-Anlage und der Schutzmauer in der Abbildung 2.4 befand, gemessen, wobei der Meßfehler weniger als 0,1 % betrug. Die Umrechnung auf andere Wellenlängen erfolgte nach

$$f(\lambda) [n(\lambda)-1] = \text{konst} \quad (2.6)$$

wobei sich die Konstante zu 420,2 aus der He-Ne-Messung ergab und der Fehler in $[n(\lambda)-1]$ ($<10^{-4}$) vernachlässigbar war, da die verwendete Formel[2.3] für den Brechungsindex diesen mit einem Fehler $\leq 3 \times 10^{-5}$ wiedergab. Damit konnte die Linsenposition für verschiedene Wellenlängen leicht bestimmt werden. Nach dieser Formel betrug für die Spektrallinie 2297 Å(CIII) ($n=1,52$) die Brennweite 807 mm statt 800 mm wie vom Hersteller angegeben. Für diese Wellenlänge zeigt Abbildung 2.7 den Einfluß des Fehlers der Brennweite auf die räumliche Auflösung. Trotz des kleinen relativen Fehlers (ca. 1 %) war die räumliche Auflösung ungefähr um den Faktor 2 schlechter geworden.

Da die Anodenoberfläche kegelförmig gekrümmt war, kommt ein Teil des Gesichtsfelds der Anodenoberfläche näher, woraus sich eine Abweichung von der räumlichen Auflösung bei ebener Geometrie ergibt. In Abbildung 2.8 ist die berechnete Abweichung durch das Verhältnis der Gesichtsfeldfläche, die von der

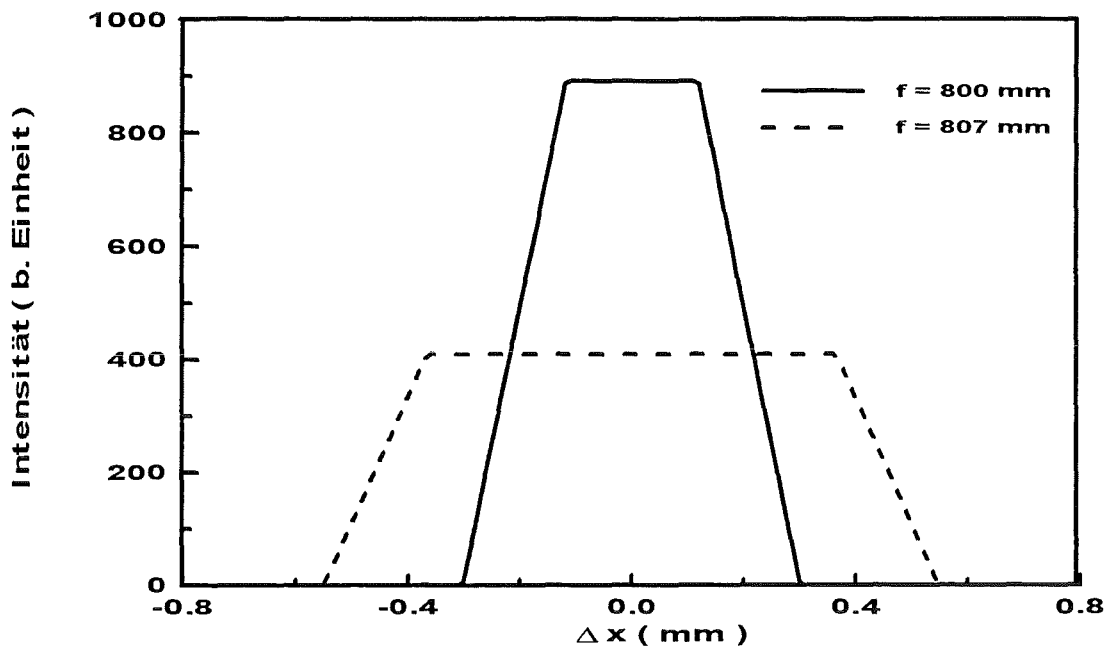


Abb. 2.7 : Einfluß des Fehlers der Linsenbrennweite auf die räumliche Auflösung in der Einstellebene $z=15$ mm

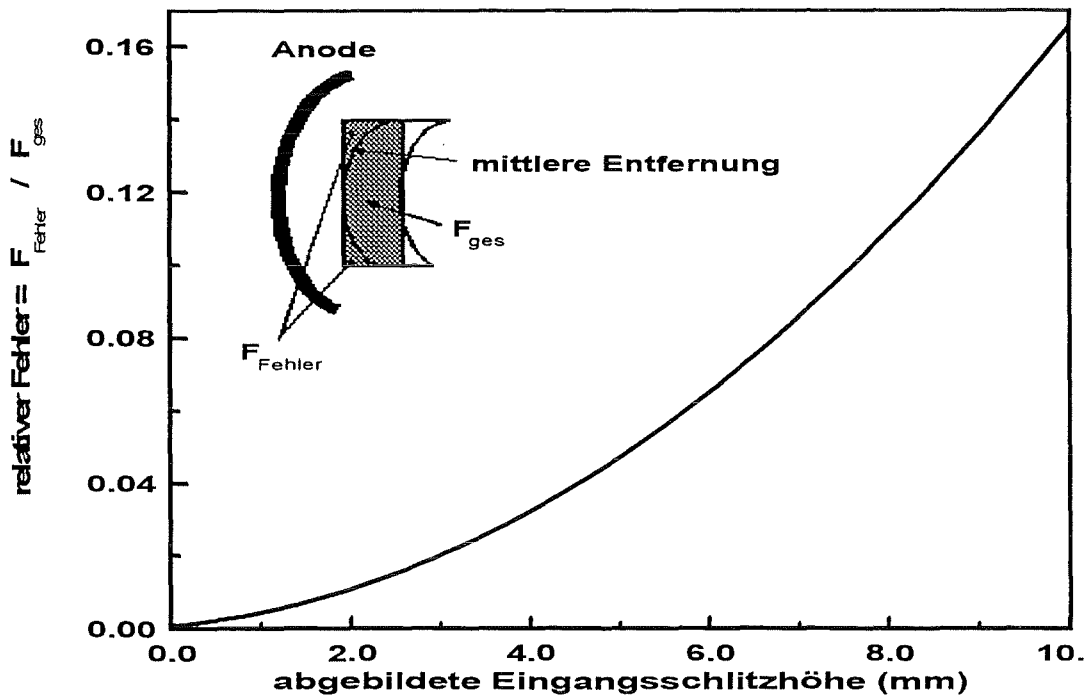


Abb. 2.8 : Einfluß der gekrümmten Anodenoberfläche auf die räumliche Auflösung in Abhängigkeit von der in das Anodenplasma abgebildeten Eingangsschlitzhöhe des Spektrometers

eingestellten mittleren Entfernung abweicht, zur Gesamtfläche in der Einstell-ebene $z=15$ mm als Funktion der in das Anodenplasma abgebildeten Eingangsschlitzhöhe dargestellt. Diese Abweichung nimmt mit zunehmender abgebildeter Eingangsschlitzhöhe überproportional zu. Daraus ergab sich, daß die in das Anodenplasma abgebildete Eingangsschlitzhöhe des Spektrometers nicht größer als 8 mm sein sollte, um die Abweichung auf weniger als 10 % zu beschränken. Im Experiment wurde die räumliche Auflösung durch eine Aperturblende, deren Breite 3 cm und deren Höhe 10 cm war, und durch den Abbildungsmaßstab auf 0,5 mm eingestellt. Die eingestellte räumliche Auflösung konnte für verschiedene Wellenlängenbereiche mit den entsprechenden Spektrallinien einer bleistiftförmigen Spektraleichlampe (Pencil Lamp: Oriol, Modell 6036) gemessen werden. Zur Erzeugung einer näherungsweise eindimensionalen Lichtquelle wurde zunächst ein kleiner Schlitz (Breite= 60 μm) vor dieser Spektraleichlampe angebracht. Die Lampe wurde dann am Rande der effektiven Anodenoberfläche ($z=15$ mm) in x-Richtung verschoben. Abbildung 2.9 zeigt die gemessene Intensitätsverteilung, die gut mit der berechneten übereinstimmt. Die gewünschte räumliche Auflösung von 0,5 mm wurde gut erfüllt. Dies galt auch für andere Wellenlängen, für die sie dann nur noch rechnerisch ermittelt wurde.

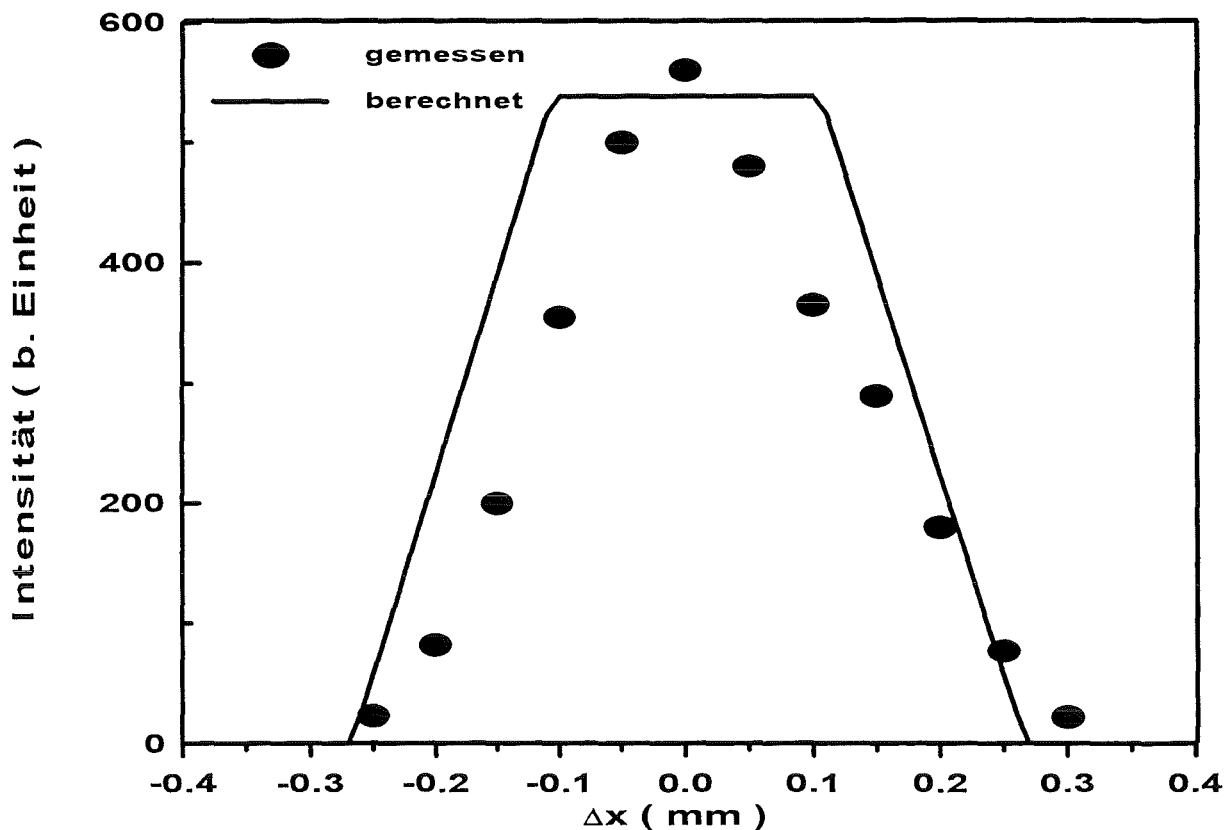


Abb. 2.9 : Gemessene und berechnete räumliche Auflösung am Rand ($z=15$ mm) der effektiven Anodenemissionsoberfläche

2.3.3. Zeitliche Auflösung

Die zeitliche Auflösung der OMA- und OSMA-Analysatoren wird durch die Öffnungszeit des schnellen optischen Verschlusses der Detektoren gegeben. Für die Experimente wurden Auflösungen von 10 ns für den OMA und von 12 ns für den OSMA eingestellt.

Das PMT-Array lieferte kontinuierliche Signale, die mit einem digitalen Transientenrekorder (Tektronix, TLS216) mit einer Kanalbreite von 0,2 ns registriert wurden. Um das Signal/Rauschenverhältnis zu verbessern, wurden die Signale über Zeitintervalle von 5 bzw. 10 ns integriert.

2.4. Empfindlichkeitseichung

Für die Auswertung der Spektrallinienform genügt eine relative Eichung der Meßanordnung. Um die Dichte der emittierenden Atome und Ionen im Plasma aus den gemessenen Intensitäten ihrer Emissionslinien zu ermitteln, muß die absolute Empfindlichkeit des gesamten Meßsystems bestimmt werden.

Für die relative Eichung konnte die unterschiedliche Kanalempfindlichkeit der OSMA und OMA vernachlässigt werden, da sie kleiner als der statistische Fehler auf Grund der relativ kleinen Anzahl registrierter Photonen (≤ 100) im Meßintervall war.

Für das PMT-Array jedoch war die Empfindlichkeit der einzelnen Photomultiplier sehr unterschiedlich und hing unterschiedlich von der Wellenlänge ab.

Daher mußten die 15 Photomultiplier für jeden interessierenden Wellenlängenbereich relativ zueinander geeicht werden. Die Eichung erfolgte mit einer gepulsten Lichtquelle (Nanolite) von 70 ns-Impulsdauer und einem effektiv nutzbaren Wellenlängenbereich von $\sim 2200 \text{ \AA}$ bis $\sim 7000 \text{ \AA}$.

Um während eines KALIF-Schusses in verschiedenen Spektralbereichen messen zu können, war es erforderlich, die 3 Detektorsysteme OSMA, OMA oder PMT-Array gegeneinander zu eichen. Das konnte durch die absolute Eichung erledigt werden.

Für OSMA, OMA und PMT-Array wurden die absoluten Empfindlichkeiten mit zwei Eichlampen bestimmt: einer Wolfram-Halogen-Lampe (EG&G, Modell RS-10A) und einer Deuterium-Lampe (EG&G, Modell GS-5150). Dabei wurden die vom Hersteller angegebenen Werte für die Strahlungsdichte bzw. Strahlungsstärke zugrunde gelegt. Für die Wolfram-Halogen-Lampe lag der geeichte Wellenlängenbereich zwischen 3000 \AA und 11000 \AA , für die Deuterium-Lampe zwischen 2000 \AA und 4000 \AA .

Da die absolut geeichten Daten sich auf die Wellenlängeneinheit bezogen, mußte die Wellenlängenbreite eines Kanals bekannt sein. Für die Messungen der absoluten Empfindlichkeit wurde die an KALIF verwendete Meßanordnung nachgebaut, so daß die gemessenen Empfindlichkeiten die Verluste im gesamten Strahlengang berücksichtigten.

Der Ausgangsstrom des Photomultipliers (PMT-Nr.15) wurde mit Hilfe von schnellen linearen Verstärkern (Mini-Circuits, Modell ZFL-500LN, Eingangswiderstand 50 Ω) um einen Faktor 12,4 verstärkt und mit einem Transientenrekorder (Tektronix, TLS 216) registriert.

Abbildung 2.10 zeigt die absolute Empfindlichkeit des Photomultipliers für den von der Photokathode erfassten Photonenstrom. Die Besetzungsdichte des oberen Niveaus eines Spektrallinienübergangs berechnet sich dann zu

$$n_i = \frac{U_{\text{gemessen}}}{A_{ij} G E(\lambda)} \quad (2.7)$$

Dabei ist die gesamte gemessene Signalgröße U_{gemessen} :

$$U_{\text{gemessen}} = \int \frac{U(\lambda)}{\Delta\lambda_{\text{Kanal}}} d\lambda, \quad (2.8)$$

der Geometriefaktor G :

$$G = \frac{1}{4\pi V_{\text{Plasma}}} \iiint \Omega(x, y, z) dV \quad (2.9)$$

und:

n_i : Besetzungsdichte des oberen Niveaus eines Übergangs (cm^{-3})

$U(\lambda)$: ein Fit (Gauß-, Lorentz- oder Voigt-Fit) der gemessenen Signale in den 15 Kanälen auf dem Transientenrekorder (mV)

$\Delta\lambda_{\text{Kanal}}$: Wellenlängenbreite eines Kanals

Ω : Akzeptanzraumwinkel des Meßsystems

V_{Plasma} : Plasmavolumen (cm^3) im Gesichtsfeld

A_{ij} : der Einstein'sche Koeffizient (s^{-1})

$E(\lambda)$: absolute Empfindlichkeit (mV/Photonen/s)

Da die Signale bei OSMA und OMA über die Öffnungszeit der Detektoren integriert sind, muß das Integrationszeitintervall τ_{gemessen} berücksichtigt werden:

$$n_i = \frac{C_{\text{gemessen}}}{A_{ij} G \tau_{\text{gemessen}} O(\lambda)} \quad (2.10)$$

Dabei ist C_{gemessen} die Anzahl der registrierten Ereignisse und die Empfindlichkeit $O(\lambda)$ die Zählrate pro Photon. Die gemessenen Empfindlichkeiten $O(\lambda)$ der OSMA und OMA sind in Abbildung 2.11 bzw. 2.12 dargestellt. Dabei war der gesamte Meßfehler kleiner als 30 %.

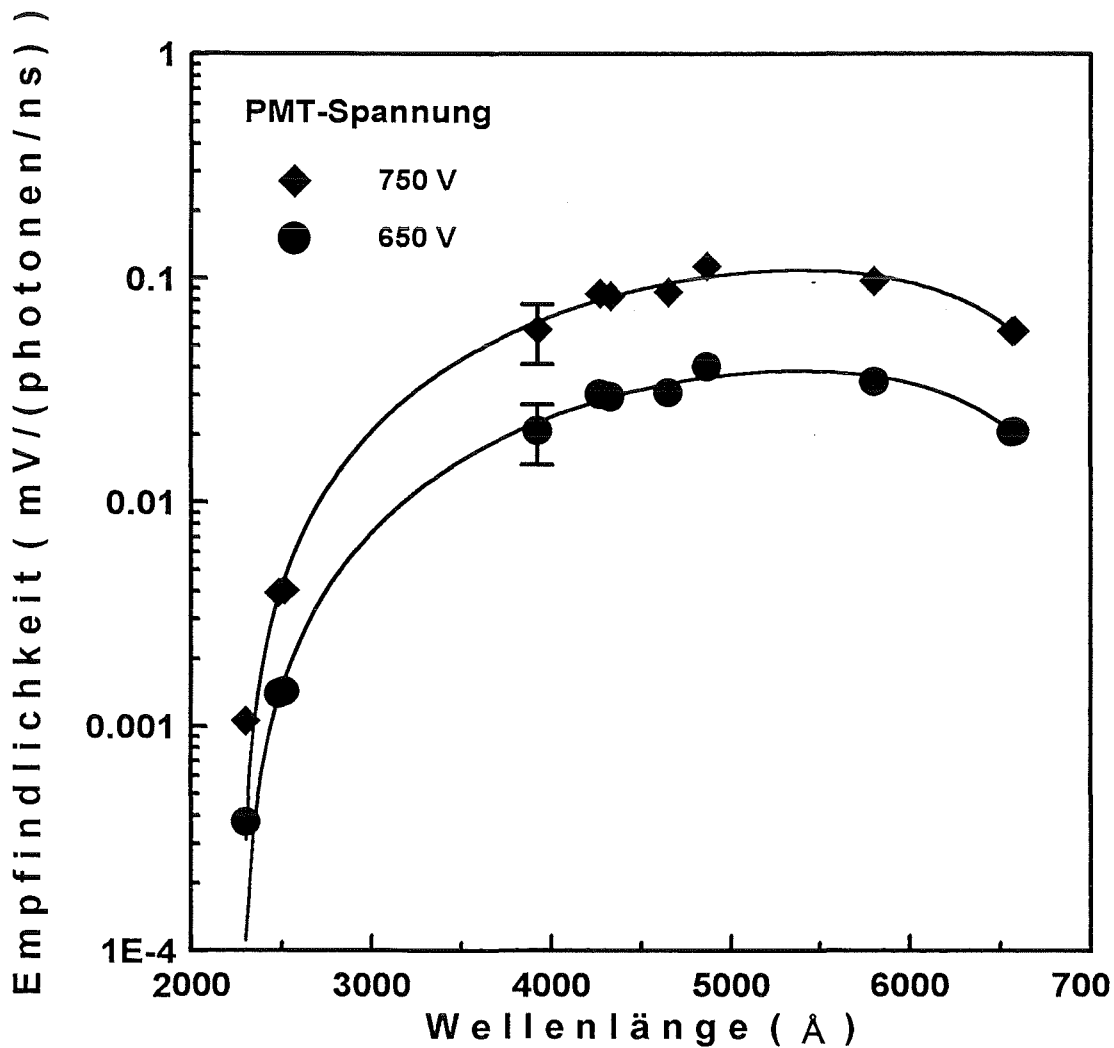


Abb. 2.10 : Absolute Empfindlichkeit des Photomultiplierkanals Nr.15

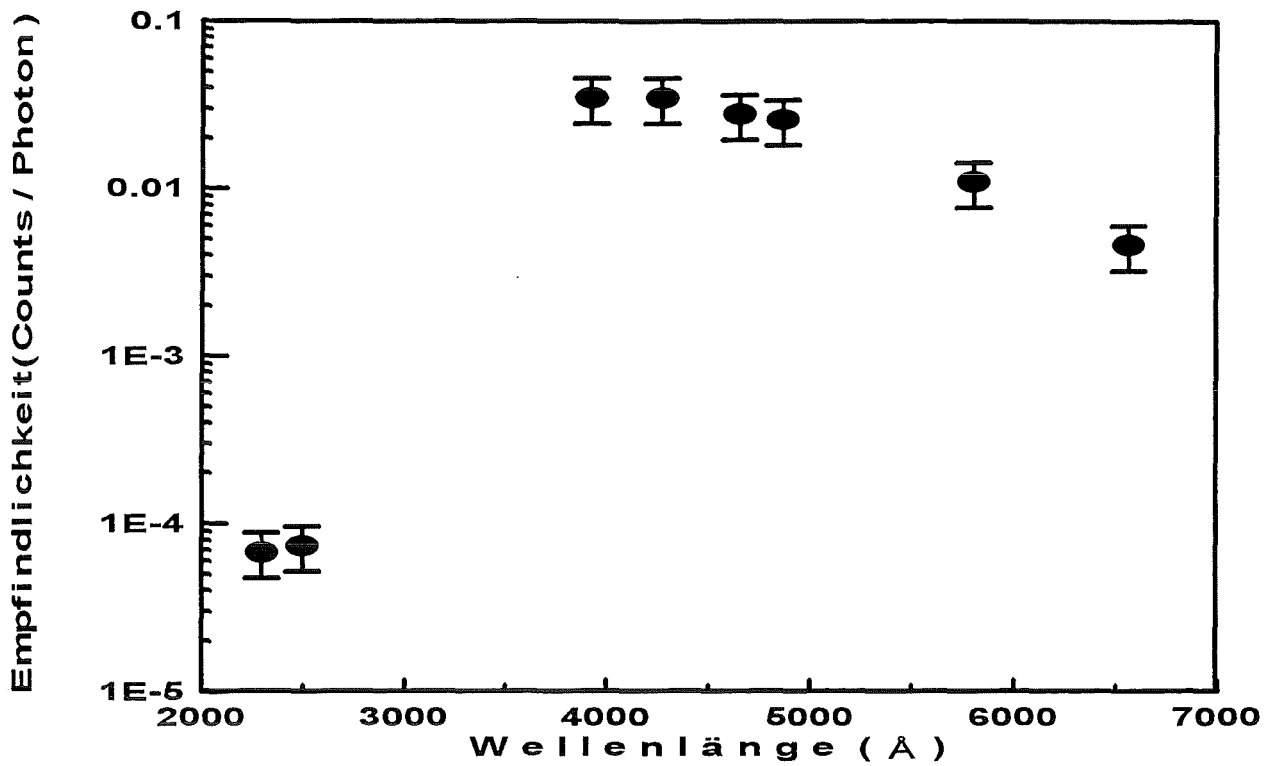


Abb.2.11 : Absolute Empfindlichkeit des OSMA-Analysators

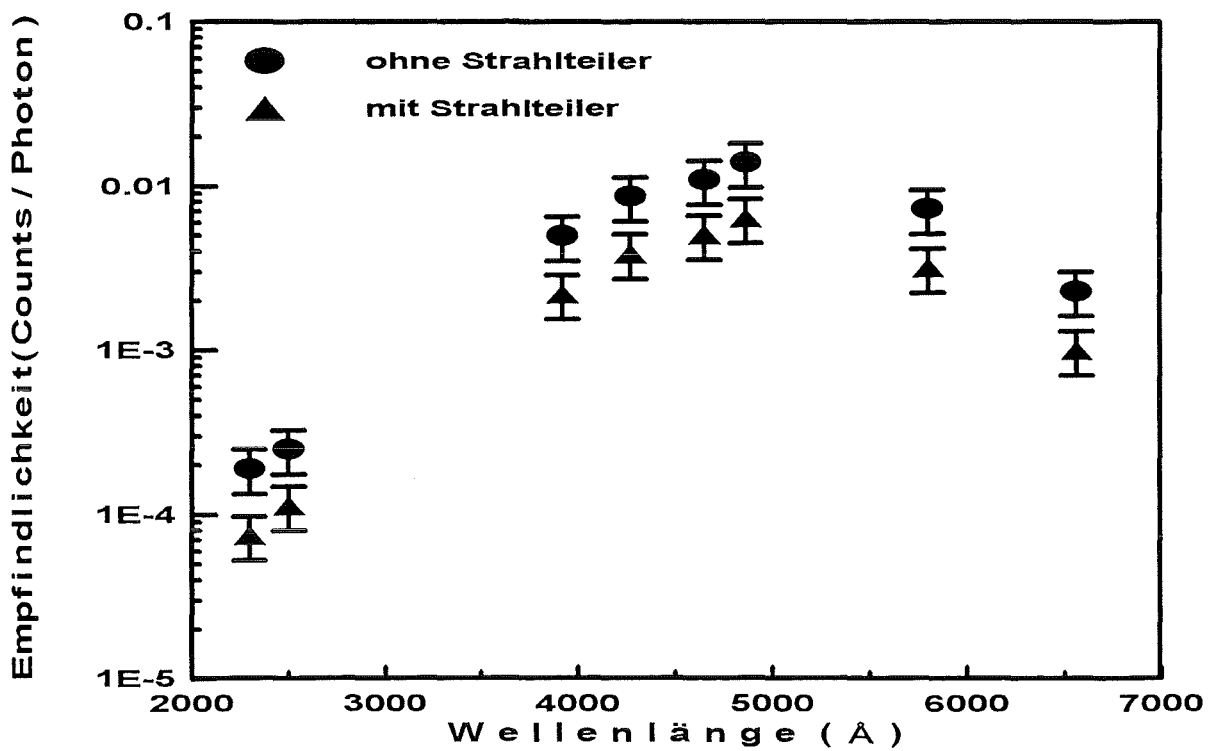


Abb.2.12 : Absolute Empfindlichkeit des OMA-Analysators

3. Parameter des Anodenplasmas

3.1. Betrachtungen zur modellmäßigen Beschreibung transienter Plasmaschichten

Spektroskopische Methoden besitzen zwar den großen Vorteil, daß sie das zu untersuchende Plasma nicht verändern, zur Interpretation der gemessenen spektroskopischen Daten ist jedoch eine Modellierung des Plasmazustands erforderlich, da die Meßwerte meist komplex von mehreren Parametern abhängen.

3.1.1. Thermodynamische Gleichgewichte

Vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht bildet sich in einem abgeschlossenen System aus, z.B. in einem Hohlraum mit isothermen Wänden. Das System kann dann durch seine globalen thermodynamischen Zustandgrößen, Druck und Temperatur, beschrieben werden. Im thermodynamischen Gleichgewicht folgen die Besetzungsdichten der Anregungsniveaus n_i der Boltzmannverteilung.

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (3.1)$$

Dabei bedeuten:

n_i : Besetzungsdichte des Niveaus i

n : gesamte Dichte

g_i : statistisches Gewicht des Niveaus i

E_i : Niveauenergie

k : Boltzmannsche Konstante

T : Plasmatemperatur

$U(T)$: Zustandsumme = $\sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)$

Die Besetzungsdichten der Niveaus verschiedener Ionisationszustände sind miteinander und mit den freien Elektronen durch die Saha-Gleichung verknüpft.

$$n_e \frac{n_{z+1}}{n_z} = 2 \frac{U_{z+1}(T)}{U_z(T)} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I_z - \Delta I_z}{kT}\right) \quad (3.2)$$

Dabei bedeuten :

n_e : Elektronendichte

n_z, n_{z+1} : gesamte Dichten von zwei aufeinander folgenden Ionisationsstufen

U_z, U_{z+1} : Zustandssumme

m_e : Elektronenmasse

h : Plancksche Konstante

I_z : Ionisationsenergie der Ionisationsstufe z

ΔI_z : Erniedrigung der Ionisationsenergie durch Wechselwirkung mit anderen Plasmateilchen

Da bei vollständigem thermodynamischem Gleichgewicht auch die emittierte und die absorbierte Strahlung im Gleichgewicht sind, gilt weiterhin das Kirchhoff'sche Gesetz für das Strahlungsfeld. d.h. daß die pro Volumen emittierte Strahlungsenergie gleich der absorbierten Energie ist.

$$\varepsilon_\nu = \kappa_\nu B_\nu \quad (3.3)$$

Dabei bedeuten:

ν : Frequenz des Strahlungsfeldes

ε_ν : Emissionskoeffizient in $\text{erg/cm}^3 \text{ str}$

$\kappa(\nu)$: Absorptionskoeffizient in cm^{-1}

B_ν : spektrale Strahlungsintensität in $\text{erg/cm}^2 \text{ str}$

c : Lichtgeschwindigkeit

Um ein vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht zu erreichen, muß die emittierte Strahlung innerhalb des Plasmavolumens reabsorbiert werden. Dazu sollte die charakteristische Abmessung l des Plasmavolumens viel größer als die Absorptionslänge κ^{-1} , d.h. $l \cdot \kappa \gg 1$. Als Beispiel sei der Absorptions-Koeffizient von frei-frei-Übergängen für wasserstoffähnliche Atome und Ionen angegeben:

$$\kappa^{\text{ff}}(\nu) = C n_e n_z \frac{Z^2}{\nu^3 (kT)^{1/2}} \quad (3.4)$$

mit $C = 3,692 \times 10^8$ in cgs-Einheit[3.1], wobei Z die Ladungszahl ist.

Nach dieser Gleichung ist der Absorptions-Koeffizient $1,6 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ und damit $l \gg 6,3 \times 10^5 \text{ cm}$ für ein repräsentatives Wasserstoffplasma ($n_p = n_e = 1 \times 10^{16}$, $T_e = 1 \text{ eV}$, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$). Daraus ist ersichtlich, daß im Labor ein vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht praktisch nicht zu verwirklichen ist.

In einem ausreichend dichten Plasma, in dem der Energietransfer zwischen den Teilchen mehr durch Stoß- als durch Strahlungsprozesse stattfindet, kann sich, auch wenn die emittierte Strahlungsenergie nicht völlig innerhalb des Plasma-

volumens absorbiert wird, für einzelne Niveaus ein Zustand ausbilden, der durch die Formeln des vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts beschrieben werden kann. Dieser Zustand wird als lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) bezeichnet. Gegenüber dem vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht wird im LTE das Strahlungsfeld ausgeschlossen, da der Energietransfer durch Strahlungsprozesse vernachlässigt wird. Anstatt der global im gesamten Plasmavolumen gültigen thermodynamischen Zustandgrößen existieren am Ort r in einem kleinen Volumenelement ΔV eine einheitliche Temperatur und ein einheitlicher Druck, die nun jedoch ortsabhängig und sogar, in nicht stationären Plasmen, zeitabhängig sind.

Die notwendige Bedingung für die Gültigkeit des LTE wurde von vielen Autoren [3.2-3.4] untersucht. Aus der Annahme, daß die Abweichung vom LTE nicht mehr als 10% betragen soll, leitete Griem [3.5] eine Bedingung für wasserstoffähnliche Atome und Ionen ab.

$$n_e \geq 9.2 \times z^7 \left(\frac{kT}{E_{H^z}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta E_{ij}^{\max}}{E_{H^z}} \right)^3 \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (3.5)$$

Dabei bedeuten:

E_{H^z} : Ionisationsenergie

ΔE_{ij}^{\max} : die größte Energielücke im Termschema des Ions oder Atoms

Die nach dieser Formel berechnete kritische Elektronendichte für Wasserstoffatome (bei $T_e = 5 \text{ eV}$) liegt bei $n_e = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Auf der Basis von mit einem Stoß-Strahlungs-Modell (siehe Kapitel 3.1.3) berechneten Ergebnissen fanden Fusimoto und McWhirter [3.2] jedoch, daß die Formel von Griem die kritische Elektronendichte stark unterschätzt. Durch eine direkte Messung der Elektronentemperatur mit der Laser-Scattering-Methode erhielten Snyder et al [3.6], daß trotz einer genügend großen Elektronendichte im Vergleich zur Gleichung 3.5 noch eine große Abweichung vom LTE existierte. Daher sollte diese Formel mit der nötigen Vorsicht verwendet werden

In Abbildung 3.1 werden die nach den verschiedenen vorgeschlagenen Kriterien, berechneten kritischen Elektronendichten als Funktion der Elektronentemperatur dargestellt. Zum Vergleich (nur im Hinblick auf die Elektronendichte) ist auch die Größe der abgeschätzten Elektronendichte im KALIF-Anodenplasma eingetragen. Die erwartete Elektronendichte im KALIF-Anodenplasma befindet sich immer unterhalb der verschiedenen kritischen Elektronendichten. Daraus ist ersichtlich, daß das KALIF-Anodenplasma zu weit vom LTE entfernt liegt.

Liegt die Elektronendichte im Plasma unterhalb der kritischen Elektronendichte, beginnt die Abweichung vom LTE zunächst im Grundzustand und geht dann zu den höheren Zuständen über, denn Strahlungsprozesse (spontane Übergänge)

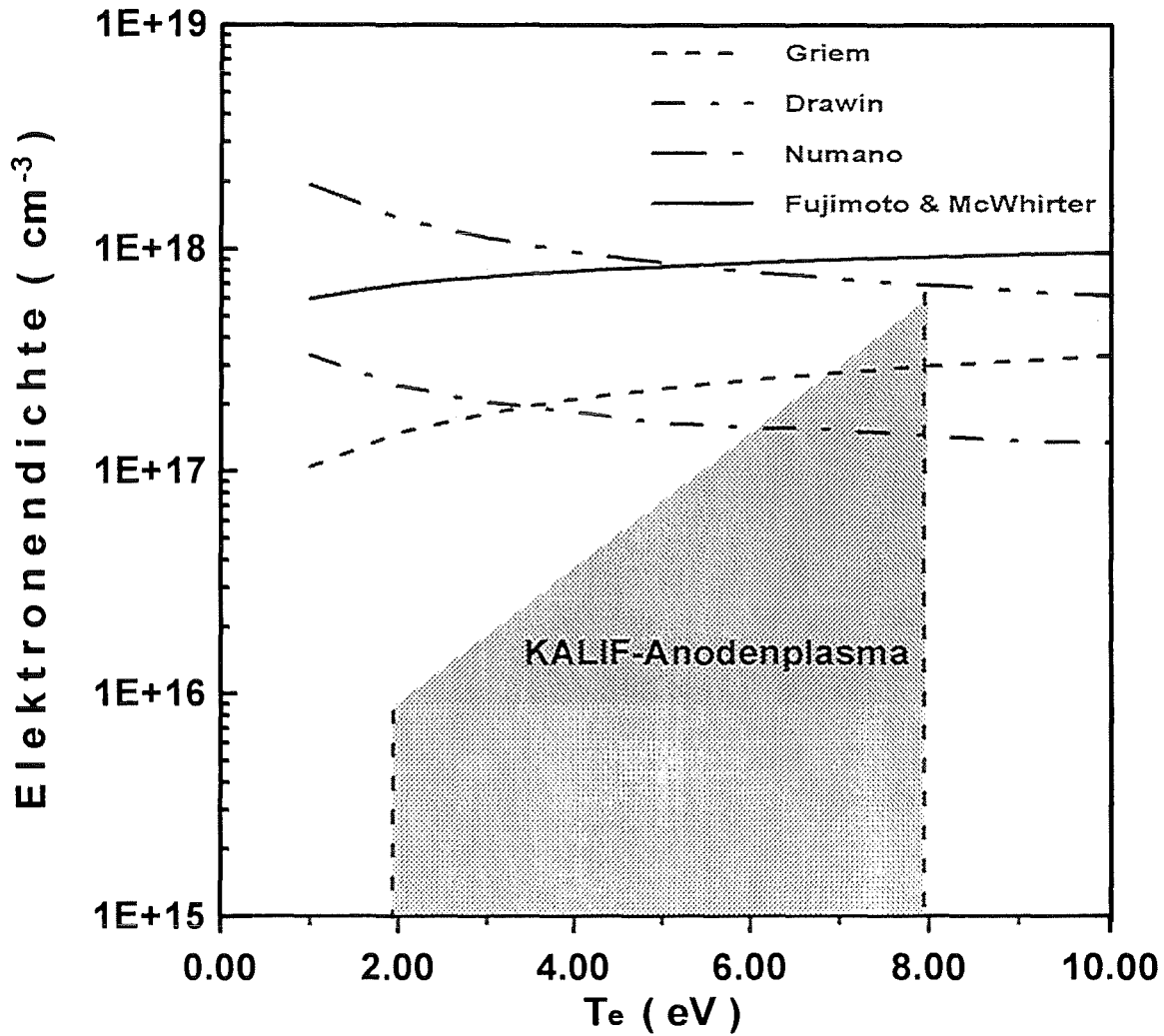


Abb.3.1 : Notwendige Bedingung für das Erreichen des LTE-Zustands
 Verschiedene unterschiedliche Kriterien für diese Bedingungen
 werden in der Literatur[3.2-3.5] vorgeschlagen.
 Das KALIF-Anodenplasma liegt in allen Fällen unterhalb der für den
 LTE-Zustand notwendigen Dichte.

sind für niedrigere Niveaus stärker als für höhere.[3.3] Die höheren Niveaus erreichen das Gleichgewicht mit dem Kontinuum der freien Elektronen leichter als die niedrigeren Niveaus.[3.5]

Daher kann ein Niveau existieren, oberhalb dessen sich alle Niveaus im LTE befinden, obwohl die Elektronendichte die Bedingung für LTE nicht erfüllt. Dieser Zustand wird als partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht (PLTE : Partial Local Thermodynamic Equilibrium) bezeichnet. Da im PLTE alle Formeln für LTE gelten, wird die Interpretation des gemessenen Emissionsspektrums stark vereinfacht.

Eine notwendige Bedingung für PLTE wurde von Griem[3.5] und anderen[3.2-3.4] vorgeschlagen. Nach Griem lautet diese Bedingung

$$n_e = 7.4 \times 10^{18} \frac{z^7}{n^{17/2}} \left(\frac{kT}{E_{H^z}} \right)^{1/2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (3.6)$$

Dabei bedeuten:

n : Hauptquantenzahl .

z : Ladungszahl

E_{H^z} : Ionisationsenergie

Für $n=2$ und $T_e = 5$ eV liegt diese Bedingung bei $n_e \geq 1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, die für das KALIF-Anodenplasma weitgehend erfüllt wird.

Da die bisherigen Betrachtungen nur für ein stationäres Plasma zutreffen, gilt die Formel für die Bedingung des LTE oder PLTE im allgemeinen in einem nichtstationären Plasma nicht. Im nichtstationären Plasma ist normalerweise der Grundzustand überbesetzt, und die Besetzungsdichten der angeregten Zustände sind mit der Besetzungsdichte des Grundzustandes stark gekoppelt . Außer der Elektronendichte und -Temperatur sollte daher noch zusätzlich die Besetzungsdichte des Grundzustands in der Bedingung für PLTE berücksichtigt werden. Für wasserstoffähnliche Atome und Ionen geben McWhirter und Hearn[3.7] die Besetzungsdichte der angeregten Zustände in Abhängigkeit von der Besetzungsdichte des Grundzustandes an:

$$\frac{n_p^E}{n_p} = r_0(p) + r_1(p) \frac{n_1^E}{n_1} \quad (3.7)$$

wobei n_p^E die Besetzungsdichte des Anregungsniveaus p im LTE ist.

Mit Hilfe der tabellierten Koeffizienten r_0 , r_1 erhält man bei einer Elektronendichte von $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und bei einer Temperatur von $T_e = 5$ eV:

$$\frac{n_3}{n_3^E} = 1,0 + 3,2 \cdot 10^{-3} \frac{n_1}{n_1^E} \quad (3.8)$$

Das bedeutet, daß die Besetzungsdichte des Niveaus $p = 3$ der im LTE entspricht, wenn die Überbesetzung des Grundzustandes kleiner als ~ 100 ist.

Um zu überprüfen, ob sich ein nichtstationäres (transientes) Plasma im LTE befinden kann, muß die Relaxationszeit des Niveausystems betrachtet werden, in der thermodynamische Gleichgewicht zwischen benachbarten Niveaus erreicht werden kann. Nach Griem[3.5] lautet die Relaxationszeit zwischen dem Grundzustand und dem Niveau $n = 2$ für wasserstoffähnliche Atome und Ionen:

$$\tau_{21} = \frac{1.15 \times 10^7 z^3 n^+}{f_{21} n_e (n^+ + n)} \left(\frac{E_2 - E_1}{E_{H^z}} \right) \left(\frac{kT}{E_{H^z}} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT} \right) \text{ (sec)} \quad (3.9)$$

Dabei bedeuten:

f_{21} : Absorptions-Oszillatorstärke

n : gesamte Atomdichte

n^+ : gesamte Ionendichte

z : Ladungszahl

E_{H^z} : Ionisationsenergie

Zur Ausbildung von LTE sollte die Relaxationszeit kleiner als die charakteristische Zeit für Änderungen der Plasmaparameter (Elektronendichte, Temperatur und gesamte Zahl der Plasmateilchen) sein. Für unser Plasma ($n_e = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 5 \text{ eV}$ mit $n^+ \gg n$) beträgt die so gerechnete Relaxationszeit $\sim 2 \text{ ns}$. Dieser Wert zeigt, daß sich während der KALIF-Impulsdauer (ca. 50 ns) LTE ausbilden könnte, zumal die Relaxationszeit der höheren Niveaus kleiner ist als τ_{21} . Aber durch Rechnung mit einem Stoß-Strahlungs-Modell zeigte Engelhardt [3.8], daß die Relaxationszeit der höheren Niveaus nicht unbedingt der Zeit für PLTE entspricht, sondern nichts anderes ist als die benötigte Zeit für quasi-stationäres Gleichgewicht mit dem Grundzustand, der vom LTE abweichen kann. Und da in einem für PLTE genügend dichtem ionisierenden Plasma die Besetzungsdichte der höheren Niveaus stark an den Grundzustand gekoppelt ist, entspricht die Relaxationszeit der höheren Niveaus im wesentlichen der Relaxationszeit des Grundzustandes.

Daher werden die beiden Bedingungen von Elektronendichte und Relaxationszeit zwar für PLTE erfüllt, doch kann ohne genaue Information über das Verhalten des Grundzustandes nicht garantiert werden, daß sich ein transientes Plasma im LTE oder PLTE befindet.

3.1.2. Korona-Modell

Für ein Plasma, dessen Elektronendichte viel kleiner als die benötigte Elektronendichte für LTE ist, kann ein anderes Plasma-Modell angewendet werden. Wegen der Anwendungsmöglichkeit auf die Sonnenkorona ($T_e \approx 10^6$ K und $n_e \approx 10^8$ cm⁻³), wird es Korona-Modell genannt. Beim Korona-Modell wird angenommen, daß die Elektronendichte und das Strahlungsfeld so klein sind, daß Anregungsprozesse nur durch Elektronenstöße und Abregungsprozesse nur durch Strahlungsübergänge (spontane Übergänge) stattfinden. Wegen des kleinen Strahlungsfelds dominiert die Stoßionisation bei Ionisationsprozessen, aber wegen der kleinen Elektronendichte spielt die Strahlungsrekombination die Hauptrolle bei der Rekombination. Statt aus der Boltzmann-Gleichung für LTE kann die Besetzungsdichte der höheren Niveaus aus dem Gleichgewicht zwischen Stoßanregungen K_{ik} und spontanen Übergängen A_{ki} bestimmt werden[3.9]:

$$n_e n_{z,i} K_{ik} = n_{z,k} \sum_{i < k} A_{ki} \quad (3.10)$$

Daraus ergibt sich:

$$\frac{n_{z,k}}{n_{z,i}} = \frac{n_e K_{ik}}{\sum_{i < k} A_{ki}} \quad (3.11)$$

Anstatt mit der Saha-Gleichung für LTE kann die Besetzungsdichte der Niveaus benachbarter Ionisationszustände miteinander durch das Gleichgewicht zwischen Stoß-Ionisation und Strahlungs-Rekombination verknüpft werden:

$$n_e n_{z,i} S_{z,i} = n_e n_{z+1,i} \alpha_{z+1,i} \quad (3.12)$$

Daraus ergibt sich:

$$\frac{n_{z,i}}{n_{z+1,i}} = \frac{\alpha_{z+1,i}}{S_{z,i}} \quad (3.13)$$

Dabei bedeuten

$S_{z,i}$: Stoßionisationskoeffizient

$\alpha_{z+1,i}$: Strahlungsrekombinationskoeffizient.

Eine notwendige Bedingung für die Anwendung des Korona-Modells wurde von Wilson[3.10] und anderen[3.9,3.11] für wasserstoffähnliche Atome und Ionen abgeleitet:

$$n_e \ll 1.4 \times 10^{14} z^7 (kT_e / z^2 E_H)^4 \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (3.14)$$

Für ein Wasserstoffplasma bei $T_e = 5 \text{ eV}$ ist $n_e \ll 2.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Die oberste Grenze der Elektronendichte ist viel kleiner als die Elektronendichte unseres Plasmas. Daher ist das Korona-Modell für unser Plasma nicht anwendbar.

3.1.3. Stoß-Strahlungs-Modell (CR-Modell)

Zur Vermeidung der Einschränkungen des LTE- und Korona-Modells ist ein anderes Plasma-Modell erforderlich, in dem alle elementaren Übergangsprozesse berücksichtigt werden. Dieses Modell wird Stoß-Strahlungs-Modell (CR: Collisional Radiative) genannt. Im CR-Modell werden die folgenden elementaren Übergangsprozesse berücksichtigt [3.12]:

1. Strahlungsprozesse

- (a) Strahlungsan- und abregung: $X(n) + h\nu \leftrightarrow X(n^*)$
- (b) Photoionisation und Strahlungsrekombination: $X(n) + h\nu \leftrightarrow X^+ + e$

2. Stoßprozesse durch Elektronenstöße

- (a) Stoßan- und abregung: $X(n) + e \leftrightarrow X(n^*) + e'$
- (b) Stoßionisation und Dreier-Stoß-Rekombination: $X(n) + e \leftrightarrow X^+ + e' + e''$

Unter Berücksichtigung der oben erwähnten elementaren Übergangsprozesse kann ein Differentialgleichungssystem zur Bestimmung der Besetzungsdichte eines Quanteniveaus aufgestellt werden. Wird die Besetzungsdichte des Niveaus i mit n_i bezeichnet, so läßt sich die zeitliche Änderung von n_i durch die folgende allgemeine Beziehung ausdrücken:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum W_i^+ - \sum W_i^- \quad (3.15)$$

wobei $\sum W_i^+$ die Summe aller Bevölkungsprozesse zum Niveau i , und $\sum W_i^-$ die Summe aller Entvölkungsprozesse aus dem Niveau i ist. Für jedes Niveau i gilt eine derartige Gleichung, woraus sich ein Differentialgleichungssystem ergibt.

Zur Lösung des vollständigen Differentialgleichungssystems ist es erforderlich, die häufig nicht genau genug bekannten Anfangsbedingungen zu bestimmen. Ist ein Teilchenfluß in das Plasma vorhanden, muß noch zusätzlich ein freiwählbarer Quellterm in das Gleichungssystem eingegeben werden. Da die Anfangsbedingungen und der Quellterm immer in das Ergebnis eingehen, wird manchmal versucht, die Bedingungen für ein stationäres Plasma zu erfüllen.

Die Kenntnis der Relaxationszeit des Niveausystems ermöglicht die Entscheidung darüber, ob ein Plasma noch als stationär anzusehen ist oder ob die Besetzungsdichten der einzelnen Niveaus durch das Differentialgleichungssystem be-

geschrieben werden müssen. Die Relaxationszeit ist die Zeit, die nötig ist, um das Niveau i wieder in ein statistisches Gleichgewicht mit allen anderen Übergängen zu bringen. Nach McWhirter[3.7] lautet sie

$$\tau_i^{-1} = n_e \left[S_i + \sum_{j \neq i} K_{ij} \right] + \sum_{j < i} A_{ij} \quad (3.16)$$

Dabei bedeuten:

S_i : Stoßionisationskoeffizient

K_{ij} : Stoßabregungskoeffizient

A_{ij} : Einsteinsche Koeffizienten

Unter Berücksichtigung der Relaxationszeit kann das Gleichungssystem in drei verschiedenen Fällen gelöst werden, und zwar im stationären, quasistationären und transienten Fall.

Im stationären Fall sollte die Relaxationszeit der einzelnen Niveaus gegenüber der zeitlichen Änderungen der Plasmaparameter (Elektronendichte und -Temperatur) so klein sein, daß sämtliche Besetzungen der einzelnen Niveaus zu jeder Zeit dem Gleichgewichtszustand entsprechen. Zum Beispiel beträgt für einen typischen Parametersatz des KALIF-Anodenplasmas von $n_e = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 5,5 \text{ eV}$ gemäß Gleichung 3.16 die Relaxationszeit für das Niveau $i=1$ $\tau_1 = 1,7 \text{ ns}$ und für das Niveau $i=3$ $\tau_3 = 7,3 \times 10^{-3} \text{ ns}$. Diese Relaxationszeiten sind im Vergleich mit der KALIF-Impulsdauer von $50 \sim 60 \text{ ns}$ genügend klein, so daß dieses Plasma als stationär angesehen werden kann, wenn kein Teilchenfluß in das Plasma berücksichtigt wird. Ist ein Plasma als stationär anzusehen, gilt für alle Niveaus i im Differentialgleichungssystem

$$dn_i/dt = 0 \quad (3.17)$$

Bei manchen Plasmazuständen kann die Relaxationszeit des Grundzustandes die Größenordnung von $\sim \mu\text{s}$ erreichen, während die Relaxationszeiten der Anregungsniveaus kleiner als $\sim \text{ns}$ sind. Zum Beispiel beträgt bei einem Wasserstoffplasma von $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 1,5 \text{ eV}$ die Relaxationszeit des Grundzustandes $1,2 \mu\text{s}$, aber die Relaxationszeit des Niveaus $i=3$ nur $1,7 \times 10^{-2} \text{ ns}$. In einem solchen Plasmazustand befinden sich zwar alle Anregungsniveaus im stationären Zustand, doch kann das Grundniveau vom stationären Zustand weit abweichen. In diesem Fall muß daher die zeitliche Änderung des Grundniveaus berücksichtigt werden[3.7], weshalb dieser Plasmazustand quasistationär genannt wird, d.h. aus der Gleichung 3.15 wird:

$$\begin{aligned}\frac{dn_i}{dt} &= \sum W_i^+ - \sum W_i^- \\ 0 &= \sum W_i^+ - \sum W_i^-, \quad i > 1\end{aligned}\quad (3.18)$$

Im quasistationären Zustand werden die Besetzungsdichten aller Niveaus durch die Dichte des Grundzustandes bestimmt, und zwar befinden sich alle Niveaus im Gleichgewicht mit dem Grundzustand.

Wenn sich eine Entladung in einem dichten Neutralgas entwickelt, oder wenn kalte Teilchen kontinuierlich ins Plasma hineinströmen, dann liegt ein ionisierendes Plasma vor, das sich nicht im Gleichgewicht mit benachbarten Ionisationszuständen befindet. Für ein solches Plasma mit einer kurzen Impulsdauer von ~ 100 ns kann die quasistationäre Annäherung nicht mehr verwendet werden, denn der kontinuierliche Teilchenfluß in das Plasma kann die Besetzungsdichte aller Niveaus stören [3.13]. In solch einem transienten Fall ist es daher erforderlich, eine vollständig zeitabhängige Berechnung der Besetzungsdichten aller Niveaus durchzuführen.

Für die Berechnung der Besetzungsdichten unseres Plasmas mit Hilfe eines CR-Modells stand das Computer-Program, NLTERT, das von McFarlane und Wang[3.14] entwickelt wurde, zur Verfügung. Bei vorgegebenen Eingabedaten (Elektronentemperatur und gesamte Atom- oder Ionendichte) berechnet der NLTERT-Code die Besetzungsdichten der einzelnen Niveaus und die resultierenden Spektren für Einzel- oder Multi-Komponenten-Plasmen, sowie den Strahlungsenergie-transport. Aber der NLTERT-Code berechnet leider nur den stationären Fall, der für unser Plasma nicht immer zutrifft.

3.2. Optische Dichte

Im allgemeinen kann das im Plasma emittierte Strahlungsfeld einer Spektrallinie, einer ganzen Serie von Spektrallinien oder des Kontinuums innerhalb des Plasmavolumens wieder absorbiert werden, bevor es das Plasma verläßt. Die Absorption des Strahlungsfelds übt einen großen Einfluß auf die Besetzungsdichte der Energieniveaus und auf die gemessene Strahlungsintensität aus. Wenn die Absorption des Strahlungsfelds nicht zu klein ist, um vernachlässigt zu werden, trägt das Strahlungsfeld durch die Absorption bzw. induzierte Emission zur Be- und Entvölkerung der Energieniveaus bei und ändert somit die Besetzungsdichte der Niveaus. Weiterhin ist die gemessene Strahlungsintensität nicht mehr die Summe der lokalen Intensitäten von den Volumenelementen des Plasmas entlang der Sichtlinie, woraus sich verformte Linienprofile ergeben können. In diesem Fall ist es erforderlich, das Problem des Strahlungstransportes zu berücksichtigen, das stark von der Geometrie des Plasmas abhängt und häufig nicht analytisch zu lösen ist.

Läuft das Strahlungsfeld mit der Intensität I_λ beim Wellenlängenbereich von λ durch ein homogenes Plasma, so wird auf der Strecke dx die Änderung der Intensität dI_λ

$$dI_\lambda = (\varepsilon_\lambda - \kappa_\lambda I_\lambda) dx \quad (3.19)$$

Dabei bedeuten:

ε_λ : Emissionskoeffizient (erg / cm³ sec str. nm)

κ_λ : Absorptionskoeffizient pro Längeneinheit (cm⁻¹)

Mit der Quellfunktion $S_\lambda = \varepsilon_\lambda / \kappa_\lambda$ und mit $d\tau = \kappa_\lambda dx$ kann diese Gleichung umgeschrieben werden.

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau} = S_\lambda - I_\lambda \quad (3.20)$$

Befindet sich der Plasmazustand im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht, liefert die Integration von der Glg(3.20) mit $I_\lambda(\tau=0)=0$

$$I_\lambda = S_\lambda(T) [1 - \exp(-\tau)] \quad (3.21)$$

Dabei bedeuten

τ : optische Dichte = $\kappa_\lambda L$ mit gesamter Länge L des Plasmas

Falls $\tau \ll 1$, wird das Plasma als optisch dünn angesehen, wobei die Photoabsorptionsprozesse vernachlässigt werden können. Die Reihenentwicklung von Gleichung(3.21) liefert die Strahlungsintensität aus einem optisch dünnen Plasma

$$I_\lambda \approx S_\lambda \tau = S_\lambda \kappa_\lambda L \quad (3.22)$$

In diesem Fall können die Plasmaparameter direkt aus den Linienintensitäten oder Linienverbreiterungen bestimmt werden. Ansonsten muß sichergestellt werden, daß das Ergebnis nicht durch Absorption verfälscht ist.

Wenn τ nicht sehr groß ist, und zwar $\tau \leq 1$, dann kann die durch Absorption verfälschte gemessene Intensität $I_{\text{meß}}$ aus Gleichung(3.21) und (3.22) korrigiert werden[3.15]:

$$I_{\text{kor}} = I_{\text{meß}} \tau / [1 - \exp(\tau)] \quad (3.23)$$

wobei I_{kor} die korrigierte Intensität ist.

Daher ist es immer erforderlich, zuerst die optische Dichte τ experimentell oder numerisch zu bestimmen. Da der Diodenraum an KALIF so eng war, daß dort

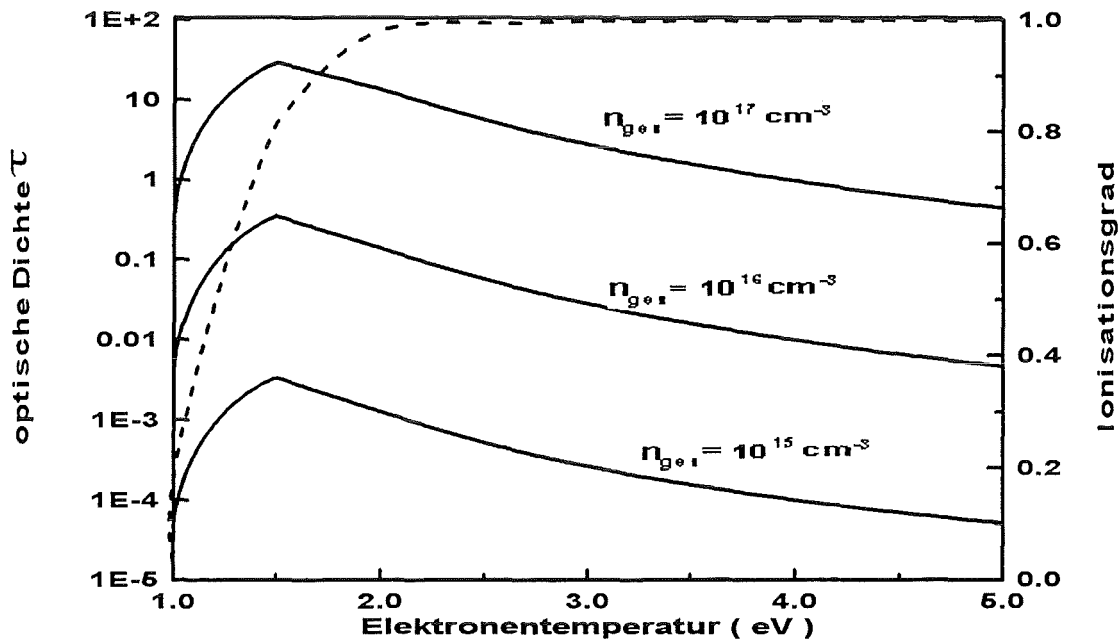


Abb.3.2 : Berechnete optische Dichte der H_{α} -Linie von Wasserstoff
 N_{ges} bedeutet die Gesamtdichte der Wasserstoffatome und -Ionen.
 Um die Dichte der Neutralatome von der Ionendichte zu unterscheiden, wird durch die gestrichelte Linie der Ionisationsgrad angedeutet.

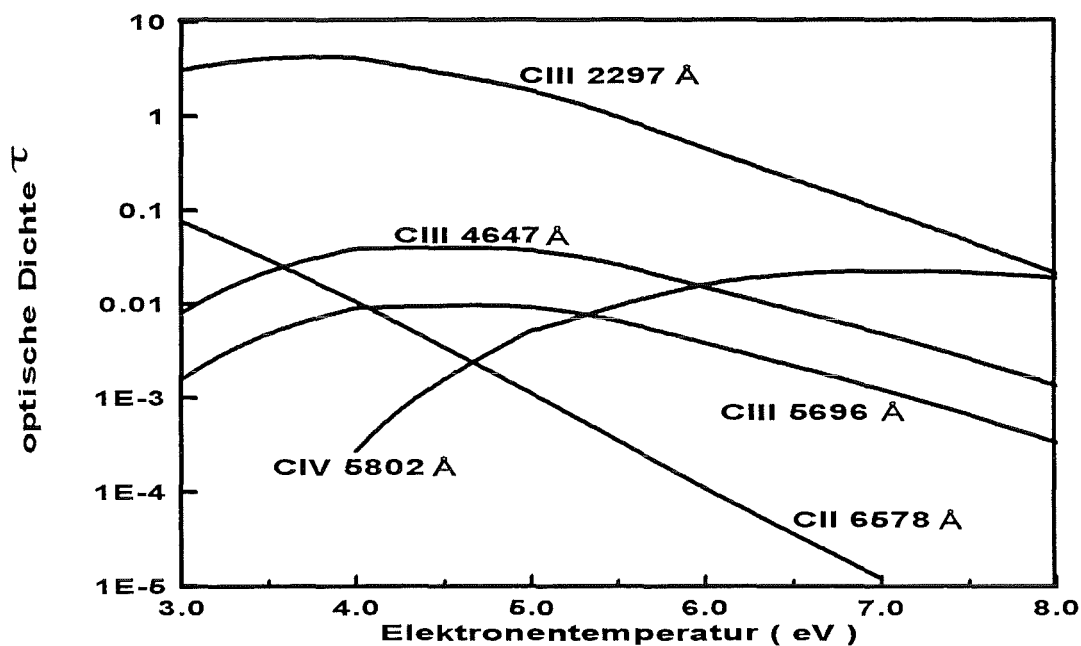


Abb.3.3 : Berechnete optische Dichten der wichtigsten verwendeten Kohlenstofflinien
 Bei der Berechnung wurden die Gesamtdichte des Kohlenstoffs zu 10^{15} cm^{-3} und die Elektronendichte zu $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ angenommen.

kein Spiegel angebracht werden konnte, von dem das Licht aus dem Anodenplasma wieder zurück durch das Anodenplasma und zum Spektrometer reflektiert werden konnte, konnte die optische Dichte nicht gemessen werden. Deswegen wurde anstatt der experimentellen Bestimmung die optische Dichte durch den NLTERT-Code numerisch bestimmt.

In Abbildung 3.2 -3.3 sind die berechneten optischen Dichten der wichtigsten Spektrallinien dargestellt, die im Experiment für die spektroskopischen Messungen eingesetzt wurden. Bei der Berechnung der optischen Dichte wurde angenommen, daß die Länge des Plasmavolumens entlang der Sichtlinie bei 3 cm lag, was der Länge der effektiven Emissionsfläche der Anode entsprach. In Abbildung 3.2 ist die optische Dichte der H_{α} -Linie von Wasserstoff dargestellt. Für die Gesamtdichte vom Wasserstoff $< 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ kann der Absorptionseffekt der H_{α} -Linie vernachlässigt werden und bei höheren Dichten ist er nur für Elektronentemperaturen kleiner als 2 eV wichtig.

Abbildung 3.3 zeigt die berechneten optischen Dichten der wichtigsten Kohlenstofflinien als Funktion der Elektronentemperatur. Dabei wurden die Elektronendichte $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und die Gesamtdichte des Kohlenstoffs 10^{15} cm^{-3} angenommen. Für die meisten Kohlenstofflinien kann der Absorptionseffekt vernachlässigt werden. Aber die optische Dichte der Kohlenstofflinie von CIII bei 2297 Å ist so groß, daß der Absorptionseffekt immer berücksichtigt werden muß.

3.3. Messung der Elektronendichte

Da das Verhalten eines Plasmas maßgeblich durch seine Elektronendichte bestimmt wird, muß diese genau bekannt sein, um den Plasmazustand beschreiben zu können. Für die Bestimmung der Elektronendichte stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Dazu gehören optische Emissionsspektroskopie, Laser-Interferometrie, zwei-Wellenlängen-Strahldeflektions-Technik, Thomson-Streuung und Langmuir-Sonde. Von diesen diagnostischen Verfahren wurde die spektroskopische Methode, insbesondere die Messung der Starkverbreiterung einer Emissionslinie, zur Bestimmung der Elektronendichte des KALIF-Anodenplasmas verwendet, da bei mittleren Dichten ($10^{14} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) der erforderliche experimentelle Aufwand klein ist und mit dieser Methode die Umgebung des Plasmas nicht gestört wird. Wenn Linien gewählt werden, die dem linearen Starkeffekt unterliegen, wie z.B. die Balmerlinien des Wasserstoffatoms, ist die erforderliche spektrale Auflösung gering, so daß sich das Verfahren für die Routinediagnostik im Labor anbietet. Einziger Nachteil ist, daß sich die zur Auswertung der Spektren erforderlichen Starkeffekt-Parameter selbst für den einfachsten Fall, den des Wasserstoffatoms, nicht exakt berechnen lassen. Man ist daher auf Näherungsverfahren angewiesen, deren Ergebnisse experimentell überprüft werden müssen.

Bevor die theoretischen Näherungsverfahren zur Berechnung der Stark-Verbreiterung beschrieben werden, wird zunächst die Stark-Verschiebung des Wasserstoffatoms im statischen elektrischen Feld behandelt.

Das Wasserstoffatom wird durch ein äußeres elektrisches Feld empfindlich beeinflusst. Wegen der l -Entartung seiner Niveaus mit der Hauptquantenzahl n tritt hier der lineare Stark-Effekt in Erscheinung [3.16]. Bei der Berechnung der Starkverschiebung einer Linie mit Hilfe der quantenmechanischen Störungstheorie ergibt sich immer die Notwendigkeit der Diagonalisierung der Störungsmatrix auf Diagonalform zu bringen. Durch Einführung parabolischer Koordinaten kann dies jedoch auf einfache Weise erreicht werden [3.17]. In parabolischen Koordinaten wird der stationäre Zustand des diskreten Spektrums durch die parabolischen Quantenzahlen k_1 , k_2 und die magnetische Quantenzahl m definiert. Die Hauptquantenzahl ist mit diesen durch die folgende Gleichung verknüpft [3.18]:

$$n = k_1 + k_2 + |m| + 1 \quad (3.24)$$

Aus der Störungstheorie 1. Ordnung ergibt sich die Energiekorrektur zu

$$\Delta E^{(1)} = \frac{3}{2} n(k_1 - k_2) e a_0 \mathcal{E} \quad (3.25)$$

Dabei bedeuten:

e = elementare Ladung

a_0 = Bohrsche Radius

\mathcal{E} = externes elektrisches Feld

Die Aufspaltung einer Spektrallinie, die dem Übergang $n \rightarrow n'$ entspricht, wird durch die möglichen Werte des Aufspaltungsparameters s bestimmt.

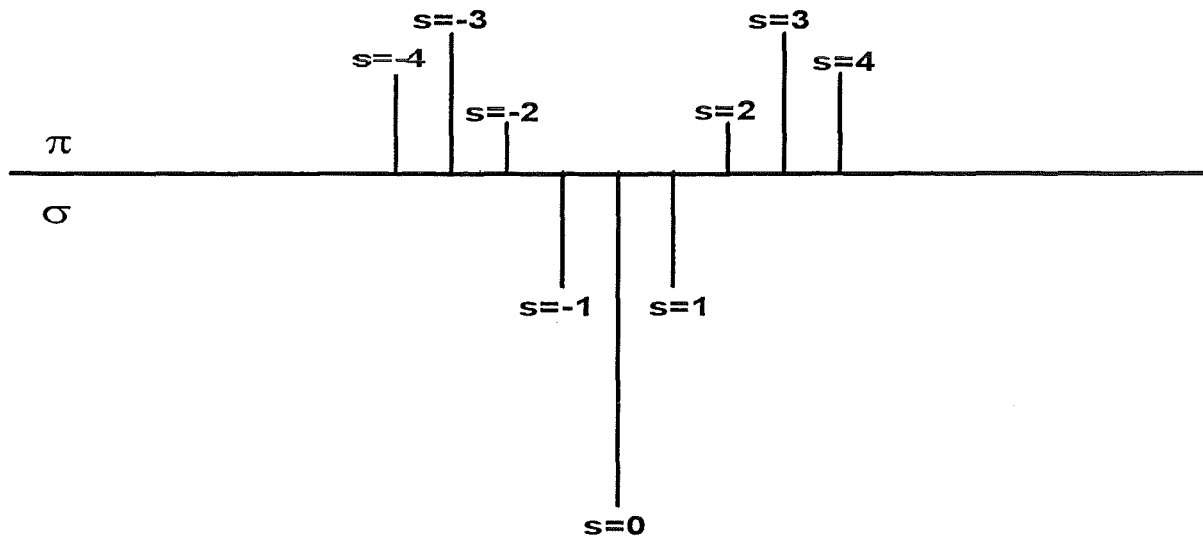
$$s = n(k_1 - k_2) - n'(k_1' - k_2') \quad (3.26)$$

Die Verschiebung der Wellenlänge von der Linienmitte (λ_0) bei einem Übergang mit dem Parameter s ist

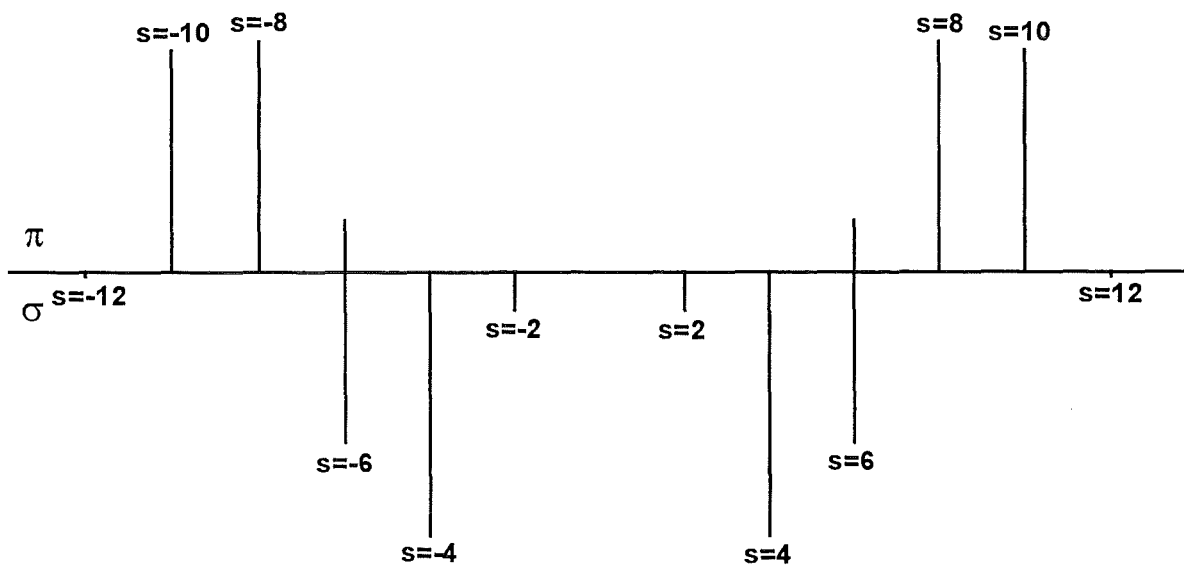
$$\Delta \lambda = \frac{3 e a_0 \lambda_0^2}{2 h c} s \mathcal{E} \quad (3.27)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit und h die Plancksche Konstante ist.

Als Beispiel seien die Stark-Komponenten der beiden Balmerischen Linien H_α ($n=3 \rightarrow n=2$) und H_β ($n=4 \rightarrow n=2$) in der Abbildung 3.4 dargestellt. Die relative



(a) Starkaufspaltung der H_α -Linie von Wasserstoff



(b) Starkaufspaltung der H_β -Linie von Wasserstoff

Abb. 3.4 : Starkaufspaltung der Wasserstofflinien im statischen elektrischen Feld. s entspricht dem Aufspaltungsparameter $s = n(k_1 - k_2) - n'(k_1' - k_2')$. π -Komponenten ($\Delta m = 0$) und σ -Komponenten ($\Delta m = \pm 1$) wurden positiv bzw. negativ aufgetragen. Die Amplitude der Komponenten entspricht ihrer relativen Intensität.

Intensität der Komponenten wurde nach der Methode von Epstein[3.19] berechnet. Die π -Komponenten ($\Delta m = 0$), deren Polarisierungen parallel zum äußeren elektrischen Feld sind, und die σ -Komponenten ($\Delta m = \pm 1$), deren Polarisierungen senkrecht zum äußeren elektrischen Feld sind, wurden wie üblich positiv beziehungsweise negativ eingetragen.

Die Hauptursache für die Starkverbreiterung der Spektrallinien des Wasserstoffatoms im Plasma ist das elektrische Feld, das von freien Elektronen und Ionen erzeugt wird. Da die allgemeine Theorie für diese Verbreiterungsmechanismen sehr kompliziert und praktisch nicht anwendbar ist, werden die Verbreiterungsmechanismen meist durch zwei extreme Näherungsverfahren beschrieben: Stoß-Näherung und quasistatische Näherung.

In der Stoß-Näherung ist die Stoßzeit kürzer als die Kohärenzzeit der emittierten Strahlungswelle. Durch Stöße verliert die Strahlungswelle ihre Kohärenz und es entstehen viele kurze voneinander unabhängige Wellenzüge. Eine Fourier-Analyse der Wellenzüge führt zu einem Lorentz-Profil für die emittierte Linie. Aufgrund der größeren Stoßfrequenz bilden die Elektronen den großen Anteil an der Linienverbreiterung. In dieser Näherung ist daher die Linienverbreiterung temperaturabhängig, und zwar umgekehrt proportional zu $\sqrt{T_e}$.

Während in der Stoß-Näherung die Störung des Strahlungsfeldes momentan ist, werden in der quasistatischen Näherung die emittierenden Atome durch das von Nachbarpartikeln erzeugte elektrische Feld während des gesamten Emissionsprozesses beeinflusst. In dieser Näherung wird das elektrische Feld betrachtet, als wenn es ein statisches Feld wäre, bei dem Störteilchen näherungsweise von der Bewegung ausgenommen werden können. Daher spielen die schwereren langsamen Ionen eine größere Rolle für die quasistatische Näherung als die sich schneller bewegenden Elektronen. Aus der Überlagerung der einzelnen Linienprofile der Stark-Komponenten, die durch das von den Störteilchen erzeugte elektrische Feld E entstehen und mit der Wahrscheinlichkeitsfunktion $W(E)$ des elektrischen Mikrofeldes im Plasma gewichtet werden, ergibt sich eine Linienverbreiterung. Das elektrische Feld, das die Störteilchen (meistens Ionen) am Ort des Atoms erzeugen, ist fast gleich mit dem Feld am mittleren Abstand ρ_p von zwei Ionen, wobei der mittlere Abstand ρ_p aus $(4\pi/3) \rho_p^3 N_i = 1$ berechnet werden kann. Dieses elektrische Feld wird als die „Normalfeldstärke“ des elektrischen Mikrofeldes im Plasma oder als das sogenannte Holtzmark-Feld[3.20] bezeichnet:

$$F_o = 2.61 \frac{e}{4\pi\epsilon_o} N_i^{2/3} \approx \frac{e}{4\pi\epsilon_o} \left(\frac{4}{3} \pi N_i \right)^{2/3} \quad (3.28)$$

wobei N_i die Störionendichte ist. Für eine Plasmadichte von 10^{16}cm^{-3} beträgt das Holtzmark-Feld ca. 17,4 kV/cm.

Da reale meßbare Linienprofile durch die beiden diskutierten Verbreiterungsmechanismen beeinflußt werden, müssen bei der Berechnung der Linienprofile beide Verbreiterungsmechanismen zusammen berücksichtigt werden: Zunächst entstehen durch das elektrische Mikrofeld der Ionen die Linienprofile der einzelnen Stark-Komponenten, und dann werden sie durch Elektronenstöße noch verbreitert. Durch Summieren der einzelnen verbreiterten Linienprofile ergibt sich das gesamte Linienprofil[3.21].

Aber bei einer Linie, die die unverschobene zentrale Stark-Komponente nicht enthält, wie die in der Abbildung 3.4 (b) gezeigte H_{β} -Linie, dominiert die quasistatische Stark-Verbreiterung. Wegen des linearen Stark-Effektes ist die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der H_{β} -Linie proportional zu $N_e^{2/3}$ ($\Delta\lambda \propto E_{\text{mikro}} \propto N_e^{2/3}$). Da die quasistatische Stark-Verbreiterung von der Temperatur sehr schwach abhängt, ist die H_{β} -Linie für die Messung der Plasmadichte gut geeignet.

Wie die Abbildung 3.4 (a) zeigt, enthält die H_{α} -Linie eine große zentrale unverschobene Komponente, die vom quasistatischen Feld nicht beeinflußt werden kann. Wenn als die Hauptursache für die quasistatische Näherung Ionen und für die Stoß-Näherung Elektronen angesehen werden, kann die Linienbreite der H_{α} -Linie durch das Stoßprofil der zentralen Komponente bestimmt werden, woraus sich ein sehr schmales Linienprofil ergibt. Diese Ergebnisse unterscheiden sich manchmal von experimentellen Ergebnissen[3.22-3.23]. Der Grund hierfür ist der sogenannte „ionendynamische Effekt“ [3.24-3.25]. Dieser Effekt bedeutet, daß bei der Berechnung des Linienprofils die Bewegung der Nachbarionen berücksichtigt werden muß, die in der quasistatischen Näherung ganz vernachlässigt wurde. Der ionendynamische Effekt ist wichtig insbesondere für Linien wie die H_{α} -Linie, die eine unverschobene zentrale Komponente enthalten.

Für Elektronendichten von $10^{13} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ kann die Halbwertsbreite dieser Linien bei Berücksichtigung des ionendynamischen Effekts bis zum Faktor 30 größer sein als ohne Berücksichtigung des Effekts [3.26]. Aber in anderen Bereichen der Plasmadichte wird der Unterschied kleiner, und im Dichtebereich über 10^{17} cm^{-3} kann er vernachlässigt werden.

Für Linien wie die H_{β} -Linie, die die unverschobene zentrale Komponente nicht enthalten, spielt der ionendynamische Effekt keine große Rolle.

Eine im Plasma gemessene Spektrallinie kann außer dem Starkeffekt durch andere Effekte verbreitert werden. Dazu gehören der Zeeman-Effekt, der Doppler-Effekt und die instrumentelle Verbreiterung. Für die Messung der Elektronendichte durch die Stark-Verbreiterung ist es daher erforderlich, die reine Stark-Verbreiterung von den anderen Effekten zu entkoppeln.

Da aus Doppler- und Apparatur-Verbreiterung ein Gauß-Profil und aus der Stark-Verbreiterung ein Lorentz-Profil entsteht, kann im magnetfeldfreien Plasma ein gemessenes Linienprofil $I(\Delta\lambda)$ durch ein Faltungsintegral beschrieben werden:

$$I(\Delta\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_G(\Delta\lambda') I_L(\Delta\lambda - \Delta\lambda') d(\Delta\lambda') \quad (3.29)$$

Dabei bedeuten:

$\Delta\lambda$ = Wellenlängenabstand von der Linienmitte

$I_G(\Delta\lambda)$ = Gauß-Profil

$I_L(\Delta\lambda)$ = Lorentz-Profil

Das Linienprofil aus diesem Faltungsintegral wird Voigt-Profil genannt.

Mit Hilfe von verschiedenen mathematischen Entfaltungsmethoden[3.27-3.29] kann das reine Lorentz-Profil der Stark-Verbreiterung aus einem gemessenen Linienprofil entnommen werden. Aber dafür braucht man viele Meßpunkte innerhalb des Linienprofils. Im Fall weniger Meßpunkte kann jedoch mit Hilfe eines Voigt-Profil-Algorithmus eine grafische Methode benutzt werden. Bei der grafischen Methode werden zunächst beliebige Halbwertsbreiten von Gauß- und Lorentz-Profil in den Voigt-Algorithmus eingegeben und das resultierende Voigt-Profil wird an die Meßpunkte des Linienprofils angepaßt. Ist der Fit nicht akzeptabel, wird der gleiche Vorgang iteriert bis der beste Fit erreicht ist. Im Voigt-Algorithmus bewirkt das Gauß-Profil meistens die innere Breite der Linie, während das Lorentz-Profil relativ stark mit dem Linienflügel verbunden ist. Daher ist diese Methode zwar sehr zeitraubend, doch kann ohne Vorkenntnis von Gauß- oder Lorentz-Profil ein entkoppeltes Profil relativ leicht gesucht werden.

Wenn entweder die Gauß-Breite oder die Lorentz-Breite eines gemessenen Linienprofils genau bekannt sind, kann mit Hilfe der Tabelle von Davies und Vaughan[3.30] die andere Breite aus der gemessenen Halbwertsbreite ohne Berücksichtigung des gesamten Linienprofils analytisch berechnet werden[3.31].

Wird das Plasma einem starken äußeren Magnetfeld ausgesetzt, so verlieren einige für das magnetfeldfreie Plasma gemachte Voraussetzungen ihre Gültigkeit, und die unter dem Einfluß eines Magnetfeldes aus einem Plasma abgestrahlten Linienprofile weichen von denen ohne Magnetfeld ab. Der Einfluß des Magnetfeldes auf ein durch den Stark-Effekt verbreitertes Linienprofil kann durch einen Faktor τ abgeschätzt werden[3.32-3.33]:

$$\tau = \Delta\lambda_{\text{Stark}} / \Delta\lambda_{\text{Zeeman}} = 5,15 \times 10^{-7} n N_e^{2/3} / H \quad (3.30)$$

Dabei bedeuten:

$\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ = Stark-Effekt-Verschiebung durch die Normalfeldstärke F_0 (V/cm)

$\Delta\lambda_{\text{Zeeman}}$ = Zeeman-Effekt-Verschiebung durch ein äußeres Magnetfeld H (Gauß)

n = Hauptquantenzahl

N_e = Elektronendichte in cm^{-3}

Wenn τ groß wird (d.h. n und N_e groß, H klein), können gewöhnliche Stark-Profile erwartet werden. Wird τ von der Größenordnung 1 oder kleiner als 1, so hat das Magnetfeld infolge der Zeeman-Aufspaltung einen Einfluß auf die Linienkontur. Wenn der Zeeman-Effekt gegenüber dem Stark-Effekt nicht mehr vernachlässigt werden kann, so können die einfachen Stark-Verschiebungen und ihre gewöhnlichen Intensitäten für die Berechnung der Linienprofile nicht mehr verwendet werden. Das durch den gekoppelten Stark- und Zeeman-Effekt verbreiterte Linienprofil erscheint als eine komplizierte Funktion der Elektronendichte und des Magnetfeldes[3.32-3.33].

Die H_β -Linie müßte für die Messung der Elektronendichte im Bereich von $10^{14} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ geeignet sein, denn ihre Stark-Verbreiterung ist nicht empfindlich auf die Plasmatemperatur und den ionendynamischen Effekt(s. 3.3.2.). Aber bei hoher Elektronendichte ($n_e \geq 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) wird die Breite der H_β -Linie so groß ($\geq 20 \text{ \AA}$), daß sich ihre Intensität auf viele Kanäle des Detektors verteilt, sodaß die Linie nicht mehr vom Kontinuum unterschieden werden kann.

Anstatt der H_β -Linie kann dann die H_α -Linie für die Messung der Elektronendichte verwendet werden, wenn der ionendynamische Effekt berücksichtigt wird.

Für die H_α -Linie konnte der Zeeman-Effekt vernachlässigt werden. Aus der Gleichung.3.30 ergibt sich der Faktor $\tau > 3$ für ein Magnetfeld von 3 T (s. Kapitel 5) und eine Elektronendichte $> 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Die Profile der H_α -Linie und der Kohlenstofflinie von CII 6578 \AA wurden mit dem PMT-Array aufgenommen. Damit konnte der zeitliche Verlauf der Linie kontinuierlich gemessen werden. Die H_α -Linie war nur bis 20 ns nach Beginn des Diodenspannungsimpulses wahrzunehmen. Nach 20 ns war sie nicht mehr vom Kontinuum unterscheidbar, da die Wasserstoffatome nahezu vollständig ionisiert wurden.(s.Kapitel 4) Der zeitliche Verlauf der Kohlenstofflinie von CII 6578 \AA ähnelte dem der H_α -Linie. Während der ersten 20 ns zeigte die Kohlenstofflinie von CII 6578 \AA keine Zeemanaufspaltung, obwohl diese Linie sehr empfindlich auf den Zeeman-Effekt ist. Der Grund besteht darin, daß das an der Anfangsphase der Entladung aus dem Anodenplasma verdrängte Magnetfeld noch nicht wieder in das Plasma eingedrungen war, was im Kapitel 5 gezeigt wird. Dadurch war die Vernachlässigung des Zeeman-Effektes in diesem Zeitbereich noch möglich.

Bei den Messungen betrug die spektrale Auflösung für die H_α -Linie 2 \AA und die für die Kohlenstofflinie von CII 6578 \AA 0,5 \AA . Die räumliche Auflösung betrug 0,5 mm bei einer Entfernung der Sichtlinie von 0,25 mm von der Anodenoberfläche. Da die gemessenen Signale mit statistischem Rauschen behaftet waren, wurden sie über ein Zeitintervall von 10 ns integriert, um die zeitabhängigen Linienprofile zu erhalten. Deshalb lag die zeitliche Auflösung der Messungen bei etwa 10 ns.

Für die Auswertung der Linienprofile der H_{α} -Linie wurden die Daten von Oza et al[3.24] verwendet. Mit Hilfe der experimentellen Daten[3.34] und einer empirischen Formel[3.35] konnten die Linienbreiten der Kohlenstofflinien von CII 6578 Å und CIV 5801,3 Å ausgewertet werden.

Zu einer Zeit von 80 ns nach dem Beginn der Diodenspannung konnte die Linie von CIV 5801,3 Å, die mit dem OSMA aufgenommen wurde, zur Auswertung der Elektronendichte verwendet werden. Aber da zu dieser Zeit das Magnetfeld über 3 T im Anodenplasma lag, mußte die Zeemanaufspaltung der Linie bei der Auswertung der Elektronendichte berücksichtigt werden. Die spektrale Auflösung des OSMA wird durch seine Apparatur-Verbreiterung auf $\sim 1,6$ Å begrenzt. (siehe Kapitel 2) Daher mußte noch zusätzlich die Apparatur-Verbreiterung des OSMA berücksichtigt werden. Die zeitliche Auflösung wurde aus der Gate-Zeit des Detektors bestimmt, und war 12 ns.

Abbildung 3.5 zeigt die Linienprofile der H_{α} -Linie zu drei verschiedenen Zeiten. Die Meßpunkte wurden durch die Voigt-Algorithmus-Methode mit der durchgezogenen Kurven gefittet. Die Linienbreite nimmt mit zunehmender Zeit zu, d.h. die Elektronendichte im Anodenplasma wächst mit zunehmender Zeit an.

In Abbildung 3.6 ist die Elektronendichte in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Im Zeitbereich bis 20 ns beträgt die Elektronendichte $2 \times 10^{16} \sim 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und wächst zu späterer Zeit auf bis zu $\sim 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ an. Da für spätere Zeiten wegen des stark anwachsenden Lichtkontinuums die Signale des Photomultiplier-Arrays die Sättigung des Digitizers sehr schnell erreichten, konnten die mit dem Photomultiplier-Array in diesem Zeitbereich gemessenen Daten zur Auswertung der Elektronendichte nicht verwendet werden. Daher wurden die Ergebnisse einer RING(Refractive INDEX Gradient)-Diagnostik[3.36] in Abbildung 3.6 mit verwendet, um den fehlenden Zeitbereich zu ergänzen

Die Meßfehler stammen größtenteils aus dem statistischen Charakter der Photoelektronen des Photomultipliers, dem Fehler der relativen Eichung des Photomultiplier-Arrays und dem Fehler der benutzten Daten für die Berechnung der Starkverbreiterung. Der gesamte Fehler war kleiner als 30 % für die H_{α} -Linie und lag bei 50 % für die Kohlenstofflinien.

Intensität (bel. Einheit)

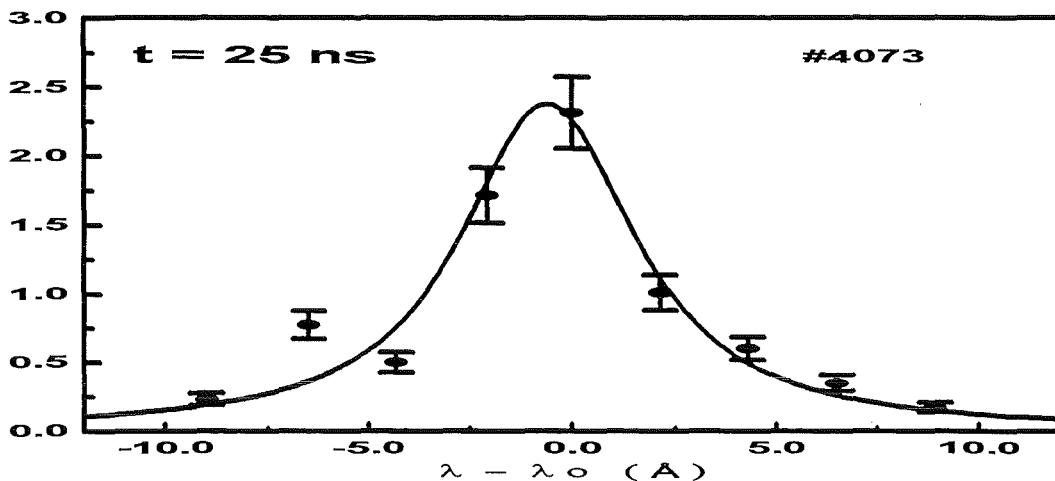
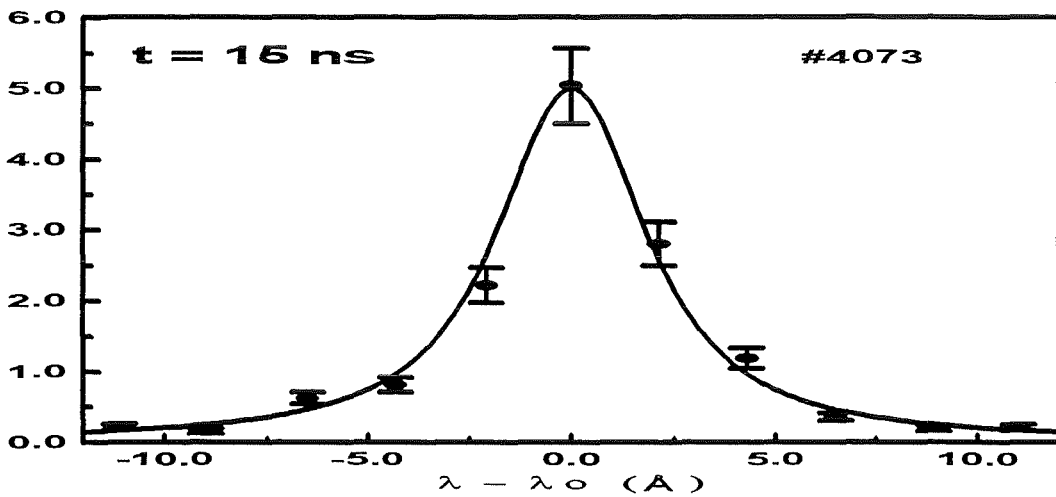
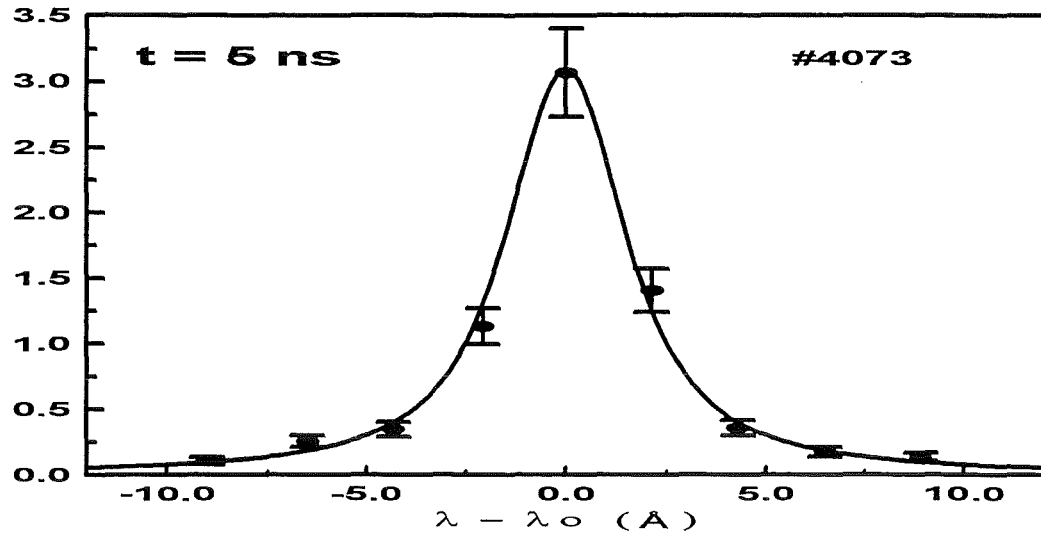


Abb. 3.5 : Linienprofile der H_α -Linie von Wasserstoff bei einer Entfernung von 0,25 mm vor der Anodenoberfläche zu verschiedenen Zeitpunkten. Diese Linien wurden mit dem PMT-Array aufgenommen.

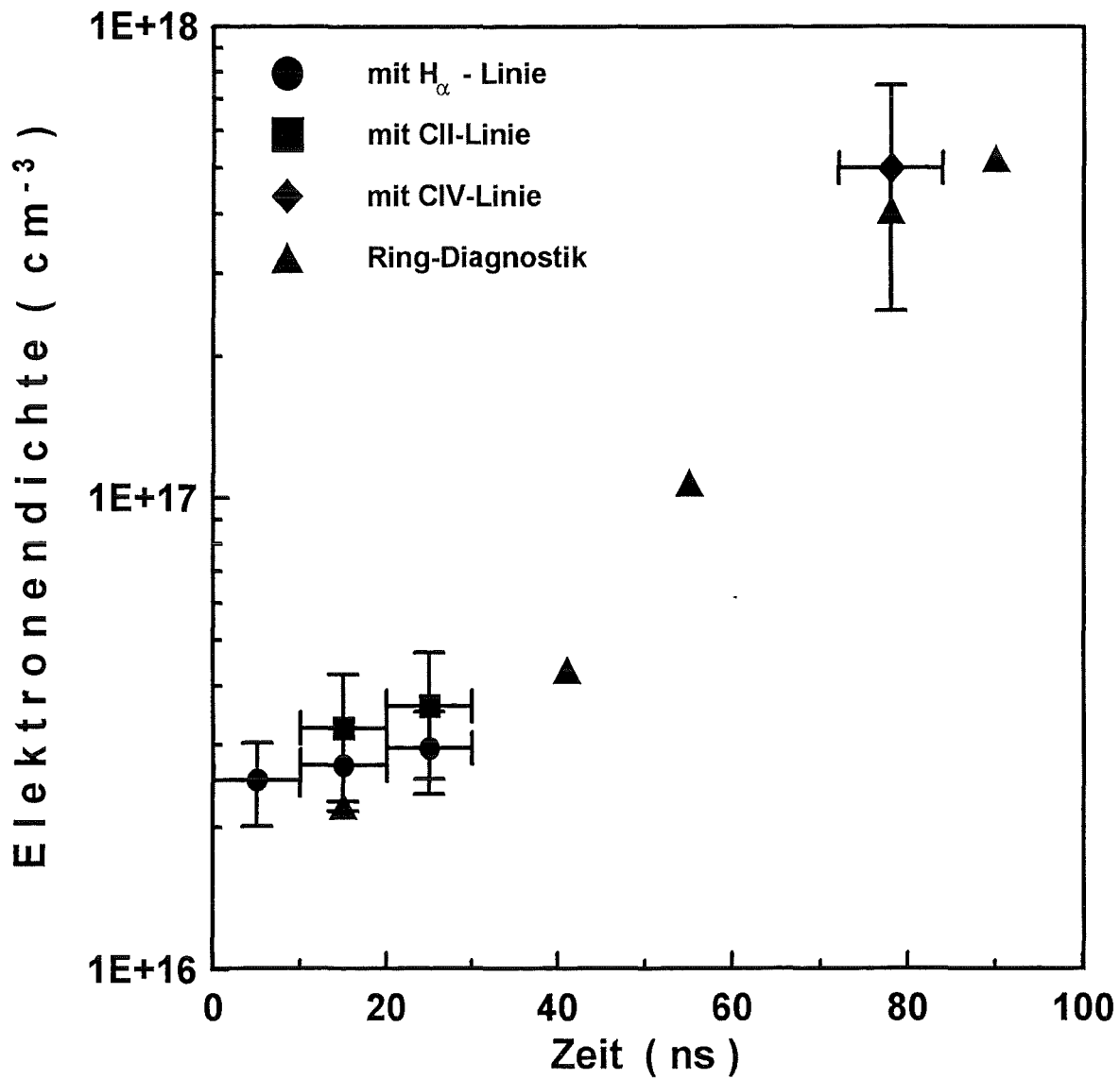


Abb.3.6 : Die ermittelte Elektronendichte in Abhängigkeit von der Zeit bei einer Entfernung der Sichtlinie von 0,25 mm von der Anodenoberfläche

3.4. Messung der Temperatur

Die Elektronentemperatur ist ein sehr wichtiger Parameter des Plasmas. Sie übt einen bedeutenden Einfluß auf die Eigenschaften des Plasmas und auf die verschiedenen Prozesse im Plasma aus. Die Elektronenstoßrate und die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas, die stark von der Elektronentemperatur abhängen, beeinflussen die Expansion des Plasmas und das Eindringen des Magnetfeldes in das Plasma. Andere Transport-Koeffizienten und die Rate der Ionisationsprozesse werden auch durch die Elektronentemperatur bestimmt, und daher hängen die Plasma-Komponenten einschließlich der Ionisationszustände auch von der Elektronentemperatur ab.

Der Temperaturbegriff hat nur im thermodynamischen Gleichgewicht einen Sinn. Daß eine Temperatur T_e den Elektronen im Plasma zugeordnet werden kann, beruht darauf, daß die Relaxationszeit (Elektron-Elektron-Stoßzeit), in der die Elektronen eine isotrope Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung erreichen, viel kleiner ist als die charakteristische Zeit für die Veränderung des Plasmazustandes (z.B. die Änderung der inneren Energie und des Teilchentransports im Plasma). Das gilt auch für die Iontemperatur T_i .

Die Relaxationszeit der Elektronen τ_{ee} beträgt nach [3.37]

$$\tau_{ee} = 2,4 \cdot 10^5 \frac{T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda} \quad (\text{sec}) \quad (3.31)$$

Dabei bedeuten:

T_e : Elektronentemperatur in eV

n_e : Elektronendichte in cm^{-3}

$\ln \Lambda = 30,3 - 0,499 \ln (10^6 n_e) + 1,498 \ln T_e$: Coulomb-Logarithmus

Weiterhin werden die anderen Relaxationszeiten τ_{ii} und τ_{ie} in Bezug auf τ_{ee} wie folgt angegeben [3.37].

$$\tau_{ee} : \tau_{ii} : \tau_{ie} = 1 : \frac{1}{Z^4} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} : \frac{1}{Z^2} \left(\frac{\pi}{6} \right)^{1/2} \frac{m_i}{m_e} \quad (3.32)$$

Dabei bedeuten:

τ_{ii} : Relaxationszeit der Ionen in sec

τ_{ie} : Relaxationszeit von Ion-Elektron in sec

Z : Ladungszahl der Ionen

m_i : Ionenmasse

T_i : Iontemperatur

Für ein Wasserstoffplasma mit $n_e=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e=5 \text{ eV}$ betragen die drei Relaxationszeiten: $\tau_{ee} = 3,6 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$, $\tau_{ii} = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$, $\tau_{ie} = 4,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$.

Daraus ist ersichtlich, daß für das KALIF-Plasma (Lebensdauer = $\sim 50 \text{ ns}$) sowohl die Elektronentemperatur T_e als auch Ionentemperatur T_i einen Sinn haben. Jedoch können T_e und T_i aufgrund der relativ großen Relaxationszeit τ_{ie} für den Energieaustausch zwischen Ionen und Elektronen voneinander verschieden sein. Weiterhin lassen sich andere verschiedene Temperaturbegriffe für die Beschreibung des Niveausystems der Atome und Ionen definieren. Eine Verteilungstemperatur T_v ist die Temperatur, mit der das Verhältnis der gemessenen Besetzungsdichten von zwei höheren Energieniveaus durch den Boltzman-Faktor bestimmt werden kann:

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ji}}{kT_v}\right) \quad (3.33)$$

Dabei bedeuten:

$n_{j,i}$: Besetzungsdichte

$g_{j,i}$: statistischer Gewichtungsfaktor

ΔE_{ji} : Energieunterschied zwischen den beiden Niveaus.

Entspricht hierbei das niedrigere Niveau dem Grundzustand, erhält man anstatt der Verteilungstemperatur die Temperatur des Niveaus j T_j .

Wenn die Besetzungsdichte eines Niveaus j durch die Saha-Gleichung beschrieben wird, dann ist die Temperatur, die in der Exponentialfunktion der Saha-Gleichung erscheint, als die Ionisationstemperatur T_i des Niveaus zu verstehen:

$$n_j = n_e n^+ \frac{g_j}{U} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{I - \Delta I - E_j}{kT_i}\right) \quad (3.34)$$

Dabei bedeuten:

I : Ionisationsenergie

ΔI : Reduzierung der Ionisationsenergie durch Wechselwirkung mit anderen Plasmateilchen

n^+ : Ionendichte

U : Zustandssumme der Ionen

Im LTE-Zustand läßt sich dem Niveausystem der Atome und Ionen eine Temperatur zuordnen, weiterhin gilt $T_e = T_v = T_i$, denn dieses Niveausystem ist über inelastische Elektronenstöße an das System der freien Elektronen gekoppelt. Dagegen ist $T_e \neq T_v$ im nicht-LTE-Zustand. Durch Vergleich von T_e und T_v kann daher geprüft werden, ob ein Plasmazustand vom LTE-Zustand abweicht [3.38].

Die kinetische Elektronentemperatur im Plasma kann aus spektroskopischen Messungen nicht direkt erhalten werden, sondern nur über die interne Temperatur des Niveausystems der Atome und Ionen ausgewertet werden. Die Messung der freien Übergänge von Elektronen (Bremsstrahlung) ist ungeeignet, da die Kontinuumsstrahlung durch Überlagerung verbreiteter Linien und von Rekombinationsstrahlung verschiedener Atome und Ionen im hier untersuchten Plasma nicht eindeutig zu interpretieren ist.

Befinden sich zwei oder mehr Energieniveaus im partiellen thermodynamischen Gleichgewicht (PLTE), so können die den Niveaus entsprechenden Besetzungsdichten durch die Boltzmanverteilung nach Gleichung 3.4.3 beschrieben werden. Daraus ergibt sich die Verteilungstemperatur T_v

$$T_v = \frac{\Delta E_{ki}}{\ln(N_k / N_i)} \quad (\text{eV}) \quad (3.35)$$

mit $N_i = n_i/g_i$ und $N_k = n_k/g_k$.

ΔE_{ki} : Energiedifferenz zwischen den Niveaus i, k

n_i, n_k : Besetzungsdichte

g_i, g_k : statistisches Gewicht

Da das Niveausystem der Atome und Ionen durch inelastische Stöße an die freien Elektronen gekoppelt ist, gilt dann $T_e = T_v$.

Diese Methode ist aber nur mit Erfolg anwendbar, wenn $T_e \leq \Delta E_{ik}$ ist, denn sonst wird der relative Fehler

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{T_e}{\Delta E_{ki}} \frac{\Delta(N_k / N_i)}{N_k / N_i} \quad (3.36)$$

sehr groß.

Befindet sich das Niveausystem der Atome und Ionen im LTE, so ergibt sich das Verhältnis der Besetzungsdichten von zwei Niveaus verschiedener Ionisationsstufen aus der Saha-Gleichung:

$$\frac{N_{k,z+1}}{N_{i,z}} = \frac{2}{n_e} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k T_e}\right) \quad (3.37)$$

mit $\Delta E = I_z - \Delta I_z + E_{k,z+1} - E_{i,z}$

z : Ionisationszustand

n_e : Elektronendichte

T_e : Elektronentemperatur

m_e : Elektronenmasse

k : Boltzmannsche Konstante

h : Plancksche Konstante

I_z : Ionisationsenergie der Ionisationszustand z

ΔI_z : Reduzierung der Ionisationsenergie durch Wechselwirkung mit anderen Plasmateilchen

$E_{k,z+1}$, $E_{i,z}$: Energie der Niveaus

$N_{k,z+1} = n_{k,z+1}/g_{k,z+1}$:

$N_{i,z} = n_{i,z}/g_{i,z}$

$n_{i,z}$, $n_{k,z+1}$: Besetzungsdichte

$g_{i,z}$, $g_{k,z+1}$: statistisches Gewicht

Die Energiedifferenz der Niveaus aus verschiedenen Ionisationszuständen kann viel größer sein als die innerhalb eines Ionisationszustandes. Der Meßbereich läßt sich daher erheblich erweitern. Es ist jedoch die Kenntnis der Elektronendichte notwendig.

Wird die Gleichung 3.37 nach T_e differenziert, so ergibt sich der relative Fehler zu:

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \left(\frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta n_e}{n_e} \right) / \left(\frac{3}{2} + \frac{\Delta E}{T_e} \right) \quad (3.38)$$

mit $R = E_{k,z+1} / E_{i,z}$ und $\Delta R = \Delta(E_{k,z+1} / E_{i,z})$.

Für die beiden Kohlenstofflinien von CIII(5696 Å) und CIV(5801,3 Å) wird dieser relative Fehler

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} \approx \frac{1}{12} \frac{\Delta n_e}{n_e} \quad (3.39)$$

bei $T_e = 5$ eV und mit $\frac{\Delta R}{R} \ll \frac{\Delta n_e}{n_e}$, und wenn die beiden Linien in einem spek-

tralen Fenster desselben Detektors aufgenommen werden. Daraus ist ersichtlich, daß der relative Fehler bei der Bestimmung der Elektronentemperatur im hier untersuchten Temperaturbereich (≤ 10 eV) nicht empfindlich gegen den relativen Fehler der Elektronendichte ist. In Abbildung 3.7 ist diese Tendenz für verschiedene Intensitätsverhältnisse von CIV 5801,3 Å zu CIII 5696 Å noch deutlicher dargestellt. Während sich die Elektronendichte um den Faktor 100 verändert, ändert sich die Elektronentemperatur lediglich um den Faktor 1,5. Daher kann die Elektronentemperatur mit relativ kleinem Fehler bestimmt werden, selbst wenn die Elektronendichte nicht genau bekannt ist.

Befindet sich das Niveausystem der Atome und Ionen weder im LTE noch im PLTE, kann die Elektronentemperatur mit den bisher erwähnten Methoden nicht mehr bestimmt werden. In diesem Fall sollte eine genaue Analyse der Besetzungsprozesse mit Hilfe des Stoß-Strahlungs-Modells durchgeführt werden.

Dafür wurde wiederum der Code, NLTERT verwendet. (siehe Kapitel 3.1) Dieser Code berechnet zwar einen stationären Zustand, der für ein transientes Plasma nicht immer zutrifft, jedoch kann er zur Bestimmung der Elektronentemperatur angewendet werden, wenn die Relaxationszeit, in der das Niveausystem der Atome und Ionen seinen Gleichgewichtszustand erreicht, viel kleiner ist als die Zeit zur Änderung eines thermodynamischen oder hydrodynamischen Parameters im Plasma[3.39].(s. Kapitel 3.1.3)

Zur Eingabe für den NLTERT-Code gehören

- i) Elektronentemperatur T_e
- ii) Gesamte Dichte N_{ges} aller Atomsorten im Plasma in cm^{-3} :

$$N_{ges} = \sum_A N_{A,ges} , \quad (3.40)$$

wobei die einzelne Atomsorten mit A bezeichnet sind.
(z.B A= H ,C für Wasserstoff- bzw. Kohlenstoffatome).

- iii) Verhältnis r_A der gesamten Dichte $N_{A,ges}$ einer einzelnen Atomsorte zur gesamten Dichte N_{ges} :

$$r_A = N_{A,ges} / N_{ges} \quad (3.41)$$

Als Ausgabe liefert der Code :

- i) Das Verhältnis der Besetzungsdichten der einzelnen Energieniveaus einer Ionenart zur gesamten Atomdichte für jede Atomsorte:

$$r_{A,z}^* = N_{A,z}^* / N_{A,ges} = \frac{N_{A,z}^*}{r_A N_{ges}} \quad (3.42)$$

wobei der angeregte Zustand der Ionisationsstufe z mit Sternzeichen gekennzeichnet wurde.

- ii) Das Verhältnis der einzelnen Ionisationszustände zur gesamten Atomdichte für alle Atomsorten

$$r_{A,z} = N_{A,z} / N_{A,ges} \quad (3.43)$$

Bei einem optisch dünnen Plasma hängen die Verhältnisse $r_{A,z}^*$ und $r_{A,z}$ nicht von der gesamten Atomdichte N_{ges} , sondern nur von der Elektronendichte N_e ab, die die Atome oder Ionen durch weitere Ionisationen ins Plasma freisetzen. Da die Elektronendichte keine direkte Eingabegröße für den NLTERT-Code ist, müssen N_{ges} und r_A so abgeschätzt werden, daß die für die Rechnung benötigte

Elektronendichte aus der eingegebenen gesamten Atomdichte resultiert. Da bei der Elektronentemperatur > 3 eV die Wasserstoffatome fast vollständig ionisiert werden, kann man die benötigte Elektronendichte durch Änderung des Wasserstoffanteils und Verringerung des Anteils der anderen Atome erhalten.

Mit Hilfe der experimentell bestimmten Elektronendichte $N_{e, \text{gemessen}}$ und der gemessenen Intensitätsverhältnisse R_{gemessen} von zwei Linien kann man durch den folgenden iterativen Rechengang die Elektronentemperatur ermitteln:

- (1) Eingabe1 : N_{ges} , r_H , r_C in Übereinstimmung mit $N_{e, \text{gemessen}}$
- (2) Eingabe2 : geschätzte Elektronentemperatur T_e
- (3) Ausgabe : $R_{\text{gerechnet}} = r_{\text{CIII, gerechnet}}^* / r_{\text{CIV, gerechnet}}^*$
- (4) Wenn $R_{\text{gemessen}} / R_{\text{gerechnet}} = 1$, dann ist T_e bestimmt.
Ansonsten muß der Rechengang mit neuer Schätztemperatur T_e wiederholt werden.

Hierbei ist angenommen, daß das Plasma nur aus Wasserstoff und Kohlenstoff besteht.

Die mit Hilfe des NLTERT-Codes berechnete Elektronentemperatur ist in Abbildung 3.8 für verschiedene Verhältnisse der Intensitäten von CIV 5801,3 Å und CIII 5696 Å als Funktion der Elektronendichte dargestellt. Im Temperaturbereich $T_e \leq 10$ eV beeinflußt der Meßfehler der Elektronendichte die Bestimmung der Elektronentemperatur fast nicht, denn die Änderung der Elektronentemperatur bleibt kleiner als einige Prozent trotz der großen Änderung der Elektronendichte um den Faktor 100.

Zur Messung der Elektronentemperatur wurden die Linienintensitäten von einfach-, zweifach- und dreifachionisiertem Kohlenstoff (CII, CIII, CIV) verwendet. Da für die Bestimmung der Elektronentemperatur das Intensitätsverhältnis von zwei Linien gemessen werden muß, wurden gleichzeitig zwei Spektrometer verwendet (siehe Kapitel 2), um die verschiedenen Spektralbereiche in einem KALIF-Schuß zu erfassen.

Wie oben beschrieben wurde der NLTERT-Code zur Auswertung der gemessenen Intensitätsverhältnisse verwendet. Der Code berechnet leider nur einen stationären Zustand. In einem transienten Plasma könnte die stationäre Rechnung zu einem falschen Ergebnis führen, denn wegen der schnellen Änderung des Plasmazustandes und des kontinuierlichen Teilchenflusses in das Plasma kann es innerhalb seiner Lebensdauer einen Gleichgewichtszustand nicht erreichen [3.40]. Nach Gleichung 3.16 war jedoch für die verwendeten Kohlenstofflinien die Relaxationszeit zum Erreichen eines stationären Zustandes kleiner als einige ns. Diese Relaxationszeit war viel kleiner als die Dauer des KALIF-Impulses ($50 \sim 60$ ns). (siehe Abschnitt 3.1.3) Deshalb war die Verwendung des NLTERT-Codes zur Auswertung der gemessenen Linienintensität für die Bestimmung der Elektronentemperatur möglich. Hierfür wurde angenommen, daß nach einer

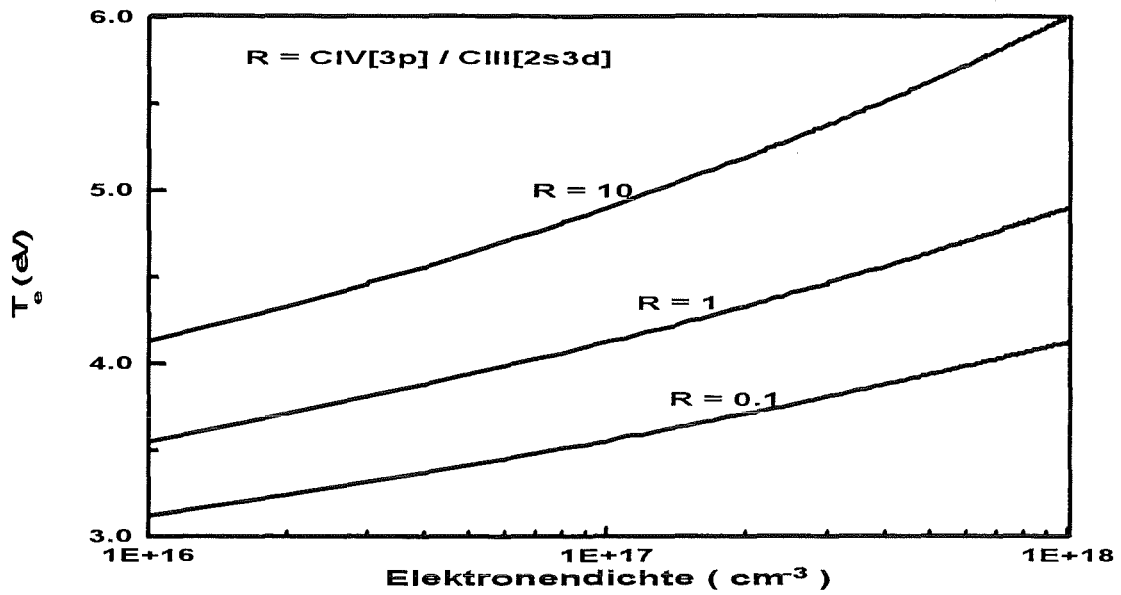


Abb. 3.7 : Die Abhängigkeit der aus der Saha-Gleichung ermittelten Elektronentemperatur von der Elektronendichte. Während sich die Elektronendichte um den Faktor 100 verändert, ändert sich die Elektronentemperatur lediglich um den Faktor 1,5.

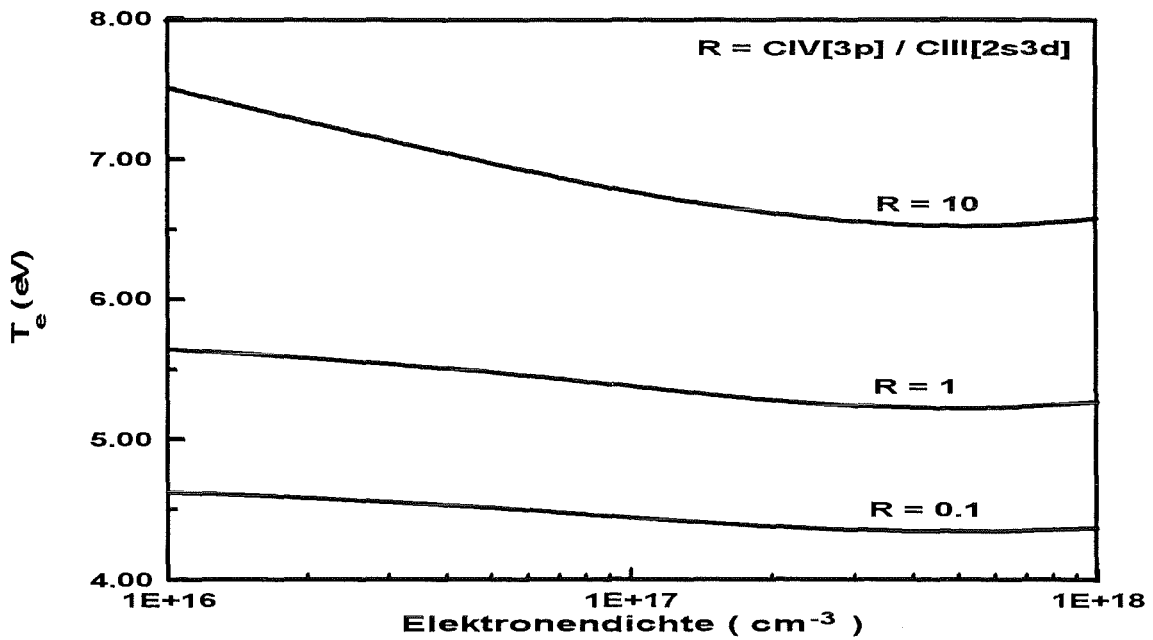


Abb. 3.8 : Die Abhängigkeit der mit Hilfe eines CR-Codes ermittelten Elektronentemperatur von der Elektronendichte für verschiedene Werte des Verhältnisses $R = \text{CIV}/\text{CIII}$.

Störung das Plasma seinen stationären Zustand instantan erreicht. Wegen des noch unbekanntem Ionisationsgleichgewichts wäre es besser, wenn zwei Linien derselben Ionisationsstufe verwendet werden könnten. Aber bei den Messungen konnte nur jeweils eine starke Linie pro Ionisationsstufe detektiert werden.

Daher wurden zwei starke Linien von verschiedenen Ionisationsstufen zur Bestimmung der Elektronentemperatur verwendet. Hierfür waren die Kohlenstofflinien von CIII 5696 Å und CIV 5801,3 Å sehr geeignet, denn beide Linien lagen innerhalb des Spektralfensters (~ 300 Å) des OSMA-Detektors. Dabei konnte bei Verwendung zweier Meßsysteme entstehende Fehler durch die relative Eichung vermieden werden.

Die Messungen wurden in einer Entfernung von 0,25 mm von der Anodenoberfläche mit einer räumlichen Auflösung von 0,5 mm durchgeführt. Wegen der Gate-Zeit des Detektors war die zeitliche Auflösung auf 12 ns begrenzt und die spektrale Auflösung, die durch die Apparatur-Verbreiterung begrenzt wurde, lag bei 1,6 Å.

Abbildung 3.9 zeigt die gemessenen Linien in einem Spektralfenster des OSMA zu verschiedenen Zeitpunkten. 13 ns nach Beginn der Diodenspannung konnte noch zusätzlich die Linie von CII 5890 Å zusammen mit CIII 5696 Å und CIV 5801,3 Å gemessen werden. Danach konnten mit zunehmendem Kontinuum nur die CIII- und CIV-Linien innerhalb dieses Spektralfensters detektiert werden. Zu den Zeiten von 13 ns und 41 ns erkennt man eine Umkehrung der Intensitätsverhältnisse zwischen CIII 5696 Å und CIV 5801,3 Å. Das deutet darauf hin, daß in diesem Zeitraum das Plasma sehr schnell aufgeheizt wurde und die Elektronentemperatur daher sprunghaft anstieg.

Aus den gemessenen Intensitätsverhältnissen und den experimentell bestimmten Elektronendichten wurde die Elektronentemperatur mit Hilfe des oben beschriebenen iterativen Verfahrens ermittelt. Bei der Rechnung wurde angenommen, daß alle verwendeten Linien optisch dünn seien und daß das Plasma nur aus Wasserstoff und Kohlenstoff besteht. Für die als Eingabe in die Rechnung notwendige Elektronendichte wurden die Ergebnisse des Kapitels 3.2 benutzt.

In Abbildung 3.10 ist die so ermittelte Elektronentemperatur als Funktion der Zeit dargestellt. Die Zeit wurde auf den Beginn der Diodenspannung bezogen. Zum Vergleich wurde auch die mit der Annahme von LTE bestimmte Elektronentemperatur eingetragen. Aus dem Unterschied zwischen den beiden Ergebnissen ist ersichtlich, daß LTE in unserem Plasma nicht erreicht wird.

Zu frühen Zeiten stimmen die aus dem Verhältnis von CIII- und CIV-Linien bzw. von CII- und CIII-Linien ermittelten Elektronentemperaturen nicht gut überein. Eine Ursache für diesen Unterschied könnte darin liegen, daß wegen des zu dieser Zeit schnell veränderlichen Plasmazustandes und des kontinuierlichen Teilchenflusses in das Plasma das Ionisationsgleichgewicht im Plasma noch nicht vollständig erreicht wurde. Um den transienten Plasmazustand besser zu simulieren, ist daher ein vollständig zeitabhängiger Code erforderlich.

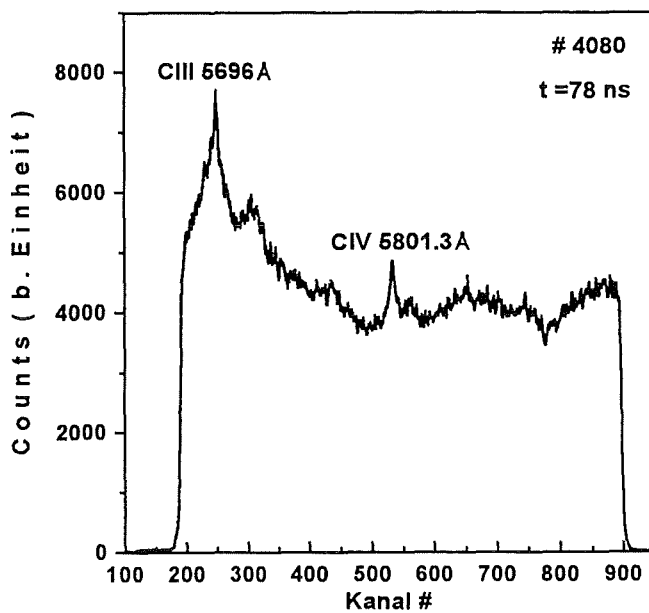
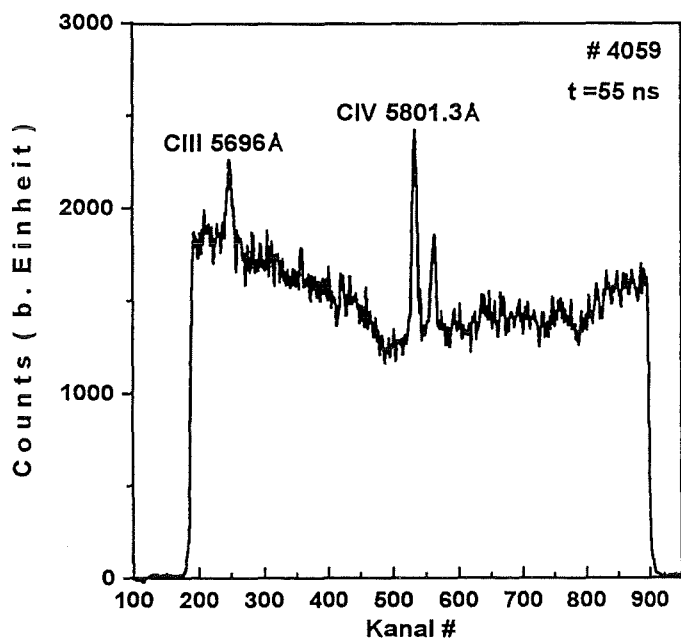
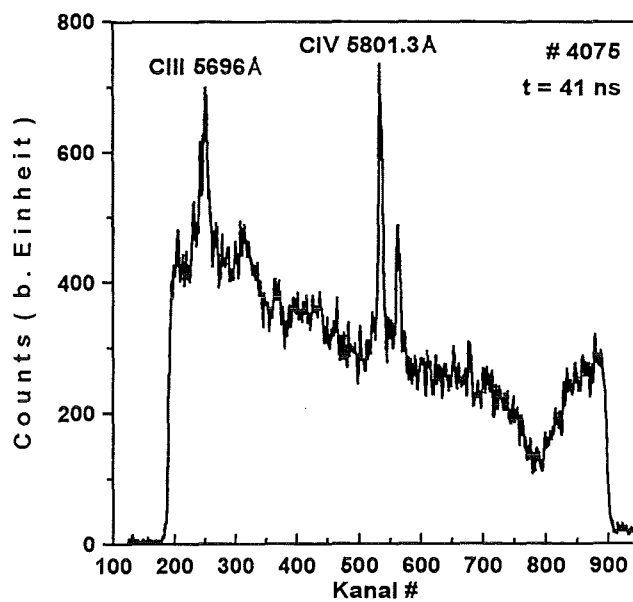
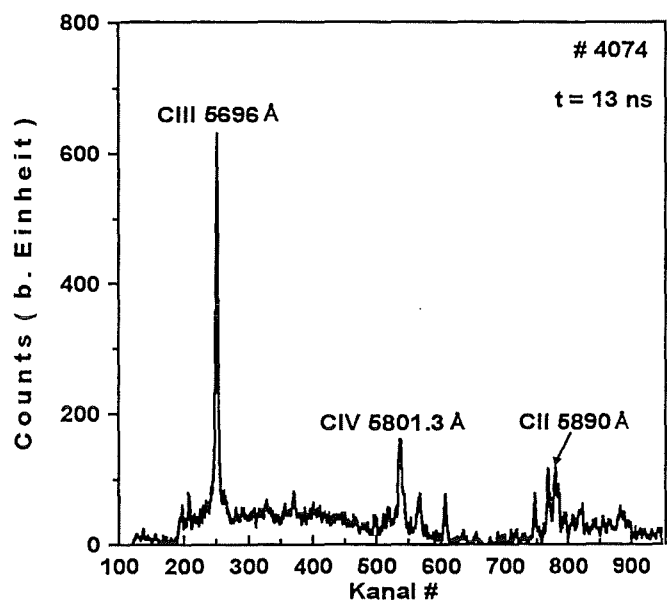


Abb.3.9 : Die gemessenen Linienprofile zu verschiedenen Zeitpunkten

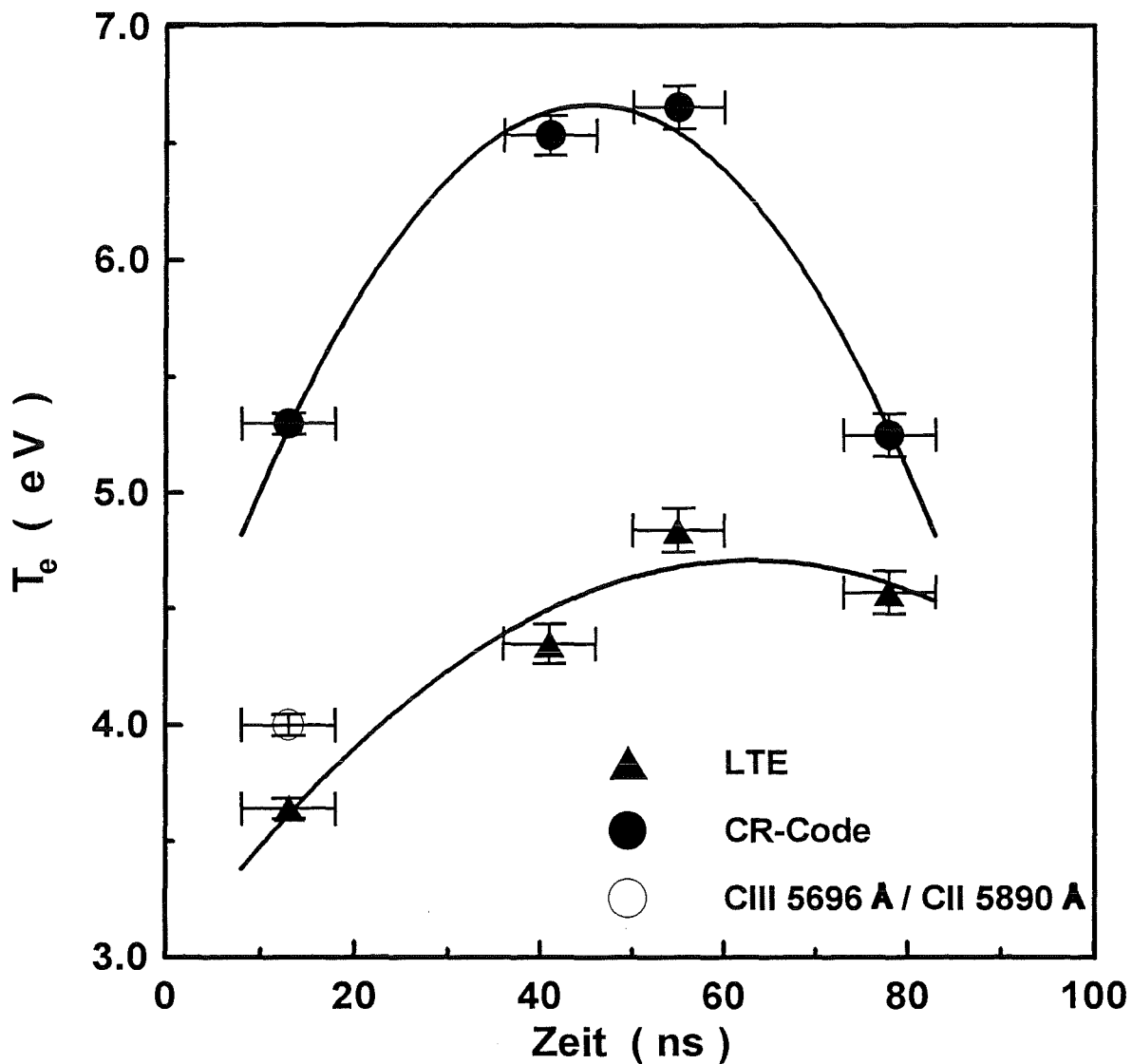


Abb. 3.10 : Die ermittelte Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Zeit
 Die aus dem Intensitätsverhältnis von CIV 5801,3 Å zu CIII 5696 Å ermittelten Elektronentemperaturen wurden mit gefüllten Kreisen (CR-Code) und Dreiecken(LTE) dargestellt. Der Wert aus CIII/CII wurde ebenfalls mit Hilfe des CR-Codes ermittelt

4. Zusammensetzung des Anodenplasmas

Das Verhalten des Anodenplasmas und die Zusammensetzung des durch das beschleunigende elektrische Feld extrahierten Ionenstrahls werden durch die zeitliche Änderung der Komponente und der Ionisationszustände des Plasmas stark beeinflusst.

Durch Messung der absoluten Intensität einer Linie kann die Besetzungsdichte des oberen Energieniveaus bestimmt werden. Befindet sich das Niveausystem im LTE, gilt für die gesamte Dichte n_{ges} der Atome oder Ionen gemäß Boltzmann-Gleichung.

$$n_{\text{ges}} = Q(T_e) \frac{n_i}{g_i} \exp\left(\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (4.1)$$

$$\text{Mit } Q(T_e) = \sum_k g_k \exp\left(-\frac{E_k}{kT_e}\right).$$

Dabei bedeuten:

$Q(T_e)$: Zustandssumme

n_i, g_i, E_i : die Besetzungsdichte, das statistische Gewicht und die Energie des Niveaus i .

Hierbei ist die Zustandssumme sehr schwer zu berechnen. Wegen der unendlichen Zahl der zu summierenden Niveaus konvergiert die Summe nicht immer. Um diese Schwierigkeit zu beseitigen, versucht man, die Termzahl des Niveausystems zu begrenzen [3.20, 4.1-4.2]. Eine Begrenzung der Termzahl ist grundsätzlich möglich, wenn die Erniedrigung der Ionisationsenergie im Plasma berücksichtigt wird, die aus der Wechselwirkung des Atoms oder Ions mit den Plasma entsteht [1.9]. Für eine niedrigere Plasmatemperatur (\ll Niveauenergie des zweiten Niveaus E_2) kann das statistische Gewicht des Grundzustandes eine gute Näherung für die Zustandssumme sein.

Da für unser Plasma der LTE-Zustand nicht erreicht wird, muß die Gesamtdichte der Atome oder Ionen mit Hilfe des Stoß-Strahlungs-Modells berechnet werden. Mit dem Code NLTERT sind dafür die folgenden Schritte notwendig:

1) Eingabe :

i) N_{ges}, r_H, r_C entsprechend der experimentell gemessenen Elektronendichte $N_{e,\text{gemessen}}$

ii) Die experimentell bestimmte T_e

2) Ausgabe : $r_{A,Z}, r^*_{\text{gerechnet}}$

3) Wird N^* _{gerechnet} durch N^* _{gemessen} ersetzt, ergibt sich

- i) $N_{C,ges} = N^*_{gemessen} / r^*_{gerechnet}$
- ii) $N_{C,z} = r_{C,z} \times N_{C,ges}$
- iii) $N_{proton} = N_e - \sum z N_{C,z}$
- iv) $N_{H,ges} = N_{proton} / r_{H,proton}$
- v) $N_{HI} = r_{HI} \times N_{H,ges}$

Hierbei wird angenommen, daß das Plasma nur aus Wasserstoff und Kohlenstoff besteht. Die Bedeutung der einzelnen Parameter sind die gleichen wie in Abschnitt 3.4.

Die Atomsorten, die sich im Anodenplasma befinden können, sind Wasserstoff, Kohlenstoff, Sauerstoff, Aluminium, Titan sowie Paladium. Andere Atomsorten als Wasserstoff und Kohlenstoff konnten nicht quantitativ untersucht, da ihre Linienintensitäten zu schwach waren, um sie vom Kontinuum unterscheiden zu können. Dagegen waren die Intensitäten einiger Kohlenstoffionenlinien mindestens innerhalb des Anodenplasmas deutlich erkennbar. Daher wurden für die Untersuchung der Zusammensetzung und der Ionisationszustände des Anodenplasmas die Linien der Kohlenstoffionen (CII 6578 Å, CIII 4647,4 Å, 5696 Å, CIV 5801,3 Å) zusammen mit der Linie des Wasserstoffatoms (H_{α}) ausgewertet.

Der zeitliche Verlauf der ausgewerteten Besetzungsdichten des Wasserstoffatoms ($n = 3$) und der Kohlenstoffionen mit unterschiedlichen Ionisationszuständen ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Besetzungsdichte des Wasserstoffatoms ($n=3$) erscheint schon 5 ns vor dem Beginn der Diodenspannung. Das bedeutet, daß ein Wasserstoffplasma an der Anodenoberfläche schon vorhanden ist, bevor die Beschleunigungsspannung an der Diode anliegt. Dies hängt mit der in Abschnitt 1.3 beschriebenen Anodenplasmaerzeugung zusammen, bei der das Wasserstoffplasma durch eine Oberflächengleitentladung in einer desorbierten Wasserstoffgasschicht erzeugt wird[1.9], woraus sich ein frühes Lichtsignal ergibt. Die Linie von CII 6578 Å wurde gleichzeitig mit der H_{α} -Linie detektiert. Der Kohlenstoff stammt aus einer Adsorbatschicht an der Pd-Metallfilmoberfläche. Die Adsorbatschicht wird bei der Erwärmung der Metallfilme als erste freigesetzt. Hierzu genügt eine Erwärmung auf > 300 °C[1.9]. Nach Beginn der Ionenstromextraktion wird das Anodenplasma durch den Elektronenrückstrom kontinuierlich geheizt, und der CII-Ionisationszustand geht in höhere Ionisationszustände bis CIV über[4.4]. Zu dieser Zeit verschwindet auch die H_{α} -Linie. Das bedeutet, daß die Wasserstoffatome vollständig ionisiert wurden.

Dabei wurden die Messungen in einer Entfernung von 0,25 mm von der Anoden-

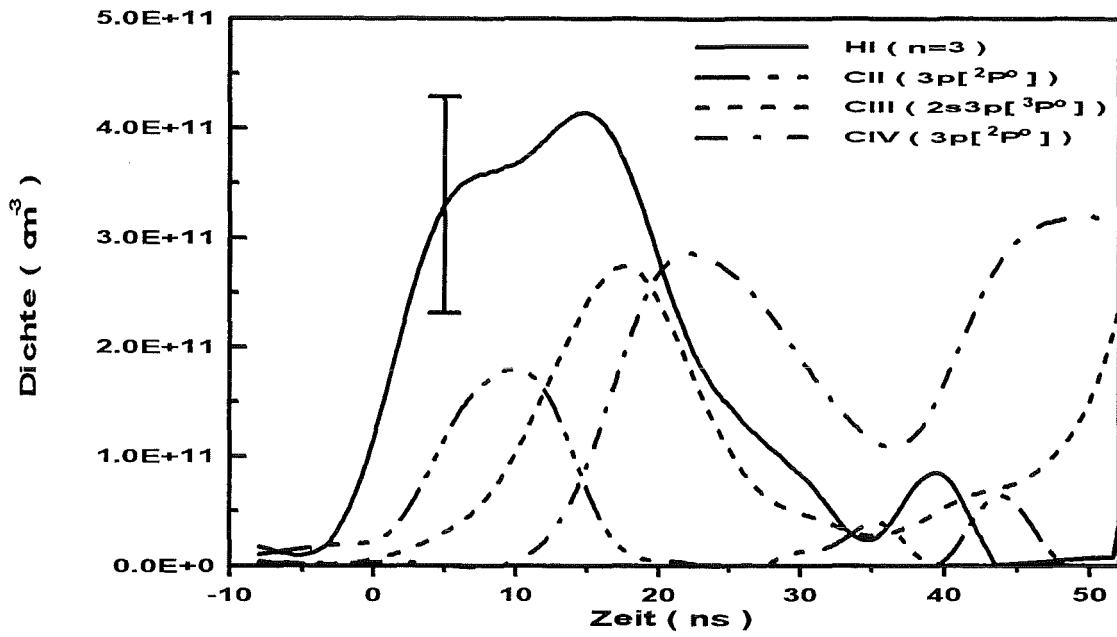


Abb. 4.1 : Zeitlicher Verlauf der gemessenen Besetzungsdichten der verschiedenen Komponenten des Anodenplasmas

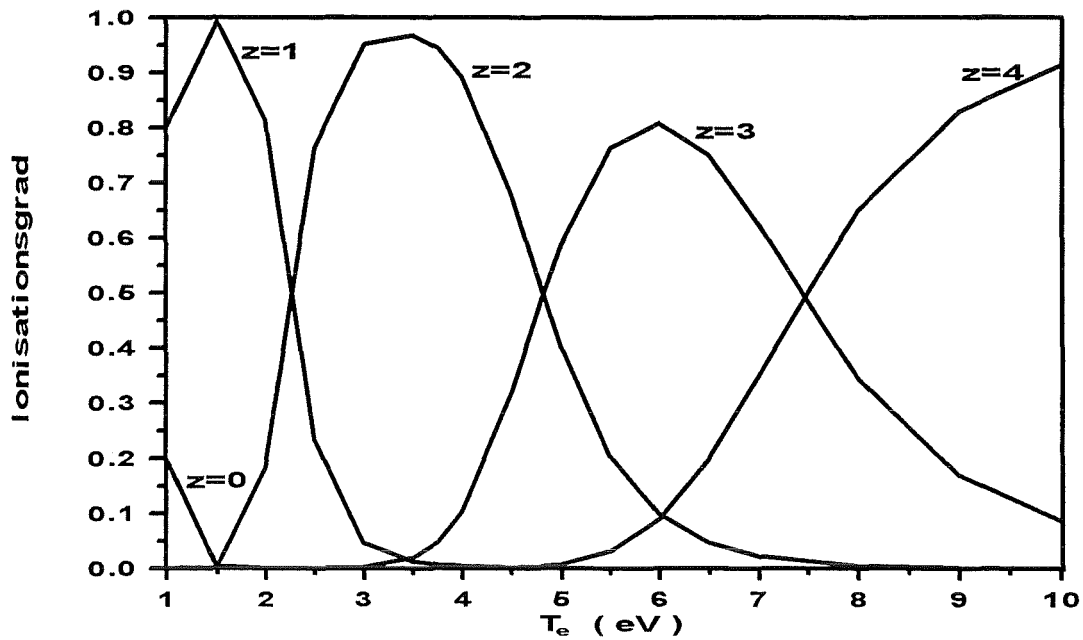


Abb.4.2 : Berechnete Ionisationszustände des Kohlenstoffs als Funktion der Elektronentemperatur

oberfläche mit dem PMT-Array durchgeführt. Bei diesen Messungen betrug die räumliche und die spektrale Auflösung 0,5 mm bzw. 0,5 Å. Meßfehler resultieren aus dem statistischen Fehler der Photoelektronen von der Photokathode der Photomultiplier und dem Fehler bei der absoluten Eichung. Der gesamte Meßfehler war kleiner als 30 %.

Abbildung 4.2 zeigt die mit Hilfe des NLTERT-Codes berechneten Ionisationszustände als Funktion der Elektronentemperatur. Für Elektronentemperaturen zwischen 5 und 7 eV, die den Verhältnissen in unserem Anodenplasma entsprechen (siehe Kapitel 3.4), dominiert der CIV-Ionisationszustand im Plasma.

Mit Hilfe des NLTERT-Codes wurde die Zusammensetzung des Plasmas mit dem oben beschriebenen Verfahren als Funktion der Zeit berechnet. Für diese Auswertung wurden die mit OSMA gemessenen absoluten Linienintensitäten von CIII 5696 Å und CIV 5801,3 Å verwendet. Die Messungen mit dem OSMA wurden ebenfalls in einer Entfernung von 0,25 mm von der Anodenoberfläche und mit einer räumlichen Auflösung von 0,5 mm vorgenommen. Dabei war die spektrale Auflösung 1,6 Å, und die Gate-Zeit des Detektors 12 ns.

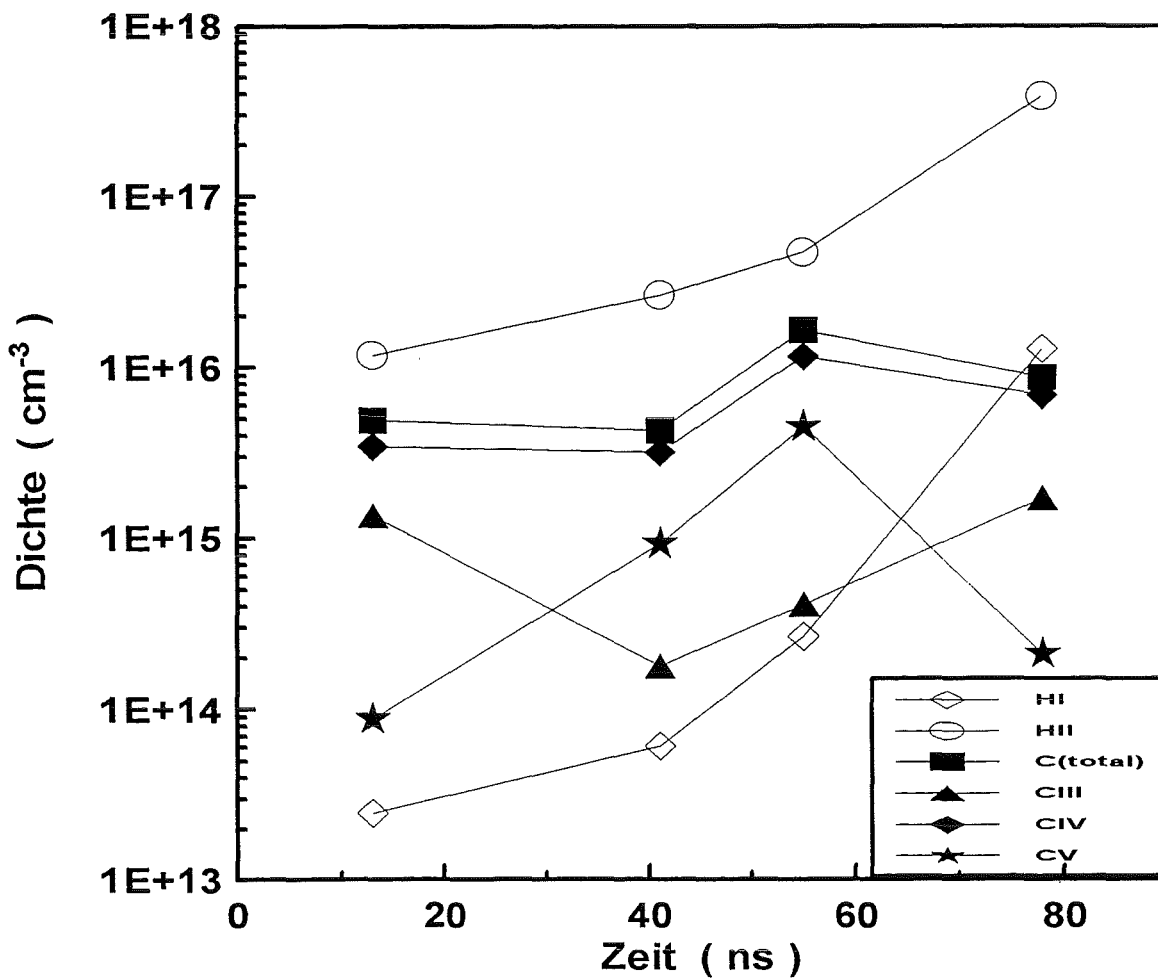


Abb.4.3 : Zusammensetzung des Anodenplasmas

Die resultierende Zusammensetzung des Plasmas ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Bis zur Zeit $t=40$ ns ändert sich die gesamte Dichte des Kohlenstoffs nicht. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß in der Anfangsphase der Entladung die an der Anodenoberfläche adsorbierten Kohlenstoffatome vollständig in das Anodenplasma freigesetzt wurden und danach kein weiterer Kohlenstoff mehr desorbiert wurde, da die Metallfilme keinen Kohlenstoff enthielten[1.9]. Im Widerspruch hierzu stieg die Kohlenstoffdichte nach 60 ns wieder an. Eine Ursache für diese Zunahme könnte darin liegen, daß durch Erosionsschäden der Metallfilme Kohlenstoff aus dem Epoxid-Harz, das das Substrat für die Metallfilme bildet, freigesetzt werden konnte. Die durch das Anodenplasma fließenden Rückströme nehmen mit anwachsendem Ionenstrom ebenfalls zu und das Anodenplasma wird durch diese Rückströme weiter geheizt. Diese Annahmen werden durch eine Messung gestützt, die senkrecht zur Anodenoberfläche im spektralen Bereich um die Linie CIII 2297 Å mit dem PMT-Array vorgenommen wurde.

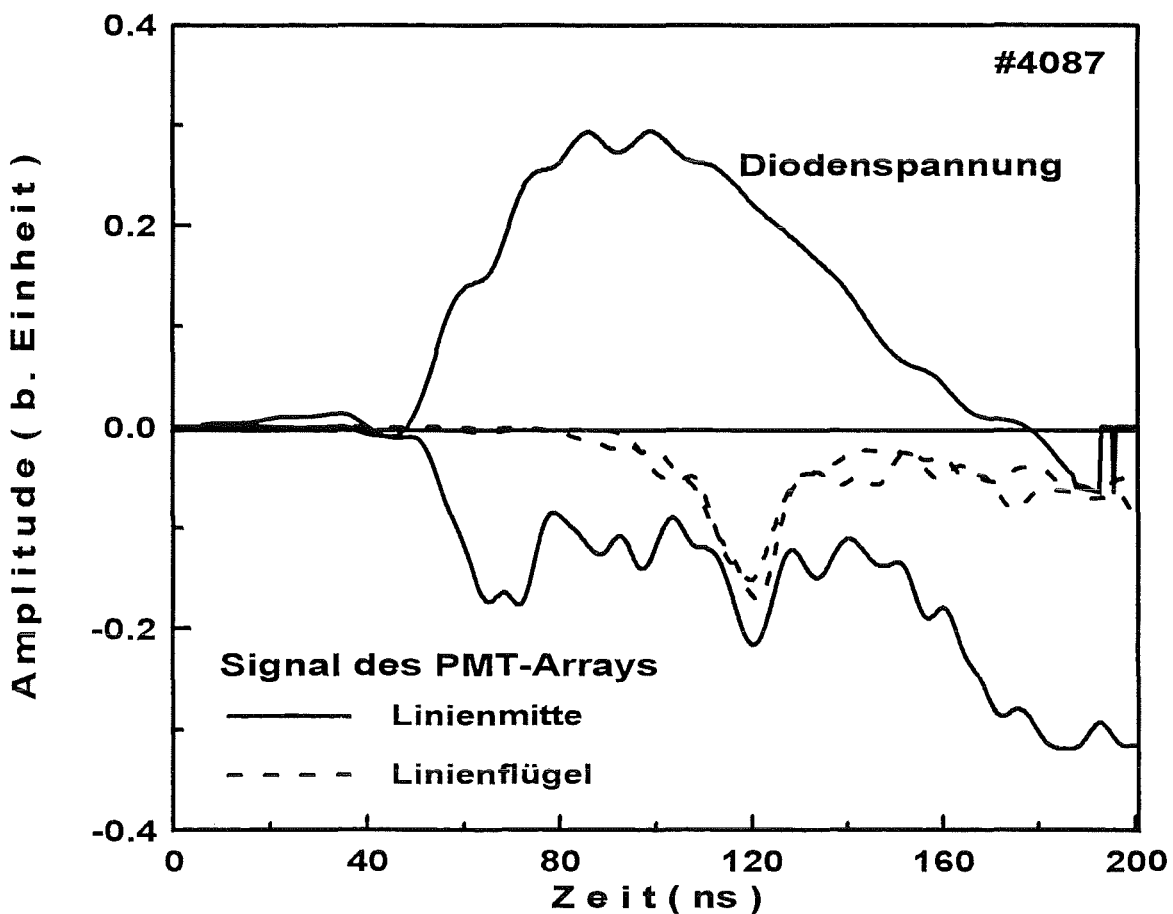


Abb. 4.4 : Gemessene Signale in drei Kanälen des PMT-Arrays für die CIII 2297 Å Linie
Bei der Messung war die Sichtlinie senkrecht zur Anodenoberfläche.

Abbildung 4.4 zeigt repräsentativ die gemessenen Signale von drei Kanälen des Arrays von Photomultipliern. Einer der drei Kanäle erfaßte die Linienmitte, die anderen die Linienflügel. Aber letztere lagen so weit von der Linienmitte entfernt, daß sie nur den Untergrund (d.h. das Kontinuum) registrierten. Zum Zeitpunkt $t=60$ ns beginnt die Erhöhung des Untergrunds plötzlich und nimmt nach 20 ns wieder ab. Die Kontinuumstrahlung stammt grundsätzlich aus den frei-frei-(Bremsstrahlung) und frei-gebunden-Übergängen (Photorekombination)[4.5]. Die anderen Ursachen für das Kontinuum liegen in der Reabsorption der Linien und dem Verschmelzen der durch einige Effekte (z.B Stark- oder Doppler-Effekt) verbreiterten Linien[3.20]. Wenn schwerere Atome in das Plasma einströmen, können wegen ihrer kleineren Ionisationsenergie mehr Elektronen ins Plasma abgegeben werden. Die abgegebenen freien Elektronen können jedoch auch wieder leichter rekombinieren. Dadurch ergibt sich eine Erhöhung des Kontinuums, denn die Emission im Kontinuum und die Stark-Verbreiterung der Linien sind näherungsweise proportional zur freien Elektronendichte.

Um zu zeigen, daß das Kontinuum aus Erosionsschäden der Metallfilme (Ti-Pd) entstehen kann, sind in Abbildung 4.5 zwei Linienprofile dargestellt, die mit dem OMA in einem spektralen Bereich bei 2297 \AA in einem Testbett-Experiment gemessen wurden. Dabei wurde das Plasma mit einem fokussierten Nd-YAG-Laserstrahl, dessen Impulsdauer und -Energie 12 ns bzw. 360 mJ waren, auf zwei unterschiedlich präparierten Glasoberflächen erzeugt. Hierbei betrug die fokussierte Leistungsdichte des Laserstrahls ca. $3 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ an der Targetoberfläche. Zunächst wurde unter gleichen Bedingungen wie bei der KALIF-Anode (Ti(500 \AA)-Pd(200 \AA)) die Glasplatte mit dem Ti-Pd-Filme präpariert. Für den anderen Versuch wurden die Ti-Pd-Filme noch zusätzlich mit Wachs von 2 μm -Dicke beschichtet. Aus der Abbildung 4.5 sieht man deutlich, daß beim ohne die Wachs-Beschichtung gemessenen Linienprofil die Intensität des Kontinuums verglichen mit der der Linie relativ groß ist, während sie bei Wachsbeschichtung sehr klein ist. Daher kann man davon ausgehen, daß das Kontinuum überwiegend von Ti- und Pd-Atomen stammt, die durch den fokussierten Laserstrahl verdampft wurden, d.h. das Kontinuum wird durch die frei-gebunden-Übergänge zwischen den Ti- oder Pd-Ionen und den freien Elektronen erzeugt. Im anderen Fall reichte die Dicke der Wachs-Beschichtung von 2 μm aus, um die Ti-Pd-Filme gegen Verdampfung durch den fokussierten Laserstrahl zu schützen. Zum Vergleich wurden die in der Abbildung 4.4 gezeigten Signale des PMT-Arrays an zwei verschiedenen Zeitpunkten bei 40 ns und 60 ns ausgewertet. Die erhaltenen Linienprofile sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Werden diese Linienprofile mit den in der Abbildung 4.5 gezeigten Linienprofilen verglichen, kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß zum Zeitpunkt $t=60$ ns die Ti-Pd-Filme verdampft werden, während sie zum Zeitpunkt von 40 ns noch unbeschädigt waren. Darüberhinaus wird wegen des Zuflusses der kälteren und schwereren Metallatome das Anodenplasma zu dieser Zeit wieder gekühlt. Außerdem steigt die Elektronendichte sehr schnell an. Diese Beobachtung stimmt mit den Messungen der

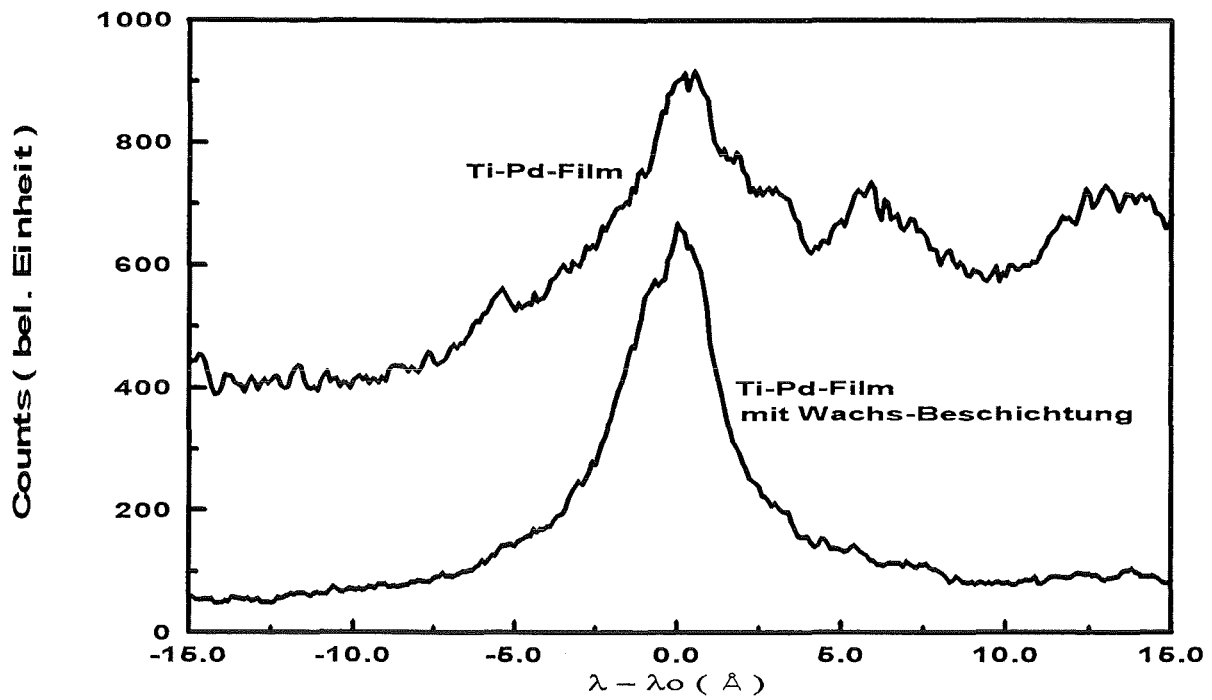


Abb. 4.5 : Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å bei einem Testbett-Experiment

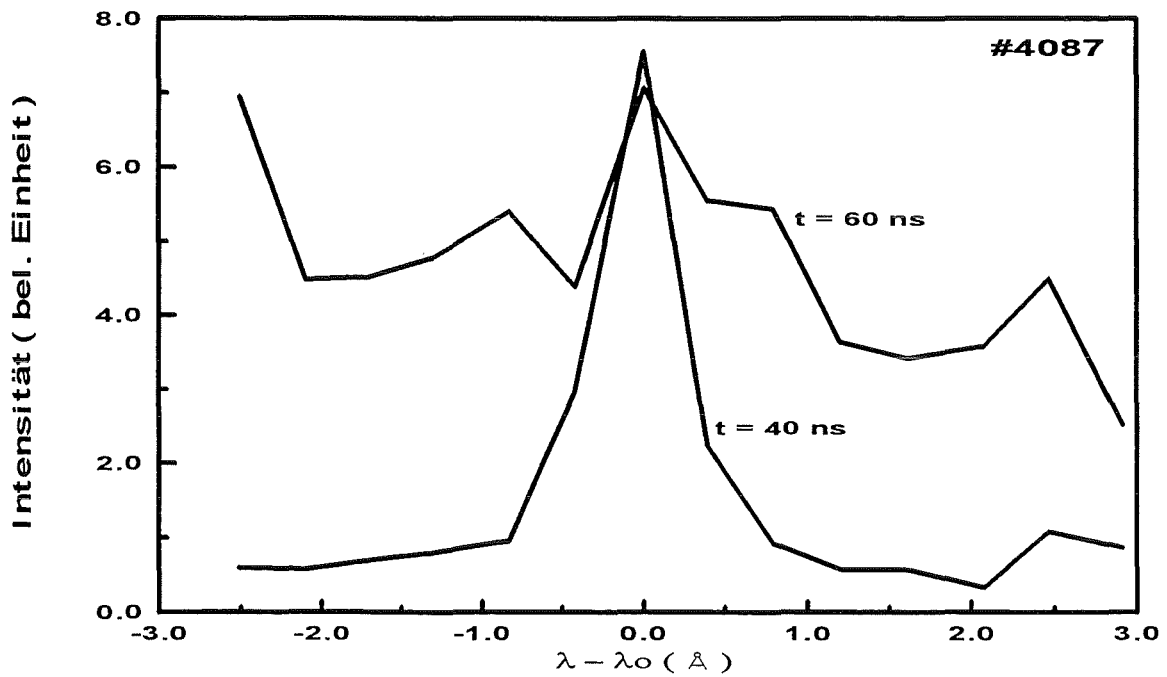


Abb. 4.6 : Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å im Anodenplasma der KALIF-Diode

zeitabhängigen Elektronendichte und -Temperatur überein.(siehe Kapitel 3.3 und 3.4)

Während sich die Kohlenstoffdichte zu einer bestimmten Zeit plötzlich erhöht, wächst die Wasserstoffdichte (neutrale Atome plus Protonen) während der gesamten Impulsdauer kontinuierlich an. Aber nach 60 ns könnte die Wasserstoffdichte überschätzt werden, da sie durch den NLTERT-Code mit den gemessenen absoluten Intensitäten der Kohlenstoffionen ausgerechnet wurde mit der Annahme, daß das Anodenplasma nur aus Wasserstoff und Kohlenstoff besteht, d.h. bei der Berechnung der Dichte des Wasserstoffs wurde der Elektronenanteil aus den Ti- und Pd-Atome völlig vernachlässigt, obwohl zu späteren Zeiten ihr Beitrag zur gesamten Elektronendichte nicht so klein sein dürfte.

Im Vergleich zur gesamten Wasserstoffdichte lag der Kohlenstoffanteil im Anodenplasma bei ungefähr 10 - 30 % bis 60 ns nach Beginn der Diodenspannung.

5. Magnetfeld im Anodenplasma

5.1. Einleitung

Das Eindringen des Magnetfelds in ein Plasma wird ohne Berücksichtigung von advektiven Termen durch die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta B \quad (5.1)$$

mit der Permeabilitätskonstanten μ_0 und der elektrischen Leitfähigkeit σ beschrieben[5.1]. Daraus ergibt sich eine charakteristische Zeit τ , in der das Magnetfeld in eine Plasmaschicht der Dicke L eindringt, und zwar gilt:

$$\tau = \mu_0 \sigma L^2 \quad (5.2)$$

mit

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} \quad (5.3a)$$

Dabei bedeuten:

e : elementare Ladung

n_e : Elektronendichte

τ_e : Elektronenstoßzeit

m_e : Elektronenmasse

Im einfachsten Fall kann die elektrische Leitfähigkeit σ durch die Spitzer-Leitfähigkeit beschrieben werden[5.2]:

$$\sigma = 2 \times 10^4 \frac{T_e^{3/2}}{\ln \Lambda} \quad \Omega^{-1} \text{m}^{-1} \quad (5.3b)$$

Hierbei bedeuten

T_e = Elektronentemperatur in eV

$\ln \Lambda$ = Coulomb-Logarithmus

$$= 30,3 - 0,499 \ln n_e + 1,498 \ln T_e \quad (n_e \text{ in } \text{m}^{-3}, T_e \text{ in eV}) \quad (5.4)$$

Für die typischen Parameter des KALIF-Anodenplasmas ($T_e=5$ eV, $n_e=3 \times 10^{16}$ cm^{-3} , $L=0,5$ mm) beträgt diese Zeit etwa 10 ns.

Wegen der von der Wechselwirkung zwischen den geladenen Plasmateilchen und dem Magnetfeld erzeugten Kraft übt das Magnetfeld, das in das Plasma eingedrungen ist, einen bedeutenden Einfluß auf seine Eigenschaften aus. Unter dem Einfluß des in das Plasma eingedrungenen Magnetfelds können die Teilchenbahnen, die Transport-Koeffizienten, sowie der Charakter von Instabilitäten im Plasma geändert werden.

In einer Hochleistungsendiode, in der das Anodenplasma als Ionenquelle dient, kann das Eindringen des Magnetfelds in das Plasma zur Änderung der Ionenstrahleigenschaft führen.

Normalerweise werden für die Messung eines sich zeitlich ändernden Magnetfelds Induktionsspulen oder -schleifen verwendet[5.3]. Aber wegen der großen Ionenströme(> einige hundert kA), der sehr hohen Diodenspannung(> einige MV), und des sehr engen Diodenspalts(< einige mm) ist diese Methode in einer Hochleistungsendiode nur schwer anwendbar.

Das Magnetfeld im Anodenplasma kann aber mit einer spektroskopischen Methode gemessen werden, und zwar durch die Messung der Zeemanaufspaltung von Spektrallinien.

Deshalb wurden spektroskopische Messungen zur Bestimmung des Magnetfelds im Anodenplasma der fremdmagnetisch isolierten Ionendiode an KALIF eingesetzt.

5.2. Zeemaneffekt

Als Zeemaneffekt wird die Aufspaltung atomarer Niveaus - und damit auch der Spektrallinien - unter der Wirkung eines Magnetfelds bezeichnet. Das Magnetfeld beseitigt die Entartung der atomaren Niveaus in Bezug auf die magnetische Quantenzahl M und spaltet die atomaren Niveaus in $2J+1$ Subniveaus ($M=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$) auf. Dabei ist J die Gesamtdrehimpulsquantenzahl. Die Aufspaltung ergibt sich aus der Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld und dem magnetischen Moment der Atome (oder Ionen).

Die Energie der Wechselwirkung im magnetischen Feld beträgt

$$H_{\text{mag}} = - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (5.5)$$

Dabei ist das magnetische Moment

$$\boldsymbol{\mu} = -\mu_0 [J + (g_s - 1)S] \quad (5.6)$$

mit dem Bohrschen Magneton $\mu_0 = 9.274041 \cdot 10^{-24}$ (J/T), dem Spin-g-Faktor $g_s = 2.0023192$ und dem Spin S .

Insbesondere wenn die Zeemanaufspaltung sehr schwach oder stark im Vergleich zur Feinstrukturaufspaltung ist, gelingt die Beschreibung der Zeemanaufspaltung durch einfache Formeln[5.4]. Aber die Einstufung des Magnetfelds als schwach oder stark hängt nicht von seinem absoluten Wert, sondern von den betrachteten Linienübergängen ab. Zur Unterscheidung zwischen schwachem und starkem Magnetfeld sollte die Energie des atomaren Niveaus im Magnetfeld mit der Energie der Feinstruktur-Aufspaltung verglichen werden.

$$\begin{aligned} H_{\text{mag}} \ll \xi(\text{LS})\mathbf{L}\cdot\mathbf{S} & \quad : \text{ im Fall des schwachen Magnetfelds} \\ H_{\text{mag}} \gg \xi(\text{LS})\mathbf{L}\cdot\mathbf{S} & \quad : \text{ im Fall des starken Magnetfelds} \end{aligned} \quad (5.7)$$

Dabei ist $\xi(\text{LS})$ der Feinstruktur-Aufspaltungs-Koeffizient, der von der atomaren Struktur abhängt. (L : Drehimpulsquantenzahl)

Neben den beiden Extremfällen muß für die Verhältnisse in der KALIF-Diode insbesondere der Zwischenbereich von 3-10 T [5.5] betrachtet werden, bei dem

$$H_{\text{mag}} \approx \xi(\text{LS})\mathbf{L}\cdot\mathbf{S} \quad (5.8)$$

In diesem Zwischenbereich muß sowohl die Zeemanaufspaltung als auch die Feinstruktur-Aufspaltung in Betracht gezogen werden. Die Energie der magnetischen Subniveaus kann durch Lösung der Eigenwertgleichung der Matrix mit den folgenden Elementen bestimmt werden[5.6-5.7].

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\mu_0 B} \langle \alpha \text{LSJM} | H(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) \mu_0 + H_{\text{mag}} | \alpha \text{LSJ}'\text{M}' \rangle \\ & = (M + A) \delta_{JM, J'M'} + (g_s - 1)(-1)^{(L+S+M)} \\ & \quad \times \sqrt{(2J+1)(2J'+1)S(S+1)(2S+1)} \\ & \quad \times \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ 1 & J' & S \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (5.9)$$

Wenn die Eigen-Energie und der Eigenvektor der magnetischen Energiematrix bekannt sind, kann die Übergangswahrscheinlichkeit der Zeemanlinien mit den folgenden Formeln berechnet werden.

$$A(\alpha'L'S'J'M' \rightarrow \alpha\text{LSJM}) = 2.0261 \times 10^{-6} \sigma^3 S \quad (5.10)$$

Dabei ist

A : spontane Übergangswahrscheinlichkeit s^{-1}

σ : Wellenzahl pro Längeneinheit cm^{-1}

und die Linienstärke S ist

$$S_{\alpha\alpha'q}^{1/2} = \sum_{\alpha'J'} \sum_{\alpha J} C_{\alpha'J'} C_{\alpha J} \langle \alpha JM | P_q^{(t)} | \alpha' J' M' \rangle \quad (5.11)$$

mit

$$\langle \alpha JM | P_q^{(t)} | \alpha' J' M' \rangle = (-1)^{J-M} \begin{pmatrix} J & t & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \langle \alpha J || P^{(t)} || \alpha' J' \rangle \quad (5.12)$$

Dabei bedeutet $t=1$ die elektrische Dipolstrahlung, und

$g = M - M' = 0$: lineare Polarisation (π -Komponente)

$g = M - M' = \pm 1$: elliptische Polarisation (σ -Komponente)

Wenn die Beobachtungslinie parallel zum Magnetfeld ist, werden die σ -Komponenten gemessen. Dagegen muß zur Messung von π -Komponenten die Sichtlinie senkrecht zum Magnetfeld sein.

Auf der Basis der obigen Betrachtungen wurde das Computer-Program B-Fit zur Berechnung der Zeemanaufspaltung und zur Auswertung der gemessenen Daten entwickelt[5.7].

5.3. Auswahl geeigneter Spektrallinien für die Messung des Magnetfelds

Für die Messung des Magnetfelds im Plasma muß der Beitrag der Zeemanaufspaltung zum Linienprofil größer sein als die Beiträge der anderen Verbreiterungsmechanismen. Dazu gehören insbesondere die Dopplerverbreiterung, die Starkverbreiterung sowie die instrumentelle Verbreiterung. Die Apparatur-Verbreiterung kann bei den Messungen mit dem PMT-Array vernachlässigt werden. (s. Kapitel 2)

Da die Frequenzverschiebungen der Zeeman-Komponenten nur von der Größe des Magnetfelds und der atomaren Quantenzahl des betrachteten Niveaus abhängen, vergrößert sich die Aufspaltung der Zeeman-Komponenten quadratisch mit der Wellenlänge λ :

$$\Delta\lambda \propto -\frac{\Delta v}{c} \lambda^2 \propto \lambda^2 \quad (5.13)$$

Dagegen vergrößert sich die Doppler-Verbreiterung proportional zur Wellenlänge, und umgekehrt proportional zur Wurzel aus der atomaren Masse.

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda = \frac{1}{c}\sqrt{\frac{2E}{m}}\lambda \propto \frac{1}{\sqrt{m}}\lambda \quad (5.14)$$

mit E, der kinetischen Energie der Ionen oder Atome, und m, ihrer Masse.

Daher ist für die Messungen eine große Wellenlänge von schweren Atomen oder Ionen vorzuziehen. Daher wurden u.a. die Messungen des Magnetfeldes von ca. 0,6 T an einer Hochleistungsdiodenlinie mit einer Bariumspektrallinie (BaII 6142 Å) durchgeführt[5.8].

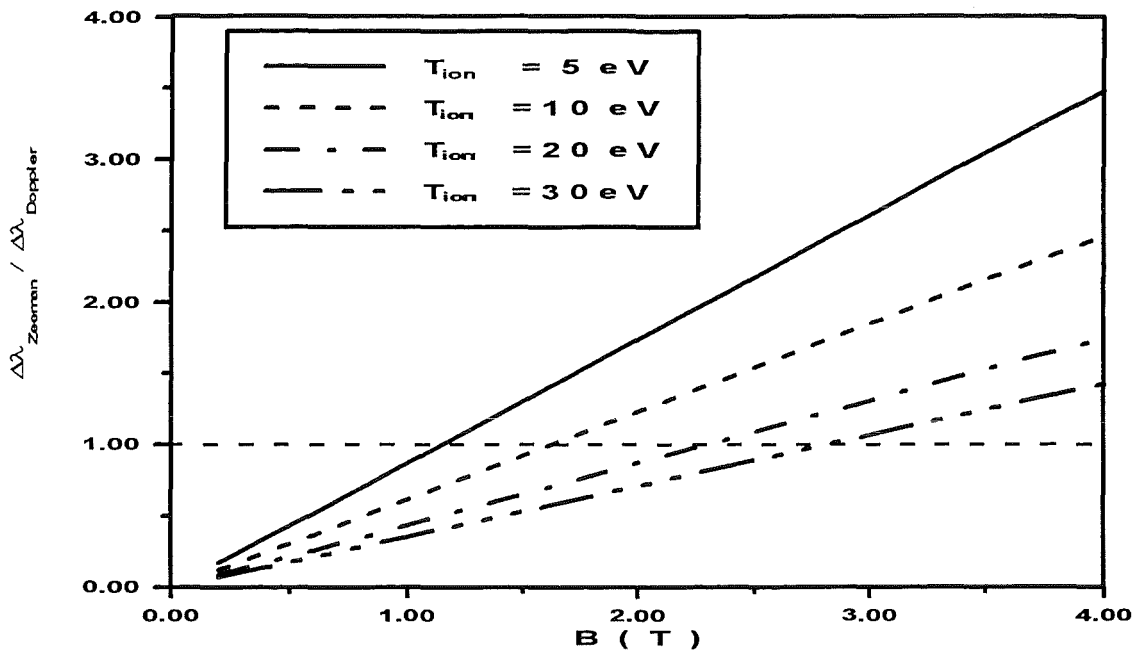
Diese Spektrallinie des Bariumions wäre auch ein guter Kandidat für die Messung des Magnetfeldes im KALIF-Anodenplasma. Aber dafür müßte die Anodenoberfläche mit einem bariumhaltigen Stoff präpariert werden.

Wenn die magnetische Feldstärke im Plasma genügend groß ist, kann auch eine kürzere Wellenlänge von einem leichteren Atom oder Ion verwendet werden. Am TEXTOR-Tokamak, dessen Einschlußmagnetfeld ca. 2 T war, wurde die Zeemanaufspaltung der Spektrallinien verschiedener Kohlenstoffionen verwendet, die in der Randschicht des Tokamak-Plasmas als Verunreinigung vorhanden waren[5.9]. Und im Plasma von JET (Joint European Torus) wurde ebenfalls der Zeemaneffekt in den Linienprofilen von Kohlen- und Sauerstoffionen beobachtet[5.10].

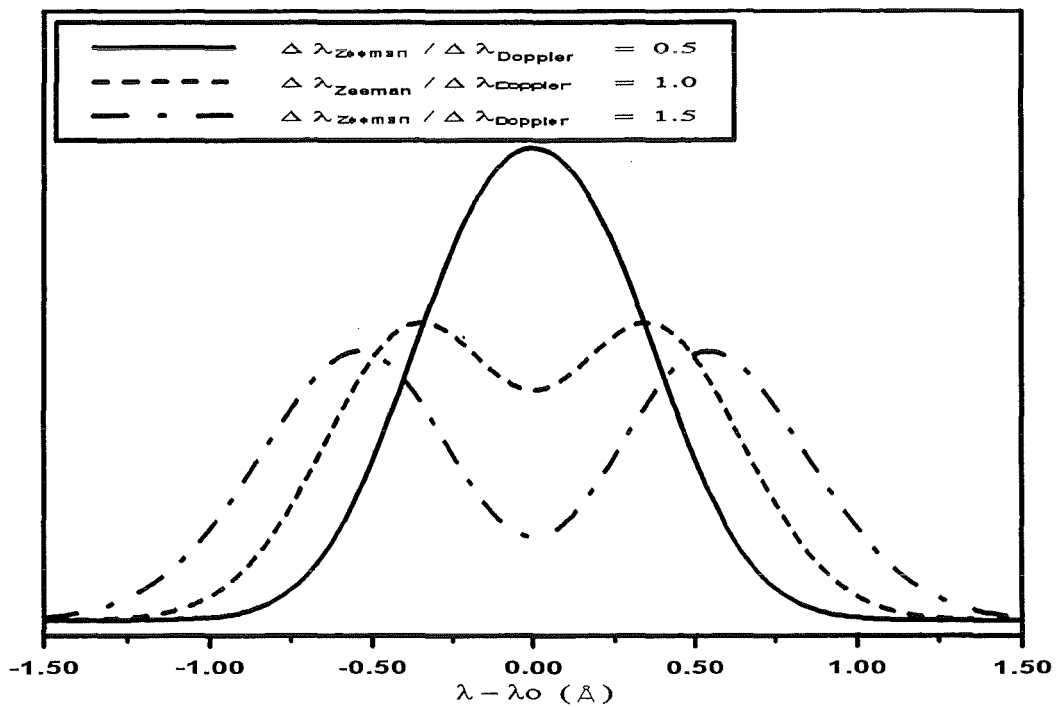
Da der Kohlenstoff auch die Hauptverunreinigung des Anodenplasmas an KALIF ist, und das fremdmagnetische Isolationsfeld ca. 3 T im Anodenbereich erreicht, sind die Spektrallinien der Kohlenstoffionen geeignete Kandidaten für die Messungen des Magnetfeldes in der KALIF-Diode.

Für die CIII 4647,4 Å Spektrallinie zeigt Abbildung 5.1 den Vergleich der Zeemanaufspaltung mit der Doppler-Verbreiterung in Abhängigkeit vom Magnetfeld(a) und den Einfluß der Doppler-Verbreiterung auf das Linienprofil bei der Zeemanaufspaltung(b). Zur deutlichen Unterscheidung zwischen Zeemanaufspaltung und Doppler-Verbreiterung sollte die Zeemanaufspaltung wenigstens genauso groß wie die Doppler-Verbreiterung sein. Bei einem Magnetfeld von 3 T ist der Zeemaneffekt im Linienprofil von CIII 4647,4 Å bis zu einer Ionen-temperatur von 30eV gut erkennbar.

Abbildung 5.2 zeigt die mit einem Photodiodenarray-Detektor (OMA) aufgenommenen Linienprofile im spektralen Bereich von CIII 4647,4 Å mit fremdmagnetischem Feld(a) und ohne das Feld(b). Gemessen wurde unter gleichen Bedingungen. Die Sichtlinie verlief an der Anodenoberfläche mit einer räumlichen Auflösung von 0,5 mm, und mit einem Zeitfenster von 20 ns wurde die Aufnahme der Linienprofile 20 ns nach Beginn der Diodenspannung registriert. Aus dem Vergleich der Linienprofile in den Abbildungen (a) und (b) ist ersichtlich, daß die CIII 4647,4 Å Spektrallinie durch das fremdmagnetische Feld deutlich aufgespalten wird.

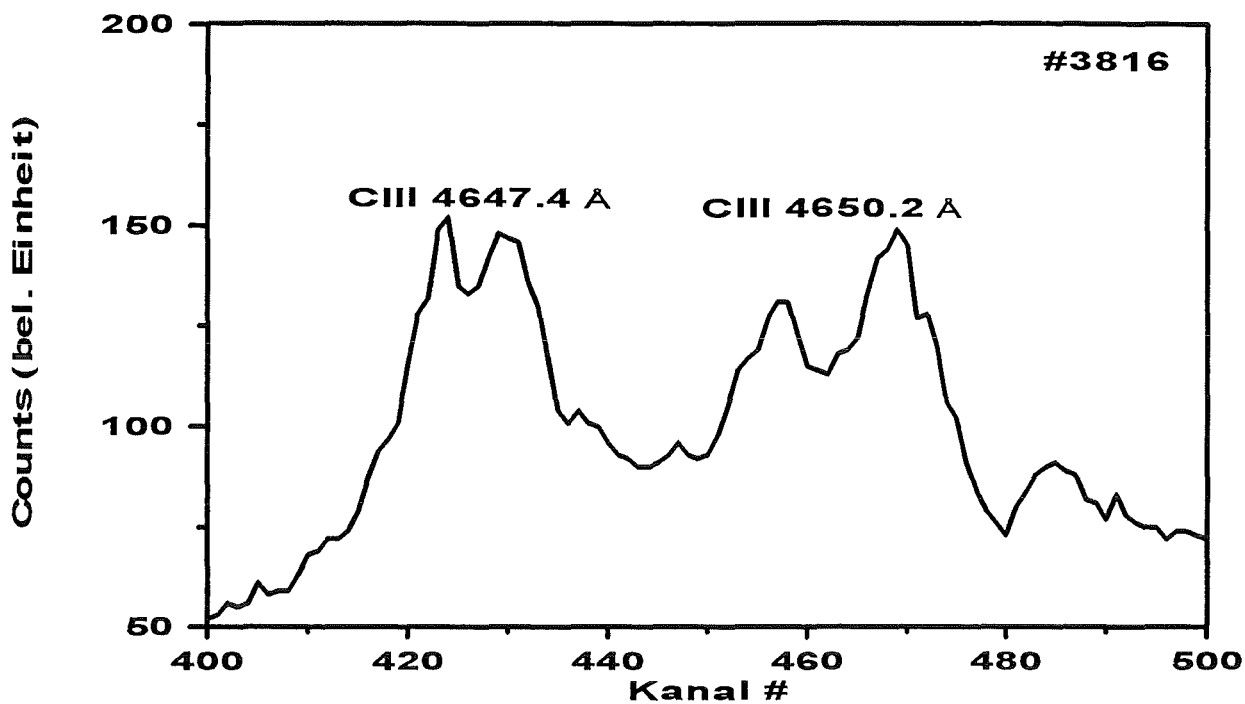


(a)

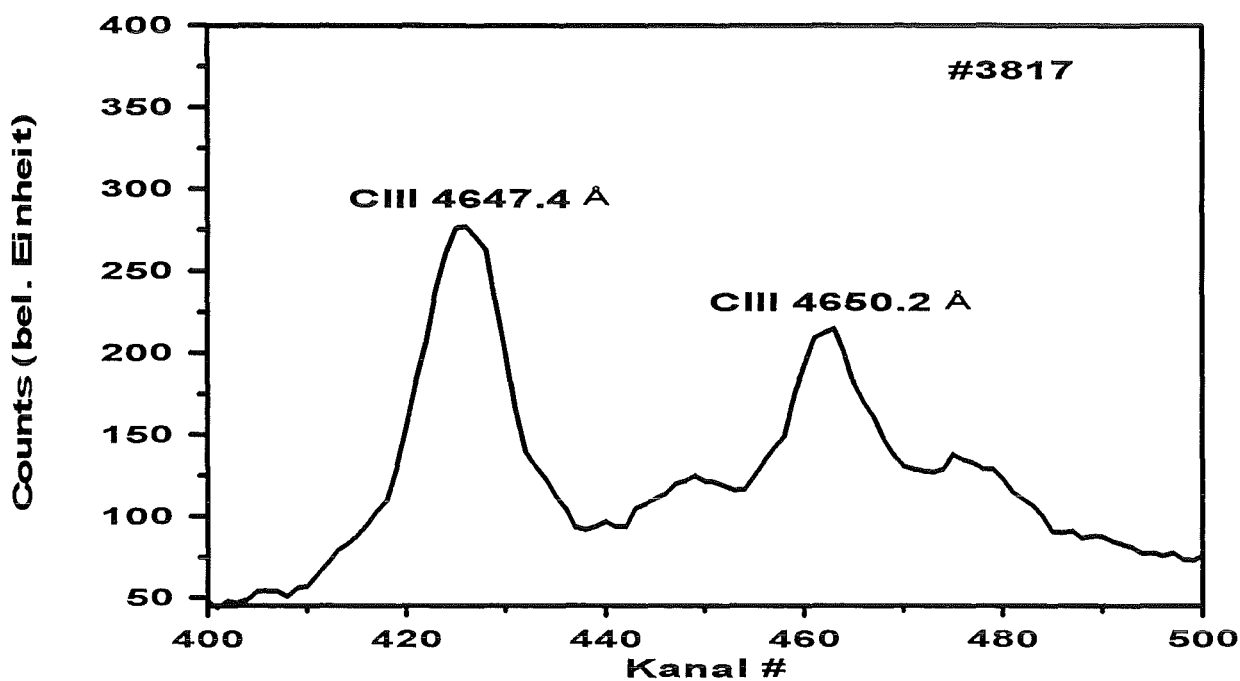


(b)

Abb.5.1 : Einfluß der Doppler-Verbreiterung auf die Zeemanaufspaltung
 (a) Vergleich der Zeemanaufspaltung mit der Doppler-Verbreiterung bei verschiedenen Ionentemperaturen in Abhängigkeit vom Magnetfeld
 (b) Einfluß der Doppler-Verbreiterung auf das Linienprofil der Zeemanaufspaltung



(a) mit fremdmagnetischem Isolationsfeld



(b) ohne fremdmagnetisches Isolationsfeld

Abb.5.2 : Die mit dem OMA aufgenommenen Spektrallinien im Spektralbereich von CIII 4647,4 Å.

Die Starkverbreiterung ist ein weiterer bedeutender Verbreiterungsmechanismus, der bei den Messungen des Magnetfelds betrachtet werden muß. Aber sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Daten für die Starkverbreiterung der Linienprofile von mehrfach ionisierten Kohlenstoffionen im Plasma sind für die allgemeine Betrachtung noch nicht ausreichend.

Die theoretische Berechnung [3.21] ist sehr kompliziert, und ihr Fehler ist groß im Vergleich zu den gemessenen Daten. Andererseits sind die bisher gemessenen Daten [5.11] nur auf wenige Spektrallinien und Plasmaparameter begrenzt. Daher ist zur Abschätzung der Starkverbreiterung die in [5.12] angegebene empirische Formel, die auf den bisher gemessenen Daten beruht, sehr nützlich. Nach dieser Formel ist die Halbwertsbreite des Starkeffektes für die 3s - 3p Übergänge von Kohlenstoffionen, deren elektronischen Kerne sich im Grundzustand befinden (z.B. $1s^2 2s^2$ für CII, $1s^2 2s$ für CIII und $1s^2$ für CIV):

$$\Delta\lambda = -1 \times 10^{-27} \frac{\Delta\omega}{2\pi c} N_e \lambda^2 \quad (\text{\AA}) \quad (5.15)$$

mit

$$\Delta\omega = 1.42 \times 10^{14} z^2 T^{-1/2} I^{-1.34} \quad (\text{rad/s}) \quad (5.16)$$

Hierbei bedeuten

c = Lichtgeschwindigkeit m/s

N_e = Elektronendichte cm^{-3}

λ = Wellenlänge \AA

z = Ladungszahl, den das optische Elektron beim Übergang sieht.

(z.B. $z=2$ für CII, $z=3$ für CIII und $z=4$ für CIV)

T = Elektronentemperatur K

I = Ionisationsenergie des oberen Energieniveaus eV

Der aus dieser Formel entstehende Fehler ist kleiner als 20%. Unter Verwendung eines gemessenen Werts für die Starkverbreiterung der CIII 4647,4 \AA Spektrallinie [5.13] wurde das Verhältnis der Zeemanaufspaltung zur Starkverbreiterung in Abbildung 5.3 dargestellt. Bei $T_e=10$ eV, $N_e=3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $B=3$ T ist die Zeemanaufspaltung ~ 10 mal größer als die Starkverbreiterung. Unter dieser Bedingung kann daher die Starkverbreiterung vernachlässigt werden.

5.4. Messung des Magnetfelds im Anodenplasma

Das fremdmagnetische Isolationsfeld an der Anodenseite beträgt ca. 3 T. Da bei diesem Magnetfeld die Verschiebung der stärksten Zeemankomponente von CIII 4647,4 \AA ca. 0,3 \AA beträgt, sollte die spektrale Auflösung der Meßanordnung

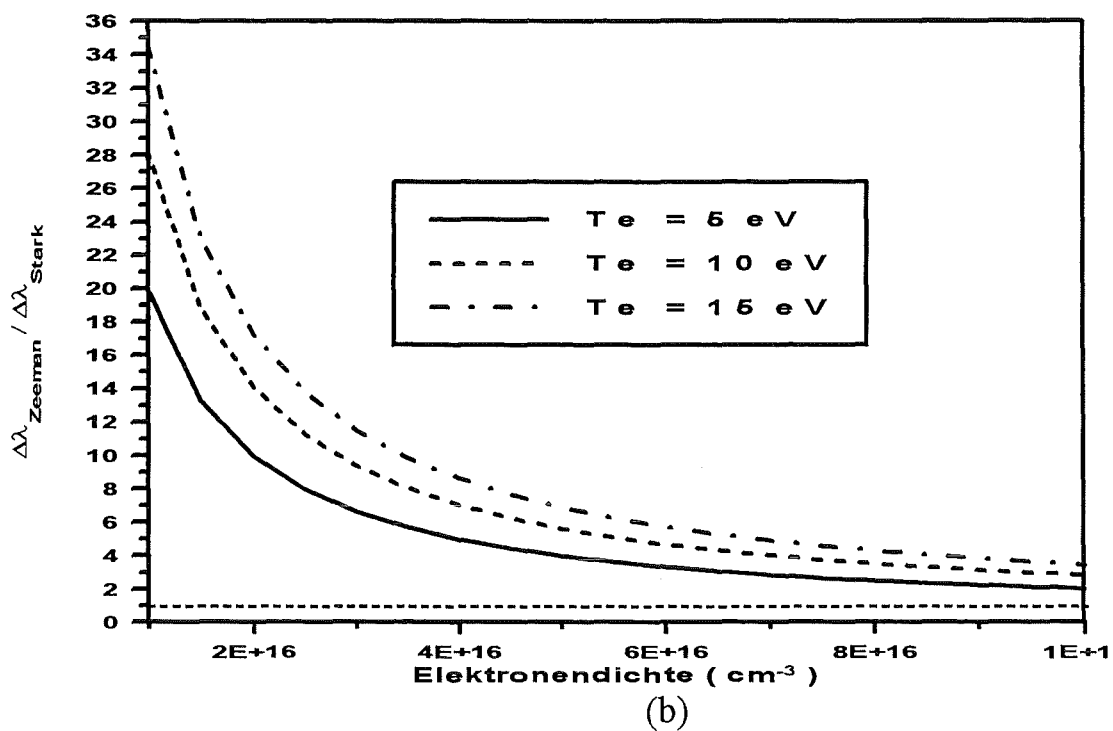
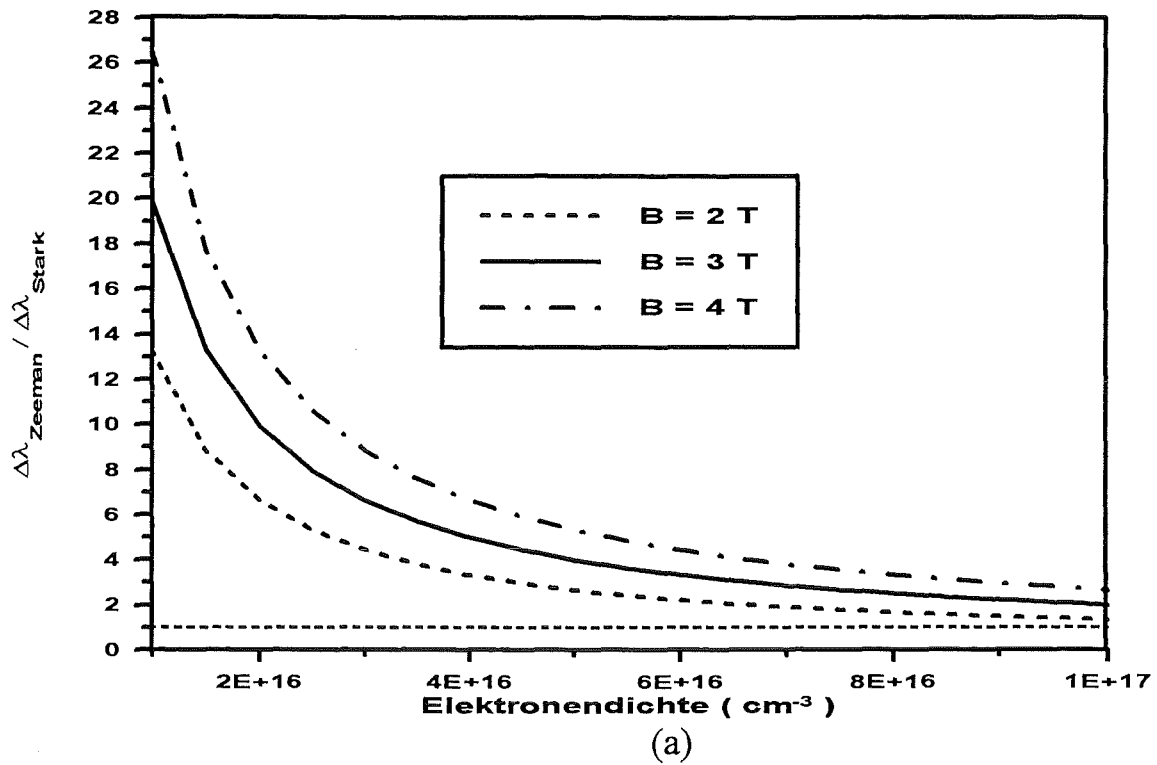


Abb.5.3: Einfluß der Starkverbreiterung auf die Zeemanaufspaltung in
 Abhängigkeit von der Elektronendichte (CIII 4647,4 Å)
 (a) bei verschiedenen Magnetfeldern
 (b) bei verschiedenen Elektronentemperaturen

besser als $0,3 \text{ \AA}$ sein. Für die Messung des Magnetfelds wurde daher der Eichfaktor am Ort des Fiberbündels auf $0,2 \text{ \AA/Kanal}$ und die angepaßte Eingangsschlitzbreite auf 50 \mu m eingestellt. Daraus ergab sich ein spektrales Auflösungsvermögen von $0,2 \text{ \AA}$.

Abbildung 5.4 zeigt die Zeemankomponenten der CIII 4647,4 \AA Spektrallinie bei einem Magnetfeld von 3 T. Nur die σ -Komponenten sind dargestellt, denn die Sichtlinie der Meßanordnung verlief parallel zum Magnetfeld. Die beiden Gruppen der Zeeman-Komponenten mit $\Delta m = +1$ und $\Delta m = -1$ verschieben sich symmetrisch um die Linienmitte. Wegen des geringen Abstands zwischen den einzelnen Zeeman-Komponenten können diese zwar nicht aufgelöst werden, aber die Senke in der Linienmitte, die aus der Abwesenheit der π -Komponenten entsteht, ist gut erkennbar.

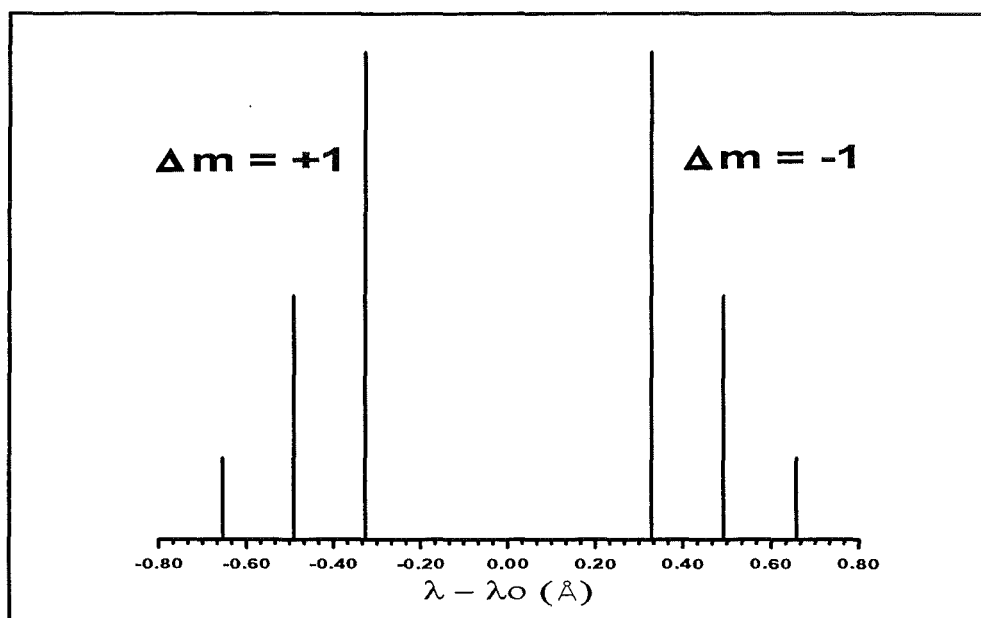


Abb.5.4 : Die σ -Komponenten der Zeemanaufspaltung der CIII 4647,4 \AA Spektrallinie bei einem Magnetfeld von 3 T

Nach der Faltung der einzelnen Zeeman-Komponenten mit einem Gauß-Profil, das der Dopplerverbreiterung und der instrumentellen Verbreiterung entspricht, kann eine Ausgleichskurve durch die gemessenen Linienprofile gezogen werden. Die Ausgleichskurve enthält vier freie Parameter (das Magnetfeld, die Ionen-temperatur, die Amplitude und die Linienmitte), die voneinander unabhängig sind. Da die vier Parameter unterschiedlichen Eigenschaften des Linienprofils entsprechen, kann jeder Parameter deutlich mit ausreichender Genauigkeit bestimmt

werden. Während das Magnetfeld mit dem Abstand zwischen zwei Hauptkomponenten der Zeemanaufspaltung zusammenhängt, übt die Dopplerverbreiterung, die sich aus der Ionentemperatur ergibt, einen deutlichen Einfluß auf die Tiefe der Senke in der Linienmitte aus.

Um dies zu verdeutlichen, sind die Ausgleichskurven in Abbildung 5.5 für verschiedene Ionentemperaturen dargestellt. Aus der an die gegebenen Meßpunkte am besten angepaßten Ausgleichskurve (durchgezogene Kurve) wurden das Magnetfeld zu 3,25 T und die Ionentemperatur zu 18 eV ermittelt. Eine große Änderung der Ionentemperatur in der Ausgleichskurve übt keinen bedeutenden Einfluß auf die Änderung des ermittelten Magnetfelds aus(weniger als 2 % ($\sim 0,05$ T) bei einer Änderung der Ionentemperatur um ± 50 %).

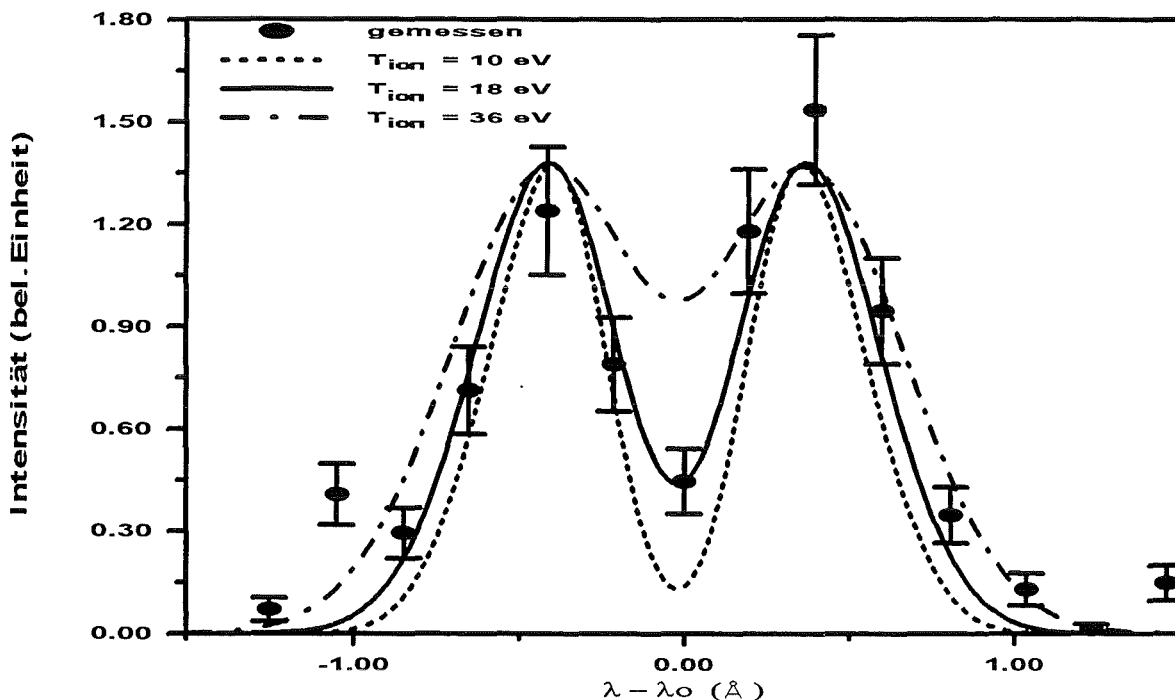
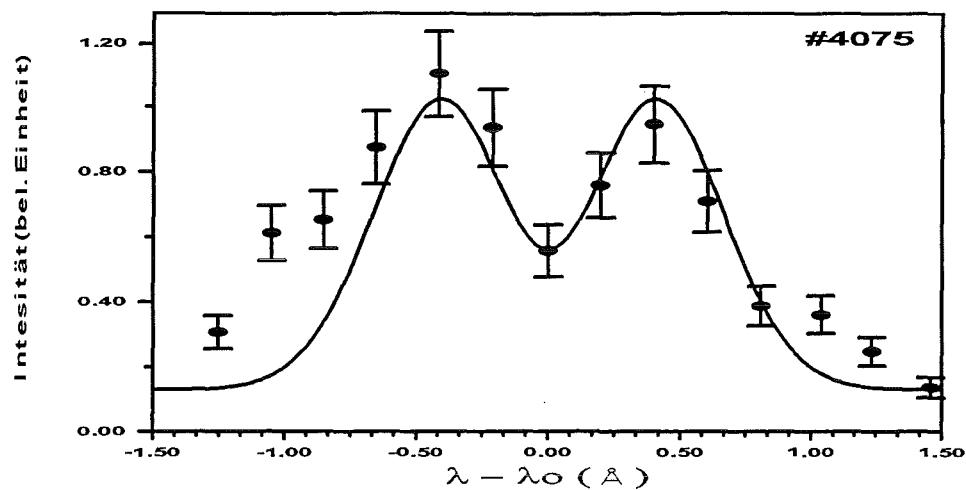
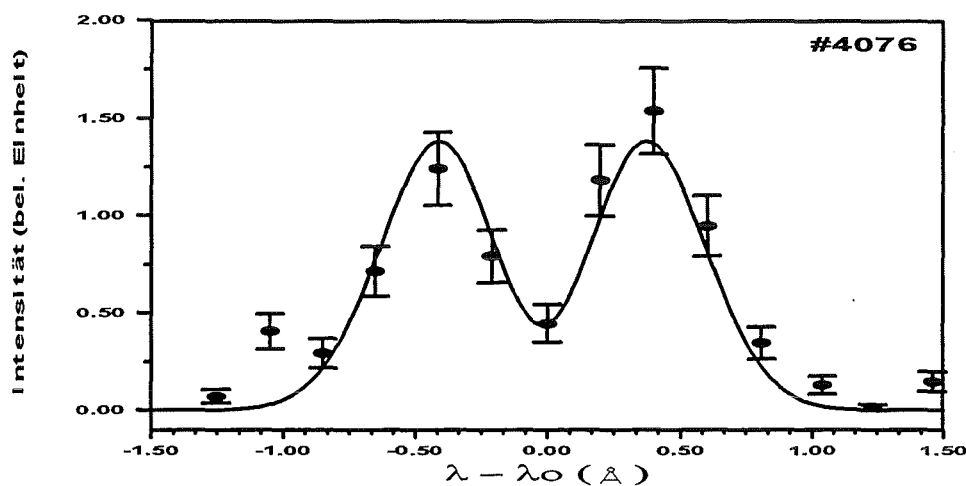


Abb.5.5 : Ausgleichskurven bei verschiedenen Ionentemperaturen für das gemessene Linienprofil von CIII 4647,4 Å.

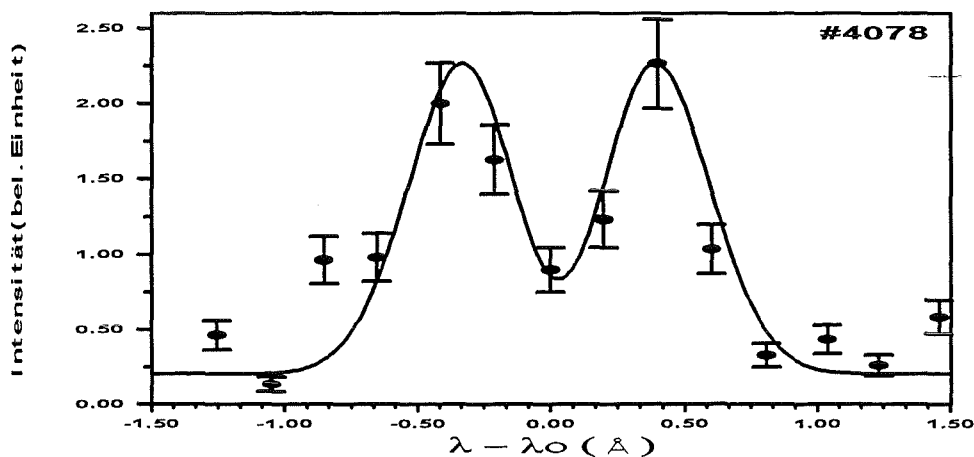
Abbildung 5.6 zeigt die gemessenen Linienprofile von CIII 4647,4 Å für verschiedene Entfernungen von der Anodenoberfläche (0,25 mm, 0,5 mm und 1 mm) 20 ns nach Beginn der Diodespannung. Für den Wert eines Meßpunkts wurde das gemessene Photomultiplier-Signal über ein Zeitintervall von 10 ns integriert. Wegen der räumlich sehr schnell abnehmenden Lichtintensität konnten die Messungen nicht bei größeren Entfernungen als 1 mm von der Anodenoberfläche vorgenommen werden.



(a) $d=0,25 \text{ mm}$, $B=3,35 \text{ T}$, $T_{\text{ion}}=26 \text{ eV}$



(b) $d=0,5 \text{ mm}$, $B=3,25 \text{ T}$, $T_{\text{ion}}=18 \text{ eV}$



(c) $d=1,0 \text{ mm}$, $B=3,00 \text{ T}$, $T_{\text{ion}}=15 \text{ eV}$

Abb.5.6 : Die Linienprofile von CIII 4647,4 Å in verschiedenen Entfernungen d von der Anodenoberfläche.

Die durchgezogenen Kurven sind die Ausgleichskurven, und die Punkte mit den Fehler-Balken sind die gemessenen Werte. Gemessen wurde 20 ns nach dem Beginn der Diodenspannung.

Die relative Intensitätsverteilung der Spektrallinie von CIII 4647,4 Å in Abhängigkeit von der Entfernung von der Anodenoberfläche ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Die gemessene Intensitätsverteilung nimmt mit zunehmender Entfernung von der Anodenoberfläche schneller ab als nach dem Child-Langmuir'schem Gesetz.

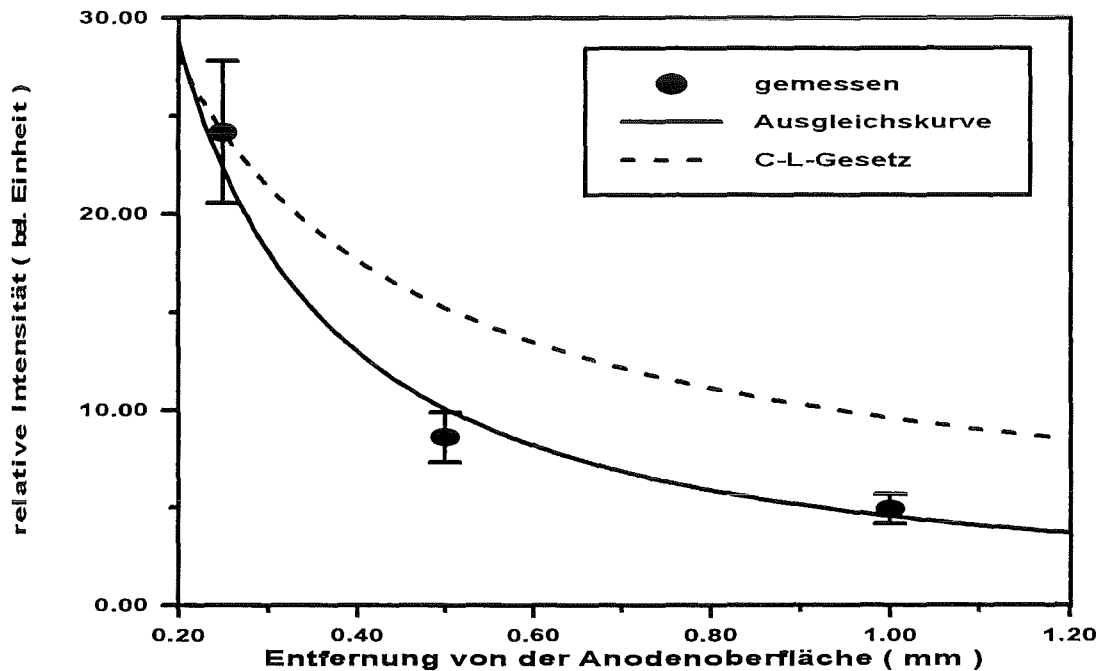


Abb.5.7 : Intensitätsverteilung der Spektrallinie von CIII 4647,4 Å in Abhängigkeit von der Entfernung von der Anodenoberfläche. Gemessen wurde 20 ns nach dem Beginn der Diodenspannung.

Abbildung 5.8 zeigt das ermittelte Magnetfeld in Abhängigkeit von der Entfernung von der Anodenoberfläche (Punkte mit den Fehler-Balken) im Vergleich mit einem mit Hilfe eines zeitabhängigen numerischen Codes berechneten Magnetfeld[5.14] (durchgezogene Kurve). Für den Fall eines aus dem Anodenplasma verdrängten Magnetfelds würde man erwarten, daß die im Anodenplasma gemessenen Werte kleiner als die berechneten Werte sind, da die Berechnung des Magnetfelds ohne Berücksichtigung des Anodenplasmas durchgeführt wurde. Die gemessenen Werte stimmen jedoch fast mit den berechneten überein. Daraus kann man schließen, daß das Isolationsmagnetfeld 20 ns nach Beginn der Diodenspannung vollständig in das Anodenplasma eingedrungen ist.

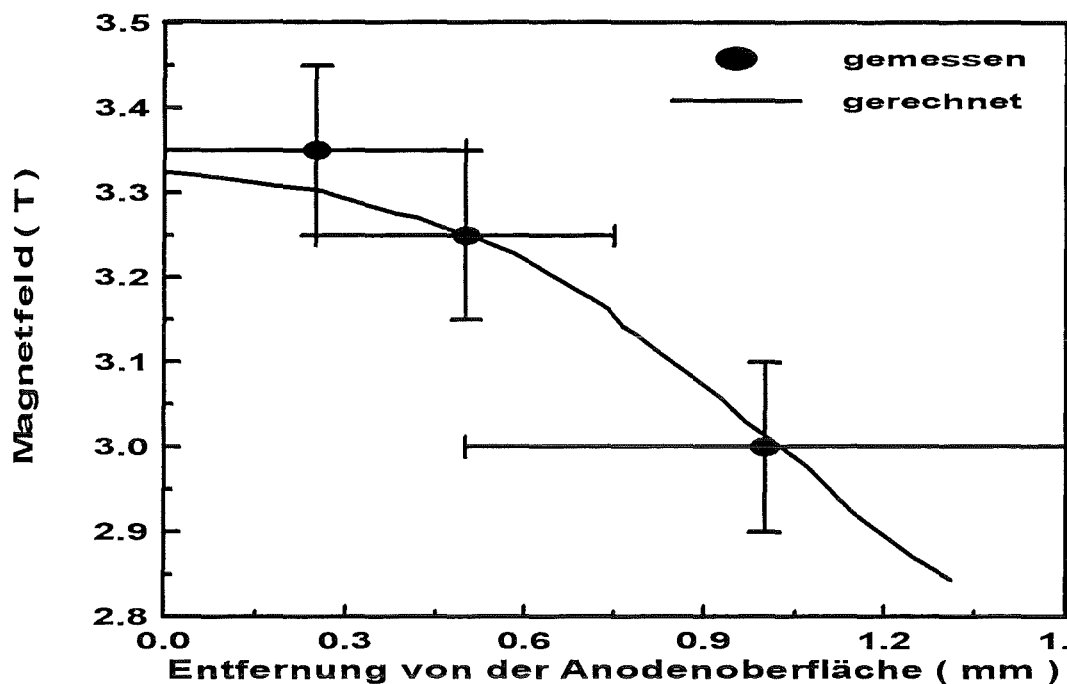


Abb.5.8 : Das Magnetfeld in Abhängigkeit von der Entfernung von der Anodenoberfläche.
Gemessen wurde 20 ns nach dem Beginn der Diodenspannung.

Mehr als 20 ns nach Beginn der Diodenspannung nimmt die Intensität der CIII 4647,4 Å Spektrallinie ab, zugleich wächst die Lichtintensität des Kontinuums in diesem spektralen Bereich an. Dies ist auf die erhöhte Plasmatemperatur und die Ionisierung der CIII-Ionen zu höheren Ionisationszuständen zurückzuführen. Da zu dieser Zeit die Lichtintensität von CIII 4647,4 Å auf dem Hintergrund des Kontinuums nicht gut erkennbar ist, ist das Linienprofil von CIII 4647,4 Å für die Auswertung des Magnetfelds nicht geeignet. Für die späteren Zeiten wurde deswegen die Spektrallinie von CIV 5801,3 Å zur Messung des Magnetfelds verwendet. Abbildung 5.9 zeigt die gemessenen Linienprofile mit den Ausgleichskurven (durchgezogene Kurven) zu verschiedenen Zeiten (14 ns, 22 ns, 30 ns und 50 ns). Dabei betrug die Entfernung von der Anodenoberfläche 0,25 mm und die spektrale Auflösung 0,55 Å. Wird das Linienprofil bei 14 ns mit dem bei 22 ns verglichen, sieht man deutlich, daß das Magnetfeld in das Anodenplasma eindringt.

Der zeitliche Verlauf des ermittelten Magnetfelds ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Bei 20 ns stimmen die aus den Linienprofilen von CIII 4647,4 Å und

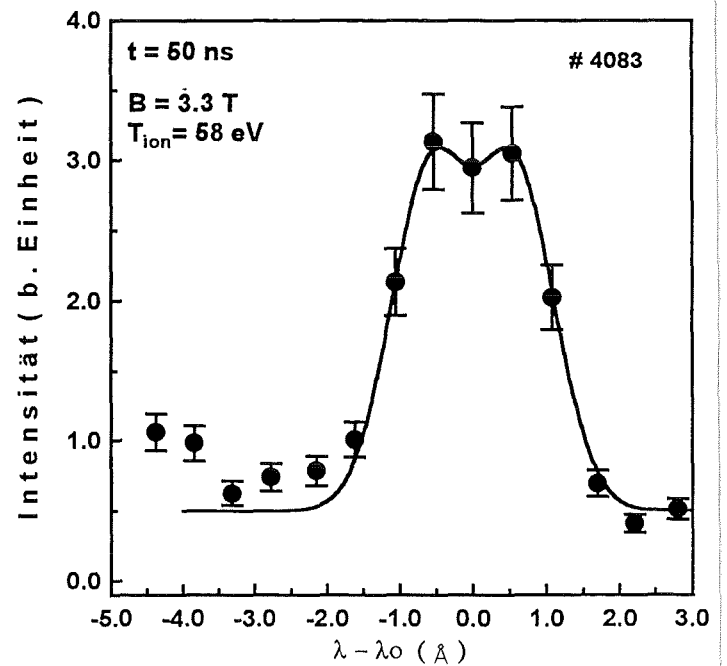
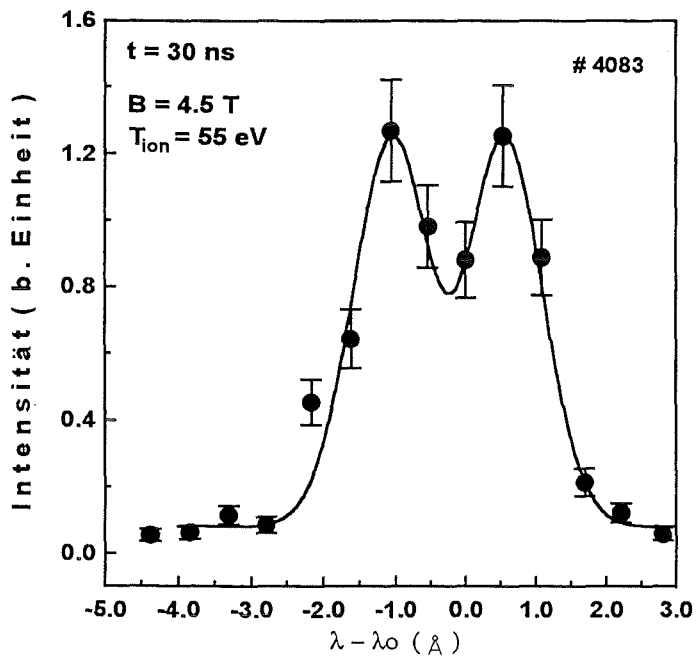
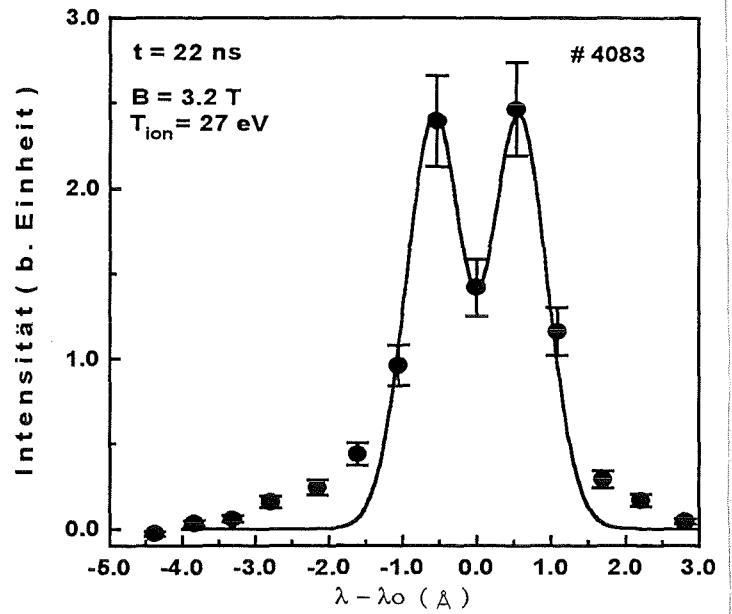
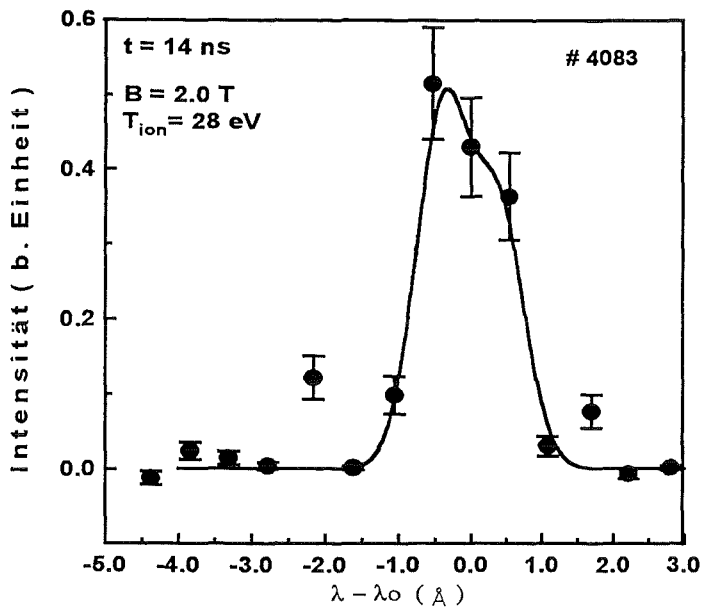


Abb. 5.9 : Die Linienprofile von CIV 5801,3 Å für verschiedene Zeiten Gemessen wurde in einer Entfernung von 0,25 mm von der Anodenoberfläche. Die durchgezogenen Kurven sind die Ausgleichskurven, und die Punkte mit den Fehler-Balken sind die gemessenen Werte. Die Zeit der Messungen t ist auf den Beginn der Diodespannung ($t=0$) bezogen.

CIV 5801,3 Å ermittelten Werte des Magnetfelds innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Aber zu späteren Zeiten sind die gemessenen Werte des Magnetfelds immer höher als die berechneten. Daraus ist ersichtlich, daß das Magnetfeld an der Anodenseite während des Spannungsimpulses im Beschleunigungspalt schnell anwächst. Eine Ursache für das Anwachsen des Magnetfelds liegt in der $E \times B$ -Bewegung der Elektronen, die die virtuellen Kathode im Beschleunigungspalt bilden und der damit verbundenen Kompression des Magnetfelds, d.h. das durch die $E \times B$ -Bewegung der Elektronen induzierte Eigenmagnetfeld verstärkt das gesamte Magnetfeld an der Anodenseite und verringert es an der Kathodenseite. Die zeitliche Änderung des Magnetfelds kann durch ein fundamentales Theorem über das Kräftegleichgewicht im Beschleunigungspalt beschrieben werden[5.15].

$$\frac{B_a^2}{2\mu_0} = \frac{B_k^2}{2\mu_0} + J_i \left(\frac{2m_i V}{Ze} \right)^{1/2} \quad (5.17)$$

Hierbei bedeuten

B_a = Das gesamte Magnetfeld an der Anodenseite

B_k = Das gesamte Magnetfeld an der Kathodenseite

J_i = Ionenstromdichte

m_i = Ionenmasse

Z = Ionenladungszahl

V = Diodenspannung

e = elementare Ladung

Dabei wurde der Elektronendruck an der Anodenseite vernachlässigt, und angenommen, daß bei bipolarem raumladungsbegrenztem Stromfluß das elektrische Feld an den Elektroden verschwindet.

Wenn die Änderung des Magnetfelds auf der Kathodenseite klein ist, sollte der zeitliche Verlauf des Magnetfelds an der Anode ungefähr dem zeitlichen Verlauf der Ionenstromdichte folgen. Wird der mit einem Shunt gemessene Gesamtionenstrom zur Berechnung der Ionenstromdichte verwendet, so ergibt sich der in Abbildung 5.11 dargestellte Verlauf. Aus detaillierten Messungen der lokalen Ionenstromdichte mit Faraday-Bechern ist jedoch bekannt, daß nach ca. 30-40 ns eine Abweichung zwischen dem elektrisch gemessenen und dem mit Faraday-Bechern gemessenen Signal eintritt[5.16]. Dieser Unterschied wird auf eine parasitäre Last, deren Ursachen noch nicht genau bekannt sind, zurückgeführt[5.17]. Es ist daher anzunehmen, daß die Abnahme des Magnetfelds im Plasma nach ca. 35-40 ns mit der Abnahme der Ionenstromdichte korreliert.

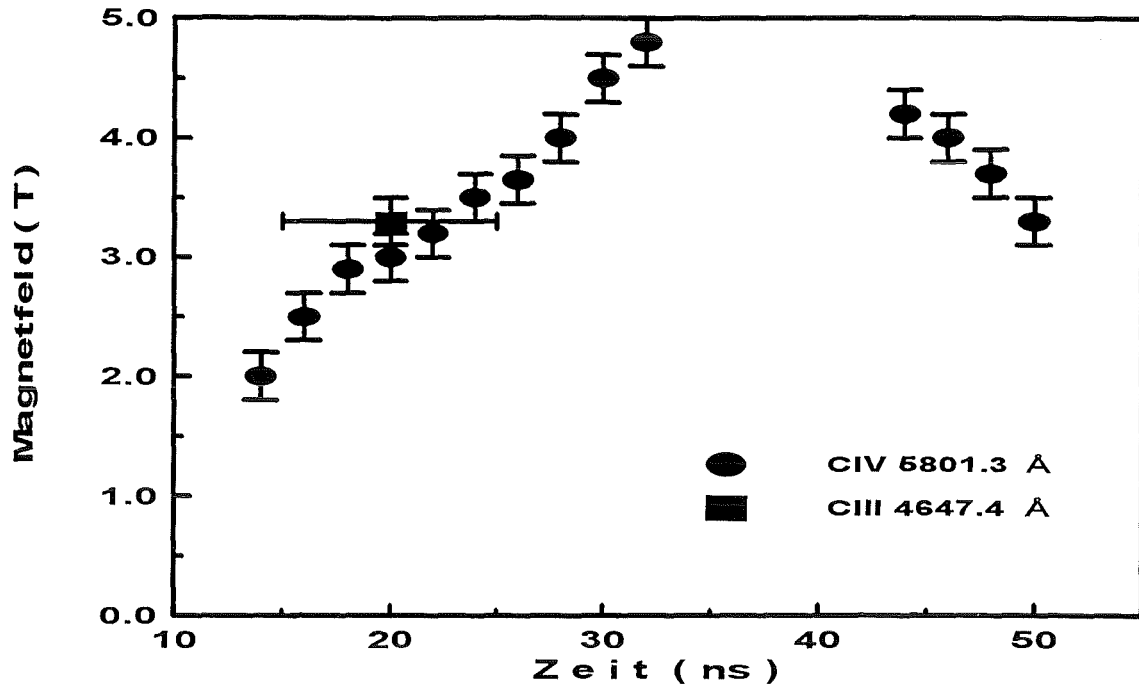


Abb.5.10 : Das Magnetfeld im Anodenplasma in Abhängigkeit von der Zeit. Gemessen wurde in einer Entfernung von 0,25 mm von der Anodenoberfläche. Die Zeitskala ist auf den Beginn der Diodenspannung (t=0) bezogen.

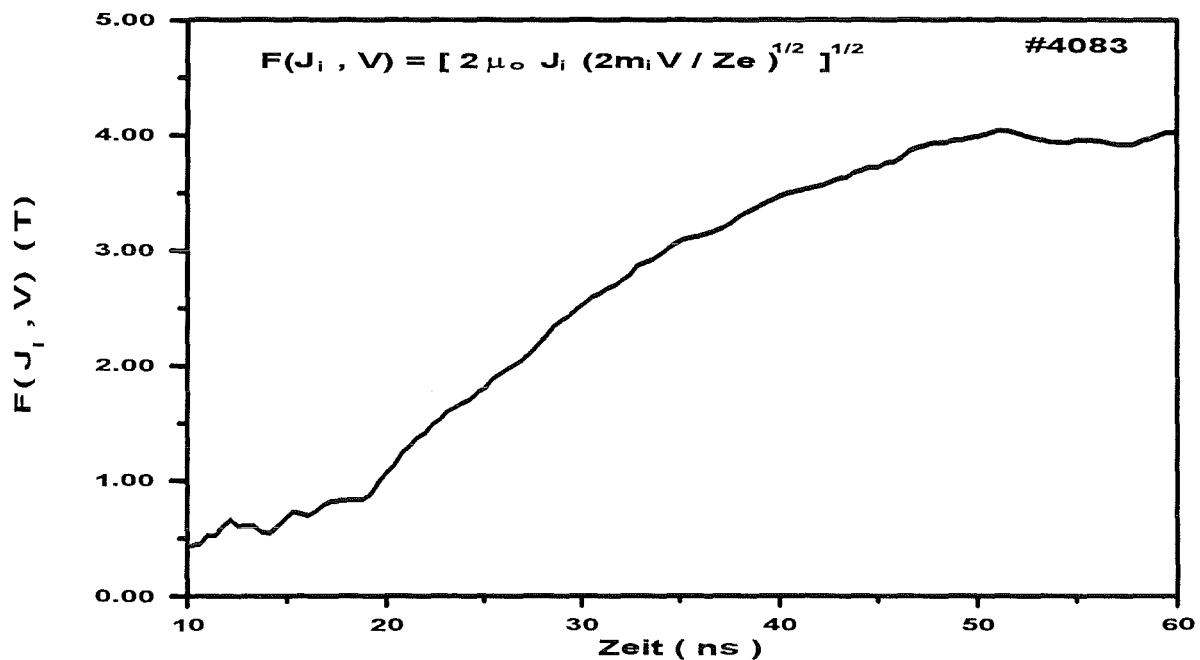


Abb. 5.11 : Der zeitliche Verlauf des von Ionenströmen induzierten Magnetfelds nach der Glg.(5.17) Die Zeitskala ist auf den Beginn der Diodenspannung (t=0) bezogen.

5.5. Auswirkungen der Magnetfeldpenetration auf das Betriebsverhalten der Diode

Bei dem hier untersuchten Anodenplasma muß man unter dem Eindringen des Magnetfelds sein Wieder-Eindringen verstehen, da das Isolationsmagnetfeld in der desorbierten Gasschicht an der Anodenoberfläche schon vor der Entstehung des Anodenplasmas existierte. Daher muß man im gesamten Ablauf auch das Verdrängen des Magnetfelds berücksichtigen. In Abbildung 5.12 ist der Vorgang des Wieder-Eindringens des Magnetfelds in das Anodenplasma schematisch dargestellt. Vor Erzeugung des Anodenplasmas existiert das Magnetfeld in der desorbierten Gasschicht an der Anodenoberfläche. In der Anfangsphase der Plasmaerzeugung sind die Plasmatemperatur und damit die elektrische Leitfähigkeit ($\sigma \propto T_e^{3/2}$) und die Dichte vermutlich so hoch (über 20 eV) [1.19], daß das Anodenplasma so schnell expandiert, daß das Magnetfeld im Plasma eingefroren bleibt und zusammen mit dem Plasma verschoben wird. Durch die Expansion nehmen sowohl die Plasmadichte als auch die Plasmatemperatur schnell ab und die Expansionsgeschwindigkeit wird kleiner. Zu diesem Zeitpunkt kann das Magnetfeld wieder in das Anodenplasma eindringen.

In Abbildung 5.13 ist der zeitliche Verlauf der Linienprofile von CIV 5801,3 Å dargestellt. 12 ns nach Beginn der Diodenspannung ist eine Aufspaltung der Linie noch nicht erkennbar. Das bedeutet, daß das Anodenplasma nahezu magnetfeldfrei ist. Mit zunehmender Zeit nimmt die Aufspaltung der Linie deutlich zu. Daraus ist ersichtlich, daß am Anfang der Entstehung des Anodenplasmas das Magnetfeld verdrängt wird und nach einiger Zeit wieder in das Anodenplasma eindringt.

Aus diesem Eindringen des Magnetfelds in das Anodenplasma können sich verschiedene Konsequenzen ergeben. z.B. kann die Dynamik der Diodenimpedanz verändert oder ein Kollaps der Elektronenschicht herbeigeführt oder das Anodenplasma zusätzlich geheizt werden.

5.5.1. Dynamik der Diodenimpedanz

Abbildung 5.14 zeigt charakteristische Kurven der Diodenimpedanz, die nach dem Diodenmodell von Desjarlais[5.18] berechnet wurden. Die Diodenimpedanz wird durch eine Schar von Kurven mit dem Parameter δ dargestellt, der das Verhältnis der Dicke der expandierten Anodenplasmaschicht zum ursprünglichen Diodenspalt beschreibt. Bei der Berechnung der Impedanzcharakteristiken wurde vollständiges Eindringen des Magnetfelds in das Plasma angenommen.

Die geraden Linien entsprechen den Lastgeraden des Generators, die sich abhängig von der Zeit mit der Impulsspannung verschieben. Durch den Schnittpunkt zwischen den Lastgeraden und den Kurven der Diodenimpedanz wird der jeweilige Arbeitspunkt der Diode bestimmt. Dieser Arbeitspunkt verschiebt sich mit zunehmender Plasmadicke entlang der Lastgerade nach unten. Daraus ergibt

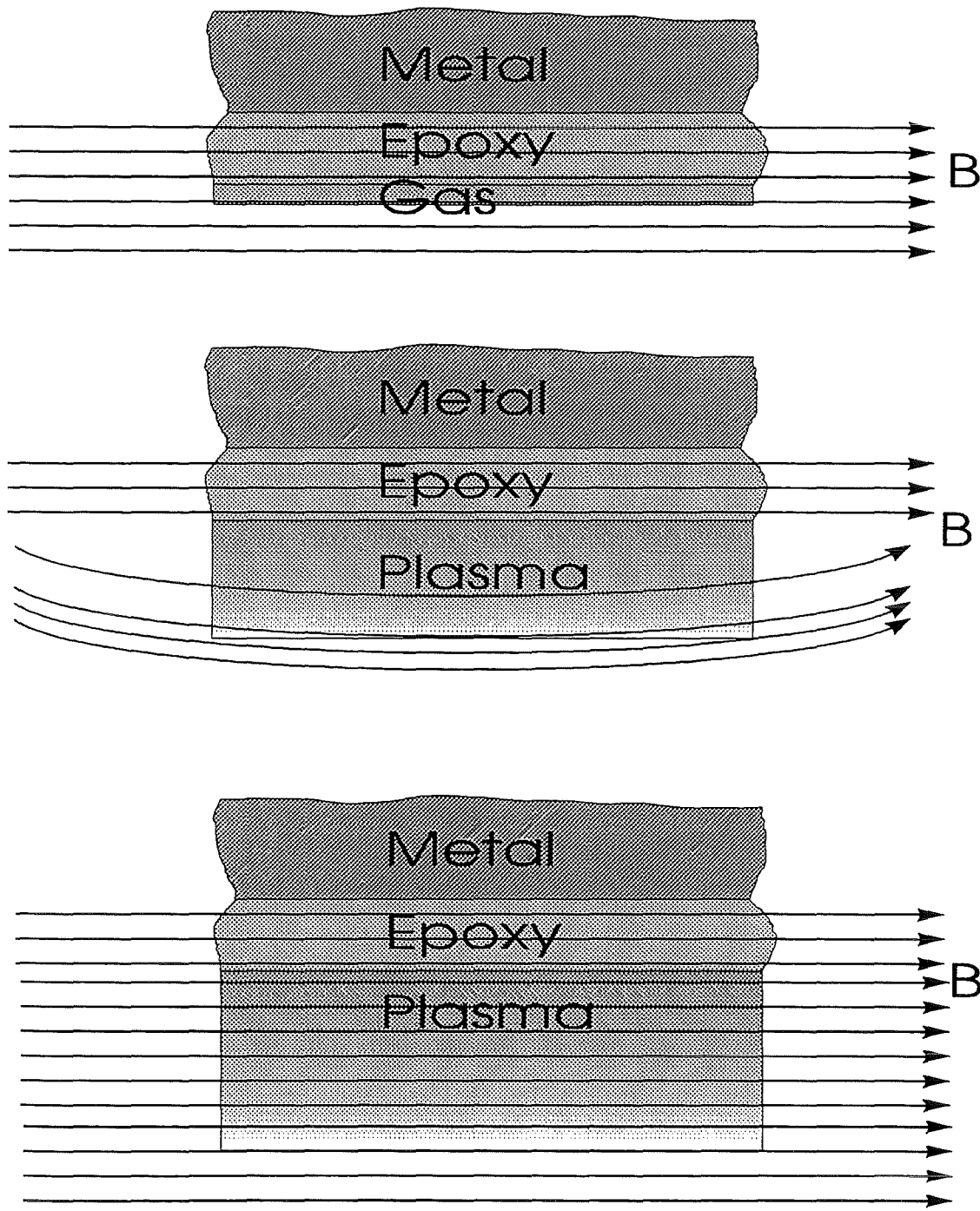


Abb. 5.12. : Der Vorgang des Wieder-Eindringens des Magnetfelds in das Anodenplasma

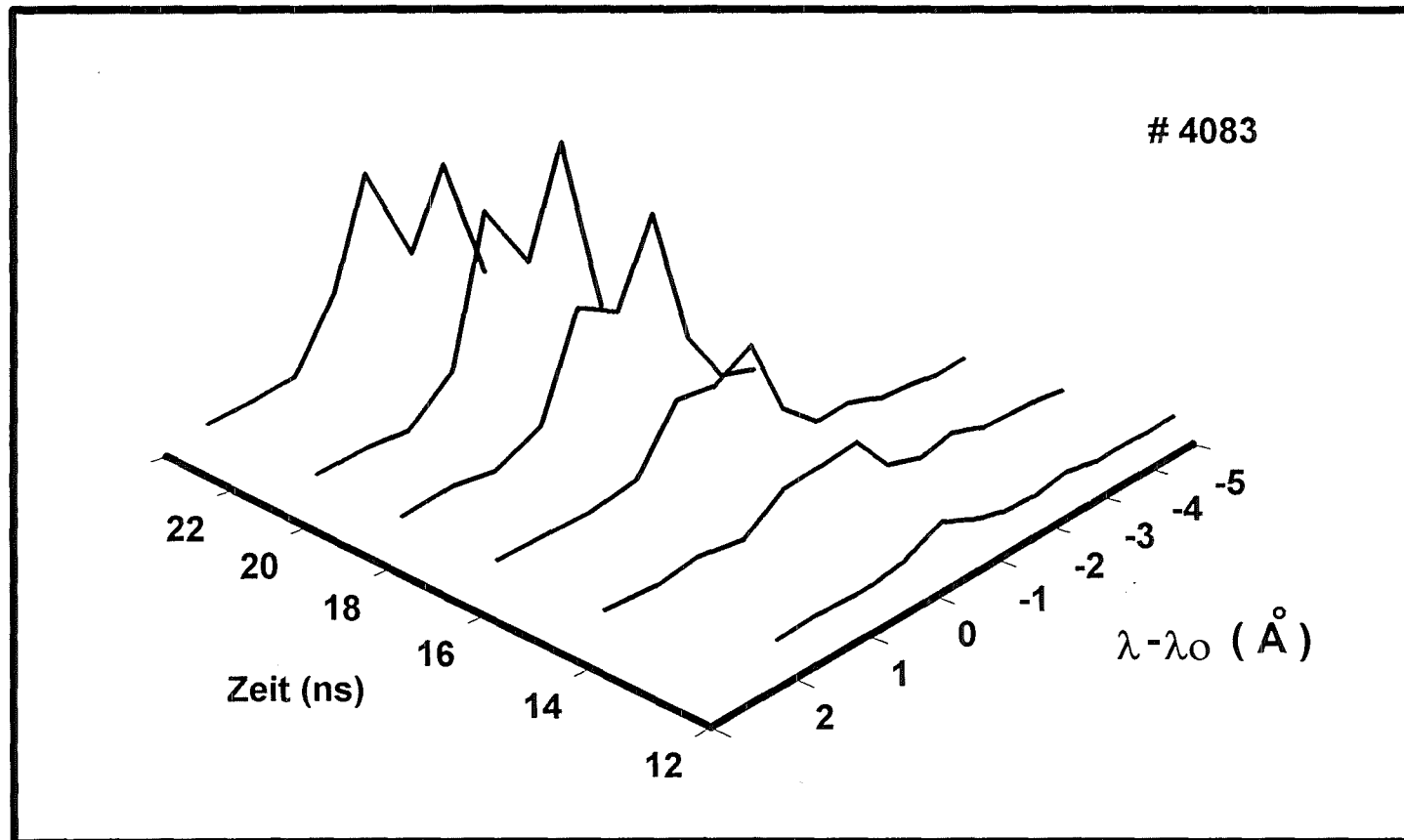


Abb. 5.13. : Zeitlicher Verlauf des Linienprofils von CIV 5801,3 Å

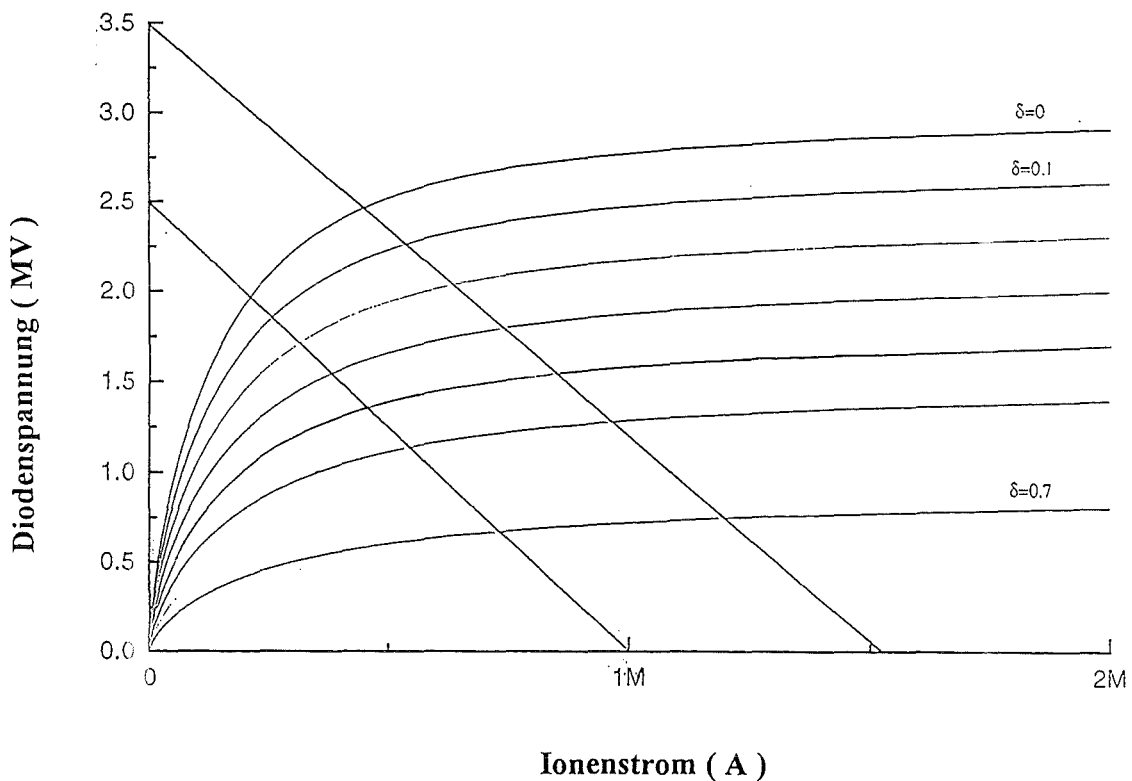


Abb. : 5.14. Charakteristische Kurven der Diodenimpedanz

δ = Verhältnis der Dicke des expandierenden Anodenplasmas zum ursprünglichen Diodenspalt

sich eine wesentliche Abnahme der Betriebsspannung der Diode, durch die die Ionen beschleunigt werden. In bestimmten Diodenkonfigurationen kann dies ein wesentlicher Beitrag zur Impedanzabnahme sein.

5.5.2. Kollaps der Elektronenschicht

Eine Situation, in der sich nach der Expansion des Anodenplasmas die Elektronenschicht zur Anode verschiebt, ist in Abbildung 5.15 schematisch dargestellt. Wird die virtuelle Kathode als eine unendlich dünne Elektronenschicht angenommen, kann aus dem Kräftegleichgewicht ihre Position im Diodenspalt durch folgenden Ausdruck beschrieben werden[5.19]:

$$\frac{B_a^2}{2\mu_0} - \frac{\epsilon_0 E_a^2}{2} = \frac{B_k^2}{2\mu_0} \quad (5.18)$$

Dabei bedeuten:

B_a : mittleres Magnetfeld im Diodenspalt

B_k : mittleres Magnetfeld zwischen der Kathode und dem Driftraum

E_a : Feldstärke im Diodenspalt

ϵ_0 : dielektrische Konstante des Vakuums

μ_0 : magnetische Permeabilitätskonstante des Vakuums

Der Effekt des Ionenstroms wird bei dieser Betrachtung nicht berücksichtigt.

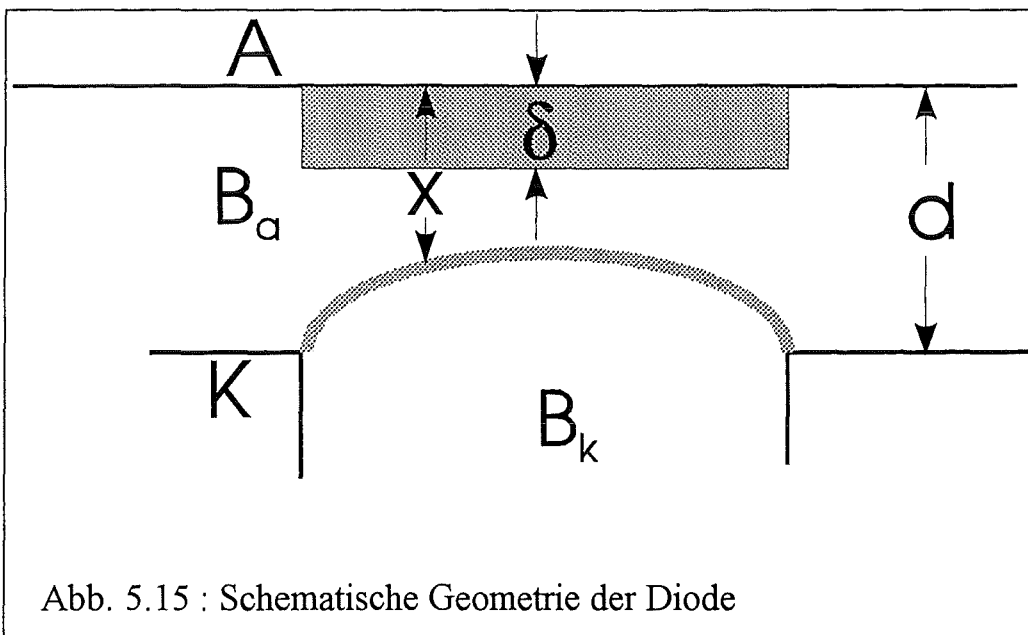


Abb. 5.15 : Schematische Geometrie der Diode

Während der magnetische Druck umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands zwischen der Elektronenschicht und der Anode ist ($B_a^2 \propto 1/x^2$), nimmt der elektrostatische Druck umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands zwischen der Elektronenschicht und der Plasmafront zu ($E_a^2 \propto 1/(x-\delta)^2$). Wenn $B_k^2 \ll B_a^2$, ist die Stabilität der Elektronenschicht unmöglich, da die elektrostatische Kraft schneller als die magnetische Kraft anwächst. Die notwendige Bedingung für das Anwachsen der Instabilität der Elektronenschicht, d.h. die Anwachsrate $\gamma > 0$, lautet [5.19]

$$\delta > d \left(\frac{x}{d} \right)^3 \quad (5.19)$$

Dabei bedeuten :

δ : Dicke des expandierten Anodenplasmas

x : Abstand zwischen der Elektronenschicht und der Anode

d : Abstand zwischen der Kathodenkante und der Anode

Für eine typische Dicke des Anodenplasmas von $\delta = 0,5$ mm und für einen Diodenspalt von $d = 8,5$ mm muß $x < 3,3$ mm werden.

5.5.3. Anodenplasmaheizung

Das eindringende Magnetfeld induziert einen azimuthalen Stromfluß im Anodenplasma. Aus dem Ampere'schen Gesetz kann dieser Strom j_s abgeleitet werden:

$$j_s = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial x} \quad (5.20)$$

Um diese Stromdichte für unser Plasma zu berechnen, wurde die Diffusionsgleichung für die magnetische Induktion (Gleichung 5.1) gelöst, unter der Annahme, daß das Anodenplasma einen isotropen leitenden Halbraum bildet. Die Gleichung vereinfacht sich dann zu:

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - \sigma \mu \frac{\partial B_z}{\partial t} = 0 \quad (5.21)$$

Die Randbedingungen für diese Gleichung wurden wie folgt angenommen:

$$\begin{aligned} B(0,t) &= B_0 && \text{für } -\infty < t < t_s \\ &= B_{\text{dia}} \sin 2\pi \frac{t}{T} + B_0 && \text{für } t_s < t < \infty \end{aligned} \quad (5.22)$$

Dabei bedeuten:

B_0 : fremdmagnetisches Isolationsfeld

B_{dia} : diamagnetisches Feld der azimuthalen Elektronendrift

T : die Periode

t_s : die Zeit, zu der der Ionenstrom beginnt, d.h. zu diesem Zeitpunkt wächst das diamagnetische Feld : 14 ns nach Beginn der Diodenspannung.

$x=0$: die Position des Plasmarands und in Richtung der Anodenoberfläche

Die resultierenden Lösungen der Diffusionsgleichung lauten[5.20]:

$$B_z(x,t) = B_{\text{dia}} e^{-x/\delta} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{x}{\delta}\right) + B_0 \quad \text{für } t_s < t < \infty \quad (5.23)$$

Aus Gleichung 5.20 und 5.23 ergibt sich die induzierte Stromdichte :

$$j_s = \sqrt{2} \frac{B_{\text{dia}}}{\mu_0 \delta} e^{-\frac{x}{\delta}} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{x}{\delta} + \frac{\pi}{4}\right) \quad (5.24)$$

Dabei bedeuten :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} = \text{die klassische Eindringtiefe mit } \omega = \frac{2\pi}{T}$$

Durch einen Fit der Gleichung 5.23 an die gemessenen Daten (von 14 ns bis zu 30 ns in der Abb.5.10) wurden $B_{\text{dia}} = 3 \text{ T}$ und $T = 100 \text{ ns}$ bestimmt, unter der Annahme, daß die Plasmadicke 0,5 mm betrug und daß daher die Sichtlinie bei $x=0,25 \text{ mm}$ genügend weit vom Plasmarand ($x=0$) entfernt war. Dabei ergab sich eine Schwierigkeit dadurch, daß die Eindringtiefe einerseits von der Leitfähigkeit des Plasmas abhängt, daß aber andererseits die Leitfähigkeit durch die Stromdichte mitbestimmt wird. Eine untere Abschätzung der Stromdichte läßt sich jedoch dadurch gewinnen, daß man in den Gleichungen für die Plasmaleitfähigkeit (Glg.5.3) die anormale Stoßfrequenz bei Sättigung der Instabilität einsetzt. Diese Stoßfrequenz ist für die wichtigsten Strominstabilitäten im Anodenplasma ungefähr gleich der Ionenplasmafrequenz ω_{pi} [1.6]. Mit Hilfe der Gleichung 5.3 für die Plasmaleitfähigkeit und unter Verwendung von $\tau_e \approx (\omega_{\text{pi}})^{-1}$ läßt sich der Ausdruck für die Eindringtiefe folgendermaßen umformen:

$$\delta = \frac{c}{\omega_{\text{pe}}} \left(\frac{2\omega_{\text{pi}}}{\omega} \right)^{1/2}, \quad (5.25)$$

wobei ω_{pe} die Elektronenplasmafrequenz ist.

Um die Ohmsche Heizung des Plasmas abschätzen zu können, wurde angenommen, daß die Plasmaleitfähigkeit und daher auch die Eindringtiefe unabhängig von der Zeit und vom Ort im Plasma sind. Für die Heizleistung gilt dann:

$$P = \frac{j_s^2}{\sigma} = \frac{2\pi B_{\text{dia}}^2}{\mu_0 T} e^{-\frac{2x}{\delta}} \sin^2\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{x}{\delta} + \frac{\pi}{4}\right) \quad (5.26)$$

Integriert man Gleichung 5.26 zwischen 14 ns und 30 ns, so erhält man die während des Eindringens des Magnetfelds zugeführte Energie als Funktion der Eindringtiefe, die in Abbildung 5.16 dargestellt ist. Dabei wurde eine anfängliche Elektronentemperatur von $T_e=5 \text{ eV}$ und eine Dichte von $n_e=5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ angenommen.

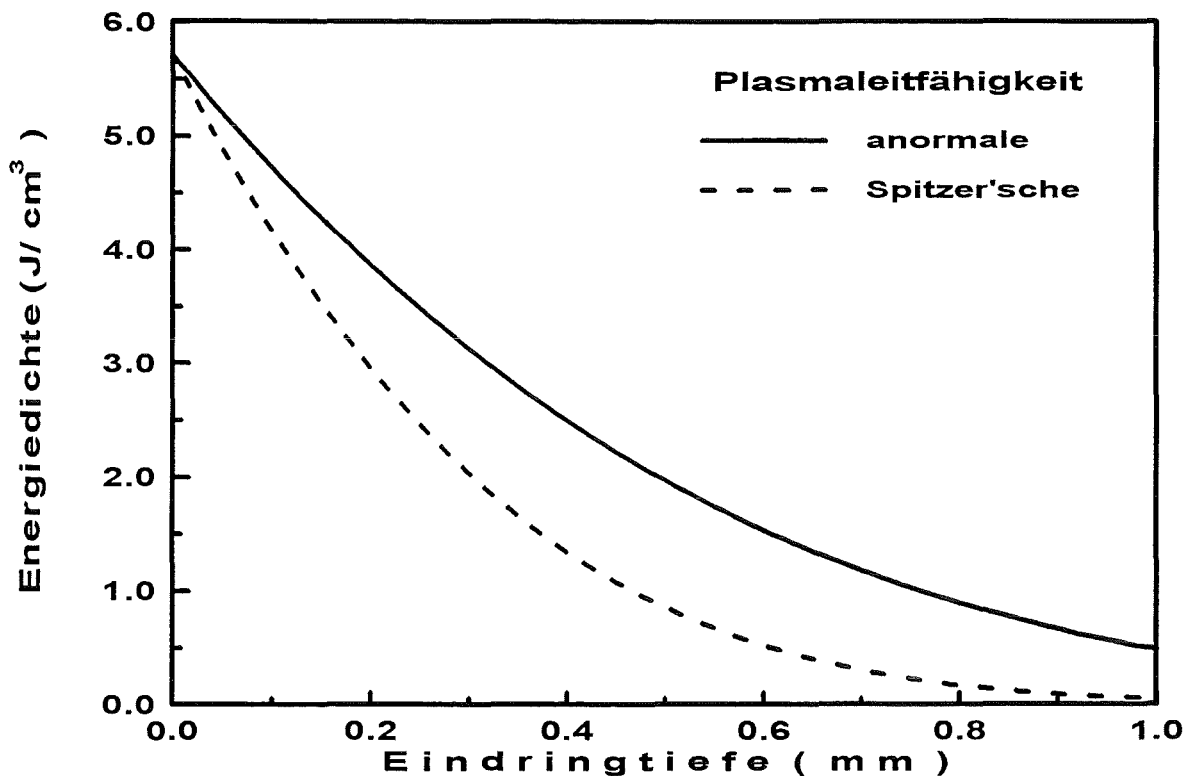


Abb. 5.16 : Berechnete Energiedichte, die während des Eindringens des Magnetfelds in das Anodenplasma abgegeben wird, in Abhängigkeit von der Eindringtiefe

In der Plasmadicke von 0,5 mm beträgt die mittlere Energiedichte $3,6 \text{ J/cm}^3$. Dividiert man diese Energiedichte durch die Plasmateilchendichte, beträgt die Energie pro Teilchen 225 eV/Teilchen , unter der Annahme, daß $n_e \approx n_i$.

Im Vergleich mit der gemessenen Elektronentemperatur ($5 \sim 7 \text{ eV}$) und der Ionentemperatur ($20 \sim 50 \text{ eV}$) liegt diese Energie viel zu hoch. Eine Ursache für den großen Unterschied besteht darin, daß diese hohe Energie überwiegend durch Strahlung, Wärmeleitung und Konvektion zur Anodenoberfläche übertragen wird und daß weiterhin das Substrat erwärmt und verdampft wird [5.21]. Daraus ergibt sich ein großer Neutralteilchenfluß aus dem Substrat in das Anodenplasma. (s. Kapitel 4) Die Entwicklung von verschiedenen Instabilitäten im Anodenplasma führt zu einem weiteren Energieverlust [5.22].

Die sehr globale Abschätzung zeigt jedoch, daß es sehr wahrscheinlich ist, daß durch das eindringende Magnetfeld das Anodenplasma wesentlich mitgeheizt wird. Dadurch wächst die Elektronentemperatur T_e an (s. Kapitel 3.3) und ein dichtes Plasma mit höheren Ionisationszuständen wird erzeugt (s. Kapitel 3.4). Wenn eine große Zahl von Neutralatomen aus dem Substrat in das Plasma freigesetzt wird, kann eine kleine Anzahl von ihnen ohne Ionisierung im Anoden-

plasma an die Front desselben gelangen und nach Ladungsaustausch mit den bereits teilweise beschleunigten Ionen von einem anderen Potential aus beschleunigt werden. Falls die Dichte der Neutralatome vor dem Anodenplasma genügend groß ist, kann eine Varianz in der Energieverteilung der extrahierten Ionen entstehen. In Abbildung 5.17 ist die mit einem magnetischen Energieanalysator gemessene Energieverteilung (Contour-Plot) der Ionen des Strahls dargestellt[5.23]. Die durchgezogene Kurve entspricht der elektrisch gemessenen Beschleunigungsspannung. Die Energieverteilung liegt unterhalb der Beschleunigungsenergie. Vermutlich kann diese niedrigere Energieverteilung auf die durch den oben beschriebenen Ladungsaustausch zurückgeführt werden.

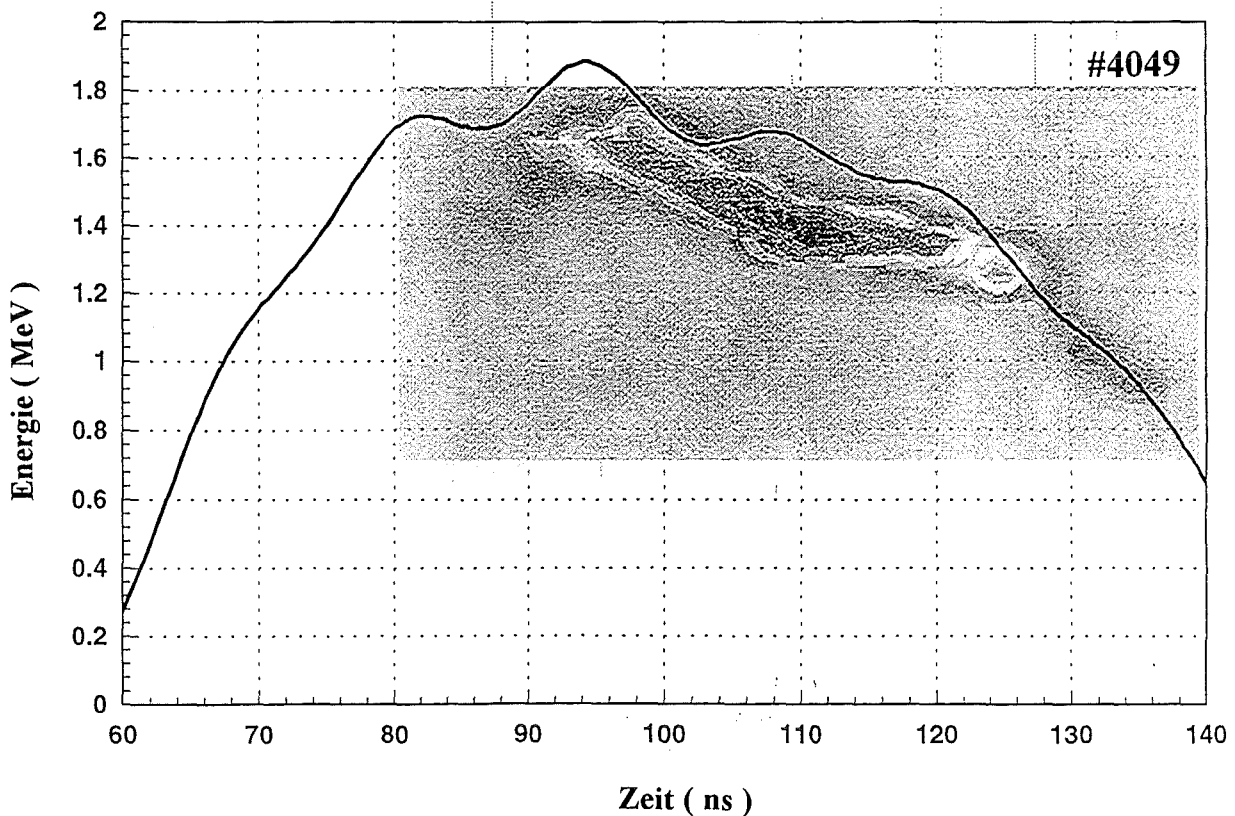
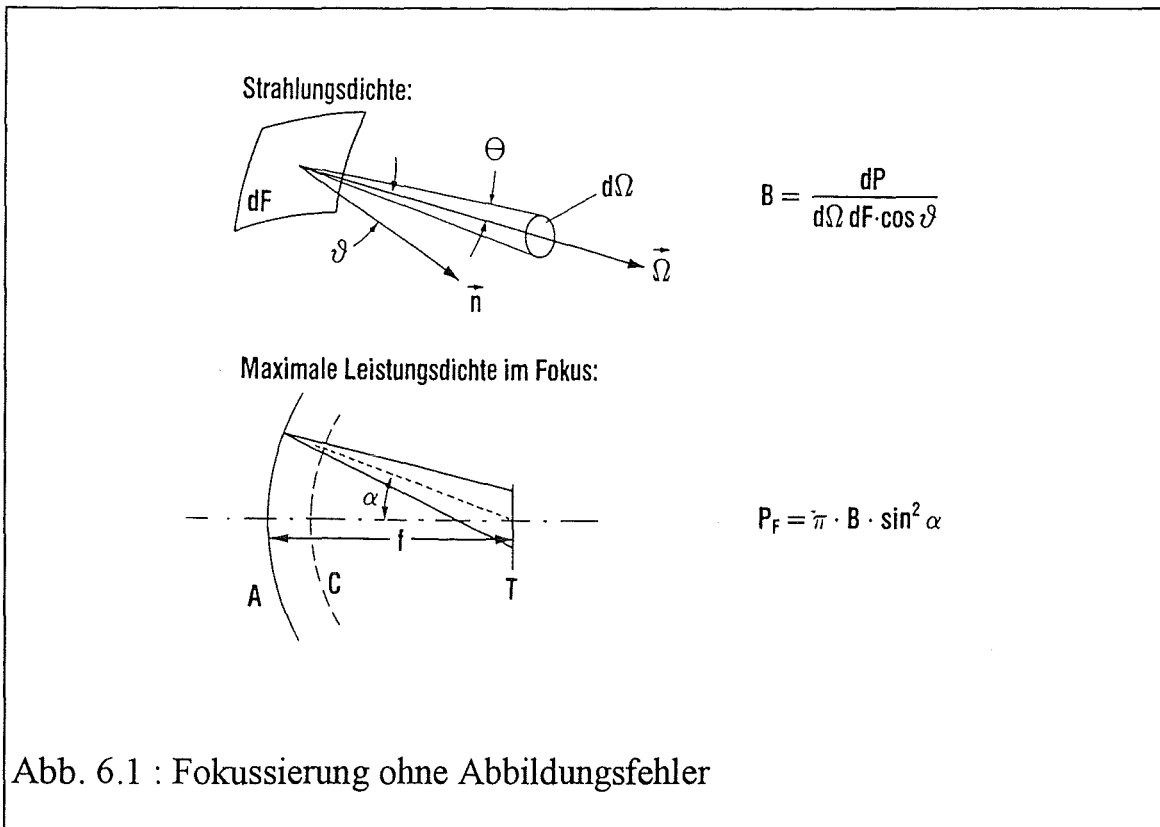


Abb. 5.17 : Energieverteilung der Ionen im extrahierten Strahl (Contour-Plot)

6. Messung der Ionenstrahldivergenz im Diodenspalt

6.1. Einleitung

Ein Maß für die Qualität der in der Diode generierten Ionenstrahlen ist ihre Divergenz am Ort der Kathode. Ihre Größe begrenzt die Fokussierbarkeit und damit die erreichbare Leistungsdichte.



Würden alle Abbildungsfehler des Fokussierungsystems beseitigt, ist die im Fokus erreichbare Leistungsdichte P_F allein durch die Strahlungsdichte B gegeben, die angibt, welche Ionenleistung pro Flächenelement in den Raumwinkel $d\Omega$ emittiert wird.[6.1]:

$$P_F = \pi B \sin^2 \alpha \quad (6.1)$$

wobei α dem bildseitigen Öffnungswinkel entspricht. Dabei ist die Strahlungsdichte durch

$$B = \frac{dP}{d\Omega dF \cos \vartheta} \quad (6.2)$$

definiert mit der Leistung dP , die von einem Flächenelement dF der Diode in das Raumwinkelelement $d\Omega$ unter dem Winkel ϑ zur Normalen von dF emittiert wird. (siehe Abbildung 6.1)

Da bei allen Ionendioden die Emission auf einen schmalen Winkelbereich um die Normale zur Emissionsfläche beschränkt ist, d.h. von jedem Punkt ein schmales Strahlbündel mit dem halben Öffnungswinkel θ ausgeht, kann die Strahlungsdichte wie folgt beschrieben werden:

$$B = \frac{j \times V}{\pi \theta^2} \quad (6.3)$$

Dabei wird die Leistungsdichte in der Diode dP/dF durch $j \times V$ (j = Ionenstromdichte, V = Beschleunigungspotential) ausgedrückt, θ wird als Divergenzwinkel bezeichnet. Nur wenn dieser Divergenzwinkel θ ausreichend kleine Werte besitzt, kann eine hohe Leistungsdichte im Fokus erreicht werden.

Eine weitere Steigerung der Leistungsdichte ist daher nur noch durch Reduktion der Divergenzwinkel möglich. Diese kann jedoch nur gelingen, wenn die Ursachen der Divergenz bekannt sind. Für die Entstehung der Strahldivergenz sind im wesentlichen drei Ursachen verantwortlich: Inhomogenitäten im Anodenplasma, Instabilitäten in der virtuellen Kathode und Streuungen und Instabilitäten im Driftraum[6.2]. Da die letzte Ursache am Ort nach der Diode vorliegt, wird innerhalb der Diode die Größe des Divergenzwinkels hauptsächlich durch die ersten zwei Ursachen beeinflusst.

(1) Inhomogenitäten im Anodenplasma

Da das beschleunigende elektrische Feld immer senkrecht auf der leitenden Plasmaoberfläche steht, kann bei rauher Emissionsoberfläche des Anodenplasmas die anfängliche Beschleunigung in eine von der makroskopischen geometrischen Normalen abweichende Richtung erfolgen.

Bedeckt weiterhin das Anodenplasma die Anodenoberfläche nur lückenhaft, so kann der Ionenstrahl in Form von räumlich mehr oder weniger stark getrennten Substrahlen erzeugt werden. Diese wechselwirken über ihr Magnetfeld miteinander und erzeugen unkontrollierbare Ablenkungen.

(2) Instabilitäten in der virtuellen Kathode

Fluktuationen der Ladungsdichte an den Rändern der Elektronenschicht der virtuellen Kathode können sich gegenseitig verstärken und zu schnell anwachsenden Instabilitäten führen. Ein Ergebnis dieser Instabilitäten sind elektromagnetische Felder transversal zur Hauptbeschleunigungsrichtung, die den Diver-

genzwinkel vergrößern können. Welchen Beitrag diese Fluktuationen zur Gesamtdivergenz liefern, hängt von ihrem Frequenzspektrum ab.

Zu Beginn des Betriebs der Diode bildet sich zunächst die sogenannte Diokotroninstabilität aus[6.3-6.4]. Ihre Ursache sind Scherungskräfte in der Elektronenschicht, die durch unterschiedliche Elektronendriftgeschwindigkeiten in der Schicht entstehen. Diese Instabilität geht in die Sättigung, wenn die Elektronenschicht sich über den gesamten Beschleunigungsspalt der Diode ausgebreitet hat. Die Auswirkung der Diokotroninstabilität auf die Ionenstrahldivergenz ist jedoch relativ gering, denn ihre beherrschende Frequenz ν liegt viel höher als die reziproke Ionen transitzeit τ_i ($\nu \tau_i \gg 1$) [6.5].

Ein anderer Typ von Instabilität tritt auf, wenn ein Ionenstrahl die Elektronenschicht senkrecht durchströmt. Diese Instabilität wird Ionen-Mode genannt[6.6], ist jedoch noch nicht vollständig analysiert[6.7]. Erst nachdem die Diokotroninstabilität infolge Sättigung verschwindet, gewinnt die Ionen-Mode an Bedeutung. Ihre Frequenz ist entweder kleiner oder gleich der reziproken Ionen transitzeit ($\nu \tau_i \leq 1$) und ihre Beiträge zur Ionenstrahldivergenz sind daher groß[6.8].

Mit Hilfe von Computer-Simulationen wurde zwar bei der Identifizierung der Ursachen der Strahldivergenz im Diodenspalt wesentliche Fortschritte erzielt [6.9], wegen der enorm hohen Rechenzeiten jedoch bisher nur für stark idealisierte physikalische Modelle und Geometrien. So enthalten die Computer-Modelle z.B. keine Elektrodenplasma. Daher gewinnt die experimentelle Bestimmung der Strahldivergenz an Bedeutung. Aber da bisher Messungen der Strahldivergenz[6.2,6.10] nur außerhalb des Diodenraums durchgeführt wurden, konnten die Effekte, die sich innerhalb der Diode ereignen, nicht unterschieden werden. Durch spektroskopische Messungen der transversalen Geschwindigkeit an im Diodenspalt beschleunigten Ionen kann das Wachstum der Strahldivergenz im Diodenspalt orts- und zeitaufgelöst bestimmt werden. Die transversalen Geschwindigkeiten der Ionen können aus den Messungen der Doppler-Verbreiterung der Ionenlinien ermittelt werden [6.11].

6.2. Meßprinzip und Auswahl der Spektrallinien

Die Emissionslinie eines sich bewegenden Atoms oder Ions wird durch den Doppler-Effekt immer verschoben, und zwar wird beim sich entfernenden Atom oder Ion eine Rot-Verschiebung, beim herannahenden eine Blau-Verschiebung beobachtet. Da beim Experiment das Emissionslicht entlang der Sichtlinie integriert gemessen wird, erhält man eine Verteilung der Wellenlängenverschiebung, die der transversalen Geschwindigkeitsverteilung entspricht. Daraus ergibt sich ein durch den Doppler-Effekt verbreitertes Linienprofil. Das Meßprinzip der Strahldivergenz ist in Abbildung 6.2 schematisch dargestellt.

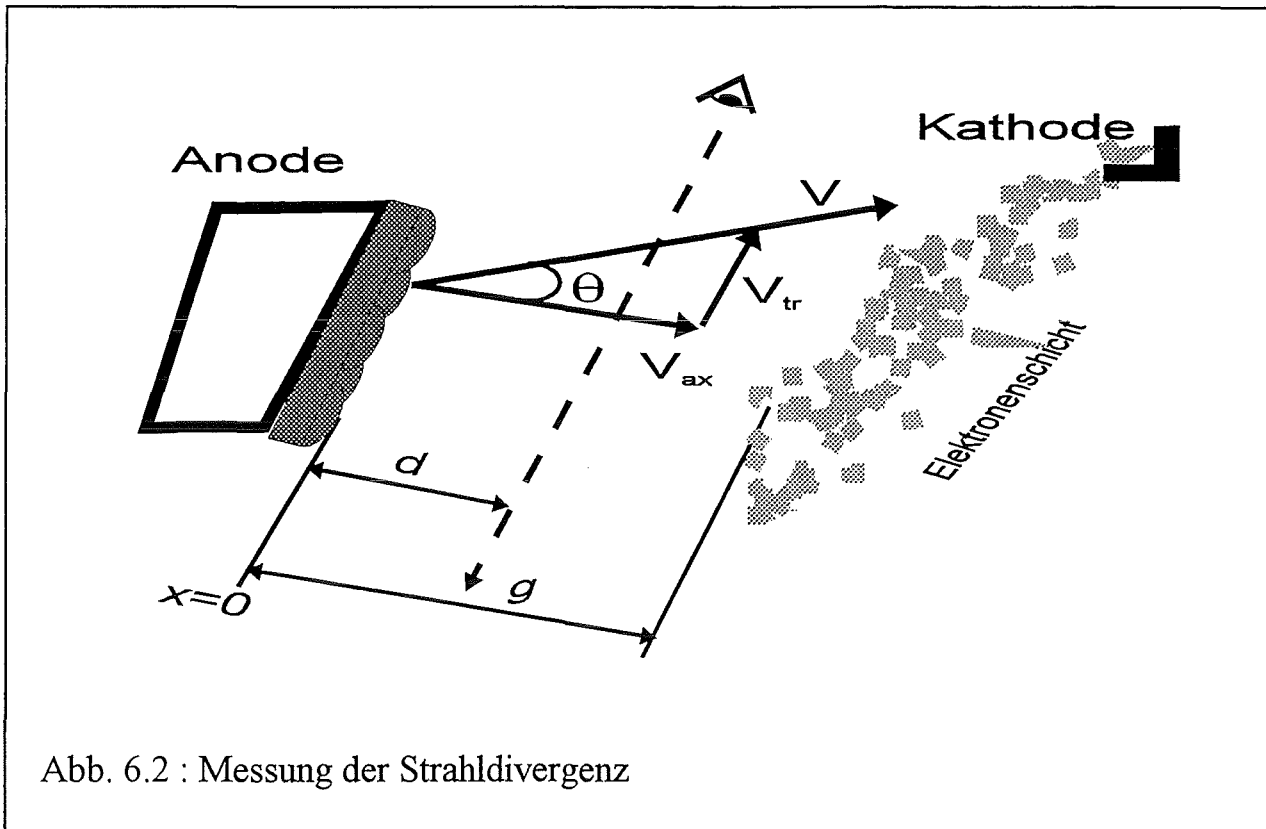


Abb. 6.2 : Messung der Strahldivergenz

Der Divergenzwinkel $\theta(x,t)$ an einem Ort des Diodenspaltes und zu einer bestimmten Zeit kann aus dem Verhältnis der transversalen Geschwindigkeit $v_{tr}(x,t)$ zur axialen Geschwindigkeit $v_{ax}(x,t)$ gewonnen werden:

$$\theta(x,t) = \tan^{-1}\left(\frac{v_{tr}(x,t)}{v_{ax}(x,t)}\right) \approx \frac{v_{tr}(x,t)}{v_{ax}(x,t)} \quad (6.4)$$

Die transversale Geschwindigkeit $v_{tr}(x,t)$ wird mit Hilfe der gemessenen Linienbreite $\Delta\lambda(x,t)$ bestimmt, so daß

$$v_{tr} = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (6.5)$$

Dabei bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit und λ_0 die ursprüngliche Wellenlänge der gemessenen Linie.

Befindet sich das elektrische Potential $\phi(x,t)$ im Diodenspalt zwischen dem Plasmarand und der virtuellen Kathode, und treten die Ionen mit einer Anfangsgeschwindigkeit v_0 in die Randschicht des Anodenplasmas ein, folgt aus dem Energiesatz die axiale Geschwindigkeit v_{ax} :

$$v_{ax} = \left[v_0^2 + \frac{2Ze}{M_i} (V_d - \phi(x,t)) \right]^{1/2} \quad (6.6)$$

Hierbei bedeuten Z , e , und M_i Ladungszahl, elementare Ladung bzw. Ionenmasse und V_d die an der Diode anliegende Beschleunigungsspannung. Nach dem Child-Langmuirschen Gesetz variiert das elektrische Feld innerhalb der Beschleunigungsstrecke wie[6.2]

$$E_x = -\frac{d\Phi}{dx} = \frac{4 V_d x^{1/3}}{3 g^{4/3}} \quad (6.7)$$

mit $\Phi = -(V_d - \phi)$.

Dabei ist g der effektive Diodenspalt, d.h. der effektive Abstand zwischen dem Plasmarand und der virtuellen Kathode. Falls der effektive Diodenspalt g bekannt wäre, könnte aus der Gleichung 6.7 das Potential $\phi(x,t)$ im Beschleunigungsspalt berechnet werden:

$$\phi(x,t) = V_d \left[1 - \left(\frac{x}{g} \right)^{4/3} \right] \quad (6.8)$$

Hier wurde $\phi(0)=V_d$ angenommen.

In der Tat ist jedoch die Berechnung des effektiven Diodenspalts unmöglich, weil der Mechanismus der Ausbildung und der Dynamik der virtuellen Kathode noch nicht vollständig verstanden ist.

Der effektive Diodenspalt g kann jedoch aus der Child-Langmuir'schen Formel für die raumladungsbegrenzte Ionenstromdichte(Glg.1.1) abgeschätzt werden:

$$g = \left[54.4 \varepsilon \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2} \frac{V_d^{3/2}}{J_i} \right]^{1/2} \text{ (cm)} \quad (6.9)$$

Dabei bedeuten:

V_d : Diodenspannung (MV)

J_i : Ionenstromdichte (A/cm²)

ε : Verstärkungsfaktor = 5.55[5.18]

Z : Ladungszahl der Ionen

A : Atomzahl der Ionen

Zum Beispiel : Bei der maximalen Diodenleistung beträgt die Diodenspannung $V_d=1,7$ MV und der gesamte Ionenstrom $I_i=0,5$ MA. Mit der effektiven Anodenoberfläche von 120 cm² ergibt sich die mittlere Stromdichte zu $J_i=4,2$ kA/cm². Damit erhält man einen effektiven Diodenspalt von $g = \sim 4$ mm. Aber der so abgeschätzte Wert sollte bei der weiteren Auswertung mit der nötigen Vorsicht benutzt werden.

Die zur Bestimmung des Divergenzwinkels gemessene Linienbreite kann durch verschiedene Effekte überlagert werden. Hierzu gehören die Ablenkung des Ionenstrahls durch das vom Ionenstrahl selbst erzeugte Magnetfeld und die Linienaufspaltungen durch Zeeman- und Starkeffekt.

Der Ionenstrom erzeugt ein Eigenmagnetfeld in azimuthaler Richtung. Durch die Wechselwirkung zwischen dem Eigenmagnetfeld und den sich bewegenden Ionen (Lorentzkraft) entsteht eine transversale Geschwindigkeit in Richtung zur inneren Stromachse. Bei unserer Diode fließt der Ionenstrom in einer Ringscheibe. Die Ionen können als Einzelteilchen beschrieben werden. Abbildung 6.3 zeigt das berechnete Eigenmagnetfeld eines Ionenstroms von $0,5$ MA bei einer Entfernung von 3 mm von der Anodenoberfläche entlang der Sichtlinie durch den Ionenstrahl. Der Null-Punkt der x-Achse entspricht dem äußeren Rand des Ionenstrahls. Auf der rechten Ordinate ist die Größe der Dopplerverschiebung eingetragen, die durch das auf der linken Ordinate dargestellte Eigenmagnetfeld entsteht. Das maximale Eigenmagnetfeld am äußeren Rand des Ionenstrahls beträgt ca. $1,2$ T, woraus sich eine Doppler-Verschiebung von $0,45$ Å ergibt. Die resultierende Verschiebung und Veränderung des Linienprofils ergibt sich durch Integration der gewichteten ortsabhängigen Verschiebungen entlang der Sichtlinie. Zum Vergleich sind zwei gerechnete Linienprofile in Abbildung 6.4 gezeigt. Hierbei wurde angenommen, daß die Spektrallinie durch einen Divergenzwinkel von 17 mrad, der für Protonenstrahlen an KALIF gemessen wurde[6.14], verbreitert wird. Das Linienprofil ohne Berücksichtigung der Ablenkung des Ionenstrahls wurde durch die durchgezogene Kurve dargestellt. Die andere Kurve entspricht dem Linienprofil unter Berücksichtigung der magnetischen Strahlablenkung entlang der Sichtlinie. Hier wurde angenommen, daß sich die emittierenden Ionen entlang der Sichtlinie homogen verteilen. Das resultierende Linienprofil unterscheidet sich vom ursprünglichen nur durch eine Verschiebung. Diese Verschiebung entspricht dem mittleren Wert der entlang der Sichtlinie vorhandenen Doppler-Verschiebungen, die wegen der Strahlablenkung entstehen. Daraus ist ersichtlich, daß die Strahlablenkung durch das Eigenmagnetfeld die Linienprofile für die Bestimmung der Strahldivergenz nicht stört, solange sich die emittierenden Ionen im Ionenstrahl homogen verteilen.

Die Linienprofile können jedoch durch den Zeeman-Effekt stark beeinflußt werden. In Tabelle 6.1 sind die Wellenlängenabstände der größten Komponenten der Zeemanaufspaltung für verschiedene Kohlenstoffionen aufgelistet, die zur

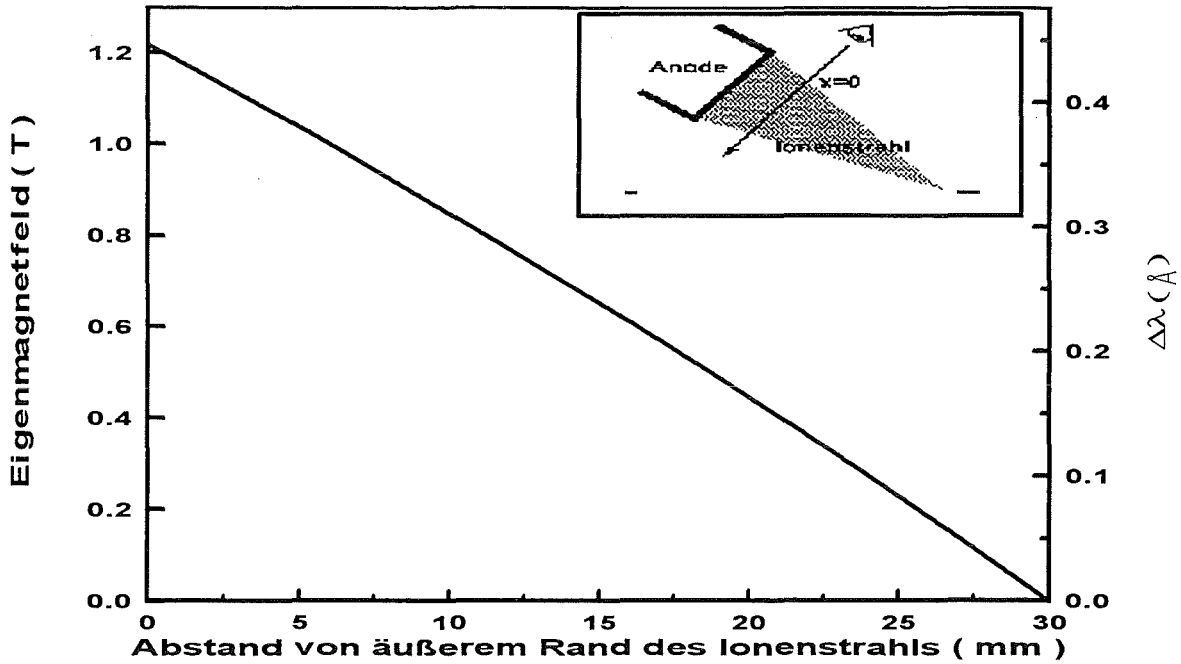


Abb. 6.3 : Berechnetes Eigenmagnetfeld eines Ionenstroms von 0,5 MA bei einer Entfernung von 3 mm vor der Anodenoberfläche entlang der Sichtlinie durch den Ionenstrahl
 Der Null-Punkt der x-Achse entspricht dem äußeren Rand des Ionenstrahls. Die rechte y-Achse zeigt die der Größe des Eigenmagnetfeldes entsprechende Dopplerverschiebung.

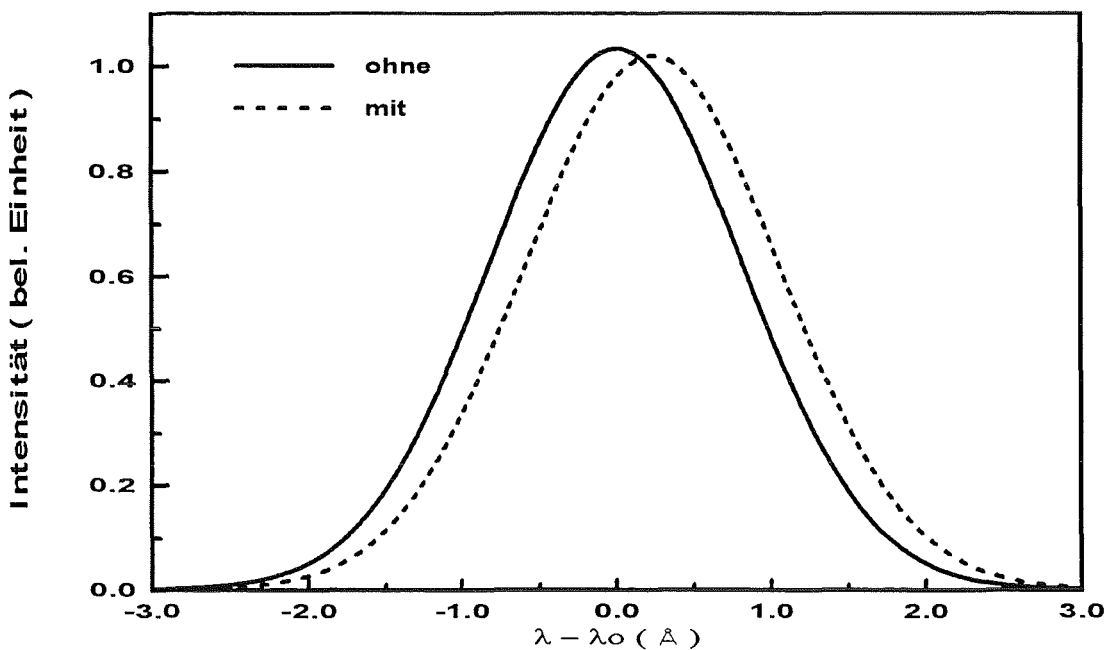


Abb. 6.4 : Berechnete Linienprofile mit und ohne Berücksichtigung der durch das Eigenmagnetfeld des Ionenstrahls entstehenden Dopplerverschiebung

Messung der Strahldivergenz verwendet werden könnten. Für diese Linien kann die Zeemanaufspaltung gegenüber der Dopplerverbreiterung bei einem Divergenzwinkel von 17 mrad vernachlässigt werden, denn die Beiträge der Zeemanaufspaltung zur Dopplerverbreiterung sind kleiner als der erwartete gesamte Meßfehler von 30 %.

Die Starkaufspaltung oder -verschiebung der in Tabelle 6.1 angegebenen Kohlenstofflinien kann ebenfalls vollständig vernachlässigt werden, obwohl das anliegende elektrische Feld im Bereich von einigen MV/cm liegt. Zum Beispiel ist die Starkverschiebung von CIII 4647,4 Å kleiner als 0,1 Å bei einem elektrischen Feld von 1 MV/cm[6.11], und für CIV 5801,3 Å beträgt die Starkverschiebung ca. 0,3 Å (Rot-Verschiebung) bei einem elektrischen Feld von 3 MV/cm[6.12].

Für unsere Diode, bei der das angelegte elektrische Feld ungefähr 2MV/cm beträgt, kann daher die Starkaufspaltung oder -verschiebung auch vernachlässigt werden, solange die in der Tabelle 6.1 aufgelisteten Linien zur Messung der Strahldivergenz verwendet werden.

Da es sich bei unserer Diode um eine Protonendiode handelt, müssen für die optische Messung der Strahldivergenz andere Ionensorten verwendet werden. Dazu müssen zunächst die verwendbaren Ionensorten im Anodenplasma in ausreichender Menge vorhanden sein und in den Diodenspalt mit genügender Intensität beschleunigt werden, so daß die Intensität der Emissionslinie im Diodenspalt meßbar wird. Darüberhinaus muß die Emissionslinie eine allein stehende starke Linie sein und keine unbekanntes Nachbarlinien enthalten, die sehr nahe liegen und das gemessene Linienprofil stören können.

Die Lebensdauer des oberen Niveaus dieser Emissionslinie muß ebenfalls berücksichtigt werden, d.h mit der Ionen transitzeit im Diodenspalt vergleichbar sein, um die Messungen im gesamten Bereich des Diodenspalts zu ermöglichen.

Die Lebensdauer kann durch den Einsteinschen Koeffizienten für die spontanen Übergänge ungefähr abgeschätzt werden und liegt bei einigen ns. Da die Ionen transitzeit 1 ~ 2 ns für unsere Diode beträgt, ist die Lebensdauer genügend groß.

Da die Geschwindigkeit eines Ions proportional zur Wurzel aus dem Verhältnis von Ladungszahl und Ionenmasse (Z_e/M_i) und weiterhin die Doppler-Verschiebung seiner Emissionslinie proportional zu dieser Geschwindigkeit ist, sollte die Emissionslinie einer leichteren, aber mehrfach ionisierten, Ionensorte verwendet werden. In Tabelle 6.2 sind mögliche Ionensorten und Spektrallinien für die Messung der Strahldivergenz mit der Besetzungsdichte des oberen Niveaus und der emittierten Leistungsdichte angegeben. Da Kohlenstoff das leichteste Element unter den Verunreinigungen (Sauerstoff, Stickstoff, Ti sowie Pd) des Anodenplasmas ist, und viel häufiger als die anderen vorhanden ist, wurde nur Kohlenstoff betrachtet. Die Besetzungsdichten der oberen Niveaus wurden mit Hilfe des Codes NLTERT berechnet, wobei $n_e=5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_e=5,5 \text{ eV}$ und die gesamte Dichte des Kohlenstoffs mit $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ angenommen wurde.

Ionensorte	λ_0 (Å)	$\Delta\lambda_{\text{Zeeman}}$ (Å)	$\Delta\lambda_{\theta}$ (Å)	$\Delta\lambda_{\text{Zeeman}}/\Delta\lambda_{\theta}$
CII	6578	0,61	1,94	0,31
CII	4267	0,26	1,26	0,20
CIII	2297	0,07	0,96	0,08
CIII	4647,4	0,30	1,94	0,16
CIII	5696	0,45	2,38	0,19
CIV	5801,3	0,47	2,97	0,16

Tabelle 6.1 Vergleich der Dopplerverschiebung der für die Messung der Strahldivergenz verwendbaren Linien von Kohlenstoffionen bei einem Divergenzwinkel von 17 mrad mit der Zeemanaufspaltung bei einem Magnetfeld von 3 T.

Ionensorte	λ_0 (Å)	Z/A	Besetzungsdichte (cm^{-3})	Leistungsdichte (W/cm^3)
CII	6578	1/12	$3,69 \times 10^9$	$3,57 \times 10^{-10}$
CII	4267	1/12	$3,61 \times 10^9$	$4,14 \times 10^{-9}$
CIII	2297	1/6	$1,73 \times 10^{13}$	$2,19 \times 10^{-5}$
CIII	4647,4	1/6	$2,68 \times 10^{11}$	$4,97 \times 10^{-8}$
CIII	5696	1/6	$1,43 \times 10^{11}$	$2,50 \times 10^{-8}$
CIV	5801,3	1/4	$1,44 \times 10^{11}$	$1,05 \times 10^{-8}$

Tabelle 6.2 Die berechneten Besetzungsdichten der höheren Niveaus der für die Messung der Strahldivergenz verwendbaren Linien von Kohlenstoffionen und ihre entsprechenden Leistungsdichten. Bei der Rechnung wurde angenommen: $n_e = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 5,5 \text{ eV}$ und die gesamte Dichte des Kohlenstoffes $= 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

Aus den Tabellen 6.1 und 6.2 kann man sehen, daß die CIII 2297 Å Linie für die Messung der Strahldivergenz die besten Voraussetzungen bietet. Deshalb wurde hauptsächlich diese Linie zur Messung der Strahldivergenz verwendet.

6.3. Ergebnisse

In Abbildung 6.5 sind das Signal des Photomultipliers, der die Linienmitte von CIII 4647,4 Å erfaßt, für verschiedene Entfernungen von der Anodenoberfläche dargestellt. Bei diesen Messungen betrug die räumliche Auflösung 0,5 mm. Das Signal des Photomultipliers zeigt bei geringer Entfernung einen kleinen Peak zu frühen Zeiten nach Beginn der Diodenspannung und dann einen sehr großen Anstieg zu späteren Zeiten. Der erste Peak nimmt jedoch mit zunehmender Entfernung von der Anodenoberfläche schnell ab, und verschwindet dann bei einer Entfernung von 1 mm. Das bedeutet zum einen, daß das Anodenplasma weniger als 1 mm während des KALIF-Impulses expandiert. Die Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas erreichte zu späten Zeiten 1~2 cm/µs. Diese Abbildung zeigt weiterhin, daß die Kohlenstoffionen nicht mit genügender Intensität in den Diodenspalt beschleunigt wurden. Unter der Annahme, daß die maximale Dichte der Kohlenstoffionen im Diodenspalt kleiner als die Nachweisgrenze des Detektorsystems ist, konnte mit Hilfe des CR-Codes eine obere Grenze für die Dichte der beschleunigten Ionen von CIII abgeschätzt werden. Sie lag bei weniger als 10^{11} cm^{-3} . Bei dieser Abschätzung wurde angenommen, daß das Verhältnis der Dichte des angeregten Zustands zur Dichte der gesamten CIII-Ionen im Anodenplasma auch im Diodenspalt erhalten bleibt. Die für die Rechnung eingegebene Elektronendichte und -Temperatur war $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bzw. 5 eV.

Die Protonendichte im Beschleunigungsspalt kann durch die folgende Gleichung abgeschätzt werden:

$$n_p = \frac{\Phi_p}{v_{ax}} \approx \frac{J_i}{e} \left[\frac{2e}{m_p} V_d \left(\frac{d}{g} \right)^{4/3} \right]^{-1/2} \quad (6.10)$$

Dabei bedeuten:

Φ_p : Protonenfluß in $\text{m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

v_{ax} : axiale Geschwindigkeit in m/s

J_i : Ionensstromdichte in A/m^2

V_d : angelegte Diodenspannung in V

d : Entfernung von der Anodenoberfläche

g : effektiver Diodenspalt

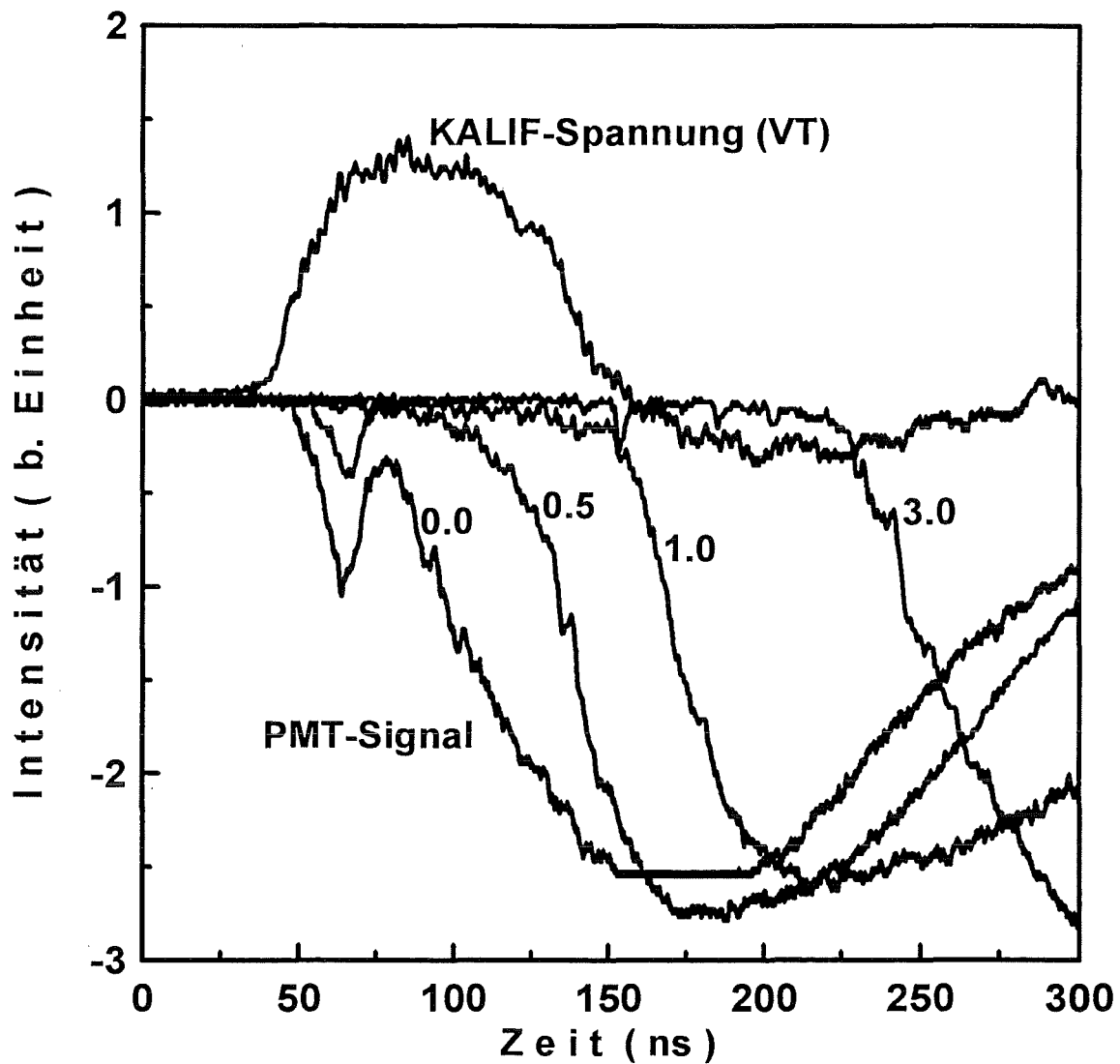


Abb. 6.5 : Gemessene Signale des Photomultiplier-Arrays bei verschiedenen Entfernungen von der Anodenoberfläche. Nur die Signale des Photomultipliers, der die Linienmitte von CIII 4647,4 Å erfaßt, sind dargestellt. Die Ziffern an den Kurven zeigen die Entfernung in mm.

m_p : Protonenmasse
 e : elementare Ladung

In 2 mm Entfernung von der Anodenoberfläche beträgt die für $V_d=1,7$ MV, $J_i=4,2$ kA/cm² und einen maximalen Diodenspalt $g=8$ mm abgeschätzte Protonendichte n_p im Beschleunigungsspalt $\sim 10^{13}$ cm⁻³.

Wird die abgeschätzte Dichte der Kohlenstoffionen mit dieser Protonendichte verglichen, liegt ihr Anteil im Ionenstrahl bei weniger als 1 %. Daraus ist ersichtlich, daß der Ionenstrahl überwiegend aus Protonen besteht.

Wegen der geringen Linienintensität im Diodenspalt wurde eine Messung in der Nähe des Plasmarandes, bei einer Entfernung von 1 mm, und mit einer größeren räumlichen Auflösung von 1 mm, vorgenommen, um die Strahldivergenz am Plasmarand zu bestimmen. Die Abbildung 6.6 zeigt die gemessenen Linienprofile von CIII 2297 Å zu verschiedenen Zeiten. Da das Signal-Rausch-Verhältnis sehr klein war, wurde das gemessene Signal des PMT-Arrays über Zeiten von 5 ns für die Auswertung der Linienprofile integriert. Zur Zeit $t=10$ ns wird das Linienprofil noch nicht durch die Strahldivergenz beeinflusst, da zu dieser Zeit der Ionenstrom noch nicht begonnen hatte. Das Emissionslicht stammte also nicht aus dem beschleunigten Ionenstrahl sondern aus dem Anodenplasma, woraus sich ein schmales Linienprofil ergab. Das Linienprofil zur Zeit $t=64$ ns wird wenig durch die Strahldivergenz beeinflusst, denn es stammte ebenfalls aus dem in späteren Zeiten expandierten Plasma. Dagegen wird das Linienprofil zur Zeit $t=29$ ns von der Strahldivergenz bestimmt, da der Ionenstrom zu dieser Zeit sehr schnell anwächst, d.h. die Beschleunigung der Ionen beginnt, wobei die Beiträge der beschleunigten Ionen zur Linienintensität erhöht werden. Daraus ergibt sich ein breiteres Linienprofil. Zu dieser Zeit beträgt die Linienbreite 0,92 Å (FWHM). Sie kann auf eine transversale Energie von 226 eV zurückgeführt werden, da die Beiträge der Stark- und Zeeman-Aufspaltung unter den Bedingungen der KALIF-Diode vernachlässigbar sind.(siehe Kapit 6.2.) Zum Zeitpunkt $t=29$ ns betragen die elektrisch gemessene Diodenspannung und der mittlere gesamte Ionenstrom 1,69 MV bzw. 0,22 MA. Aus Gleichung 6.9 ergibt sich mit diesen Werten ein effektiver Diodenspalt von 6 mm. Weiterhin erhält man aus den Gleichungen 6.4-6.8 einen Divergenzwinkel von 27 mrad. Eine Schwierigkeit besteht nun darin, diese für eine Kohlenstoffionensorte gemessenen Wert auf die Protonen zu übertragen. Eine Messung der transversalen Geschwindigkeitsverteilungen von CIII- und AlIII-Ionen[6.11] zeigte, daß die mittlere transversale Geschwindigkeit umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Ionenmasse und der ausgewertete Divergenzwinkel von der Ionenmasse unabhängig war. Dagegen berichtete Greenly[6.13], daß der gemessene Divergenzwinkel von Protonen um den Faktor 1.5-2 größer war als von Kohlenstoffionen (CIII und CIV). Unter Betrachtung der Instabilitäten im Diodenspalt leiteten Desjarlais et al.[6.8] eine Formel ab, nach der der Divergenzwinkel proportional zur Wurzel

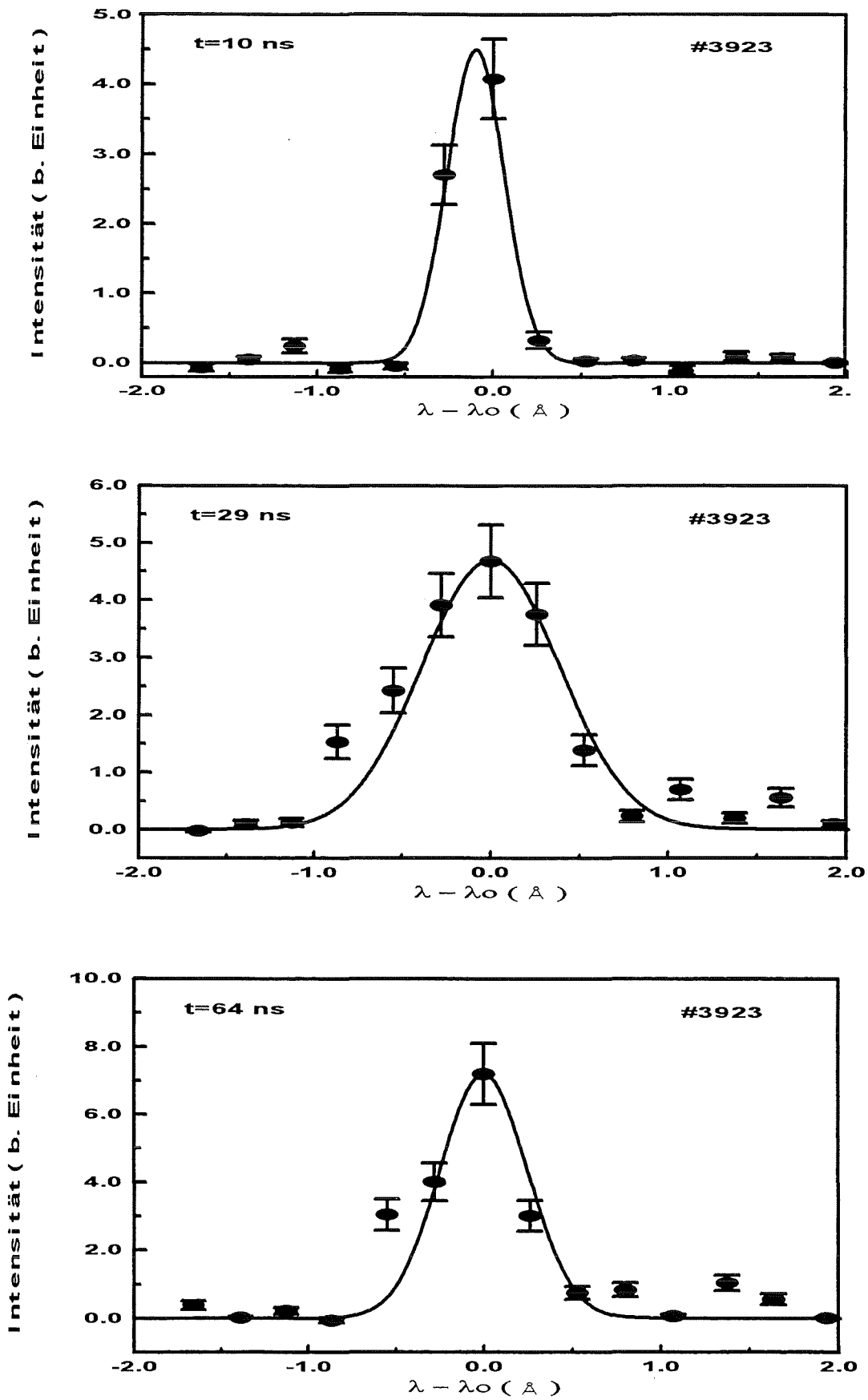


Abb. 6.6 : Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å bei einer Entfernung von 1 mm und mit einer räumlichen Auflösung von 1 mm zu verschiedenen Zeitpunkten

aus dem Verhältnis von Ladungszahl Z und Ionenmasse M_i ($\propto \sqrt{Z/M_i}$) ist.

Wird diese Berechnung zur Umrechnung des gemessenen Divergenzwinkels angewendet, erhält man einen Wert von 66 mrad. Würden die Ionen keine weitere transversale Energie im Diodenspalt gewinnen, wäre der Divergenzwinkel 20 mrad bei der Extraktion des Ionenstrahls aus der Diode. Obwohl die Diode ihr Leistungsmaximum noch nicht erreicht hatte, ist dieser Wert mit dem Divergenzwinkel von 23 mrad, der mit anderen Methoden außerhalb der Diode experimentell bestimmt wurde [6.14], vergleichbar. Daraus ist mindestens qualitativ zu schließen, daß ein erheblicher Teil der Divergenz des Ionenstrahls schon in der Nähe des Plasmarandes entsteht.

Für weitere Messungen bei Entfernungen von über 1 mm von der Anodenoberfläche war die Linienintensität zu klein. Es war daher nötig, den Anteil der Kohlenstoffionen im Ionenstrahl zu erhöhen. Dafür wurde die Anodenoberfläche mit verschiedenen Methoden präpariert:

(1) Zur Erhöhung des Kohlenstoffanteils wurden folgende Methoden verwendet:

- TiH-Pd mit lokaler Kohlenstoff-Schicht aus Graphit, Mineralöl und Wachs
- TiH-Pd mit Azetylgas-Beladung [6.15] oder mit Wachs auf der gesamten Anodenoberfläche

(2) Zur Reduzierung des Anteils von Wasserstoff wurde der

- Pd-Film (500 Å) auf der gesamten Anodenoberfläche mit Wachs (>30 Å) beschichtet

Trotz der Präparation (1) blieb die Lichtintensität in 2 mm Entfernung unterhalb der Nachweisgrenze, d.h. der Anteil der Kohlenstoffionen im Ionenstrahl konnte durch diese Präparationen nicht erhöht werden.

Durch die Präparation (2), bei der der Wasserstoffanteil im Anodenplasma dadurch wesentlich reduziert wurde, daß der als Wasserstoff-Reservoir dienende TiH-Film weggelassen wurde, konnte bei 2 mm mit größerer räumlicher Auflösung (1 mm) gemessen werden, aber das Verhältnis des Rauschens zum Signal blieb groß. Die gemessenen Linienprofile sind in Abbildung 6.7 wiedergegeben. Auch hier konnte das Linienprofil nur zu zwei Zeiten bei 35 ns und 95 ns ausgewertet werden, dazwischen war das Signal zu klein. Das Linienprofil bei 35 ns ist wesentlich breiter als bei 95 ns. Bei 95 ns stammte das Lichtsignal wieder aus dem expandierten Anodenplasma. Demnach wurde nur das Linienprofil bei 35 ns durch Strahldivergenz verbreitert. ($\Delta\lambda=0,92$ Å (FWHM), $\theta=16$ mrad) Aber diese Messung ist für die normale Diode mit der üblichen TiH-Pd-

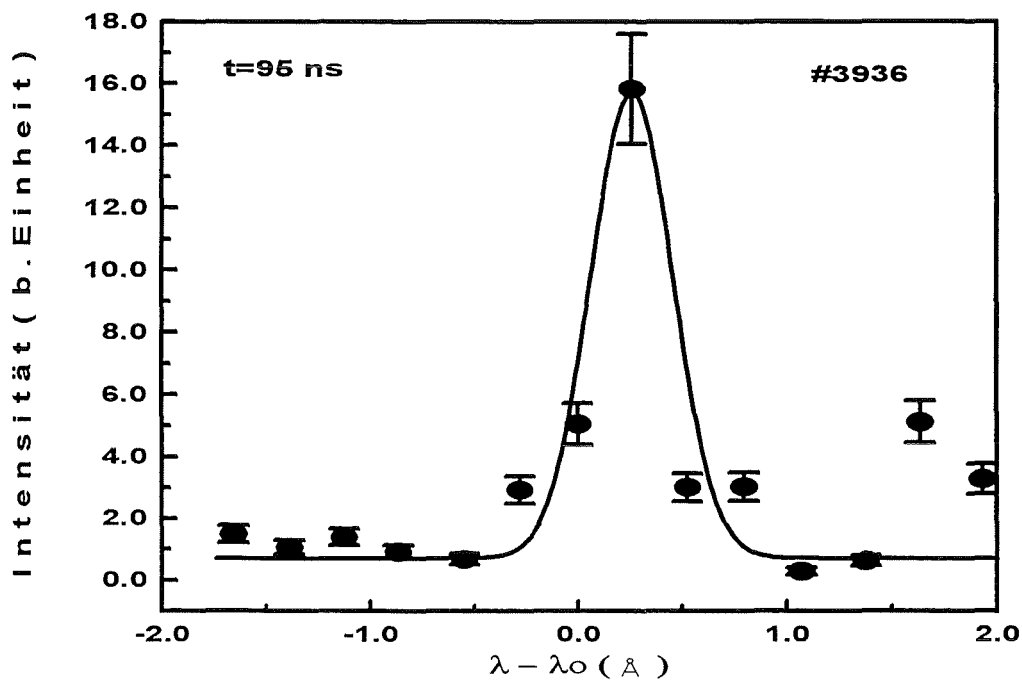
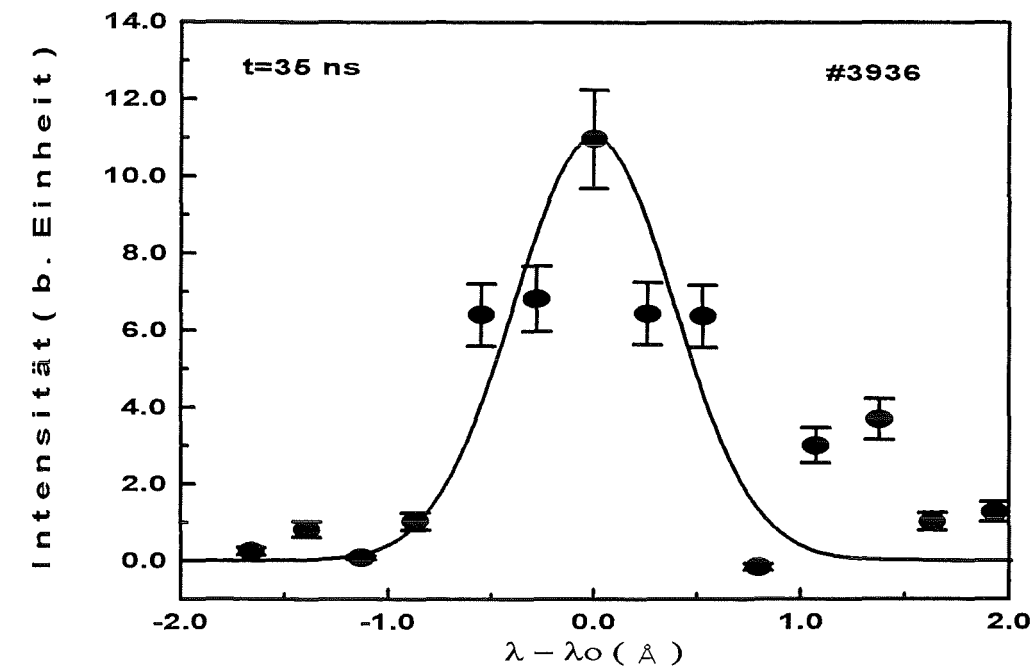


Abb. 6.7 : Gemessene Linienprofile von CIII 2297 Å für die nur mit Pd und Wachs aber ohne TiH präparierte Anode bei einer Entfernung von 2 mm und der räumlichen Auflösung von 1 mm zu zwei verschiedenen Zeitpunkten

Anode nicht repräsentativ, da der Zustand der Anodenoberfläche durch die Präparation stark verändert wurde. Abbildung 6.8 zeigt den Vergleich zwischen einer Messung mit der normalen TiH-Pd-Anode und einer nach der Methode (2) präparierten Anode für eine Entfernung von 1 mm und eine räumliche Auflösung von 1 mm. Es ist erkennbar, daß sich der Charakter der Lichtemission deutlich unterscheidet. Das bedeutet, daß durch die Präparation der Anodenoberfläche ein ganz anderes Anodenplasma entsteht.

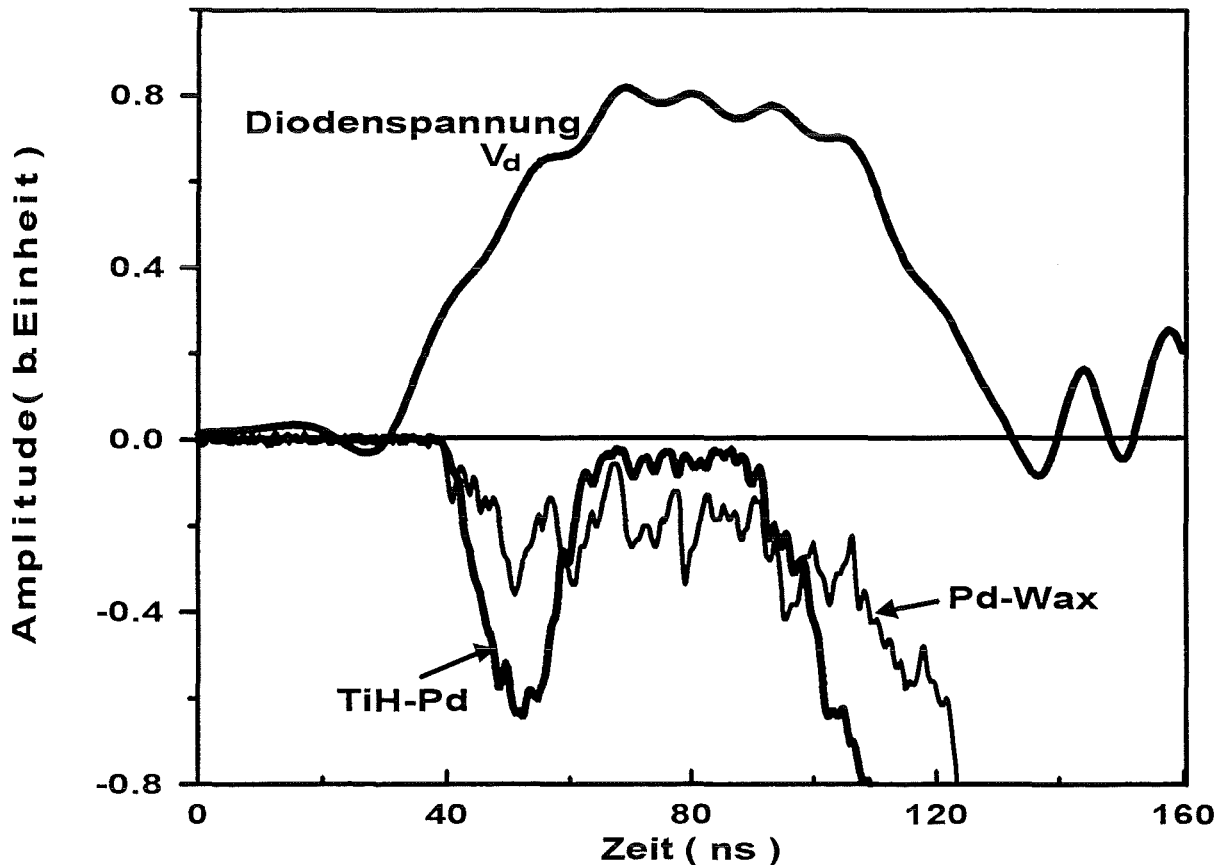


Abb. 6.8 : Der zeitliche Verlauf der Lichtsignale von einer „normalen“ Anode und von einer Anode, die nur mit Pd und Wachs aber ohne TiH präpariert war. Die Entfernung der Sichtlinie und die räumliche Auflösung betragen jeweils 1 mm. Nur die Signale des Photomultipliers, der die Linienmitte von CIII 2297 Å erfaßte, sind dargestellt.

Zur Erklärung des sehr geringen Kohlenstoffionenanteils im Ionenstrahl kann vermutlich davon ausgegangen, daß eine Wasserstoffplasmaschicht vor dem Anodenplasma das beschleunigende elektrische Feld für die Kohlenstoffionen abschirmt. Die Aussage basiert auf den folgenden Ergebnissen:

- i) Die gemessene Linienintensität von CIII nimmt mit der Entfernung von der Anodenoberfläche schneller ab als man bei raumladungsbegrenzter Stromdichteverteilung erwarten würde. Beträgt die maximale Intensität bei einer Entfernung von 0,5 mm 1,0, so müßte sie bei einer Entfernung von 1 mm 0,67 betragen.
- ii) Trotz Erhöhung des Kohlenstoffanteils im Anodenplasma durch die Präparation der Anodenoberfläche mit verschiedenen Methoden änderte sich der beschleunigte Anteil der Kohlenstoffionen wenig.

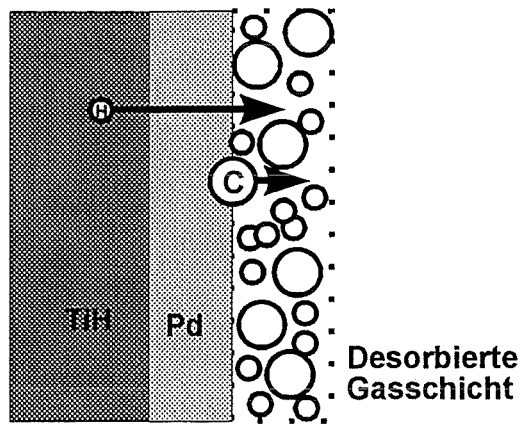
In Abbildung 6.9 ist der Vorgang der Entstehung der Wasserstoffplasmaschicht vor dem Anodenplasma schematisch dargestellt. In der ersten Phase (a) wird das Wasserstoffgas durch Erwärmung der Metall-Filme aus dem TiH-Film freigesetzt und die kohlenstoffhaltigen Adsorbate werden von der Anodenoberfläche desorbiert. Es entsteht eine dünne Gasschicht. Die Beschleunigungsspannung hat die Diode noch nicht erreicht. Der Diodenspalt ist noch durch den Elektrodenabstand definiert und groß.

In der zweiten Phase (b) wird das Anodenplasma durch die Oberflächengleitentladung erzeugt. Die Entmischung der Plasmateilchen hat jedoch noch nicht stattgefunden.

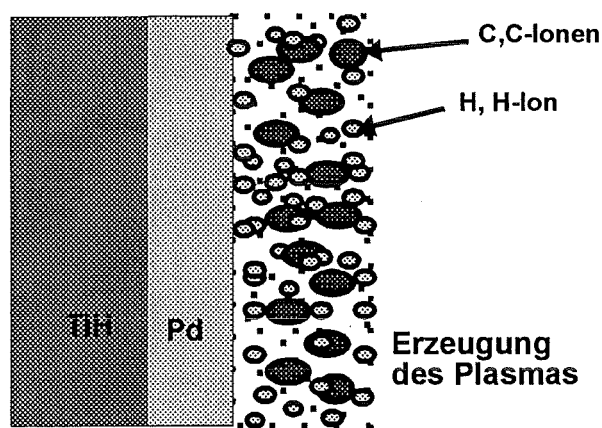
In der dritten Phase (c) diffundieren die Plasmateilchen durch thermische Beschleunigung zur Plasmafront[1.9]. Das bedeutet, daß die treibende Kraft ein Druckgradient ist. Die Atome und Ionen besitzen dann die gleiche kinetische Energie unabhängig von ihren Ionisationszuständen. Da ihre Geschwindigkeit proportional zu $M^{-1/2}$ (M : Atom- oder Ionenmasse) ist, kann Wasserstoff schneller als Kohlenstoff die Plasmafront erreichen, weswegen eine Wasserstoffplasmaschicht entsteht, die das beschleunigende elektrische Feld für die Kohlenstoffionen abschirmen kann. Die dafür notwendige Flächendichte n_H des Wasserstoffplasmas am Rand des Anodenplasmas kann durch das Gaußsche Gesetz abgeschätzt werden:

$$n_H = \frac{\epsilon_o E}{e} \approx 10 \frac{\epsilon_o V_d}{e g} \quad (6.11)$$

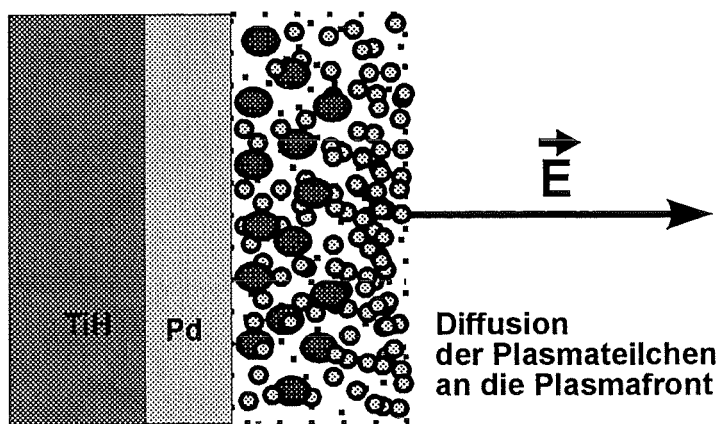
Dabei bedeuten:



(a)



(b)



(c)

Abb. 6.9 : Der Vorgang der Entstehung einer Wasserstoffschicht vor dem Anodenplasma

E : beschleunigende elektrische Feldstärke
e : elementare Ladung
 V_d : anliegende Diodenspannung in V
g : effektiver Diodenspalt in mm

Für $g = 8$ mm und $V_d = 1,7$ MV beträgt die Flächendichte $n_H \sim 10^{14}$ cm⁻². Die gemessene mittlere Dichte der Wasserstoffionen im Anodenplasma lag bei über 10^{16} cm⁻³ (siehe Kapitel 3.2). Die Messung wurde bei einer Entfernung von 0,25 mm und mit einer räumlichen Auflösung von 0,5 mm vorgenommen, wodurch das gesamte Plasmavolumen abgedeckt wurde. Wird angenommen, daß sich die Wasserstoffionen im Anodenplasma homogen verteilen, erhält man eine Flächendichte von $n_H > 5 \cdot 10^{14}$ cm⁻². Dieser Wert ist groß genug, um das beschleunigende elektrische Feld für die Kohlenstoffionen abzuschirmen.

7. Resümee der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit Hilfe der optischen Spektroskopie die Dynamik des aktiv erzeugten Anodenplasmas in einer fremdmagnetisch isolierten Hochleistungsdiodenuntersucht. Dazu wurden Meßsysteme mit hoher zeitlicher, räumlicher und spektraler Auflösung eingesetzt.

Die wichtigsten Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefaßt.

7.1. Plasmaparameter

Aus der Stark-Verbreiterung der H_{α} -Linie von Wasserstoff und der Kohlenstofflinien von CII 6578 Å und CIV 5801,3 Å wurde die Elektronendichte in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt. Die Elektronendichte lag bei $1 \times 10^{16} \sim 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zu frühen Zeiten nach Beginn der Diodenspannung und stieg exponentiell auf bis zu $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ am Ende des KALIF-Impulses an.

Aus dem Intensitätsverhältnis der Linien von CIII 5696 Å und von CIV 5801,3 Å wurde die Elektronentemperatur ermittelt. Sie stieg innerhalb von 40 ns nach Beginn der Diodenspannung auf 7 eV an. Bei der Auswertung von im Magnetfeld aufgespaltenen Spektrallinien konnten die Temperaturen der Kohlenstoffionen (CIII und CIV) abgeschätzt werden. Es ergaben sich Werte zwischen 20 und 50 eV.

Aus den absolut gemessenen Intensitäten der Spektrallinie von CIII 5696 Å und von CIV 5801,3 Å wurden die Besetzungsdichten der zugehörigen oberen Niveaus bestimmt. Weiterhin konnte hieraus mit Hilfe des CR-Codes NLTERT die gesamte Dichte des Kohlenstoffs und seiner Ionisationszustände sowie die Dichte der Wasserstoffatome und -Ionen in Abhängigkeit von der Zeit berechnet werden. Neben den Wasserstoffionen waren im Anodenplasma hauptsächlich dreifach ionisierte Kohlenstoffionen vorhanden. Die Dichte des Wasserstoffs nahm kontinuierlich mit der Zeit zu, was bedeutet, daß während des KALIF-Impulses Wasserstoff kontinuierlich aus dem TiH-Speicher in das Anodenplasma einströmte.

7.2. Dynamik des Magnetfelds im Anodenplasma

Erstmals konnte das dynamische Verhalten des Magnetfelds im Anodenplasma einer Hochleistungsdioden mit hoher Zeit- und Ortsauflösung gemessen werden. Dazu wurde die Zeemanaufspaltung der Kohlenstofflinien von CIII (4647,4 Å) und CIV (5801,3 Å), die als natürliche Kontaminanten im Anodenplasma vorhanden sind, ausgewertet. Dabei wurde das Eindringen des durch die Elektronendrift im Diodenspalt induzierten diamagnetischen Feldes in das

Anodenplasma beobachtet. Durch die Elektronendrift wächst das Magnetfeld im Diodenspalt von ursprünglich 3 T auf bis zu 5 T an.

Das Eindringen dieses Magnetfeldes in das Anodenplasma führt zu wichtigen Konsequenzen für das Betriebsverhalten der Dioden. Dazu gehören die Schwächung der magnetischen Isolation, die zur Abnahme der Diodenimpedanz während des Impulses und möglicherweise sogar zu einem Kollaps der virtuellen Kathode auf die Anode führen kann. Noch bedeutendere Auswirkungen ergeben sich aus der induzierten Wirbelstromheizung der Anodenplasmaschicht. Sie führt zu einem exponentiellen Wachstum der Teilchendichte im Plasma. Aus dem Anodensubstrat freigesetzte Neutralteilchen können die Emissionsfront des Plasmas erreichen und über Ladungsaustauschprozesse zu einer breiten Energieverteilung im extrahierten Ionenstrahl führen. Die beschriebenen Effekte sind mit den übrigen Meßergebnissen vereinbar.

7.3. Strahldivergenz in der Nähe der Anodenplasmafront

Ein weiteres Ziel der Arbeit war die Messung des Strahldivergenzwachstums im Beschleunigungsspalt der Diode. Dieses Ziel konnte nicht vollständig erreicht werden. Die Strahldivergenz sollte aus der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien geeigneter im Diodenspalt beschleunigter Ionen ermittelt werden. Um die Übertragbarkeit der Resultate auf die KALIF-Diode zu gewährleisten, konnten für diese Messungen nur Emissionslinien von natürlichen Kontaminanten wie Kohlenstoff im Anodenplasma verwendet werden.

Obwohl diese Kontaminanten in genügender Menge im Anodenplasma vorkamen, blieb ihre Intensität im Diodenspalt unterhalb der Nachweisgrenze. Als Ursache hierfür wird die Abschirmung des elektrischen Extraktionsfeldes für die Kohlenstoffionen durch eine dünne Protonenschicht an der Plasmafront angesehen. Letztere kann entweder durch die größere Beweglichkeit der Protonen oder durch die vom Magnetfeld nicht behinderte Ausbreitung von Wasserstoffatomen, die anschließend am Plasmarand ionisiert werden, entstehen.

Eine Messung der Strahldivergenz direkt am Plasmarand war jedoch möglich. Aus den Meßergebnissen ließen sich einem Protonenstrahl Werte um 20 mrad beim Verlassen der Diode zuordnen. Mit anderen Methoden wurden außerhalb der Diode Strahldivergenzen um 23 mrad gemessen. Diese Ergebnisse zeigen, daß ein großer Teil der Strahldivergenz bereits am Rand des Anodenplasmas entsteht, was auf eine räumlich inhomogene Plasmaoberfläche hindeutet.

Literaturverzeichnis

Kapitel 1

- 1.1 K. Baumung, H. Bluhm, G.I. Kanel, H.U. Karow,
Strahl-Target Experimente an KALIF: Wechselwirkung intensiver Ionenstrahlen; Erzeugung extremer Materie-Zustände
KfK-Nachr. Jahrg. 24, 4/92, S. 223
- 1.2 J.P Van Devender, D.L. Cook,
Inertial Confinement Fusion with Light Ion Beams
Science 232, 831 (1986)
- 1.3 J.P. Van Devender , H. Bluhm,
Light-ion accelerators for ICF
in Nuclear fusion by Inertial Confinement, G. Velare, Y.Ronen,
J.M. Martines-Val, EdS. Boca Raton : CRC Press, ch. 18 (1993)
- 1.4 R.V. Lovelace, Edward Ott,
Theory of magnetic insulation
Phys. Fluids, vol.17, No.6, 1263 (1974)
- 1.5 H. Bluhm, H. Laqua, L. Buth, P. Hoppé, D. Rusch,
Formation of a Homogeneous Hydrogen Plasma Layer for the Production of Terawatt Ion Beams
IEEE Trans. on Plasma Sci., vol 21, No. 5, 560 (1993)
- 1.6 S. A. Slutz,
Anode plasma ionization due to sheath heating in magnetically insulated ion diodes
J. Appl. Phys. 61(4), 1288, (1987)
- 1.7 E. Sarid,
The Nonequilibrium Anode Plasma in a Magnetically Isulated High-Voltage Gap
Dissertation, Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel, (1990)
- 1.8 J.E.Bailey, et al.,
Visible spectroscopy measurements in the PBFA II ion diode
Rev. Sci. Instrum. 61(10), 3075 (1990)
- 1.9 H. Laqua,

- 1.9 H. Laqua,
Das Nicht-Gleichgewichts-Plasma einer Oberflächenentladung auf einem Metallhydridfilm als Ionenquelle
Dissertation Uni. Karlsruhe und KfK 5286, (1994)
- 1.10 H. Laqua, H. Bluhm, L. Buth, P. Hoppé,
Properties of the nonequilibrium plasma form a pulsed sliding discharge in a hydrogen gas layer desorbed from a metal hydride film
J. Appl. Phys., 77(11), 5545 (1995)

Kapitel 2

- 2.1 P. Hoppé, et al.,
Magnetische Isolation von Ionendioden mit Fremdmagnetfeldern
KfK-Nachr. Jahrg. 24, 3/92, S.142-154 (1992)
- 2.2 W. Demtröder,
Laser-Spektroskopie
Springer-Verlag, Berlin (1991)
- 2.3 I.H. Malitson,
Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silca
J. Opt. Soc. America, vol. 55 (10), 1205 (1965)
oder Optics Guide 4 von Melles Griot, S. 3-5

Kapitel 3

- 3.1 J. Richter,
Plasma Diagnostics, ed. W. Lochte-Holtgreven , S. 41
North.Holland Pub. Co. Amsterdam (1968)
- 3.2 T. Fujimoto, R.W.P. McWhirter,
Validity criteria for local thermodynamic equilibrium in plasma spectroscopy
Phys. Rev. A, vol. 42, No.11, 6588 (1990)
- 3.3 M. Numano,
Criteria for local thermodynamic equilibrium distributions of populations of excited atoms in a plasma
JQRT, vol.43, No.4, 311 (1990)

- 3.4 H.W. Drawin,
Validity conditions for thermodynamic equilibrium
Z. Physik. 228, 99 (1969)
- 3.5 H.R. Griem,
Validity of local thermal equilibrium in plasma spectroscopy
Phys. Rev. vol.131, No.3, 1170 (1963)
- 3.6 S.C. Snyder, et al,
Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma
Phys. Rev. E, vol. 48, No.5, 4124 (1993)
- 3.7 R.W.P. McWhirter, A.G. Hearn,
A calculation of the instantaneous population densities of the excited levels of hydrogen-like ions in a plasma
Proc. Phys. Soc., vol. 82, 641 (1963)
- 3.8 W. Engelhardt et al.,
Lack of Partial Thermal Equilibrium in Pinch Discharge
Z. Physik, 246, 29 (1971)
- 3.9 R.W.P. McWhirter,
Plasma Diagnostic Techniques, S.208
ed. R.H. Huddlestone and S.L. Leonard,
Academic Press, New York, 1965
- 3.10 R. Wilson,
The Spectroscopy of Non-Thermal Plasmas
JQRT, 2,477 (1962)
- 3.11 M. Numano,
Transition electron density between the coronal and the thermal equilibrium in hydrogen plasmas
JQRT, vol.53, No.5, 527 (1994)
- 3.12 G. V. Marr,
Plasma Spectroscopy, S.268
Elsevier Pub. Co., Amsterdam 1968

- 3.13 M.E. Foord, Y. Maron, E. Sarid,
Time-dependent collisional-radiative model for quantitative study of nonequilibrium plasma
J. Appl. Phys. 68(19), 5016 (1990)
- 3.14 J.J. MacFarlane, P. Wang,
NLTERT- A code for computing the radiative properties of non-LTE plasmas
FPA-93-6, University Wisconsin Madison (1993)
- 3.15 W.L. Wiese,
Plasma Diagnostic Techniques, S.265
ed. R.H. Huddlestone and S.L. Leonard, Academic, New York (1965)
- 3.16 S. Gasiorowicz,
Quantum physics, S.259
John Wiley & Sons, New York (1984)
- 3.17 E. Schrödinger,
Quantisierung als Eigenwertproblem
Ann. der Phys. 80,437 (1926)
- 3.18 I.I. Sobel'man,
Introduction to the theory of atomic spectra, S.270
Pergmon, Oxford, New York (1972)
- 3.19 P. Epstein,
The stark effect from the point of view of schrödinger's quantum theory
Phys. Rev., Vol.28, 695 (1926)
- 3.20 H.R.Griem,
Plasma Spectroscopy
McGraw-Hill, New York (1964)
- 3.21 H.R. Griem,
Spectral Line Broadening by Plasmas
Academic Press, New York (1974)
- 3.22 H. Ehrich, D.E. Kelleher,
Experimental investigation of plasma-broadened hydrogen Balmer lines at low electron densities
Phys. Rev. A, vol.21(1), 319 (1980)

- 3.23 V. Helbig,
Starkeffekt-Verbreiterung von Balmerlinien bei Mittleren Elektronendichten
Contrib. Plasma Phys. 31(2), 183 (1991)
- 3.24 D.H. Oza, et al.,
Collisional broadening of the Balmer- α transition of H and He⁺ in Plasmas
Phys. Rev. A, Vol. 37, 531 (1988)
- 3.25 D.H. Oza, et al.,
Dependence of the half widths of plasma-broadened hydrogen lines on reduced mass, temperature, and density,
Phys. Rev. A, Vol. 38, 2544 (1988)
- 3.26 D.E. Kelleher, et al.,
Advance in plasma broadening of atomic hydrogen
Physica Scripta. Vol. T47, 75 (1993)
- 3.27 P.A. Jansson,
Deconvolution with Application in Spectroscopy
Academic Press, Orlando, San Diego (1984)
- 3.28 M. Depiesse, et al.,
Application of a Deconvolution Method to Plasma Emitted Spectra
JQRT, Vol.54(3), 539 (1995)
- 3.29 P. Hörling, et al.,
An investigation of the accuracy of doppler broadened line profile analysis applied to plasma diagnostics
JQRT, Vol.53(6), 585 (1995)
- 3.30 J.T. Davies, J.M. Vaughan,
A new tabulation of the voigt profile
Astrophys. J., 137, 1302 (1963)
- 3.31 W.L. Wiese,
Plasma Diagnostic Techniques, S.302
ed. R.H. Huddlestone and S.L. Leonard, Academic, New York (1965)

- 3.32 Nguyen-Hoe, H.W. Drawin,
Determination of electron density in plasmas from the hydrogen spectra line H broadened by combined stark and zeeman effect
Z. Naturforsch.,28a,789 (1973)
- 3.33 Nguyen-Hoe, et al.,
Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Verbreiterung der Wasserstoff-Linien
Z. Naturforschg. 21a, 1515 (1966)
- 3.34 N. Konjevic, W.L. Wiese,
Experimental stark widths and shifts of spectral lines of neutral and ionized atoms
J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol.19, No.6, 1307 (1990)
- 3.35 S.Djenize, et al.,
Stark broadening and shift of multiply ionized carbon spectral lines
Z. Physik. D, 9,129 (1988)
- 3.36 A. Matveenko,
RING-Diagnostik (Refractive Index Gradient) an KALIF
private Mitteilung
- 3.37 T.J. Dolan,
Fusion Research, S.43
Pergamon Press, New York (1982)
- 3.38 D. Karabourniotis, et al.,
Electron and Population temperatures in a non-LTE optically thick plasma
J. Phys. D: Appl. Phys. 25, 188(1992)
- 3.39 M.L. Brake, et al.,
Temporally Resolved Spectroscopy of Laser-Induced Carbon Ablation Plasmas
IEEE Trans. Plasma science, vol. ps-15,No. 1, 73 (1987)
- 3.40 Y. Maron, et al.,
Electron temperature and heating processes in a dynamic plasma of a high power diode
Phys. Rev. A, vol.40, No.6, 3240 (1989)

Kapitel 4

- 4.1 G. Traving, et al.,
Tabellen für die Berechnung von Zustandssummen
Abhandl. Hamburger Sternwarte VIII. Nr.1, S.3(1966)
- 4.2 D.G. Hummer , D. Mihalas,
The equation of state of stellar envelopes. I. an occupation probability formalism for the truncation of internal partition functions
Astrophys. J.,331,794 (1988)
- 4.3 G. Ecker, W. Kröll,
Degree of ionization of a plasma in equilibrium
Z. Naturforschg. 21a, 2023 (1966)
- 4.4 H. Bluhm, et al.,
Ion diode diagnostics to resolve beam quality issues
Beams'96 conference, Prague, June 1996
- 4.5 J. Richter,
Plasma diagnostics, S. 28
ed. by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Pub.Co.,Amsterdam (1968)

Kapitel 5

- 5.1 F. F. Chen,
Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion,
Vol. 1, Plenum Press, New York (1984)
- 5.2 R. J. Goldston and P. H. Rutherford,
Introduction to Plasma Physics,
Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1995)
- 5.3 W. Bötticher,
Plasma Diagnostics, S. 617,
edited by W. Lochte-Holtgreven
North-Holland Pub. Co., Amsterdam (1968)
- 5.4 I. I. Sobel'man,
Introduction to the Theory of Atomic Spectra,
Pergmon Press, Oxford (1972)

- 5.5 J. C. van den Bosch,
Handbuch der Physik, Band XXVIII; S. 296
Springer-Verlag, Berlin (1957)
- 5.6 R. D. Cowan,
The Theory of Atomic Structure and Spectra,
University of California Press, Berkeley (1981)
- 5.7 J. J. MacFarlane and P. Wang,
Fusion Power Associates Reports, FPA-94-1, S.28 (1994)
- 5.8 Y. Maron et al.,
Time-dependent spectroscopic observation of the magnetic field in a high-power-diode plasma
Phys. Rev., A39, 5856 (1989)
- 5.9 J. D. Hey, Y. T. Lie, D. Rusbüldt, E. Hintz,
Doppler Broadening and Magnetic Field Effects on Some Ion Impurity Spectra Emitted in the Boundary Layer of a Tokamak Plasma
Contrib. Plasma Phys. 34, 6, 725 (1994)
- 5.10 P. G. Carolan et al.,
Observation of Zeeman Splitting of Spectral Lines from the JET Plasma
Plasma Phys. Contr. Fusion, Vol.27, No.10, 1101 (1985)
- 5.11 N. Konjevic , W. L. Wiese,
Experimental Stark Width and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms
J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol.19,No.6,1307(1990)
- 5.12 S. Djenize et al.,
Stark broadening and shift of multiply ionized carbon spectral lines
Z. Physik. D, 9, 129 (1988)
- 5.13 P. Bogen,
Pressure Broadening of Multiply Ionized Carbon Lines
Z. Naturforsch. 27a, 210 (1972)
- 5.14 R. Häfner,
Finite Elemente Rechnung von Magnetfeldstrukturen in technischen Anwendung
Diplomarbeit an der Fachhochschule Karlsruhe (1995)

- 5.15 C. W. Mendel, Jr. and J. P. Quintenz,
Efficiency of Magnetically Insulated Ion Diodes
Comments Plasma Phys. Controlled Fusion 8, 43(1983)
- 5.16 H. Bluhm, et al.,
Stability and operating characteristics of the applied B proton extraction diode on KALIF
Wissenschaftliche Berichte, FZKA 5590, S.18 (1995)
oder 10th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams,
San Diego, Calif. June 20-24, 1994
- 5.17 T.A. Mehlhorn, et al.,
Progress in Lithium Beam Power, Divergence, and Intensity at Sandia National Laboratories
10th Intern. Conf. on High Power Particle Beams, BEAMS'94, S.53
San Diego, CA, June 20-24, 1994
- 5.18 M.P. Desjarlais,
Theory of applied-B ion diodes
Phys. Fluids B1(8), 1709 (1989)
- 5.19 A. Grechikha,
Physics of Intense Light Ion Beams, Production of High Energy Density in Matter, and Pulsed Power Applications,
Annual Report 1995, ed. H. Bluhm,
Wissenschaftliche Berichte, FZKA 5840, S. 61(1996)
- 5.20 H. Knoepfel,
Pulsed High Magnetic Fields, S.46
North-Holland Pub. Co., Amsterdam, London (1970)
- 5.21 J.B. Greenly, et al.,
Anode Plasma Dynamics in an Extraction Applied-B Ion Diode: Effects on Divergence, Ion Species and Parasitic Load
Beams'96, vol. 1, S.111,
Proc. of the 11th Int. Conf. on High Power Particle Beams
Prague, Czech Republic, June 10-14, 1996
- 5.22 C.L. Olson,
Ion beam divergence due to plasma heating in the Ampfion diode
Laser and Particle Beams, vol.2(3), 255 (1984)

- 5.23 C.A.Singleton,
*Entwurf, Bau und Erprobung eines magnetischen Teilchenenergie-
analysators zur Messung von Beschleunigungsspannungen bis zu
6 MV an einer Vakuumübertragungsleitung*
Diplomarbeit an der Uni. Karlsruhe (1996)

Kapitel 6

- 6.1 W. Bauer, H. Bluhm, P. Hoppé, H.U. Karow, H. Laqua,
*Erzeugung und Fokussierung von Leichtionenstrahlen mit Impulsenergien
von 50 kJ und Leistungsdichten um 1 TW/cm²*
KfK-Nachrichten, Jahrg. 24, 1/92, S. 3-12 (1992)
- 6.2 H. Bluhm
*Die Erzeugung gepulster Megaampere-Ionenströme für die Materie- und
Trägheitsfusionsforschung*
Wissenschaftliche Berichte, FZKA 5528 (1995)
- 6.3 O. Buneman, R.H. Levy, L.M. Linson
Stability of Crossed-Field Electron Beams
J. Appl. Phys. vol.27, 3203 (1966)
- 6.4 R.C. Davidson,
Physics of Nonneutral Plasmas
Addison-Wesley, Redwood City (1990)
- 6.5 R. Schuldt,
*Untersuchungen über Instabilitäten in technischen Geräten mit hoher
elektrischer Leistung*
Wissenschaftliche Berichte, FZKA 5613 (1995)
- 6.6 R.W. Lemke, S.A. Slutz,
*A full mode set electromagnetic stability analysis of magnetically insulated
ion diodes*
Phys. Plasmas 2, 549 (1995)
- 6.7 T.D. Pointon et al.
Three-dimensional particle-in-cell simulations of applied-B ion diodes
Phys. Plasmas 1(2), 429 (1994)

- 6.8 M.P. Desjarlais, et al.,
Evolution and Control of Ion-Beam Divergence in Applied-B Diodes
Phys. Rev. Lett. vol.67(22), 3094 (1991)
- 6.9 S.A. Slutz, et al.,
Ion Divergence in Magnetically Insulated Diodes
Phys. Plasmas 3(5), 2175 (1996)
- 6.10 W. Bauer et al.,
*Diagnostische Verfahren zum Untersuchung Intensiver Ionenstrahlen und
der Strahl-Target-Wechselwirkung*
KfK-Nachr. Jahrg. 24, 1/92, S. 19-28 (1992)
- 6.11 Y. Maron,
*Measurements of ion transverse-velocity distribution in the gap of an
ion-beam diode*
J. Appl. Phys. 61(10), 4781 (1987)
- 6.12 Y. Maron, Weizman Institute of Science in Israel, persönliche Mitteilung
- 6.13 J.B. Greenly,
*Experimental Results from LIDEX:
The Lion Divergence Experiment*
Inertial Confinement Fusion Advisory Committee
Albuquerque, NM March 8-10, 1993
- 6.14 H. Bluhm,
Experimental results from KALIF
Inertial Confinement Fusion Advisory Committee
Albuquerque, NM March 8-10, 1993
- 6.15 S.B.Ziemecki, et al.,
*Formation of Interstitial Pd-C Phase by Interaction of Ethylen, Acetylene,
and Carbon Monoxide with Palladium*
J. Am. Chem. Soc., 107, 4547 (1985)

Anhang A. Berechnung des Akzeptanzraumwinkels

Wenn das Licht im Plasma isotrop emittiert wird und keine Selbstabsorption stattfindet, ist die zu messende lokale Lichtintensität $dI(x,y,z)$ proportional zum lokalen Akzeptanzraumwinkel $\Omega(x,y,z)$ der Meßanordnung:

$$dI(x,y,z) = n_i(x,y,z) A_{ij} \Delta E_{ij} \frac{\Omega(x,y,z)}{4\pi} dV \quad (\text{A.1})$$

Dabei bedeuten:

n_i : Besetzungsdichte des oberen Niveaus in einem Übergang

A_{ij} : der Einstein'sche Koeffizient für spontanen Übergang

ΔE_{ij} : Energieabstand zwischen dem oberen Niveau i und dem unteren Niveau j

dV : Volumenelement

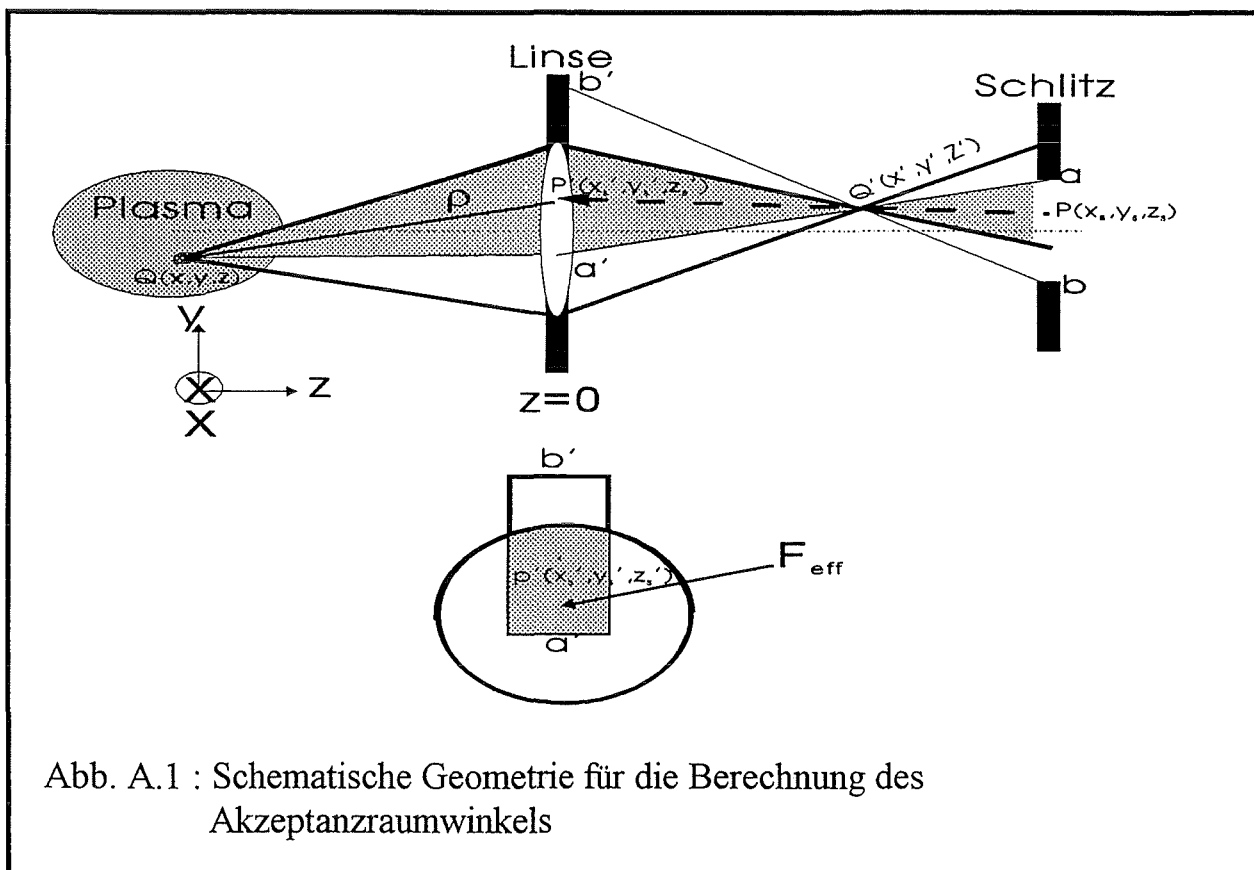


Abb. A.1 : Schematische Geometrie für die Berechnung des Akzeptanzraumwinkels

Der Akzeptanzraumwinkel wird nach folgender Formel berechnet:

$$\Omega(x,y,z) = \frac{F_{\text{eff}}}{\rho^2} \quad (\text{A.2})$$

Dabei bedeuten:

F_{eff} : effektive Fläche der Linse, d.h. das Licht, das diese Fläche durchläuft, kann in den Eingangsschlitz eintreten.

ρ : mittlerer Abstand zwischen dem emittierenden Volumenelement und der effektiven Fläche der Linse

Die Bestimmung des Akzeptanzraumwinkels entspricht dann dem Ermitteln der effektiven Fläche F_{eff} der Linse. Letztere ergibt sich durch Überlagerung des durch den Bildpunkt $Q'(x',y',z')$ auf die Linsen-Ebene projizierten Eingangsschlitzes mit der Linsenfläche. Die geometrischen Verhältnisse in Abbildung A.1 schematisch dargestellt.

Alle Punkte $P(x_s, y_s, z_s)$ in der Schlitz-Ebene können durch den Bildpunkt $Q'(x', y', z')$ in die Linsen-Ebene $P'(x'_s, y'_s, z'_s)$ projiziert werden:

$$\begin{pmatrix} x'_s \\ y'_s \\ z'_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' + R_1 \cos \alpha \\ y' + R_1 \cos \beta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Dabei sind:

$$\cos \alpha = \frac{x_s - x'}{R_s}$$

$$\cos \beta = \frac{y_s - y'}{R_s}$$

$$\cos \gamma = \frac{z_s - z'}{R_s}$$

$$\overline{PQ'} = R_s = \sqrt{(x_s - x')^2 + (y_s - y')^2 + (z_s - z')^2}$$

$$\overline{Q'P'} = R_1 = \frac{z'_s - z'}{\cos \gamma}$$

Außer der Sammellinse und dem Eingangsschlitz enthält die Meßanordnung im allgemeinen zwar noch viele andere optische Komponenten (einschließlich des Kollimatorspiegels und des Gitters im Spektrometer), die den Akzeptanzraumwinkel begrenzen können, doch kann durch die Transformation aller Komponenten in die Ebene der Sammellinse diese Methode zur Bestimmung des Akzeptanzraumwinkels verallgemeinert werden (s. Kapitel 2.2).

Anhang B. Bestimmung der Eigenschaften der Photomultiplier

B.1. Der lineare Betriebsbereich

Bei der Arbeit mit Photomultipliern darf die Lichtintensität den maximal erlaubten Wert für den jeweiligen Photomultiplier nicht überschreiten. Weiterhin müssen sie im linearen Bereich betrieben werden. Bei DC-Betrieb lag der maximale Ausgangsstrom der in dieser Arbeit verwendeten Photomultiplier (Hamamatzu R1547) bei $10\ \mu\text{A}$. Bei Impuls-Betrieb liegt dieser Wert ungefähr um den Faktor 100 höher.

Da alle Daten, die vom Hersteller angegeben wurden, nur für den DC-Betrieb galten, mußte der lineare Bereich für den Impulsbetrieb experimentell ermittelt werden. Abbildung B.1 zeigt den gemessenen Ausgangsstrom des Photomultiplierkanals Nr.15 als Funktion der Breite des Eingangsschlitzes, mit der die Lichtintensität eingestellt wurde. Dabei wurde eine Impulslichtquelle (Nanolite) verwendet, deren Impulsdauer ungefähr $70\ \text{ns}$ betrug. Bei Ausgangsströmen von mehr als $1\ \text{mA}$ traten Abweichungen von der Linearität auf. Daher wurde der Betriebsbereich bei den KALIF-Experimenten auf Werte unterhalb $2\ \text{mA}$ begrenzt.

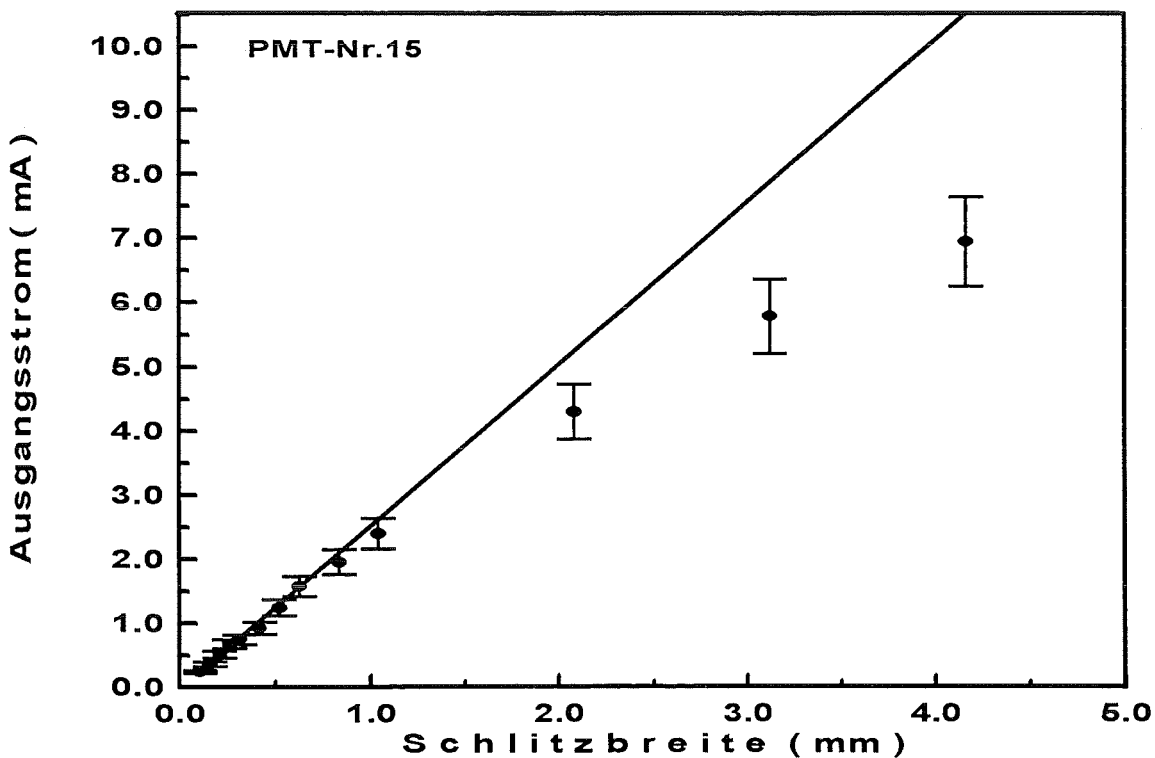


Abb.B.1 : Gemessener Ausgangsstrom in Abhängigkeit von der Breite des Eingangsschlitzes, über die die Lichtintensität geregelt wurde.

B.2. Elektronentransitzeit

Da die Elektronentransitzeit der Photomultiplier bei ca. 10 ns liegt, muß sie für die Experimente an KALIF (Impulsdauer 50~60 ns) genau bekannt sein.

Da diese Transitzeit stark von der PMT-Spannung abhängt, muß sie in Abhängigkeit von der PMT-Spannung bestimmt werden. Die gemessene Transitzeit des PMT-Nr.15 ist in Abbildung B.2 als Funktion der PMT-Spannung dargestellt. Die Unterschiede in der Transitzeit waren im Bereich der PMT-Spannung von 0.8 bis 1.2 kV kleiner als 1 ns.

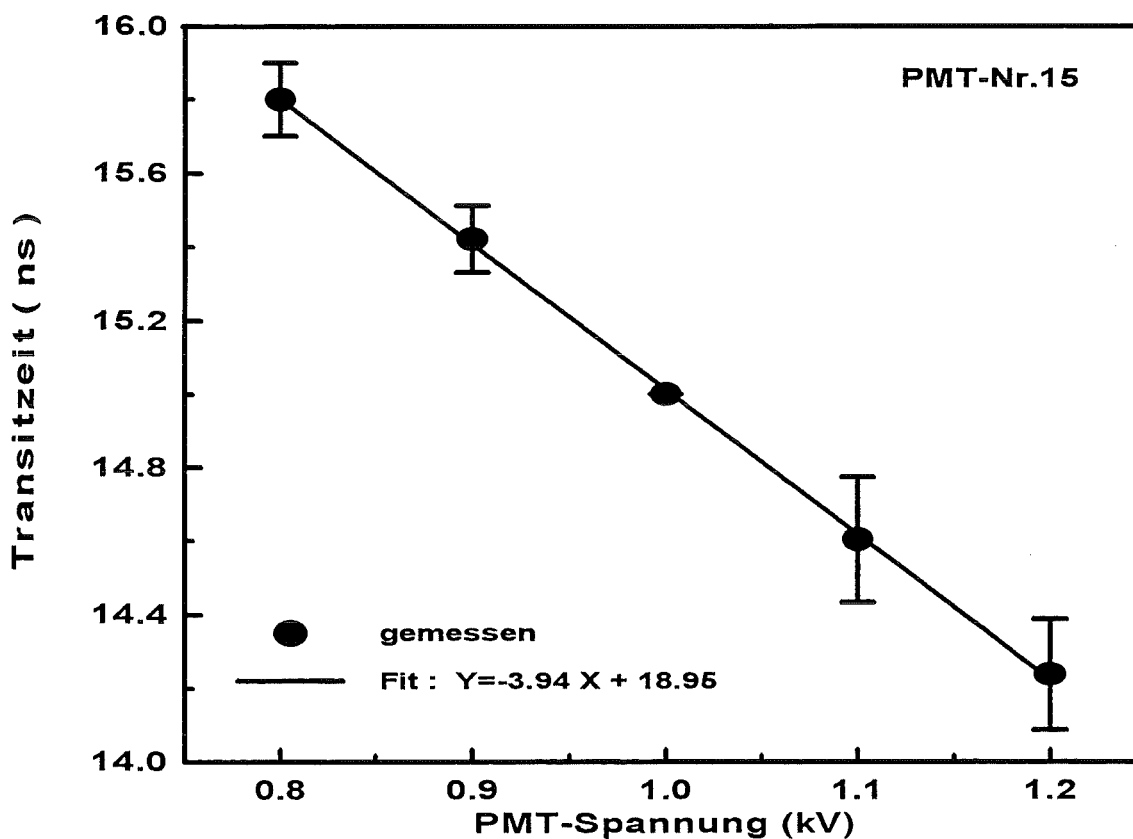


Abb.B.2 : Gemessene Elektronentransitzeit

B.3. Verstärkungsfaktor

In Abhängigkeit von der zu messenden Lichtintensität mußte der PMT-Verstärkungsfaktor durch Veränderung der Spannung eingestellt. Dieser Faktor G läßt sich wie folgt beschreiben:

$$G = K V^{an} \quad (B.1)$$

Dabei bedeuten:

K : Konstante

V : PMT-Spannung

α : ein Koeffizient, der durch Dynodenmaterial und -Geometrie bestimmt wird.

n : Zahl der Dynoden

Mit Hilfe einer doppelt logarithmischen Auftragung der gemessenen Ausgangsströme als Funktion der PMT-Spannung kann der Koeffizient α bestimmt werden. (s. Abbildung B.3) Mit dem vom Hersteller angegebenen Wert ($G=1,3 \times 10^6$ bei einer Spannung von 1kV) und dem ermittelten Koeffizienten α kann man die Verstärkungsfaktoren bei verschiedenen PMT-Spannungen abschätzen. Der ermittelte Koeffizient lag bei $\alpha \approx 0,72$.

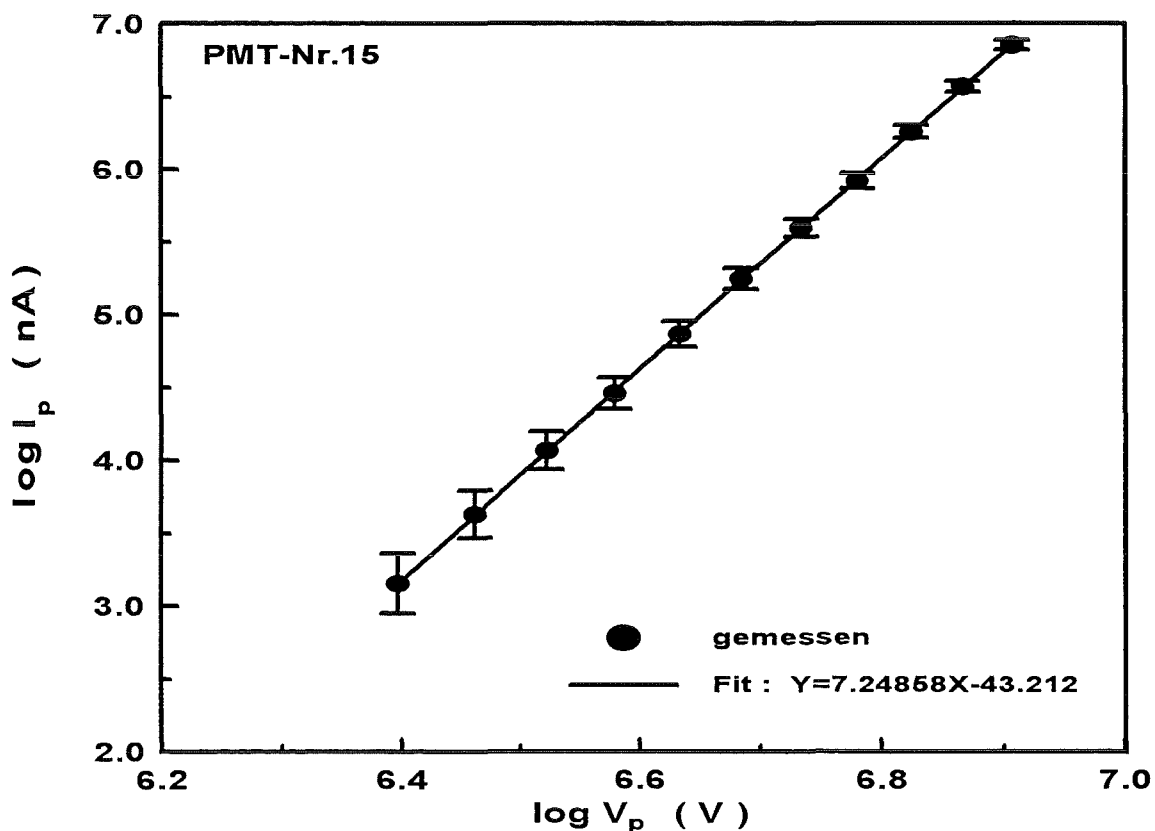


Abb.B.3 : Gemessene Ausgangsströme des Photomultiplierkanals Nr.15 in Abhängigkeit von der PMT-Spannung
Durch einen Fit wurde αn zu 7,25 ermittelt.

Anhang C. Absolute Eichung der Empfindlichkeit der Meßanordnung

C.1. Eichung mit einer Wolfram-Halogen-Lampe (EG&G , Modell RS-10A)

Die Bestrahlungsstärke B_λ ($\mu\text{W}/\text{cm}^2 \text{ nm}$) dieser Lampe wurde vom Hersteller für eine Entfernung von 25 cm von der Emissionsfläche angegeben. Der geeichte Wellenlängenbereich lag zwischen 3000Å und 11000Å .

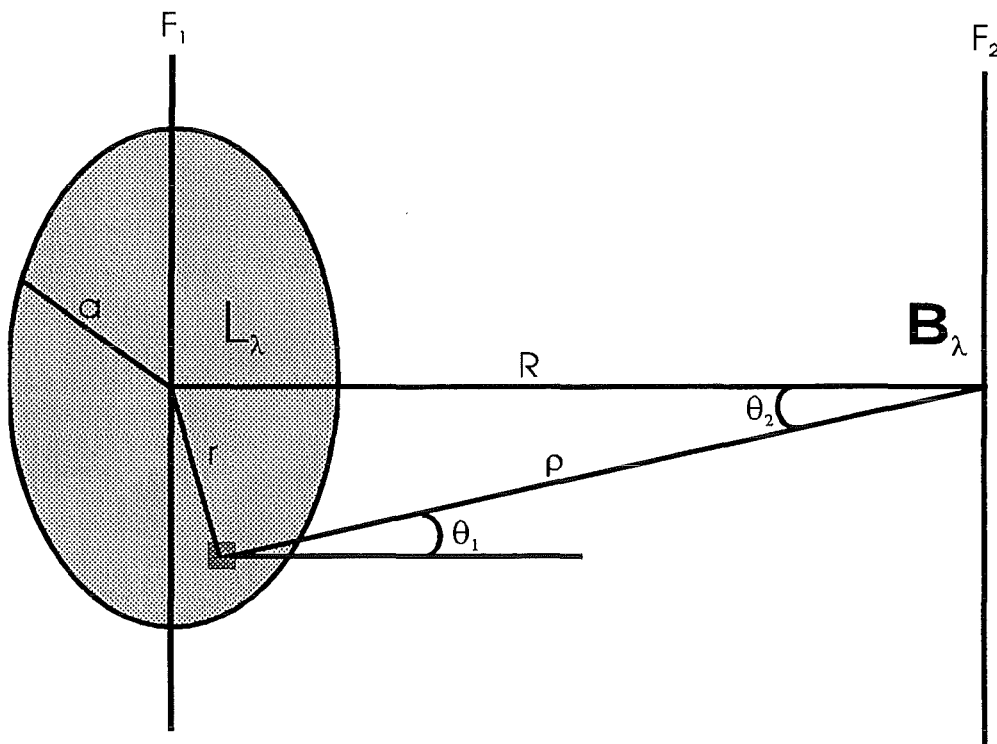


Abb.C.1 : Geometrie für die Ableitung der Strahlungsstärke L_λ aus der gegebenen Bestrahlungsstärke B_λ bei einer Entfernung R zwischen Quelle und Empfänger

Da die effektive Emissionsfläche dieser Lampe so groß ($\phi=23\text{ mm}$) ist, daß der Eingangsschlitz des Spektrometers vollständig auf diese kreisförmige Fläche abgebildet werden kann, kann die Strahlungsstärke L_λ ($\mu\text{W} / \text{cm}^2 \text{ str nm}$) leicht nach folgender Formel berechnet werden:

$$\begin{aligned}
B_\lambda &= \int dB_\lambda = \int_\Omega L_\lambda \cos \theta_1 \cos \theta_2 d\Omega \\
&= \int_{F_1} L_\lambda \cos^2 \theta \frac{dF_1}{\rho^2} \quad (\text{falls } \theta_1 = \theta_2 = \theta) \\
&= \int_0^a L_\lambda \frac{2\pi R^2 r}{(R^2 + r^2)^2} dr \\
&= L_\lambda \pi \frac{a^2}{R^2 + a^2} \quad (\text{falls } L_\lambda \text{ unabhängig von } r \text{ ist.}) \\
&\approx L_\lambda \frac{\pi a^2}{R^2} \quad (\text{falls } a \ll R)
\end{aligned} \tag{C.1}$$

Dabei bedeuten:

θ_1, F_1, a : Winkel zwischen der Strahlungsrichtung und der Normale auf die Quellfläche, Emissionsfläche, Radius der Quelle

θ_2 : Winkel zwischen der Strahlungsrichtung und der Normale auf die Empfängerfläche

R : Abstand zwischen der Quelle und der empfängerseitigen Fläche

Daraus ergibt sich:

$$L_\lambda = \frac{R^2 + a^2}{\pi a^2} B_\lambda \tag{C.2}$$

Das gemessene Detektorsignal S (A oder mV) läßt sich wie folgt ausdrücken:

$$S = L_\lambda M^2 b h_{\text{eff}} \Omega \Delta\lambda_{\text{Kanal}} E(\lambda), \tag{C.3}$$

Dabei wird angenommen, daß die Emissionsfläche der Quelle homogen und größer als das Bild des Spektrometereingangsschlitzes auf diese Fläche und die Variablen bedeuten:

b : Eingangsschlitzbreite des Spektrometers

h_{eff} : effektive Höhe des Eingangsschlitzes

M : Abbildungsmaßstab des Eingangsschlitzes auf die Emissionsfläche der Quelle

Ω : effektiver Raumwinkel, der von der Linse 1 in Abbildung C.2 aufgespannt wird.

$\Delta\lambda_{\text{Kanal}}$: Wellenlängenintervall eines Kanals

$E(\lambda)$: Empfindlichkeit des Systems unter Einschluß aller Transmissionsfaktoren und der Detektorempfindlichkeit

Daraus ergibt sich:

$$E(\lambda) = \frac{S}{L_\lambda M^2 b h_{\text{eff}} \Omega \Delta\lambda_{\text{Kanal}}} \quad (\text{Signalgröße} / W) \quad (\text{C.4})$$

C.2. Eichung mit der Deuterium-Lampe (EG&G , Modell GS-5150)

Die Bestrahlungsstärke B_λ ($\mu\text{W}/\text{cm}^2 \text{ nm}$) dieser Lampe wurde vom Hersteller für eine Entfernung von 50 cm von der Emissionsfläche angegeben. Der geeichte Wellenlängenbereich lag zwischen 2000 Å und 4000 Å.

Da der Durchmesser der Emissionsfläche dieser Lampe kleiner als 1 mm ist, kann die oben erwähnte Methode nicht verwendet werden. Aber wegen der kleinen Abmessung dieser Emissionsfläche kann sie als Punktquelle angesehen werden.

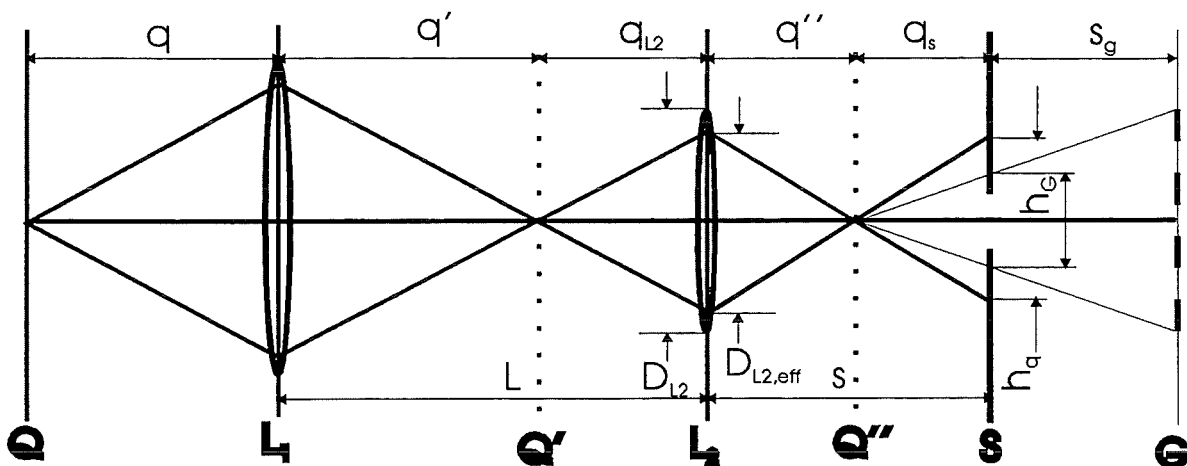


Abb.C.2 : Geometrie für die Ableitung des Eichfaktors mit der Deuteriumlampe.
 Q: Lichtquelle (Deuterium-Lampe); Q', Q'': Zwischenabbildungen der Quelle; L1, L2: Linsen mit den Brennweiten f_1 bzw. f_2 ; S: Ebene des Eingangsschlitzes; G: Ebene des Gitters

Die spektrale Strahlungsleistung Φ_λ (W / nm) muß durch die gesamten Optikkomponenten erhalten bleiben, wenn Verluste an den Spiegeln und Linsen vernachlässigt werden können:

$$\Phi_{\lambda,s} = \Phi_{\lambda,L2} = \Phi_{\lambda,L1} = \text{const.} \quad (\text{C.5})$$

Gemäß Abbildung C.2 bedeuten dabei:

$\Phi_{\lambda,s}$, $\Phi_{\lambda,L2}$, $\Phi_{\lambda,L1}$: Strahlungsleistung in der Schlitz-, und in den Linsen-Ebenen

Daraus kann die Bestrahlungsstärke nach folgender Formel berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 B_{\lambda,s} &= \frac{\Phi_{\lambda,s}}{F_s} = \left(\frac{q''}{q_s} \right)^2 B_{\lambda,L2} = \left(\frac{q''}{q_s} \right)^2 \left(\frac{q'}{q_{L2}} \right)^2 B_{\lambda,L1} \\
 &= \left(\frac{q''}{q_s} \right)^2 \left(\frac{q'}{q_{L2}} \right)^2 \left(\frac{q_0}{q} \right)^2 B_{\lambda,o} \\
 &= K \left(\frac{M_q M_s}{L - M_q q - M_s s} \right)^2
 \end{aligned} \tag{C.6}$$

Dabei bedeuten die verschiedenen q die Abstände zwischen den nach Abbildung C.2 definierten optischen Komponenten und

$F_s = \pi (h_q)^2$: bestrahlte Fläche in der Schlitz-Ebene

$K = q_0^2 B_{\lambda,o}$ (q_0 : die Entfernung der Eichebene von der Quelle bei der
Quelleneichung = 50 cm,

$B_{\lambda,o}$: die vom Hersteller geeichte Bestrahlungsstärke)

$$M_q = \frac{f_1}{q - f_1}$$

$$M_s = \frac{f_2}{s - f_2}$$

Das gemessene Detektorsignal S (A oder mV) kann dann durch folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$S = B_{\lambda,s} b h_{\text{eff}} \Delta\lambda_{\text{Kanal}} E(\lambda) \tag{C.7}$$

Dies führt nur dann auf einen brauchbaren Eichfaktor $E(\lambda)$, wenn die folgenden notwendigen Bedingungen erfüllt werden:

$$\begin{aligned}
 D_{L2} &> D_{L2,\text{eff}} \\
 h_q &> h_{\text{eff}} \\
 h_G &> h_{\text{eff}}
 \end{aligned} \tag{C.8}$$

Dabei bedeuten:

D_{L2} : Durchmesser der Linse 2

$D_{L2,eff}$: der bestrahlte effektive Durchmesser der Linse 2
 h_q : Durchmesser der bestrahlten Fläche in der Schlitz-Ebene
 h_G : durch den Punkt Q'' in die Schlitz-Ebene projizierte Abmessung des Gitters
 h_{eff} : effektive Eingangsschlitzhöhe des Spektrometers

Daraus ergibt sich:

$$E(\lambda) = \frac{S}{B_{\lambda,s} b h_{eff} \Delta\lambda_{Kanal}} \quad (\text{Signalgröße / W}) \quad (C.9)$$

Die bisherigen Betrachtungen für die Bestimmung der System-Empfindlichkeit der beiden Lichtquellen gelten nur für den PMT-Array. Beim OSMA und OMA müssen die Auslesezeiten τ_{messen} (33 ms für OSMA und 16,5 ms für OMA) der Detektoren zusätzlich berücksichtigt werden, da das Lichtsignal über diese Zeitintervalle integriert wird. Das gemessene Detektorsignal C (Counts) kann dann mit dem Eichfaktor $O(\lambda)$ durch folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$\begin{aligned}
 C &= L_\lambda M^2 b h_{eff} \Omega \Delta\lambda_{Kanal} \tau_{messen} O(\lambda) \quad (\text{Wolfram-Halogen-Lampe}) \\
 &= B_{\lambda,s} b h_{eff} \Delta\lambda_{Kanal} \tau_{messen} O(\lambda) \quad (\text{Deuterium-Lampe})
 \end{aligned} \quad (C.10)$$

Daraus ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 O(\lambda) &= \frac{C}{L_\lambda M^2 b h_{eff} \Omega \Delta\lambda_{Kanal} \tau_{messen}} \\
 &= \frac{C}{B_{\lambda,s} b h_{eff} \Delta\lambda_{Kanal} \tau_{messen}} \quad (\text{Counts / J}) \quad (C.11)
 \end{aligned}$$

Anhang D. Abstände zwischen den optischen Komponenten und ihre Parameter

1. Die Abstände zwischen den optischen Komponenten bei $\lambda=5801,3 \text{ \AA}$ (CIV) sind in Abbildung D.1 repräsentativ dargestellt.

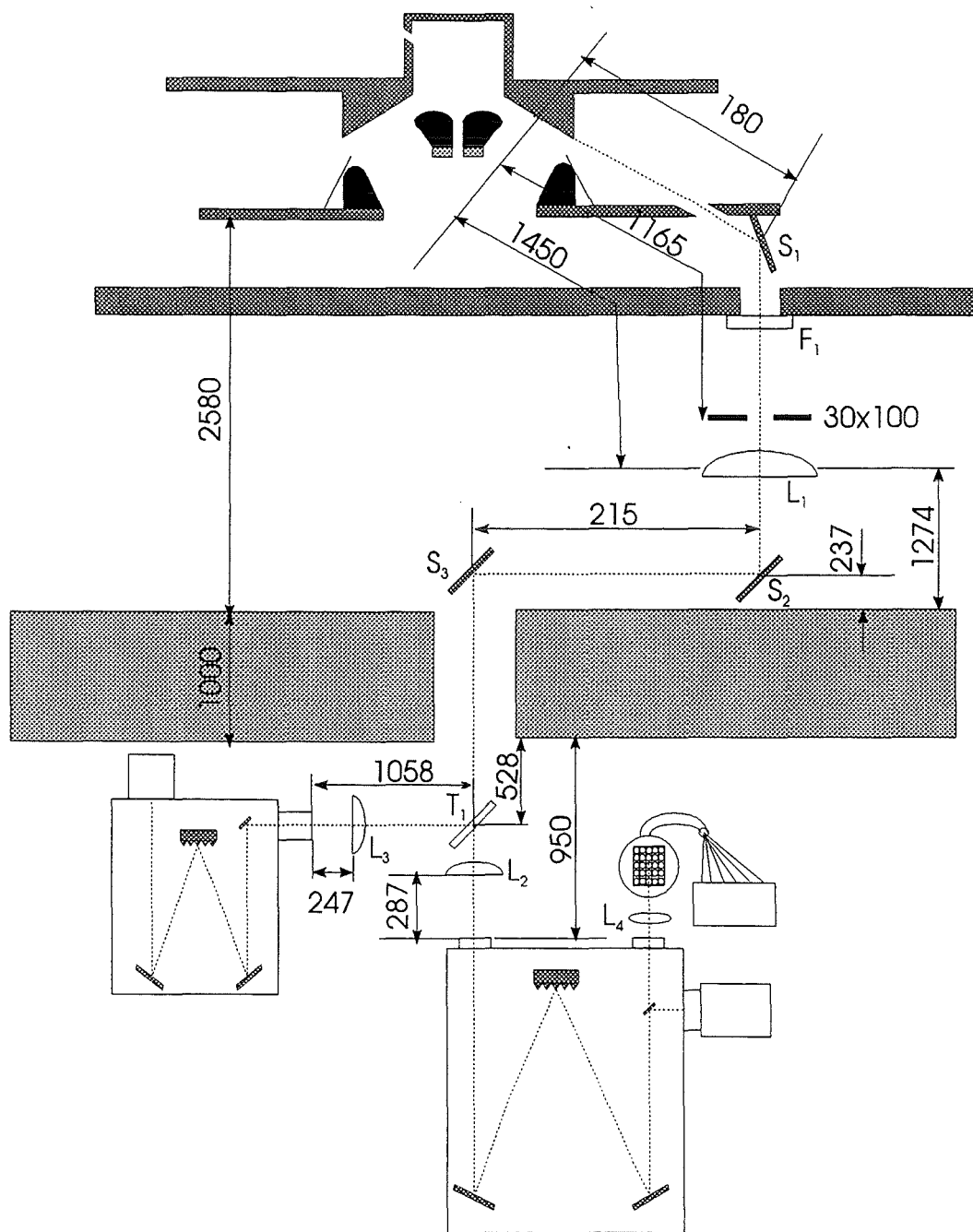


Abb.D.1 : Abstände (mm) zwischen den optischen Komponenten bei $\lambda=5801,3 \text{ \AA}$

2. Die Parameter der optischen Komponenten werden in den folgenden Tabellen zusammengefaßt.

1) Spiegel, Fenster und Strahlteiler

	Durchmesser (mm)	Dicke (mm)	Material	Bemerkung
S ₁	25	5	Alu-Beschichtung auf Glasbasis	Spindler & Hoyer (34 0343)
S ₂	200	> 10	Alu-Beschichtung auf Glasbasis	
S ₃	200	> 10	Alu-Beschichtung auf Glasbasis	
F ₁	50	5	Quarzglas	
T ₁	50,8×50,8	1,6	Polka-Dot-Beschichtung auf Quarzglas	Teilungsverhältnis: 50/50 bei 45° Oriol(38106)

2) Linsen

Linse	Linseform	Durchmesser (mm)	Brennweite (mm) ($\lambda=5801,3 \text{ \AA}$)	Material	Firma/Modell
L ₁	Plankonvex (sphärisch)	100	916,0	Quarzglas	STEEG & REUTER/ Sonderbestellung
L ₂	Plankonvex (sphärisch)	50	200,6	Quarzglas	Melles Griot /012LQP023
L ₃	Plankonvex (sphärisch)	80	208,7	Quarzglas	Spindler & Hoyer/031696
L ₄	Bikonvex (sphärisch)	22,4	27,5	Quarzglas	Spindler & Hoyer/063030