

Spektroskopische Untersuchung der
Strahlungsrekombination im Divertor
von ASDEX Upgrade

Von der Fakultät Elektrotechnik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Kay Schmidtman

aus Berlin

Hauptberichter: Prof. Dr. U. Schumacher

Mitberichter: Prof. Dr. E. Kasper

Tag der mündlichen Prüfung: 3. August 2000

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik,
Garching bei München
und
Institut für Plasmaforschung
der Universität Stuttgart

2000

Abstract

With the development of a fusion reactor the investigation of the interaction between the hot plasma and the wall is one of the most important tasks. The solution of the wall erosion problem due to high power and particle flux from the plasma onto the divertor target is a major challenge.

Detached plasmas appear to be favourable with respect to a reduced plasma-wall interaction. These plasmas are dominated by three-body recombination. Because of the strong volume recombination the plasma flux is replaced by an isotropic neutral flux. Thus the power entering the divertor target is spread onto a larger area, and hence the plasma wall interaction is reduced substantially.

The strong recombination radiation was used for the analyses of spectroscopic methods for the determination of electron temperature and electron density. Thus it was possible to investigate a high density and low temperature plasma regime which cannot be explored with standard diagnostic methods.

Both line and continuum radiation were used for the determination of the plasma parameters electron density and temperature. It was found that under the simplified assumptions of homogeneous distributions along the lines of sight the used spectroscopic methods for the temperature determination do not yield the same result. Temperatures derived from the Boltzmann plot are significantly lower than those obtained from the Balmer sprung method. The explanation for this is the inhomogeneity of the divertor plasma and the line-of-sight integration of measured intensities. The inclusion of theoretical models like B2-EIRENE which describe the spatial distribution of plasma parameters in the scrape off layer enabled the quantitative comparison of the methods on the basis of realistic plasma profiles along the lines of sights.

The electron density in the divertor region was measured by absolute Balmer continuum radiation and by the Stark broadening of the Balmer line H_β . The line profile of H_β was analysed on the basis of model calculations of the Stark profile of H_β which take the ion dynamics and the static magnetic field into account. With the comparison of both methods the thickness of the emitting plasma layer could be estimated.

For the experimental investigations an optical fibre system was installed and calibrated. Both carbon and hydrogen emission was measured to prove the plasma detachment and the volume recombination, respectively. It could be shown that during the recombination the electron temperature is about 1 eV and

the density increases up to 10^{21}m^{-3} . The spectroscopic results were completed by Langmuir probe ion flux measurements.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Magnetischer Plasmaeinschluß und Problem der ersten Wand	15
2.1	Der Tokamak	15
2.1.1	Magnetfelder im Tokamak	15
2.1.2	Magnetische Flächen	17
2.2	Der Divertor	18
2.3	Das Problem der Targetbelastung	20
3	Divertorphysik	23
3.1	Das Zweipunktmodell	23
3.1.1	Energiebilanz	24
3.1.2	Druckbilanz	25
3.1.3	Teilchen- und Energiefluß	26
3.2	Die Operationsregime des Divertors	26
3.2.1	Niedrig-Recycling-Regime	27
3.2.2	Hoch-Recycling-Regime	28
3.2.3	Detachment	29
3.3	Die Impulsabfuhr beim Detachment	30
3.3.1	Der Impulsverlustfaktor f_{mom}	30
3.3.2	Gastarget-Modell	31
3.4	Die Volumenrekombination	32
3.5	Experimentelle Nachweismöglichkeiten des Detachments	33
4	Spektroskopische Methoden	35
4.1	Die Messung absoluter Intensitäten	35
4.2	Die Bestimmung von Plasmaparametern	36

4.2.1	Mittlere freie Weglängen im Divertorplasma	36
4.2.2	Die Wasserstoffkontinuumsstrahlung	37
4.2.2.1	Temperaturbestimmung aus der Kontinuumsstrahlung	39
4.2.2.2	Dichtebestimmung aus der Kontinuumsstrahlung	41
4.2.3	Die Wasserstofflinienstrahlung	42
4.2.3.1	Temperaturbestimmung aus der Linienstrahlung	43
4.2.3.2	Dichtebestimmung aus der Linienstrahlung . . .	44
4.2.4	Vergleich der Temperaturbestimmungsmethoden	45
4.2.4.1	Anwendungsbereiche der Methoden	45
4.2.4.2	Temperaturwichtung im inhomogenen Plasma .	45
4.2.4.3	Modellrechnungen im inhomogenen Plasma . . .	47
4.3	Auswertung des Stark-Effekts zur Dichtebestimmung	48
4.3.1	Natürliche Linienbreite	49
4.3.2	Doppler-Verbreiterung	49
4.3.3	Zeeman-Effekt	50
4.3.4	Einfluß des Stark-Effekts auf die Linienstrahlung	52
4.3.4.1	Theoretische Grundlagen zum Stark-Effekt . . .	52
4.3.4.2	Auswahl einer geeigneten Spektrallinie	53
4.3.4.3	Rechnungen zum Stark-Effekt mit Magnetfeld .	54
4.3.4.4	Auswertemethoden der Messungen	54
5	Divertorspektrometer an ASDEX Upgrade	57
5.1	Das ASDEX Upgrade-Experiment	57
5.2	Die Geometrie der Sichtlinien im Divertor	58
5.3	Die Spektrometer und Detektoren	60
5.4	Die Kalibration der Detektionssysteme	61
6	Spektroskopische Ergebnisse zur Wasserstoffstrahlung im Divertor	63
6.1	Das Wasserstoffspektrum	63
6.1.1	Der Balmer-Sprung	64
6.1.2	Fortsetzung des Balmer-Kontinuums zu höheren Wellenlängen	65

6.2	Experimenteller Vergleich der Temperaturbestimmungsmethoden	66
6.3	Profilmessungen der Balmer-Linie H_β	67
7	Spektroskopische Messungen und Vergleich mit Modellierung	69
7.1	Spektroskopische Messungen	70
7.1.1	Messungen der Kohlenstoffstrahlung CIII	71
7.1.2	Messungen der Wasserstoffstrahlung H_β	72
7.1.3	Messungen der Temperatur und Dichte	72
7.1.4	Abschätzung der Breite der Emissionszone	73
7.1.5	Messungen von Wasserstofflinienverhältnissen	79
7.2	Messungen mit Langmuir-Sonden	83
7.3	Modellierung mit B2-EIRENE	85
7.3.1	Ergebnisse der B2-EIRENE-Rechnungen	85
7.3.1.1	Attachment	85
7.3.1.2	Detachment	86
8	Zusammenfassung	89
A	Theorie der Randschicht	93
A.1	Teilchenfluß auf eine Wand und das Bohm-Kriterium	93
A.2	Bestimmung von Plasmaparametern aus der Sonden-Kennlinie	95
B	Kalibration der Detektionssysteme	97
B.1	Kalibration der Spektrometer und des Photomultipliersystems	97
B.2	Kalibration der Lichtwellenleiter	99
C	Symbole	101
C.1	Fundamentalkonstanten	101
C.2	Atomphysik und Spektroskopie	101
C.3	Plasma- und Tokamakphysik	102
C.4	Strahlungstechnische Meßgrößen	104
C.5	Indizes	104
	Literaturverzeichnis	105

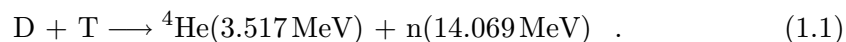
Danksagung	111
Lebenslauf	113

1 Einleitung

Ein Ziel der modernen Energieforschung ist es, alternativ zu anderen Ressourcen die kontrollierte Kernfusion als Energiequelle zu nutzen. Die Notwendigkeit dazu ergibt sich aus dem weltweit stetig steigenden Energiebedarf, aus Klimaveränderungen durch die Nutzung fossiler Energiequellen und aus der Verknappung der Vorräte der jetzt genutzten Energieträger. Die thermonukleare Fusion erscheint als eine mögliche Option der langfristigen Energieversorgung, deren Attraktivität die praktisch unbegrenzten Ressourcen an Brennstoff, die gute Umweltverträglichkeit und das hohe Sicherheitsniveau des Fusionsreaktors darstellen.

Im Gegensatz zu chemischen Reaktionen zwischen Atomen und Molekülen, bei denen Energien in der Größenordnung molekularer Bindungsenergien im eV-Bereich frei werden, setzen Kernreaktionen spezifische Energien von einigen MeV pro Nukleon frei. Die theoretische Grundlage der Energiegewinnung aus Kernspaltung oder Kernfusion ist die Abhängigkeit der Bindungsenergie pro Nukleon von der Massenzahl des Kerns. Nach der Einsteinschen Äquivalenzbeziehung $E = mc^2$ wird bei der Bildung eines Atomkerns aus freien Nukleonen (Protonen oder Neutronen) ein Teil der Masse in Bindungsenergie des Kerns umgesetzt. Dieser Massendefekt Δm erreicht bei Eisen (^{56}Fe) ein Maximum. Da die Differenz der Bindungsenergien bei der Überführung eines schwach gebundenen in einen stark gebundenen Zustand frei wird, existieren zwei Möglichkeiten der Kernenergiegewinnung, die Verschmelzung leichter oder die Spaltung schwerer Kerne.

Fusionsreaktionen finden in den Sternen wie der Sonne statt. Dabei verschmelzen im wesentlichen 4 Protonen zu einem Helium-Kern. Alle stellaren Fusionsreaktionen haben durch die Beteiligung von Prozessen mit schwacher Wechselwirkung eine geringe Reaktionswahrscheinlichkeit und kommen als Energiequelle unter terrestrischen Bedingungen nicht in Frage. Den größten Wirkungsquerschnitt bei gleichzeitig geringster Energie der Relativbewegung der Reaktionspartner weist die Reaktion von Deuterium mit Tritium unter Bildung von Helium und einem Neutron auf:



Während Deuterium im natürlichen Wasserstoff in großen Mengen vorkommt, ist das Tritium-Isotop praktisch kaum vorhanden und muß aus dem reichlich vorhandenen Lithium und den in der DT-Reaktion entstehenden Neutronen

erbrütet werden. Die Lithiumressourcen als limitierender Faktor würden den zum Brüten erforderlichen Bedarf für einige Millionen Jahre decken.

Für ausreichend hohe Wirkungsquerschnitte der Fusionsreaktionen müssen sehr hohe Temperaturen (Teilchenenergien im Bereich 10-100 keV) erreicht werden. Sollen Teilchen fusionieren, so müssen sie sehr häufig miteinander stoßen, da die Fusionsquerschnitte weit unter den Coulomb-Wirkungsquerschnitten liegen. Die praktische Umsetzung der Fusionsreaktionen ist daher an Bedingungen an das Produkt aus Teilchendichte n und Energieeinschlußzeit τ_E geknüpft. Zum Erfüllen dieses Zündkriteriums muß das Plasma bei hinreichend hoher Plasmadichte und wirksamer Plasmaheizung eingeschlossen werden. Zwei wesentliche Konzepte zur Lösung dieser Probleme wurden in der letzten Zeit verfolgt, der magnetische Einschluß und die Trägheitsfusion. Letztere basiert auf dem schnellen Aufheizen eines Deuterium-Tritium-Pellets mittels gepulster Laserstrahlung.

Bei den für die Fusion erforderlichen hohen Temperaturen geht die Materie in den Plasmazustand über, d.h. die neutralen Atome zerfallen in geladene Elektronen und Ionen. Da geladene Teilchen weitgehend an die Magnetfeldlinien gebunden sind, ergibt sich die Möglichkeit des magnetischen Einschlusses. Eine große Anzahl von Magnetfeldkonfigurationen wurde auf ihre Eignung zum Plasmaeinschluß untersucht. Der vollständige Einschluß kann dabei nur in toroidal geschlossenen Konfigurationen erreicht werden, da hier im Gegensatz zu linearen Konfigurationen (lineare Pinchentladungen) keine Endverluste auftreten. Die toroidale Anordnung wird derzeit in Tokamaks und Stellaratoren untersucht. Im Tokamak wird sowohl ein toroidales Magnetfeld von poloidalen Spulen und ein poloidales Magnetfeld vom toroidalen Plasmastrom erzeugt. Zusätzlich zu den Hauptfeldspulen wird ein vertikales Feld für das toroidale Gleichgewicht benötigt. Beim Stellarator werden alle Magnetfelder durch geeignete Spulen erzeugt.

Da sich das Plasma in einem Vakuumgefäß befindet, also von materiellen Wänden umgeben ist, haben nicht nur die Aufheizung des Plasmas und die damit verbundenen physikalischen Fragestellungen, sondern auch die Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand eine entscheidende Bedeutung. Die Wandoberfläche muß die gesamte im Plasma freigesetzte Energie aufnehmen und nach außen abführen. Diese zunächst rein technologische Fragestellung birgt ein großes Potential physikalischer Methoden in sich.

Die auf die Wand treffenden energiereichen Plasmateilchen verursachen eine Zerstörung der Wandoberfläche, d.h. Wandmaterial wird zerstäubt, chemische Reaktionen werden in Gang gesetzt, Sekundärelektronenemission oder Materialverdampfung werden ausgelöst. Dabei gelangen Teilchen von der Wand als Verunreinigungen ins Plasma und führen hier zur Verdünnung des Brennstoffs und zur Abkühlung des Plasmas durch Bremsstrahlungsverluste. Daher muß vor allem die Konzentration schwerer Verunreinigungen im Fusionsplasma so

gering wie möglich gehalten werden. Für dieses Ziel werden u.a. Materialien mit niedriger Kernladungszahl Z (z.B. Graphit: Kohlenstoff, $Z = 6$) als Oberflächenabdeckung genutzt.

Außerdem wird versucht, die heißen Teilchen aus dem Kernplasma möglichst von der Wand fern zu halten bzw. die Plasma-Wand-Wechselwirkung auf ein wohldefiniertes Gebiet zu beschränken. Zur Kontrolle dieser Wechselwirkung wurde eine spezielle Magnetfeldkonfiguration entwickelt, der magnetische Divertor¹. Dabei werden die Magnetfeldlinien in eine separate Kammer abgelenkt, so daß das Plasma dort neutralisiert und das entstandene Neutralgas abgepumpt werden kann. Durch den Divertor wird eine magnetische Begrenzung des Plasmas hervorgerufen, die keine unmittelbare Quelle von Verunreinigungen darstellt wie ein materieller Limiter. Die im Divertorbereich entstehenden Verunreinigungen werden mit dem ausströmenden Plasma entfernt. In einem zukünftigen Fusionsreaktor soll auf diese Weise das bei der Fusionsreaktion entstehende Helium entfernt werden. Durch den Abschirmungseffekt des Divertors wird der Fluß der Verunreinigungen vom Divertor in das Plasmazentrum verhindert, da diese im Divertorplasma ionisiert und durch das Magnetfeld in die äußere Abschältschicht² abgelenkt werden.

Die Plasma-Wand-Wechselwirkung hängt sowohl von den Energieflüssen auf die Wand als auch von der Plasmadichte ab. Bei kleineren Dichten und höheren Leistungsflüssen reicht das Plasma bis zur Wand, rekombiniert dort und ruft die bereits erwähnten Erosionserscheinungen hervor. Ohne besondere Maßnahmen würde in einem Fusionsreaktor die Leistungsdichte auf über 100 MW/m^2 steigen, der kein Material standhalten könnte. Damit entstünde für den Fusionsreaktor ein sehr schwieriges Materialproblem, das nur mit Konzepten der Plasmaphysik gelöst werden kann.

Da die Optimierung der Divertorgeometrie für die Reduktion der Leistungsdichte nicht ausreichend ist, müssen Plasmaszenarien untersucht werden, in denen atomare Prozesse dieses Problem lösen. Zum Beispiel kann bei höheren Plasmadichten vor der Wand eine kältere Zone entstehen, in der das Plasma rekombiniert. Dabei wird der gerichtete Plasmafluß in einen isotropen Fluß von Neutralteilchen überführt und die Leistung auf einer größeren Oberfläche des Divertortargets deponiert. Außerdem wird ein beträchtlicher Teil der Plasmaenergie im Volumen abgestrahlt und somit auf den gesamten Raumwinkel verteilt. Der dadurch begrenzte Leistungsfluß auf die Wand resultiert in einer reduzierten thermischen Belastung der Wandoberfläche. Eine andere Möglichkeit ist die gezielte Zugabe von Verunreinigungen, wobei in speziellen Szenarien (CDH-Mode: Completely Detached H-Mode) bis zu 90 % der Verlustleistung abgestrahlt wird.

¹to divert [engl.]: ablenken

²Abschältschicht: In der Fachliteratur wird häufig der englischsprachige Begriff *Scrape-Off-Layer* verwendet.

Diese Konzepte bedürfen der sehr genauen Analyse. Rekombinierende Plasmen zeichnen sich neben ihrer fördernden Rolle zur Reduktion des Leistungseintrags auf die Wand durch eine hohe Strahlungsverlustleistung aus, die sich für die optische Spektroskopie anbietet. Zum charakteristischen Spektrum der emittierten Strahlung gehören die Rekombinationskontinua und intensive Balmer-Linien. Die Bestimmung der Plasmaparameter ist durch die Auswertung der absoluten Intensitäten der Strahlung und der Form der Linienprofile möglich.

Viele der atomaren Prozesse und Transportphänomene in der Randschicht eines Tokamaks sind in umfassenden numerischen Codes wie z.B. B2-EIRENE zusammengefaßt und erlauben die Modellierung der Bedingungen im Divertor. Umfangreiche experimentelle Untersuchungen, d.h. die genaue Messung möglichst vieler Plasmaparameter sind notwendig, um diese Codes zu überprüfen, Daten als Input zur Verfügung zu stellen und die Relevanz atomarer Prozesse abzuschätzen. Ratenkoeffizienten wie der der Rekombination hängen empfindlich von Temperatur und Dichte ab. Genaue Messungen dieser Parameter fördern das Verständnis der Prozesse im Divertor. Die Spektroskopie liefert dafür ein hohes diagnostisches Potential.

Der Tokamak ASDEX Upgrade (**A**xial **S**ymmetrisches **D**ivertor **E**xperiment Upgrade) am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching ist die gegenwärtig größte deutsche Fusionsforschungsanlage. Hier werden Kernfragen der Fusionsforschung unter kraftwerksähnlichen Bedingungen untersucht. Dazu gehören Untersuchungen zu Operationsgrenzen eines Fusionsplasmas, magneto-hydrodynamische Instabilitäten, Transportuntersuchungen, technologische Konzepte für die Steuerung der Plasmaparameter und nicht zuletzt die Erforschung der Divertorphysik. Zur letzteren gehört die Erprobung von Konzepten zur Leistungsabfuhr durch die Plasmarandschicht. Dabei ist mit dem sogenannten Divertor II in ASDEX Upgrade die Geometrie des Divertors den hohen erwarteten Leistungsflüssen entsprechend optimiert worden.

In der vorliegenden Arbeit werden diese für die Entwicklung zum Fusionsreaktor wichtigen Konzepte der Plasmarandschicht detailliert untersucht. Dazu werden spektroskopische Methoden zur Messung der Plasmaparameter im Divertorplasma des Tokamak-Experiments ASDEX Upgrade entwickelt und analysiert. Für die Anwendung dieser Methoden stehen jene Plasmaszenarien im Mittelpunkt, die für zukünftige Fusionsexperimente wie ITER³ von herausragender Bedeutung sind, da sie den bereits angesprochenen Anforderungen nach Reduktion der Wechselwirkung zwischen Plasma und Wand entsprechen. Ein solches Regime ist das sogenannte Plasmadetachment⁴, das, wie in den folgenden Kapiteln noch ausführlicher dargestellt wird, mit hohen Elektronendichten und niedrigen Elektronentemperaturen im Divertorbereich verknüpft ist. Die Attraktivität und Notwendigkeit spektroskopischer Untersuchungen unter diesen

³ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor

⁴Detachment [engl.]: Loslösung, Trennung

Bedingungen ergibt sich daraus, daß dieser Parameterbereich anderen diagnostischen Methoden wie z.B. Messungen mit Langmuir-Sonden nicht zugänglich ist.

Für die Messungen wurde ein umfangreiches optisches Beobachtungssystem installiert und in Betrieb genommen, das die gleichzeitige Untersuchung des äußeren und inneren Divertors mit hoher räumlicher Auflösung ermöglicht. Eine Absolutkalibrierung über den gesamten sichtbaren Spektralbereich gestattet die quantitative Auswertung der Spektren.

Das mit dem optischen System eingesammelte Licht ist entlang der Sichtlinien integriert und stellt somit keine lokale Messung dar. Inhomogenitäten in den Plasmaparametern entlang der Beobachtungssichtlinien führen zu unterschiedlichen Ergebnissen verschiedener spektroskopischer Meßmethoden. Ein völlig neuer Zugang bei der Interpretation der experimentellen Daten erschließt sich durch die gezielte Einbeziehung theoretischer Modelle. Ergebnisse aus der zweidimensionalen Modellierung der Randschicht werden genutzt, um voneinander unabhängige spektroskopische Methoden zur Temperatur- und Dichtebestimmung auf ihre Anwendbarkeit auf relevante Plasmabedingungen im Divertor zu überprüfen. Außerdem werden neue Rechnungen zu Linienprofilen in die Diskussion einbezogen, die das Zusammenwirken des Magnetfeldes (Zeeman-Aufspaltung) und der elektrischen Plasmamikrofelder (Stark-Verbreiterung) berücksichtigen. Auf der Basis theoretischer Spektren, die die Linienprofile im relevanten Parameterbereich wiedergeben, wurde ein Auswerteverfahren zur Bestimmung der Elektronendichte entwickelt und auf Messungen angewandt.

In Kapitel 2 über den magnetischen Plasmaeinschluß wird der Tokamak in seiner wesentlichen Funktionsweise dargestellt. Das Prinzip des Divertors wird diskutiert und auf Konzepte der Reduktion der Targetplattenbelastung eingegangen. Im Kapitel 3 dieser Arbeit werden wesentliche Prozesse der Divertorphysik detailliert dargestellt. Mit dem Zweipunktmodell, das die Energie- und Teilchenbilanz in der Randschicht beschreibt, werden die verschiedenen Operationsregime des Divertors charakterisiert. Insbesondere wird auf das Plasmadetachment eingegangen, auf die damit verbundene Volumenrekombination und die experimentellen Nachweismethoden. Im Kapitel 4 werden wesentliche spektroskopische Konzepte zur Bestimmung der Elektronentemperatur und Elektronendichte erarbeitet und diskutiert. Der Schwerpunkt in dieser Arbeit liegt auf dem Vergleich der angewandten Methoden anhand relevanter Plasmabedingungen im Divertor. Der Aufbau der Meßapparatur wird in Kapitel 5 beschrieben, eine nähere Darstellung der Kalibration der Detektionssysteme findet sich in Anhang B. Eine detaillierte Analyse der gemessenen Spektren erfolgt in Kapitel 6. Die gemessenen räumlichen Verteilungen und zeitlichen Entwicklungen der Strahlungsintensitäten und Plasmaparameter werden in Kapitel 7 dargestellt, diskutiert und mit der Modellierung verglichen.

2 Magnetischer Plasmaeinschluß und Problem der ersten Wand

Bei den für die Fusion erforderlichen hohen Temperaturen befindet sich die Materie im Plasmazustand. Ein vollständig ionisiertes Plasma besteht aus negativ geladenen Elektronen und positiv geladenen Ionen. Diese sind in ihrer Bewegung weitgehend an die Magnetfeldlinien gebunden, da senkrecht zum Magnetfeld \vec{B} auf Teilchen der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} die Lorentz-Kraft $q(\vec{v} \times \vec{B})$ wirkt. Die hierdurch erzwungene Gyration um \vec{B} schränkt die Teilchenbewegung stark ein.

2.1 Der Tokamak

Im Tokamak¹ (*Toroidale Kammer mit Magnetfeldspulen*) werden Plasmen mit Hilfe von geeigneten Magnetfeldern \vec{B} eingeschlossen. Diese geschlossene Toruskonfiguration verhindert die bei linearen Anlagen auftretenden Endverluste. Die Geometrie des Tokamaks wird durch den großen Radius $R = R_0$ und den kleinen Radius $r = a$ beschrieben (Abb. 2.2). Der Quotient $A = R_0/a$ wird Aspektverhältnis genannt. Die entsprechenden Parameter für ASDEX Upgrade sind in Tabelle 5.1 angegeben.

2.1.1 Magnetfelder im Tokamak

Im Tokamak überlagern sich im wesentlichen zwei orthogonale Magnetfelder. Die Hauptfeldspulen erzeugen das toroidale Magnetfeld B_{tor} . Das poloidale Magnetfeld B_{pol} wird durch den toroidal fließenden Plasmastrom hervorgerufen. Dieser Strom wird von einem elektrischen Feld getrieben, das durch eine Stromänderung in der Primärwicklung (OH-Spulen) nach dem Transformatorprinzip induziert wird (Abb. 2.1). Der Vorteil dieses Prinzips ist die mit dem Plasmastrom verbundene intrinsische ohmsche Heizung.

Die Überlagerung des toroidalen und poloidalen Feldes ergibt schraubenförmige Magnetfeldlinien (Twist), die sich um das Plasma winden. Der Twist der toroidalen Magnetfeldlinien ist für das Gleichgewicht unbedingt notwendig, damit die sogenannten Pfirsch-Schlüter-Ströme parallel zum Magnetfeld fließen

¹Tokamak [Russisches Kunstwort]: **t**oroidalnaja **k**amera sz **m**agnitnyimi **k**atuškami

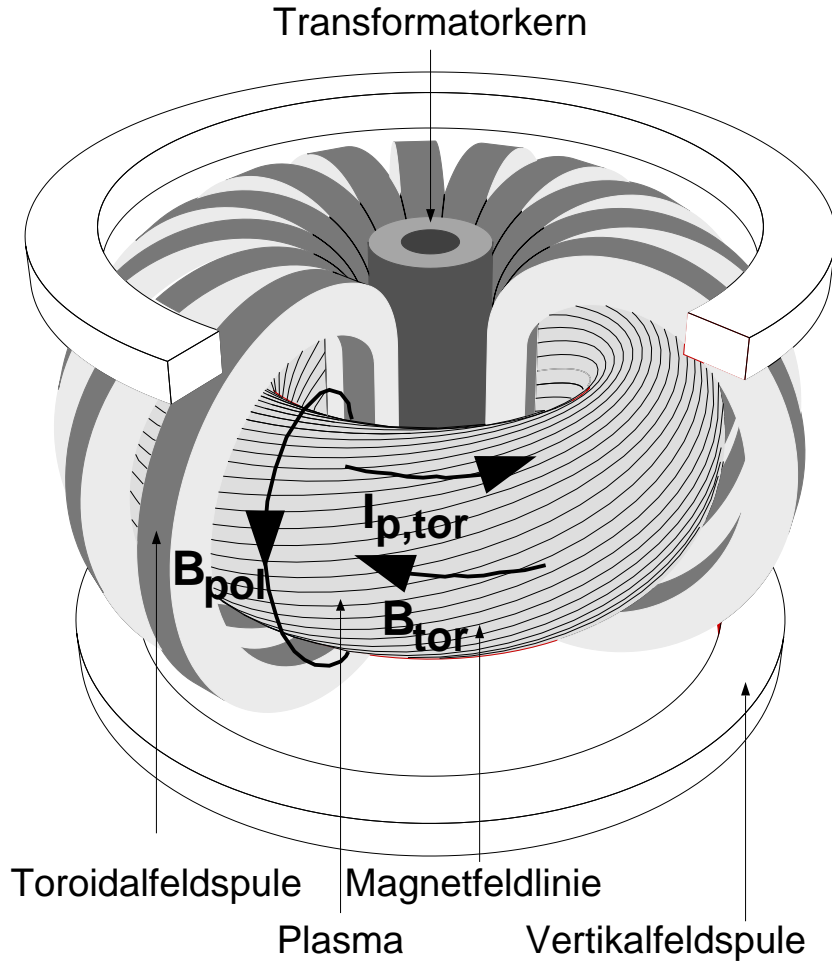


Abbildung 2.1: Prinzip des Tokamaks. Nach dem Transformatorprinzip wird im Torus ein elektrisches Feld induziert, das den toroidalen Plasmastrom $I_{p,tor}$ treibt. Der Plasmastrom erzeugt ein poloidales Magnetfeld B_{pol} , während das toroidale Hauptfeld B_{tor} durch die Toroidalfeldspulen erzeugt wird. Die Überlagerung beider Magnetfelder führt zu schraubenförmigen Magnetfeldlinien.

können und die Bewegung des Plasmas zur Torusaußenseite verhindert wird. Bei einem toroidalen Umlauf um die große Torusachse rotieren die Magnetfeldlinien im Mittel um einen Winkel ι um die kleine Achse in poloidaler Richtung. Die Rotationstransformation als mittleres ι bei N Umläufen und der daraus abgeleitete Sicherheitsfaktor q sind gegeben durch [1]

$$\iota = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{k=1}^N \iota_k}{N} \quad \text{und} \quad q = \frac{2\pi}{\iota} = \frac{r B_{tor}}{R B_{pol}} . \quad (2.1)$$

Das poloidale Magnetfeld ist an der Torusinnenseite höher als auf der Außen-

seite und übt deshalb einen Druck auf das Plasma zur Torusaußenseite aus. Zur Kompensation dieser Kraft wird eine zusätzliche vertikale Magnetfeldkomponente durch die toroidal umlaufenden Vertikalfeldspulen erzeugt.

2.1.2 Magnetische Flächen

Das Magnetfeld \vec{B} kann in den Torus-Zylinderkoordinaten R, Z, φ (Abb. 2.2) durch

$$\vec{B} = \frac{\vec{e}_\varphi}{R} \times \nabla\psi + B_\varphi \cdot \vec{e}_\varphi \quad (2.2)$$

beschrieben werden [2] mit der poloidalen magnetischen Flußflächenfunktion ψ ($\psi = R \cdot A_\varphi$, \vec{A} : Vektorpotential) und den Einheitsvektoren ($\vec{e}_R, \vec{e}_Z, \vec{e}_\varphi$). ψ ist proportional zum poloidalen magnetischen Fluß innerhalb jeder magnetischen Fläche. Der erste Summand auf der rechten Seite in Gl. (2.2) beschreibt das durch die Plasmaströme erzeugte poloidale Magnetfeld, der zweite das durch die äußeren Spulen hervorgerufene toroidale Magnetfeld. Wegen der toroidalen Symmetrie ist ψ keine Funktion von φ , und damit ist $\nabla\psi \cdot \vec{B} = 0$. \vec{B} liegt also auf $\psi = \text{const.}$ -Flächen (magnetische Flächen). Im Tokamak bilden diese Flußflächen ein System ineinander geschachtelter Flächen (Abb. 2.2).

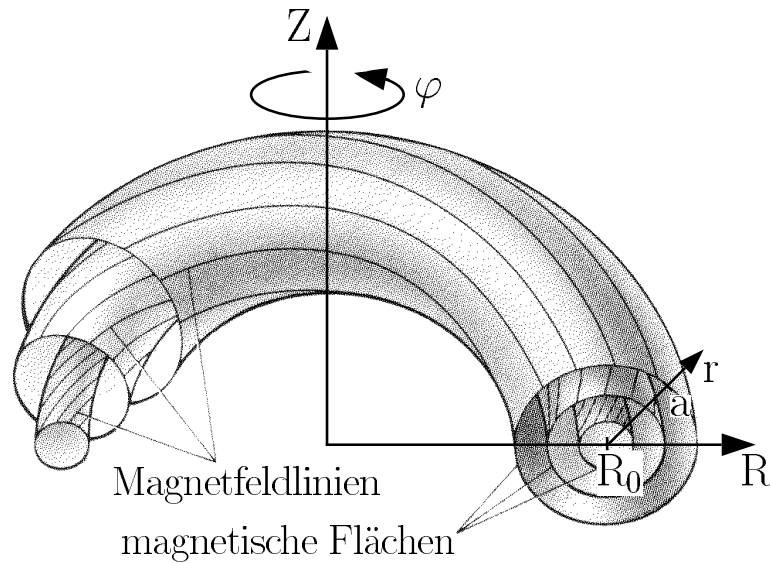


Abbildung 2.2: Magnetische Flächen im Torus und das Torus-Zylinderkoordinatensystem (R, Z, φ) . Eingezeichnet sind der große Plasmaradius R_0 und der kleine Plasmaradius a .

Die meisten Flußflächen haben ein irrationales q und werden durch eine einzige Magnetfeldlinie aufgespannt, die sich nicht wieder schließt.

Wird das Plasma als elektrisch leitende Flüssigkeit mit der Massendichte ρ , der Stromdichte \vec{j} und dem Druck P beschrieben, so lautet die Kraftgleichung (Eulersche Gleichung) [2]:

$$\rho \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla P + \vec{j} \times \vec{B} \quad . \quad (2.3)$$

Im Gleichgewicht ($d\vec{v}/dt = 0$) gilt

$$\nabla P = \vec{j} \times \vec{B} \quad . \quad (2.4)$$

Daraus folgt für den Strom $\vec{j} \cdot \nabla P = 0$ und für das Magnetfeld $\vec{B} \cdot \nabla P = 0$. Somit liegen sowohl die Strombahnen als auch die Magnetfeldlinien auf Flächen konstanten Drucks.

2.2 Der Divertor

Der magnetische Einschluß eines Plasmas ist nicht ideal. Aus dem Plasma müssen Teilchen und Energie nach außen abgeführt werden. Entsprechend den Energie- und Teilcheneinschlußzeiten stellt sich eine Stationarität ein, so daß sämtliche im Plasma erzeugte Energie und Teilchen nach dem Rand abfließen. Da sich das Plasma in einem Vakuumgefäß befindet, kommt es unwillkürlich zu einer Wechselwirkung zwischen Plasma und Wand. Dabei treffen aus dem Plasma energiereiche Elektronen, Ionen und Neutralteilchen, aber auch elektromagnetische Strahlung auf die Wand und zerstäuben und erodieren das Wandmaterial. Gleichzeitig gelangen herausgelöste Teilchen aus der Wand als Verunreinigungen ins Plasma und führen zur unerwünschten Verdünnung und Kühlung des Hauptplasmas. Die Kontrolle des Leistungs- und Teilchenflusses, der in einem Fusionsreaktor auf die erste Wand trifft, ist in Hinblick auf die Entwicklung von ITER von großem praktischen Interesse und eines der Hauptprobleme, das beim Design der Anlage gelöst werden muß.

Die Plasma-Wand-Wechselwirkung kann auf sogenannte Limiter konzentriert werden. Dabei wirken materielle Strukturen als Blende und verhindern somit den direkten Kontakt zwischen dem Plasma und der ersten Wand. Auf Grund der Rotationstransformation der Magnetfeldlinien reicht eine lokal beschränkte Begrenzung des Plasmas aus. Allerdings ist hier durch den direkten Kontakt zwischen dem Plasma und den materiellen Strukturen der Leistungseintrag aus dem Plasma und damit die Materialbeanspruchung sehr hoch.

Einen anderen Lösungsansatz liefert der magnetische Divertor, bei dem ein direktes Begrenzen des Plasmas durch materielle Wände vermieden wird. Dabei wird durch Zusatzspulen eine Separatrix² mit einem X-Punkt als Überschneidungspunkt erzeugt (Abbildung 2.3).

²Separatrix: Durch eine Magnetfeldlinie aufgespannte Fläche, welche die geschlossenen Flußflächen von den nicht geschlossenen (Abschältschicht) trennt.

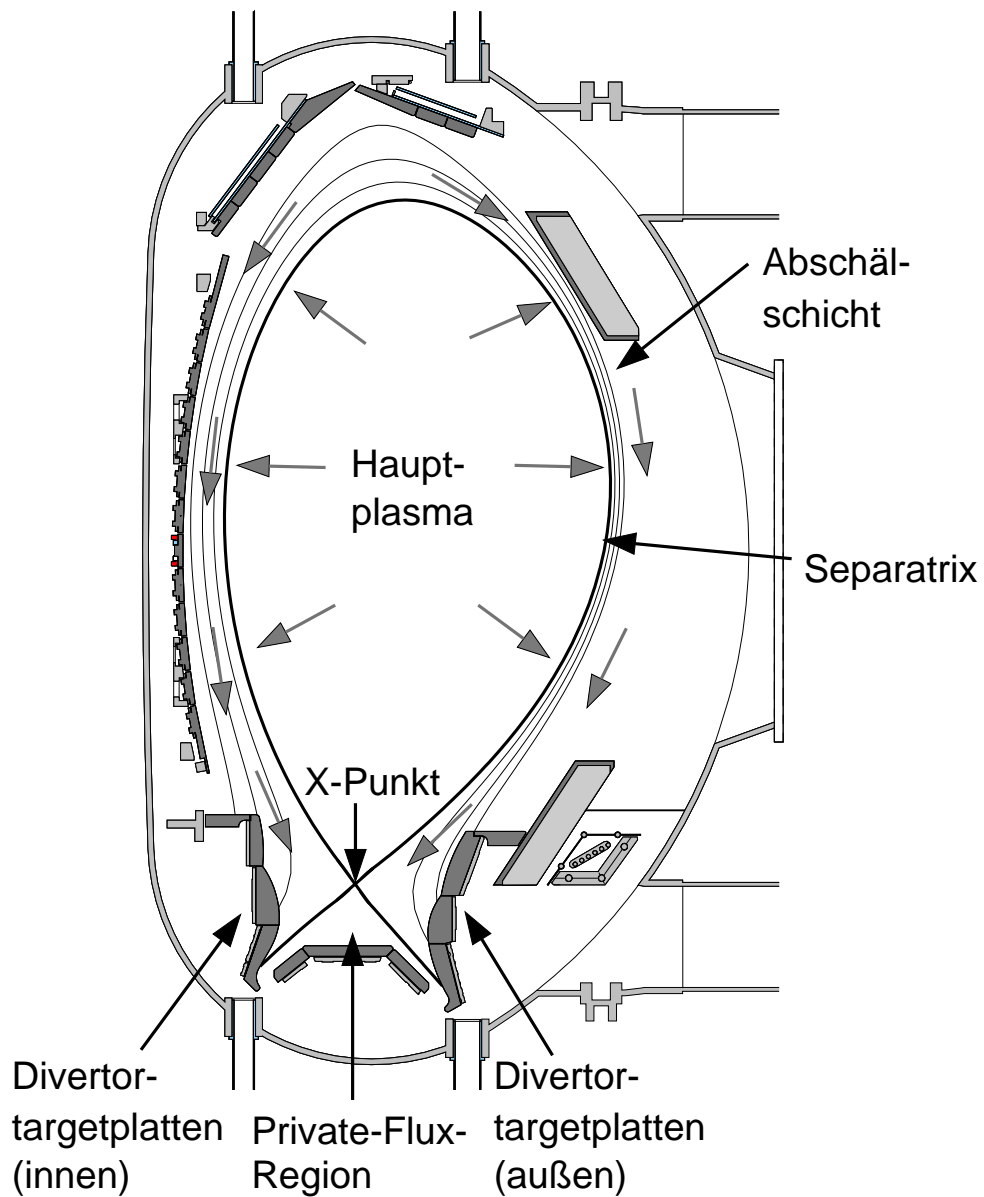


Abbildung 2.3: Typischer poloidaler Querschnitt eines Divertortokamaks (hier: Tokamak ASDEX Upgrade). Die Separatrix trennt die geschlossenen (Hauptplasma) von den offenen Feldlinien (Abschäl-schicht). Die Abschäl-schicht ist durch Magnetfeldlinien direkt mit dem Divertor verbunden. Der Bereich unterhalb des X-Punktes heißt Private-Flux-Region. Die kurzen Pfeile kennzeichnen den Teilchentransport.

Die Separatrix trennt die geschlossenen von den offenen Feldlinien und damit das Gebiet guten Einschlusses von der Abschäl-schicht. Mit dieser Konfiguration wird dem Hauptplasma eine magnetische Begrenzung aufgeprägt,

die nicht selbst Quelle von Verunreinigungen ist. Die offenen Feldlinien der Abschältschicht treffen in einer separaten Kammer, dem Divertor, fern vom Hauptplasma auf die sogenannten Targetplatten. Somit ist die Wechselwirkung zwischen Randschichtplasma und materiellen Strukturen hier konzentriert. Am Target wird das anströmende Plasma neutralisiert, und das entstandene Neutralgas kann abgepumpt werden. Die an den Targetplatten erodierten Verunreinigungen werden entweder direkt vom in die Divertorkammer abströmenden Plasma durch Reibungskräfte entfernt, oder sie werden nach Ionisation im Divertorplasma durch das Magnetfeld in die äußere Randschicht abgelenkt.

Einige wesentliche Aspekte der Physik des Divertors, die vor allem das Erreichen der Wand durch das Plasma in verschiedenen Operationsregimen betreffen, werden in Kapitel 3 diskutiert.

2.3 Das Problem der Targetbelastung

Auf Grund der Gyration geladener Teilchen um die Magnetfeldlinien überwiegt der Transport der Ionen und Elektronen in der Randschicht parallel zu den Feldlinien bei weitem den Transport senkrecht zu \vec{B} . Die Wärmeleitfähigkeit der Ionen (Masse m_i) ist um den Faktor $\sqrt{m_e/m_i}$ kleiner als die der Elektronen (Masse m_e). Durch den starken parallelen Transport ist die Dicke der Schicht, in der der Leistungsfluß auf die Targetwand trifft, sehr klein (≈ 1 cm). Durch diese räumlich eng begrenzte hohe Leistungsdeposition werden ernsthafte technische Probleme bei der Entwicklung eines Fusionsreaktors hervorgerufen. Daher ist die gleichmäßige Verteilung und Reduktion der Target-Belastung ein Hauptziel laufender Untersuchungen an den gegenwärtigen Fusionsexperimenten.

Der **I**nternationale **T**hermonukleare **E**xperimentalreaktor ITER soll die wissenschaftliche und technische Machbarkeit der Fusion zeigen und ist damit ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu einem zukünftigen Fusionsreaktor. Dazu sollen ein energielieferndes Deuterium-Tritium-Plasma erzeugt und die wesentlichen Technologien eines Fusionskraftwerkes demonstriert werden. Für ITER wird eine Fusionsleistung von 1.5 GW bei Pulslängen von etwa 1000 s erwartet [3, 4]. 300 MW dieser Leistung entfällt auf die α -Teilchen, davon gelangen 80 % in die Abschältschicht und über die Randschicht in den Divertor (vgl. Abb. 2.3). Die Fläche, auf die dieser Leistungsfluß q auf der inneren und äußeren Targetplatte deponiert wird, ergibt sich aus der Energieabfalllänge ($\Delta \approx 0.04$ m) und dem Torusumfang ($2\pi \cdot R \approx 2\pi \cdot 7$ m):

$$q \approx \frac{240(1 - e^{-1})}{2\pi \cdot R \cdot 2 \cdot \Delta} \approx 50 \text{ MW m}^{-2} \quad . \quad (2.5)$$

Die Belastung kann durch eine Neigung der Targetplatten auf etwa die Hälfte reduziert werden. Durch Plasmaoszillationen und Disruptionen (Stromzusammenbrüche) kann es jedoch kurzzeitig zu wesentlich höheren Spitzenbelastungen

kommen. Um eine akzeptable Lebensdauer der Targetplatten zu erreichen, sind für einen Dauerbetrieb aber Werte von $q \leq 5 \text{ MW/m}^2$ erforderlich. Für diese Anforderung werden weitere Verlustmechanismen benötigt, die das Maximum der Leistungsbelastung reduzieren und das Energiedepositionsprofil auf der Targetplatte verbreitern. Dafür sind diejenigen Verlustkanäle geeignet, bei denen der Energiefluß nicht an die Magnetfeldlinien gebunden ist. Das gegenwärtige Konzept für ITER basiert darauf, atomare Prozesse, d.h. Strahlungsverluste, für die Verteilung des Leistungsflusses und des Impulses auf eine größere Fläche auszunutzen [4]. Die dadurch erreichbaren niedrigen Temperaturen am Target sollen zusammen mit reduzierten Teilchenflüssen akzeptable Erosionsraten ermöglichen. Eine Möglichkeit zur Erhöhung der Strahlungsverluste besteht in der gezielten Injektion von Verunreinigungen wie Neon oder Argon in das Randplasma [5].

Im Idealfall werden diese Energieverluste in Szenarien ohne zusätzliche Verunreinigungen erreicht. Dazu wurde in Arbeiten von Rebut und Watkins [6, 7] das Konzept des „kalten Plasmataargets“ vorgeschlagen. Dieses Regime ist mit dem sogenannten Plasmadetachment³ verknüpft. Divertorplasmen in diesem Regime werden als prinzipielle Lösung für den ITER-Divertor angesehen. Grundlage ist die Neutralisation des aus der Randschicht abströmenden Plasmas in einer Schicht von Neutralgas [8]. Dadurch wird die Rekombination des Plasmas im Volumen gegenüber der Rekombination am Target gefördert, und sowohl Impuls als auch Energie werden über Ionen-Neutralen-Stöße auf eine größere Wandfläche übertragen.

³Detachment [engl.]: Loslösung, Trennung. Im Gegensatz zum Attachment [engl.]: Befestigung, Bindung

3 Divertorphysik

Eine der großen technischen Herausforderungen bei der Entwicklung eines Fusionsreaktors ist die Lösung des Problems der Nähe des heißen Plasmas mit Temperaturen von einigen keV zu den begrenzenden materiellen Oberflächen, deren Schmelztemperatur nicht erreicht werden darf. Zu diesem Zweck sollen Divertoren die Kontaktregion zwischen Plasma und Wand isolieren und die Abfuhr der Helium-Asche ermöglichen.

Die Hauptaufgaben des Divertors sind [9]

- die Verteilung der aus dem Hauptplasma kommenden Leistung auf eine große Fläche,
- die Erzeugung eines hohen Neutralgasdrucks vor den Pumpstutzen für ein effektives Abpumpen der neutralisierten Teilchen,
- die Unterdrückung oder Reduktion der Erzeugung von Verunreinigungen und
- die Abschirmung der in der Randschicht erzeugten Verunreinigungen vom Hauptplasma.

Gleichzeitig müssen ein guter Einschluß des Hauptplasmas und eine relativ hohe Plasmadichte realisiert werden.

Zur Erfüllung der oben genannten Anforderungen ist ein detailliertes Verständnis der Divertorphysik erforderlich. Das Divertor-Zweipunktmodell, das im Abschnitt 3.1 diskutiert wird, liefert einen Zusammenhang zwischen den zentralen Parametern einer Plasmaentladung und den Plasmabedingungen im Divertor.

3.1 Das Zweipunktmodell

Das Zweipunktmodell [9, 10] ist ein eindimensionales Randschichtmodell. Es basiert auf den magnetischen Flußröhren, die den sogenannten Symmetriepunkt in der Abschältschicht mit dem Divertor verbinden. Der Symmetriepunkt bezeichnet den Punkt, in dem im vereinfachten Modell die gesamte Energie aus dem Hauptplasma in die Randschicht eintritt. Dieser Punkt wird häufig auch als *upstream*-Position ($x = 0$) oder Stagnationspunkt bezeichnet (Abb. 3.1). Das Zweipunktmodell stellt den Zusammenhang zwischen den *upstream*-Parametern,

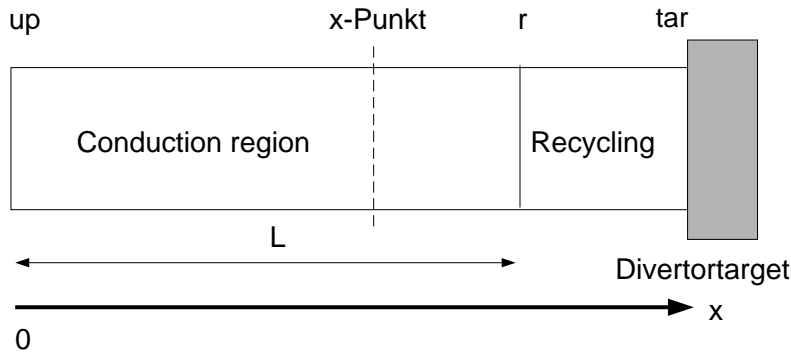


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung zum Zweipunktmodell. Die Flußröhre erstreckt sich vom Symmetriepunkt (*up*) in der „conduction region“ über die „recycling“-Zone (*r*) bis zum Divertortarget (*tar*). *L* kennzeichnet die Verbindungslänge zwischen Symmetriepunkt und dem Divertorplasma.

die nur durch das Hauptplasma bestimmt werden, und den Plasmaparametern im Divertor her. Wesentliche Größen dabei sind der Plasmadruck, Reibungsprozesse, die Elektronenwärmeleitung und atomare Prozesse wie Ionisation.

Im oberen Teil der Abschältschicht, der sogenannten *Conduction-Zone*, wird der Wärmetransport durch parallele Wärmeleitung entlang der Magnetfeldlinien dominiert. Dieses Gebiet erfaßt den größten Teil der Abschältschicht und ist frei von Quellen und Senken.

Die Region nahe dem Divertortarget, die *Recycling-* oder auch Rezirkulationszone, ist durch starke Senken für Energie (Linienstrahlung von Wasserstoffatomen und Verunreinigungen), Impuls (Reibung zwischen Plasma- und Neutralteilchen) und Teilchen (Rekombination) charakterisiert. Ebenso können Plasmaionen, die an der Oberfläche des Divertortargets rekombinieren, durch das anströmende Plasma abgelöst werden und zurück in das Plasma gelangen, wo sie auf Grund der höheren Temperatur wieder ionisiert werden. Dieser Teilchenaustausch zwischen den materiellen Oberflächen und dem Plasma wird *Recycling* genannt.

3.1.1 Energiebilanz

Der wichtigste Transportmechanismus in der Abschältschicht ist die zu den Magnetfeldlinien parallele Wärmeleitung. Unter der Voraussetzung, daß der Großteil der Strahlungs- und Ladungsaustauschprozesse im Divertor in der Nähe der Targetplatte stattfindet, kann die parallele Wärmeleitungsgleichung als

$$\frac{d}{dx} \kappa_{\parallel} \frac{dT_e}{dx} = 0 \quad (3.1)$$

geschrieben werden [11]. Die parallele Elektronenwärmeleitfähigkeit κ_{\parallel} wird in der Arbeit von Spitzer [12, 13] berechnet und ist in [11] als

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_0 (k_B T_e)^{5/2} \quad \text{mit} \quad \kappa_0 \propto \frac{k_B}{m_e^{1/2} \ln \Lambda e^4 Z}, \quad \kappa_0 = 2000 \frac{\text{W}}{\text{m eV}^{7/2}} \quad (3.2)$$

angegeben. m_e und e sind die Elektronenmasse und -ladung, $\ln \Lambda$ steht für den Coulomb-Logarithmus, Z bezeichnet die effektive Ladungszahl des Plasmas, und T_e ist die Plasmatemperatur. Der Ionenwärmeleitfähigkeitskoeffizient ist auf Grund der höheren Ionenmasse m_i um den Faktor $\sqrt{m_e/m_i}$ kleiner als der für die Elektronen und somit vernachlässigbar. Der im Stagnationspunkt in die Abschältschicht eintretende Leistungsfluß q_{\parallel} definiert die Randbedingung bei $x = 0$ [11, 14]:

$$q_{\parallel} = -\kappa_{\parallel} \frac{d(k_B T_e)}{dx} \quad . \quad (3.3)$$

Die Integration von Gl. (3.1) liefert [9]

$$(k_B T_{up})^{7/2} = (k_B T_r)^{7/2} + \frac{7q_{up}L}{2\kappa_0} \quad . \quad (3.4)$$

T_{up} und q_{up} sind die *upstream*-Temperatur bzw. -Leistungsflußdichte, T_r ist die Temperatur am Eintritt in die Recyclingzone, und L ist die Verbindungslänge vom Symmetriepunkt zur Recyclingzone (Abb. 3.1).

3.1.2 Druckbilanz

Der totale Plasmadruck, d.h. die Summe aus statischem und dynamischem Druck, ist entlang einer magnetischen Flußröhre konstant. Dabei ist der statische Druck P_{stat} durch die Teilchendichte n und die Temperatur $k_B T$ bestimmt, $P_{stat} = nk_B T$, und der dynamische Druck ist durch $P_{dyn} = n(mv^2)/2$ gegeben, wobei m die Teilchenmasse und v die Strömungsgeschwindigkeit der Teilchen sind. Die im *upstream*-Punkt als ruhend angenommenen Teilchen werden auf dem Weg zum Divertor beschleunigt und erreichen am Target die Machzahl $M_{tar} = v_{tar}/c_S$, die das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit v zur Schallgeschwindigkeit $c_S = (2k_B T/m)^{1/2}$ angibt. Somit ist die Druckbilanz durch

$$P_{stat,up} = P_{stat,tar} \cdot (1 + M_{tar}^2) \quad (3.5)$$

gegeben. An der Schichtkante erreichen die Teilchen entsprechend dem Bohm-Kriterium [15] (siehe Anhang A.1) Schallgeschwindigkeit ($M_{tar} = 1$) [16], wodurch sich

$$P_{stat,up} = 2 \cdot P_{stat,tar} \quad (3.6)$$

ergibt. Beim Detachment (siehe Abschnitt 3.2.3 und 3.3) geht diese einfache parallele Druckbilanz durch Ladungsaustauschstöße in der Recyclingzone verloren.

Daher muß ein Korrekturfaktor, der Impulsverlustfaktor f_{mom} ($0 \leq f_{mom} \leq 1$), eingeführt werden, der den Impulsverlust entlang der Feldlinien berücksichtigt. Die Druckbilanz lautet dann:

$$P_{stat,up} \cdot (1 - f_{mom}) = 2 \cdot P_{stat,tar} \quad . \quad (3.7)$$

3.1.3 Teilchen- und Energiefluß

Die Leistungsflußdichte q_{tar} , die durch die elektrostatische Schicht auf die Targetoberfläche gelangt, setzt sich aus einem zur kinetischen Energie ϵ_{kin} proportionalen Anteil

$$q_{kin} = n_{tar} c_S \gamma k_B T_{tar} (1 + M_{tar}^2) \quad (3.8)$$

und einem zur potentiellen Energie ϵ_{pot} proportionalen Anteil

$$q_{pot} = n_{tar} c_S \epsilon_{pot} \quad (3.9)$$

zusammen. γ ist der Schichttransmissionsfaktor [16] mit $\gamma \approx 7$. Ohne Rekombination der Ionen im Volumen vor der Wand (Volumenrekombination) wird die potentielle Energie in Form von Wärme auf der Targetplatte deponiert, wobei die einfallenden Ionen neutralisiert werden und die resultierenden Atome auf der Oberfläche Moleküle bilden. Somit beinhaltet ϵ_{pot} die Ionisierungsenergie des Wasserstoffs $E_{ion} = 13.6 \text{ eV}$ und die halbe Bindungsenergie von Wasserstoffmolekülen ($\approx 2.2 \text{ eV}$), also $\epsilon_{pot} \approx 16 \text{ eV}$. Mit einem Korrekturfaktor f_{rad} , der den in der Abschältschicht abgestrahlten Anteil der Leistung berücksichtigt, erhält man folgende Bilanzgleichung:

$$(1 - f_{rad}) q_{up} = n_{tar} c_S \left[\gamma k_B T_{tar} (1 + M_{tar}^2) + \epsilon_{pot} \right] \quad . \quad (3.10)$$

3.2 Die Operationsregime des Divertors

Für den Divertor existieren verschiedene Operationsregime, die nicht streng voneinander getrennt sind. Vielmehr geht ein Regime kontinuierlich in das andere über. Im Tokamak-Experiment wird dies im wesentlichen durch eine Erhöhung der Plasmadichte bei konstanter Heizleistung erreicht.

Bei niedrigen Plasmadichten und hohen Temperaturen sind Ladungsaustauschstoffe im Vergleich zur Ionisation ineffektiv. Dann können Reibungsprozesse zwischen den Ionen und Neutralteilchen vernachlässigt werden. Der Impulsverlust der Ionen ist daher klein ($f_{mom} \approx 0$). Das heißt, daß atomare Prozesse die einfache Druckbilanz nach Gl. (3.6) nicht beeinflussen. Auch die Strahlungsverluste sind sehr klein ($f_{rad} \approx 0$), und im Vergleich zur relativ hohen kinetischen Energie der Teilchen ist die auf der Targetplatte deponierte potentielle

Energie vernachlässigbar. Man spricht dann vom Zustand des Attachments¹, da Impuls, Energie und Teilchen nahezu ungehindert auf das Divertortarget gelangen können. Unter diesen Annahmen ergeben die drei Gleichungen (3.4), (3.7) und (3.10) ein lösbares Gleichungssystem mit den drei Unbekannten T_{tar} , n_{tar} und T_{up} . Die Größen q_{up} und n_{up} sind dabei unabhängig, sie können durch die Heizleistung des Plasmas und damit durch die Leistungsflußdichte in die Abschältschicht bzw. durch die mittlere Dichte der Entladung von außen eingestellt werden. Dies wird im folgenden bei der Beschreibung des Niedrig- und Hoch-Recycling-Regimes näher erläutert.

3.2.1 Niedrig-Recycling-Regime

Das Niedrig-Recycling-Regime stellt sich bei kleiner mittlerer Dichte und ausreichend hoher Heizleistung der Plasmaentladung ein. Der Wärmetransport aus der oberen Randschicht in den Divertor wird bei nicht zu kleinen Temperaturen von der parallelen Wärmeleitung dominiert. Durch die Effizienz dieses Prozesses stellen sich entlang der Feldlinien nahezu konstante Plasmatemperaturprofile ein, d.h. die Temperatur an der *upstream*-Position entspricht etwa der am Target:

$$T_{tar} \approx T_{up} \quad . \quad (3.11)$$

Bei vergleichsweise niedriger Mittelebenendichte ist auch der auf die Divertortargetplatte treffende Teilchenfluß, der zur Dichte proportional ist, gering. Unter diesen Bedingungen werden die von der Targetwand kommenden Neutralteilchen erst nach längeren Wegstrecken ionisiert, ihre mittlere freie Weglänge ist also groß. Da dann auch Ladungsaustauschstöße ineffektiv sind, ist, wie bereits angesprochen, der Impulsverlust der anströmenden Plasmateilchen gering. Mit der Gleichheit der Temperaturen am Target und an der *upstream*-Position kann Gleichung (3.6) auf die Dichten umgeschrieben werden, es gilt also

$$n_{tar} \approx n_{up}/2 \quad . \quad (3.12)$$

Wie man sieht, skaliert die Plasmadichte am Target linear mit der Dichte in der oberen Abschältschicht. Daher heißt dieses Regime auch *lineares* Regime. Der kleine Teilchenfluß bewirkt auch ein nur sehr schwach ausgeprägtes Recycling, auf Grund dessen die Strahlungsverluste durch Verunreinigungen gering sind ($f_{rad} \approx 0$). Außerdem spielt bei hohen Temperaturen der Fluß der potentiellen Energie keine Rolle ($\epsilon_{pot} \ll k_B T$). Gl. (3.10) vereinfacht sich deshalb zu

$$q_{up} \approx q_{tar} \approx n_{tar} c_S \gamma k_B T_{tar} (1 + M_{tar}^2) \quad , \quad (3.13)$$

¹Attachment [engl.]: Anheften, Bindung. Im Gegensatz zum Detachment [engl.]: Loslösung, Trennung

wodurch sich für die Temperatur am Target

$$k_B T_{tar} \approx k_B T_{up} \approx \left(\frac{m}{2} \right)^{1/3} \left(\frac{q_{up}}{\gamma n_{up}} \right)^{2/3} \quad (3.14)$$

ergibt. Der Wärmetransport auf die Wand wird erst durch die elektrostatische Schicht vor der Wand limitiert und nicht durch die parallele Wärmeleitung in der Randschicht, daher wird dieser Zustand auch als *Schicht-limitiertes* Regime bezeichnet. Auf die elektrostatische Schicht wird im folgenden noch mehrmals eingegangen, insbesondere im Anhang A.1.

3.2.2 Hoch-Recycling-Regime

Bei steigender Mittelebenendichte wird das *Hoch-Recycling-Regime* erreicht. Nach Gleichung (3.14) bewirkt die Erhöhung der Plasmadichte n_{up} bei gleicher Heizleistung und damit bei gleicher in die Randschicht strömenden Leistungsflußdichte q_{up} ein Absinken der Temperatur am *upstream*-Punkt und am Target, also in der gesamten Randschicht. Durch die kleinere Temperatur macht sich nun aber auch die endliche parallele Elektronenwärmeleitfähigkeit bemerkbar, die entsprechend Gl. (3.2) proportional zu $T_e^{5/2}$ ist. Diese Beschränkung führt zur Ausprägung signifikanter paralleler Temperaturgradienten. Da in diesem Regime offensichtlich die Wärmeleitung der limitierende Faktor für den Leistungsfluß zum Divertortarget ist, heißt dieser Zustand auch wärmeleitungs-limitiertes oder *Conduction-limited-Regime*. Die höhere Plasmadichte ist mit stark anwachsenden intrinsischen Divertor-Recyclingflüssen verbunden. Gleichzeitig ist nun die mittlere freie Weglänge der Neutralen viel kleiner als beim Niedrig-Recycling-Regime, und die vom Target kommenden Neutralteilchen werden nahe vor der Divertorwand ionisiert. Allerdings sind Reibungsprozesse gegenüber der Ionisation und damit der Plasmaimpulsverlust nach wie vor zu vernachlässigen ($f_{mom} \approx 0$), und auch die auf der Divertorwand deponierte potentielle Energie ist immer noch klein gegenüber der kinetischen Energie ($\epsilon_{pot} \ll k_B T$). Die Gleichungen (3.4), (3.6) und (3.8) führen zu

$$\begin{aligned} k_B T_{tar} &= 0.98 \frac{m q_{up}^{10/7} \kappa_0^{4/7}}{\gamma^2 n_{up}^2 L^{4/7}} \quad \text{und} \\ n_{tar} &= 0.73 \frac{n_{up}^3 \gamma^2 L^{6/7}}{m q_{up}^{8/7} \kappa_0^{6/7}} . \end{aligned} \quad (3.15)$$

Es gibt also eine starke Abhängigkeit der Plasmatemperatur am Target T_{tar} von der mittleren Dichte der Entladung n_{up} :

$$T_{tar} \propto \frac{1}{n_{up}^2} . \quad (3.16)$$

Mit einer weiteren Erhöhung der zentralen Plasmadichte können somit sehr niedrige Plasmatemperaturen am Target erreicht werden, so daß in diesem Bereich der Ratenkoeffizient der Wasserstoffrekombination stark ansteigt (vgl. Abb. 3.2). Allerdings gibt Gl. (3.15) auch die starke Zunahme der Plasmadichte am Target n_{tar} mit der mittleren Entladungsdichte n_{up} wieder:

$$n_{tar} \propto n_{up}^3 . \quad (3.17)$$

Die damit verbundene starke Zunahme des Teilchenflusses auf die Targetplatte wird als *Flußverstärkung* bezeichnet.

3.2.3 Detachment

Wie bereits erwähnt, führt eine weitere Erhöhung der *upstream*-Dichte nach Gl. (3.16) zu sehr niedrigen Temperaturen am Target ($T_{tar} < 5$ eV) und damit auch in der Recyclingzone, so daß in Gl. (3.4) T_r wegen $T_r \ll T_{up}$ vernachlässigt werden kann. Man erhält den Zusammenhang zwischen der Temperatur T_{up} in der oberen Randschicht und der in sie fließenden Leistungsflußdichte q_{up} :

$$k_B T_{up} = 1.43 \left(\frac{q_{up} L}{\kappa_0} \right)^{2/7} . \quad (3.18)$$

In diesem Temperaturbereich nimmt die Ionisationsrate von den Neutralen stark ab und ist gegenüber den Reibungsprozessen zwischen Neutralen und Ionen sehr klein, die nun in Form von elastischen und Ladungsaustauschstößen an Bedeutung gewinnen (Abb. 3.2).

Dann kann aber der Impulsverlustfaktor f_{mom} der Ionen, der bisher als klein angesehen wurde, in Gl. (3.7) nicht länger vernachlässigt werden. Dieser Impulsverlust und der damit verbundene Druckabfall entlang der magnetischen Flußröhren ist nach Matthews [8] der entscheidende Faktor für die Reduktion des Leistungs- und Teilchenflusses auf das Target. Die Gleichungen (3.7), (3.10) und (3.18) lassen sich kombinieren zu

$$n_{up} = 0.99 q_{up}^{5/7} \left(\frac{\kappa_0}{L} \right)^{2/7} \left(\frac{1 - f_{rad}}{1 - f_{mom}} \right) \frac{(m k_B T_{tar})^{1/2}}{(\gamma k_B T_{tar} (1 + M_{tar}^2) + \epsilon_{pot})} . \quad (3.19)$$

Das ist eine Gleichung, die sich nicht direkt nach T_{tar} auflösen läßt. Für das vollständig ausgeprägte Detachment ist es nicht möglich, eine geschlossene Lösung für die Plasmaparameter im Divertor anzugeben. Allerdings zeigt Gl. (3.19), daß Strahlungs- und Impulsverluste aneinander gekoppelt sind.

Mit einem einfachen analytischen Modell wie dem Zweipunktmodell ist es möglich, die Randschicht unter den Bedingungen des Attachments zu beschreiben. In diesem Fall haben die Neutralteilchen keinen oder nur sehr geringen Einfluß auf die Impuls- und Energiebilanz. Auch sind die zum Magnetfeld parallelen

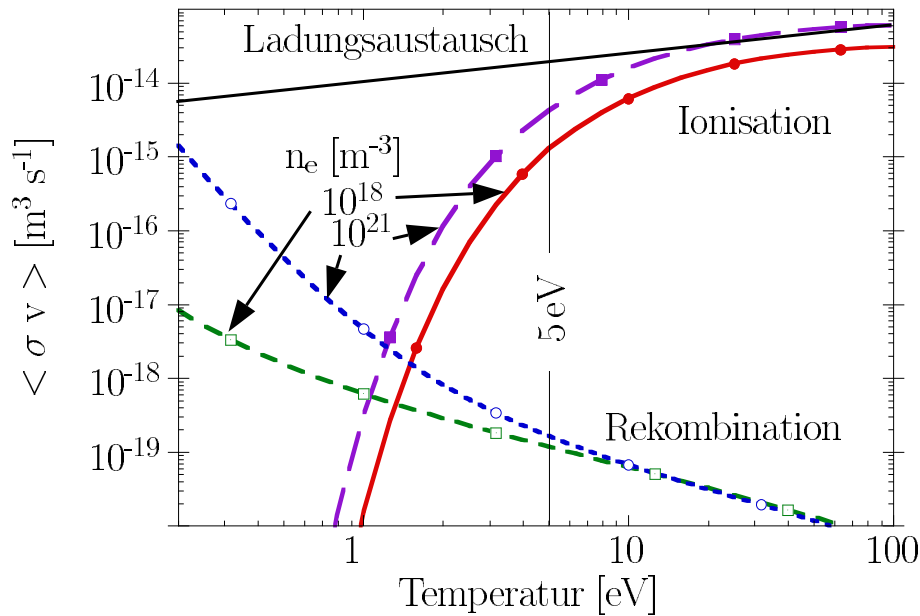


Abbildung 3.2: Ionisations- und Rekombinationsraten für Wasserstoff als Funktion der Temperatur bei verschiedenen Dichten.

Gradienten sehr viel größer als die radialen Gradienten, so daß das Problem eindimensional behandelt werden kann. Beim Detachment dagegen sind beide Gradienten von derselben Größenordnung, so daß sich dann ein zweidimensionales Problem ergibt mit einem komplizierten Strömungsmuster der Teilchen.

3.3 Die Impulsabfuhr beim Detachment

3.3.1 Der Impulsverlustfaktor f_{mom}

Stöße zwischen Ionen und Neutralteilchen, die zum Ionenimpulsverlust und damit zum reduzierten Teilchenfluß auf eine Wand führen, wurden schon von Langmuir in [17] diskutiert. Ebenso untersuchten Self und Ewald [18] in einer theoretischen Analyse den Impulsverlust in einem isothermischen Plasma, bei dem die Dichte der Neutralteilchen konstant gehalten wurde und gleichzeitig Ionisations- und Reibungsprozesse auftraten. Wesentliches Ergebnis dieser Untersuchungen ist die Beschreibung des Verhältnisses der Plasmadichten am Beginn der Recyclingzone n_r und vor dem Target n_{tar} :

$$\frac{n_r}{n_{tar}} = \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha} \right)^{(\alpha+1)/2} \quad \text{mit} \quad \alpha \equiv \frac{\langle \sigma v \rangle_{ion}}{\langle \sigma v \rangle_{ion} + \langle \sigma v \rangle_{CX}} . \quad (3.20)$$

Dabei sind $\langle \sigma v \rangle_{ion}$ und $\langle \sigma v \rangle_{CX}$ die Ratenkoeffizienten für Ionisation und Ladungsaustausch. Unter der Annahme, daß die Reibung zwischen den Neutral-

teilchen und den Ionen nur in der Recyclingzone stattfindet und die Temperatur entlang der Feldlinien konstant ist, kann P_{up} gleich P_r gesetzt werden. Gleichung (3.7) liefert dann für den Impulsverlust den Korrekturfaktor

$$f_{mom} = 1 - 2 \left(\frac{\alpha}{\alpha + 1} \right)^{\frac{\alpha+1}{2}}. \quad (3.21)$$

3.3.2 Gastarget-Modell

Erste Gastargetexperimente wurden von Hsu et al. [19] durchgeführt. Dabei wurde in einem Labor-Divertor-Simulator das Detachmentverhalten des Plasmas untersucht. Es wurde gezeigt, daß mit einem Gastarget das Erreichen der Wand durch das Plasma verhindert werden kann. Das Abbremsen des Plasmas im Gastarget wurde auf elastische Ionen-Neutralen-Stöße zurückgeführt, die sowohl die Plasmaenergie als auch den Plasmaimpuls abführen.

Zur theoretischen Beschreibung des Detachmentverhaltens wurde von Stangeby eine Theorie des Gastargets bei genügend kleinen Temperaturen entwickelt [20, 21]. Grundlegend für dieses eindimensionale Modell ist die Anzahl N von elastischen Stößen, die ein neutrales Atom in einer elastischen Stoßzone vor dem Target erfährt, bevor es ionisiert wird. Neutralteilchen, die im Recyclingprozeß von der Wand abgelöst werden, durchqueren diese Zone und erleiden elastische Stöße mit den anströmenden Ionen. Durch die damit verbundene Änderung der Bewegungsrichtung wird der Impuls der Ionen auf die Wand übertragen. In der sich anschließenden Ionisationszone werden die rezyklierenden Neutralteilchen ionisiert. Da sie nun geladen und somit an das Magnetfeld gebunden sind, strömen sie zurück zum Target (Abb. 3.3).

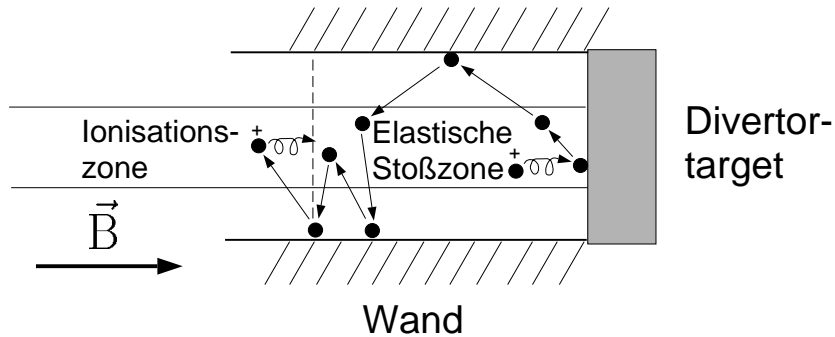


Abbildung 3.3: Eindimensionales Plasmamodell zur Beschreibung des Gastargets vor dem Divertortarget. Neutralteilchen, die von der Wand kommen, durchqueren eine elastische Stoßzone. Durch Stöße mit den anströmenden Ionen wird deren Impuls auf die Wand übertragen. In der sich anschließenden Ionisationszone werden die rezyklierenden Neutralteilchen ionisiert.

Auf Grund der gleichen Massen der Stoßpartner ist der Energieübertrag bei den elastischen Stößen sehr effektiv, die Ionentemperatur sinkt schnell auf die der vom Target kommenden neutralen Atome ab. In der Nähe des Targets bei Erreichen der Raumladungsschicht (siehe Anhang A.1) strömen die Ionen entsprechend dem Bohm-Kriterium nahezu mit Schallgeschwindigkeit. Dann wird der Impulsverlust auf Grund elastischer Stöße maximal. Da aber das Bohm-Kriterium in jedem Fall erfüllt sein muß, ist zum Ausgleich dieses Impulsverlustes ein zusätzliches elektrisches Feld notwendig, das die Ionen an der Schichtkante wieder auf Schallgeschwindigkeit beschleunigt. Dasselbe elektrische Feld E stößt die ambipolar mitströmenden Elektronen ab, so daß sich die Elektronendichte n_e nach der Boltzmann-Relation einstellt:

$$n_e(x) = n_{up} \exp\left(\frac{eEx}{k_B T_e}\right) . \quad (3.22)$$

Durch diesen Effekt wird die Elektronendichte in diesem Bereich um bis zu einem Faktor 2 reduziert. Der Plasmafluß auf das Target, der sich als Produkt aus Plasmadichte und Strömungsgeschwindigkeit ergibt, sinkt dann bei nur einem elastischen Stoß eines Neutralteilchens vor der Ionisation auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes. Somit bietet das Modell eine Erklärung für das Absinken des Teilchenflusses auf das Target.

In einem realen Plasma sind jedoch nicht alle Stöße effektiv, das heißt nicht alle Ionen-Neutralen-Stöße übertragen den Ionenimpuls auf die Wand. Effektiv ist ein Stoß nur dann, wenn nach dem ersten Stoß des Neutralteilchens mit einem Ion das Atom das Plasma verläßt, auf die Wandoberfläche trifft, hier den aufgenommenen Impuls und die Energie deponiert und in das Plasma zurückkehrt. Falls mehrere elastische Stöße vor der Wandberührung des Atoms stattfinden, sind die dem ersten Stoß nachfolgenden Stöße für die Impulsabfuhr nicht sehr effektiv, da das Atom nun schon etwa die gleiche Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur wie die Ionen hat. Maximaler Energie- und Impulsübertrag wird durch alternierende elastische Stöße und Wandberührungen erreicht. Die Zahl der effektiven Stöße wird durch die freien Weglängen und durch die Divertorgeometrie bestimmt. Wenn die freie Weglänge für elastische Stöße zwischen Ionen und Atomen λ_{i-n} in der Größenordnung der Ausdehnung des Divertorplasmas L_{div} ist und beide Größen gegen die Ionisationslänge λ_{ion} klein sind, also wenn

$$\lambda_{ion} \gg \lambda_{i-n} \approx L_{div} \quad (3.23)$$

gilt, ist nahezu jeder elastische Stoß ein effektiver.

3.4 Die Volumenrekombination

Unter den Bedingungen des Detachments, die durch niedrige Temperaturen ($T_e < 2 \text{ eV}$) im Divertor gekennzeichnet sind, wird der Effekt der Volumenre-

kombination wichtig. Bei der Behandlung dieses Problems mit dem zweidimensionalen Randschicht-Simulationscode B2-EIRENE [22] muß Gl. (3.10), die im Zweipunkt-Modell den Teilchen- und Energiefluß beschreibt, verallgemeinert werden. Die globale Energiebilanz in der Abschältschicht wird in der Arbeit von Borrass et al. [23] durch

$$\gamma\Gamma_{tar}T_{tar}(1 + M_{tar}^2) + \frac{\Gamma_{tar}\epsilon_{pot}}{1 - f_{rec}} = q_{up}(1 - f_{rad}^{div})(1 - f^*) \quad (3.24)$$

gegeben, wobei das Verhältnis der Zahl der Volumenrekombinationen pro Sekunde zur Ionisationsrate als f_{rec} eingeführt wurde. Γ_{tar} bezeichnet die parallele Teilchenflußdichte auf das Target ($\Gamma_{tar} = n_{tar}v_{tar}$), f_{rad}^{div} ist der im Divertor abgestrahlte Energieanteil und f^* der Energieanteil, der durch Ionen-Neutralen-Stöße im Gastarget verloren geht. Daraus erhält man für die Teilchenflußdichte auf das Target Γ_{tar}

$$\Gamma_{tar} = (1 - f_{rad}^{div})(1 - f^*) \cdot \frac{q_{up}}{\epsilon_{pot}(1 - f_{rec})^{-1} + \gamma T_{tar}(1 + M_{tar}^2)} \quad (3.25)$$

Die Modellstudien von Borrass zeigen, daß bei konstanter Netto-Input-Leistung in den Divertor, also $(1 - f_{rad})q_{up} \approx const.$, eine Reduktion des Teilchenflusses Γ_{tar} um eine Größenordnung nur durch das Einsetzen von Volumenrekombination erklärt werden kann. In gleicher Weise ist der Anstieg der Wasserstofflinienstrahlung H_{α} ² und damit der Abfall des Energieflusses auf das Target auf die Volumenrekombination zurückzuführen.

Die in diesem Plasmaregime wichtige Volumenrekombination geschieht sowohl als 3er-Stoß-Rekombination als auch als Strahlungsrekombination. Während die strahlungslose 3er-Stoß-Rekombination für die Reduktion des Teilchenflusses von Bedeutung ist, bietet die gleichzeitig auftretende Strahlungsrekombination eine Möglichkeit, das rekombinierende Plasma mit spektroskopischen Mitteln zu diagnostizieren. Die dabei angewandten Methoden werden in Kapitel 4 eingehend erläutert.

3.5 Experimentelle Nachweismöglichkeiten des Detachments

Der durch die Volumenrekombination verursachte drastische Abfall des Ionenflusses auf das Divertortarget ohne einen entsprechenden Abfall in der H_{α} -Linienemission ist das wesentliche Merkmal des Detachments. Stattdessen taucht ein zusätzlicher Strahlungsanteil auf, der auf der Rekombination des Plasmas beruht und vor allem im Anstieg der H_{α} -Strahlung nachgewiesen werden kann.

² H_{α} : Wasserstoff-Spektrallinie bei $\lambda = 656.279$ nm, Linie der Balmer-Serie. Analog D_{α} in Deuterium bei $\lambda = 656.103$ nm.

Ursache dafür ist der kontinuierliche Anstieg der Zahl der Rekombinationsereignisse mit steigender Dichte und fallender Temperatur, so daß die Rekombination im Volumen schließlich gegenüber der Rekombination an der Wand dominiert.

Der starke Dichteanstieg im Rekombinationsgebiet bzw. der Dichteabfall direkt vor dem Target ist zu beobachten und wird mit spektroskopischen Messungen im Abschnitt 7.1 untermauert. Da die Rekombination der freien Elektronen bevorzugt in die oberen atomaren Niveaus des Wasserstoffs erfolgt, ändert sich die Besetzungsdichteverteilung. Die Intensität von Strahlungsübergängen aus diesen Niveaus ist proportional zur Besetzungsdichte. Die überproportionale Besetzung der Niveaus mit hohen Hauptquantenzahlen gegenüber denen mit niedriger Hauptquantenzahl bewirkt eine Veränderung in den Verhältnissen der Linienintensitäten. So fällt bei einsetzender Rekombination das Linienintensitätsverhältnis von H_α zu den Balmer-Linien der höheren Hauptquantenzahlen ab. Im Abschnitt 7.1.5 werden Beispiele von Messungen der Linienverhältnisse H_α / H_γ und H_α / H_δ unter den Bedingungen des Detachments diskutiert.

Mit Langmuir-Sonden wird sowohl die Elektronentemperatur T_e als auch der Ionensättigungsstrom $I_{sat,i}$ gemessen (Anhang A.2). Der Ionensättigungsstrom ist dem auf die Wand treffenden Teilchenstrom Γ_i proportional, daher ist der Abfall des Ionensättigungsstromes $I_{sat,i}$ ein Nachweis für das Absinken des Teilchenflusses. Messungen dazu finden sich in Abschnitt 7.2.

Da beim Detachment die Auswertung der Sondendaten zur Temperatur- und Dichtebestimmung wegen des drastisch reduzierten Teilchenflusses zum Target nicht mehr möglich ist, werden andere diagnostische Möglichkeiten gebraucht, um diesen Parameterbereich zu untersuchen. Die Wasserstoffrekombinationspektroskopie ist daher unabdingbar bei der Analyse dieser Plasmen und bietet voneinander unabhängige Methoden zur Temperatur- und Dichtemessung. Ein wesentlicher Punkt dieser Arbeit in Kapitel 4 ist daher die Diskussion der Wasserstoffspektren unter dem Gesichtspunkt der quantitativen Auswertung der Plasmaparameter, die Eingrenzung der Anwendbarkeit der spektroskopischen Methoden und die Interpretation der Ergebnisse im Hinblick auf die speziellen Plasmabedingungen im Divertor.

4 Spektroskopische Methoden

Zur detaillierten Untersuchung der Eigenschaften eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas bieten sich eine Reihe von Diagnostikmöglichkeiten an. Dabei kommen im Kernplasma auf Grund der spezifischen Plasmaeigenschaften in diesem Gebiet andere physikalische Methoden zum Einsatz als in der Randschicht. Auch das jeweilige Plasmaregime, d.h. die sich durch die äußeren technischen Parameter einstellenden Plasmaparameter, bestimmt die Auswahl der Untersuchungsmethode. Zur Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung im Divertor beim vielversprechenden Plasmadetachment sind, im Gegensatz zu anderen Meßmethoden, passive spektroskopische Messungen der Wasserstoffstrahlung auf Grund der ausgeprägten Rekombination ein wirksames Instrument, die Plasmaparameter zu bestimmen und damit einen wichtigen Beitrag zur Lösung technologischer Fragen zu liefern. In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen der spektroskopischen Methoden diskutiert, die Anwendbarkeit auf einen Parameterbereich eingeschränkt und die zu erwartenden Meßergebnisse im Hinblick auf die vorliegenden Plasmabedingungen im Divertor analysiert.

4.1 Die Messung absoluter Intensitäten

Neben der Auswertung der Spektrenform ist die Angabe absoluter Intensitäten der Plasmastrahlung von Bedeutung. Diese wird mit Optiksystemen und Detektoren gemessen und analysiert. Ein genereller Nachteil der passiven Spektroskopie gegenüber aktiven Methoden ist die fehlende Ortsauflösung längs der Beobachtungsrichtung, da die lokalen Emissivitäten entlang der Sichtlinie l aufintegriert werden. Das Meßsignal ist also, sofern das Plasma als optisch dünn angesehen wird, die spektrale Strahldichte

$$I_\lambda(\lambda) = \int_{l_1}^{l_2} \epsilon_\lambda(\lambda, l) dl, \quad [I_\lambda] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm}}, \quad [\epsilon_\lambda] = \frac{\text{W}}{\text{m}^3 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm}} \quad (4.1)$$

mit dem lokalen spektralen Emissionskoeffizienten ϵ_λ ¹. Dieser beinhaltet sowohl den Anteil der Kontinuumsstrahlung des Plasmas als auch der Linienstrahlung. Die Separation beider Anteile kann bei spektral aufgelösten Messungen mit einem Spektrometer durch Anpassung des Linienprofils der Strahlung mit einer Fitfunktion und durch nachträgliche Subtraktion des Untergrundes geschehen.

¹Der Index λ kennzeichnet eine differentielle Größe. Für die strahlungsphysikalische Größe X gilt: $X_\lambda = \partial X / \partial \lambda$. Analog Index ν : $X_\nu = \partial X / \partial \nu$.

Bei Messungen mit einem spektral integrierenden System wie z.B. Interferenzfiltern mit Photomultipliern ist dies nicht möglich, da hier die Integration über die Spektrallinie schon beim Meßprozeß selbst ausgeführt wird. Auch die Unterscheidung zwischen verschiedenen Linien, die im Wellenlängenintervall der Halbwertsbreite des Filters liegen, ist nach der Messung nicht mehr möglich. Voraussetzung der Messungen mit Interferenzfiltern ist die Dominanz einer Strahlungsart (Linien- oder Kontinuumsstrahlung) im Transmissionsbereich des Filters.

Die quantitative Angabe der Strahlungsintensität erfordert eine Kalibration des Detektors mit Spektrometer und aller optischer Komponenten und wird in Abschnitt 5.4 und Anhang B beschrieben.

4.2 Die Bestimmung von Plasmaparametern

4.2.1 Mittlere freie Weglängen im Divertorplasma

Die Anwendbarkeit vieler spektroskopischer Methoden setzt Plasmabedingungen voraus, die dem thermodynamischen Gleichgewicht entsprechen. Nur beim vollen thermodynamischen Gleichgewicht kann das Plasma durch thermodynamische Variablen wie Temperatur und Dichte beschrieben werden. In diesem Fall sind auch die elementaren Relationen gültig, wie die Boltzmann-Verteilung für die Besetzungsdichte innerhalb eines Atoms oder Ions, die Saha-Eggert-Gleichung für das Verhältnis der Grundzustandsdichten in verschiedenen Ionisationsstufen und die Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung. Voraussetzung dafür ist aber ein abgeschlossenes System, das in einem Fusionsexperiment nicht realisiert werden kann. Durch die auftretenden Gradienten in Temperatur und Dichte kann nur ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden. Die oben genannten Relationen behalten dann ihre Gültigkeit, und die darauf basierenden spektroskopischen Methoden können angewandt werden. Die lokale Thermalisierung des Plasmas und damit die Ausbildung einer Maxwell-Verteilung erfordert genügend Stöße zwischen den Teilchen innerhalb eines Volumens, das klein ist im Vergleich zu den typischen räumlichen Abmessungen des Tokamakdivertors (Größenordnung ≈ 10 cm) und den hier auftretenden Gradienten, aber auch klein zur Ausdehnung der optischen Sichtlinien (≈ 1 cm). Die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_e und der Ionen λ_i sind nach [1] durch

$$\lambda_e \simeq \frac{25\pi \cdot \epsilon_0^2 \cdot (k_B T_e)^2}{n_e \cdot e^4 \cdot \ln \Lambda} \quad \text{und} \quad \lambda_i \simeq \frac{25\pi \cdot \epsilon_0^2 \cdot (k_B T_i)^2}{Z^4 \cdot n_i \cdot e^4 \cdot \ln \Lambda} \quad (4.2)$$

gegeben mit der Elementarladung e , den Dichten n_e und n_i , den Temperaturen T_e und T_i und dem Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$. Der Coulomb-Logarithmus wird in [24] mit $\ln \Lambda = \ln(1.24 \cdot 10^7 \cdot T^{3/2} \cdot n_e)$ ($[T_e] = \text{K}$, $[n_e] = \text{m}^{-3}$) angegeben. Für

typische Temperaturen von 2 eV und Dichten von 10^{20} m^{-3} ist der Coulomb-Logarithmus etwa 8, und die mittleren freien Weglängen λ_e und λ_i liegen bei 1 mm. Damit sind sie etwa eine Größenordnung kleiner als die Ausdehnung einer Sichtlinie und mindestens zwei Größenordnungen kleiner als die typischen linearen Abmessungen der Divertorgeometrie. Somit sind die Voraussetzungen für ein lokales thermisches Gleichgewicht gegeben.

4.2.2 Die Wasserstoffkontinuumsstrahlung

Übergänge zwischen den Zuständen des Kontinuums der freien Elektronen führen zur Bremsstrahlung. Die Elektronen werden im elektrischen Feld der Ionen abgebremst, bleiben aber ungebunden. Somit heißen diese Übergänge auch frei-frei-Übergänge (f-f). Die Bremsstrahlung ist zu $(k_B T_e)^{-1/2} \exp(-h\nu/k_B T_e)$ proportional und wird bei hohen Temperaturen wichtig. Bei den relativ niedrigen Temperaturen im Divertor aber ist sie im untersuchten Spektralbereich um etwa eine Größenordnung kleiner als die Rekombinationskontinua.

Übergänge aus den freien Zuständen in gebundene (frei-gebunden-Übergänge, f-g) sind mit der Rekombinationsstrahlung verknüpft. Das vereinfachte Termschema des Wasserstoffatoms mit den gebundenen und ungebundenen Zuständen ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Die Energie der emittierten Photonen $h\nu$ entspricht der Energiedifferenz der am Übergang beteiligten Zustände und ergibt sich im Falle des Rekombinationskontinuums aus der Summe der kinetischen Energie der freien Elektronen E_{el} und des Betrages der Bindungsenergie E_k^b des Zustands k , in den das Elektron rekombiniert:

$$h\nu = E_{el} + |E_k^b| = E_{el} - E_k^b = E_{el} - \left(-\frac{Ry}{k^2}\right) = E_{el} + \frac{Ry}{k^2} . \quad (4.3)$$

Ry ist die Rydberg-Konstante und beträgt $Ry = 13.598 \text{ eV}$. Für eine gegebene Photonenenergie $h\nu$ berechnet sich die gesamte Emissivität aus der Summe über die Beiträge aller Niveaus k , in die die Rekombination aus dem Kontinuum erfolgen kann. Nimmt man an, daß die Kontinuumsstrahlung des Wasserstoffs nur auf f-f- und f-g-Übergänge zurückzuführen ist, gilt für den auf die Wellenlänge bezogenen spektralen Emissionskoeffizienten ϵ_λ [25, 26, 27, 28]:

$$\epsilon_\lambda = 1.5158 \cdot 10^4 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 (k_B T_e)^{1/2}} \exp\left[-\frac{10^9 \cdot hc/e\lambda}{k_B T_e}\right] \cdot \left[G_{ff} + \sum_k G_k \frac{2Ry}{k^3 k_B T_e} \exp\left(\frac{Ry}{k^2 k_B T_e}\right) \right] . \quad (4.4)$$

Hierbei sind n_e und n_i die Elektronen- und Ionendichte in 10^{20} m^{-3} , $k_B T_e$ ist die Elektronentemperatur in eV, λ die Wellenlänge in nm und k die Hauptquantenzahl des atomaren Niveaus, in das die Rekombination erfolgt. Die verschiedenen

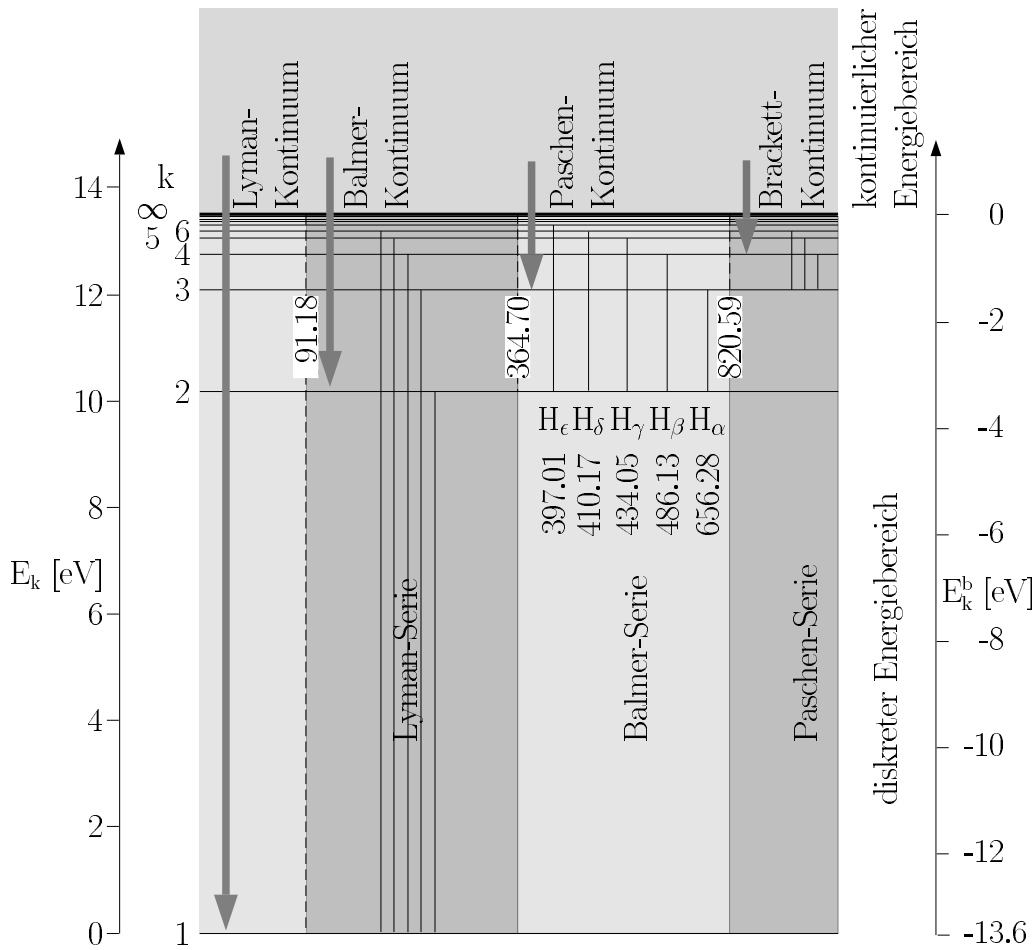


Abbildung 4.1: Termschema des Wasserstoffatoms. E_k ist die Anregungsenergie, E_k^b die Bindungsenergie des Zustands k . Die vertikalen Pfeile kennzeichnen frei-gebunden-Übergänge, die ein kontinuierliches Spektrum hervorrufen. Die Namen einiger Rekombinationskontinua sind angegeben. Gebunden-gebunden-Übergänge sind mit der Linienstrahlung verknüpft. Für einige Linien der Balmer-Serie sind die Wellenlängen in nm angegeben. Die weiß unterlegten Zahlenwerte sind die Wellenlängen der Seriengrenzen.

Rekombinationskontinua werden durch die Summe über k berücksichtigt. Abbildung 4.2 zeigt die auf die Ionen- und Elektronendichte normierte Emissivität der Kontinuumsstrahlung des Wasserstoffs.

Durch Gl. (4.3) ist für das jeweilige Niveau k eine minimale Photonenenergie definiert, die beim Übergang aus dem Kontinuum in den gebundenen Zustand k emittiert werden kann. Dabei verschwindet die Energie der freien Elektronen ($E_{el} = 0$). Die Photonenenergie ergibt sich dann allein aus dem Betrag der

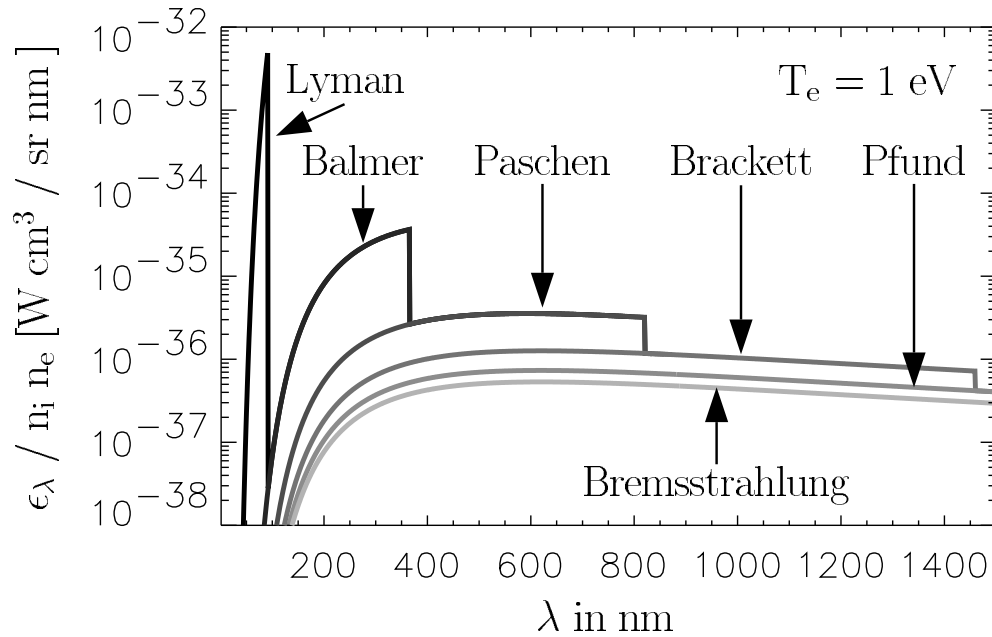


Abbildung 4.2: Kontinuumsstrahlung des Wasserstoffs als Funktion der Wellenlänge. Dargestellt ist die auf die Ionen- und Elektronendichte normierte Emissivität bei $T_e = 1 \text{ eV}$. Die Namen der Continua sind angegeben.

Bindungsenergie $|E_k^b|$, also $h\nu = Ry/k^2$. Die Bindungsenergie des Zustandes $k = 2$ beträgt $Ry/4 = 3.39 \text{ eV}$ und entspricht einer Wellenlänge $\lambda = 364.7 \text{ nm}$. Für größere Wellenlängen fehlt der Beitrag der Rekombination nach $k = 2$ an der Kontinuumsstrahlung, es tritt der Balmer-Sprung auf. Für die anderen Niveaus k liegt dieser Sprung bei anderen Wellenlängen entsprechend der Bindungsenergie E_k^b . Diese Kantenstruktur ist in Gl. (4.4) im Verschwinden des Gaunt-Faktors G_k unterhalb einer bestimmten Photonenenergie enthalten. Die Gaunt-Faktoren für die frei-gebunden und frei-frei-Übergänge sind in der Arbeit von Karzas und Latter [29] in tabellierter bzw. graphischer Form angegeben.

Die Struktur und Absolutintensität des kontinuierlichen Spektrums bietet eine Reihe von diagnostischen Möglichkeiten, die Plasmaparameter Elektronentemperatur T_e und Elektronendichte n_e zu ermitteln.

4.2.2.1 Temperaturbestimmung aus der Kontinuumsstrahlung

Grundlage der Temperaturbestimmung ist der in Gl. (4.4) angegebene spektrale Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung. Die darin definierte charakteristische Kantenstruktur des kontinuierlichen Spektrums ist für die Auswertung zur Temperaturbestimmung geeignet, da die Höhe des Sprungs nur von der Energieverteilung der freien Elektronen und unter Annahme einer Maxwell-

Verteilung von der Elektronentemperatur T_e abhängig ist. Der Balmer-Sprung ist dabei von besonderem Interesse, da er im nahen UV-Bereich liegt und somit spektroskopisch leicht zugänglich ist.

Die Bestimmung der Temperatur erfolgt durch Messung der Strahldichten in Wellenlängenbereichen beiderseits des Sprungs, die frei von Linienstrahlung sind. Für die Auswertung des Balmer-Sprungs wurden die Wellenlängen $\lambda_1 = 358 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 404.5 \text{ nm}$ ausgewählt. Das Intensitätsverhältnis

$$\frac{\epsilon(\lambda_1)}{\epsilon(\lambda_2)} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2 \exp \left[- \left(\frac{10^9 \cdot hc/e}{k_B T_e} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right) \right] \cdot \frac{\left[G_{ff} + \sum_{k=2} \frac{G_k(\lambda_1)}{k^3} \exp \left(- \frac{E_k^b}{k_B T_e} \right) \right]}{\left[G_{ff} + \sum_{k=3} \frac{G_k(\lambda_2)}{k^3} \exp \left(- \frac{E_k^b}{k_B T_e} \right) \right]} \quad (4.5)$$

ist in Abb. 4.3 als Funktion der Temperatur dargestellt. Durch die Messung des Intensitätsverhältnisses können somit Elektronentemperaturen bestimmt werden.

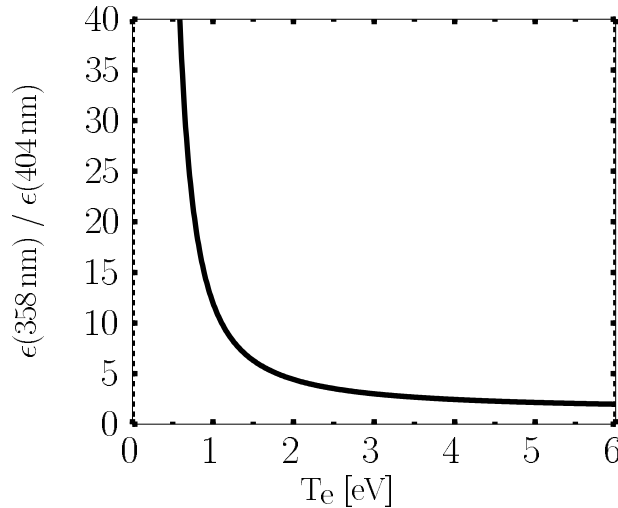


Abbildung 4.3: Die Messung der Strahldichten beiderseits des Balmer-Sprungs bei $\lambda = 364.7 \text{ nm}$ erlaubt die Bestimmung der Temperatur. Dargestellt ist das Verhältnis $\epsilon(358 \text{ nm}) / \epsilon(404 \text{ nm})$ der Wasserstoff-Kontinuumsemissivität über der Elektronentemperatur T_e . Unterhalb von $T_e = 4 \text{ eV}$ ist das Verhältnis eine empfindliche Funktion von der Temperatur.

Eine weitere Methode basiert auf der Auswertung des Anstiegs der Kontinuumsstrahlung mit der Frequenz bzw. Wellenlänge. Die spektrale Emissivität kann nach Gl. (4.4) mit dem Anstieg $A = 1/k_B T_e$ als

$$\epsilon_\nu = C(T_e) \cdot \exp[-Ah\nu] \quad (4.6)$$

geschrieben werden. $C(T_e)$ beinhaltet den übrigen temperaturabhängigen Faktor, der aber für diese Auswertung nicht wichtig ist. Die Bestimmung der Temperatur kann damit durch Messung der Intensität bei mindestens zwei Frequenzen ν_1 und ν_2 erfolgen oder durch logarithmische Darstellung der Kontinuums-emission über der Frequenz ν wie in Abb. 4.4 mit Anpassung einer linearen Fitfunktion zur Anstiegsbestimmung:

$$k_B T_e = - \frac{h(\nu_1 - \nu_2)}{\ln[\epsilon(\nu_1)] - \ln[\epsilon(\nu_2)]} = \frac{1}{A} . \quad (4.7)$$

Letztere Methode wurde in der Auswertung der experimentellen Spektren angewandt, da durch Anpassung eines Bereiches des Balmer-Kontinuums mit einer linearen Fitfunktion die Zahl der eingehenden Meßpunkte und damit die Meßgenauigkeit erhöht wurden.

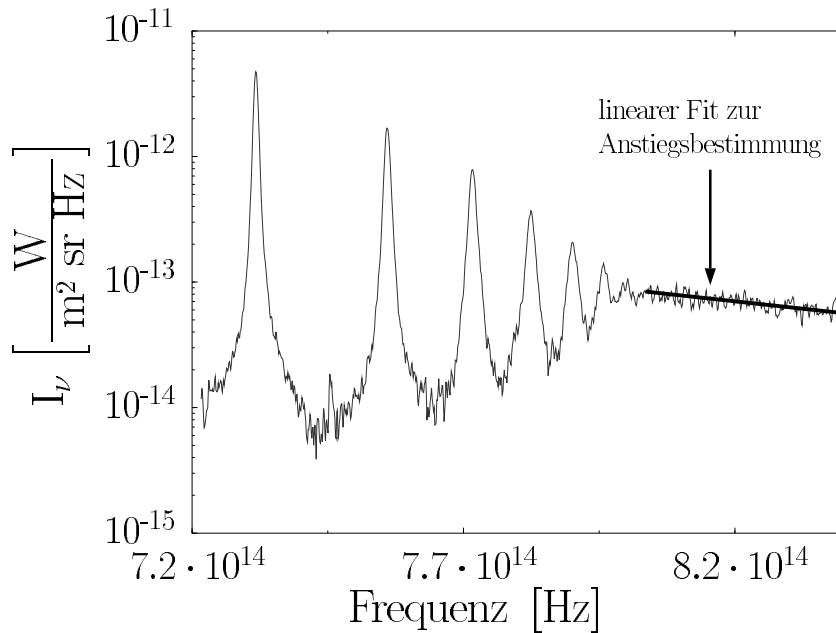


Abbildung 4.4: Im Divertor von ASDEX Upgrade unter den Bedingungen des Detachments gemessene Intensitätsverteilung des Balmer-Kontinuums und der Balmer-Linien in der Nähe des Balmer-Sprungs. In der logarithmischen Darstellung stellt der Intensitätsverlauf des Balmer-Kontinuums eine Gerade da, aus deren Anstieg die Temperatur ermittelt werden kann.

4.2.2.2 Dichtebestimmung aus der Kontinuumsstrahlung

Unter der Annahme von Quasineutralität ($n_e = n_i$) ist die gemessene Intensität quadratisch von der Elektronendichte und schwach von der Temperatur abhängig (Abb. 4.5). Da durch die Messung nicht die Emissivitäten ϵ_λ

in $\text{W} / \text{sr nm m}^3$ erhalten werden, sondern nur spektrale Strahldichten I_λ in $\text{W} / \text{sr nm m}^2$, muß die Dicke d der emittierenden Schicht vorab angenommen werden. Sie geht mit der Quadratwurzel in die Dichtebestimmung ein:

$$n_e \propto \sqrt{\epsilon_\lambda} = \sqrt{\frac{I_\lambda}{d}} . \quad (4.8)$$

Da die Ausdehnung der emittierenden Schicht nicht genau bekannt ist, stellt der angenommene Wert einen Unsicherheitsfaktor bei der Dichtebestimmung dar.

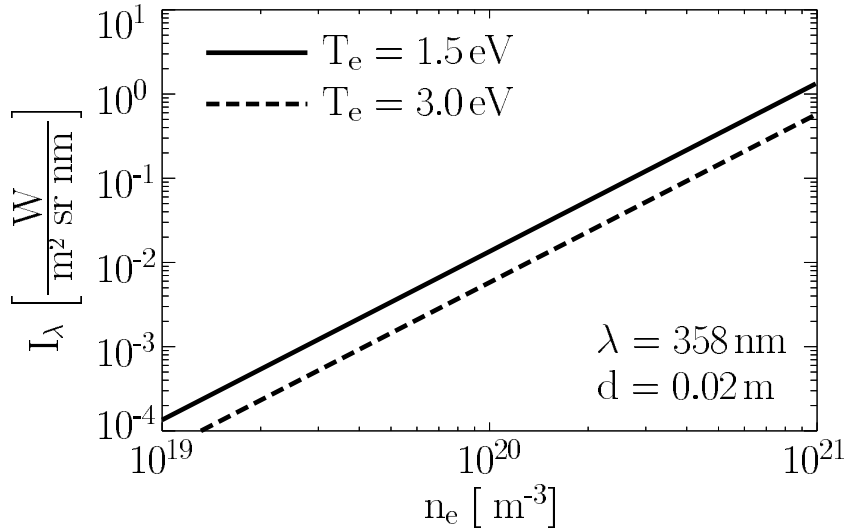


Abbildung 4.5: Strahldichte der Kontinuums-Balmer-Strahlung bei $\lambda = 358 \text{ nm}$ für eine Dicke $d = 2 \text{ cm}$ der emittierenden Schicht. Eine Variation der Temperatur wirkt sich schwach auf die Strahldichte aus.

4.2.3 Die Wasserstofflinienstrahlung

Die Photonenenergie der Linienstrahlung ergibt sich aus der Energiedifferenz zweier gebundener Zustände E_k und $E_{k'}$,

$$h\nu_{k,k'} = E_k - E_{k'} , \quad (4.9)$$

wobei die Auswahlregeln erfüllt sein müssen. E_k kennzeichnet die Anregungsenergie² des Niveaus k .

Der spektrale Linienemissionskoeffizient $\epsilon_{k,k'}$ ist proportional zur Besetzungsdichte n_k des Ausgangszustands und zur Übergangswahrscheinlichkeit $A_{k,k'}$:

$$\epsilon_{k,k'} = n_k A_{k,k'} \frac{h\nu_{k,k'}}{4\pi} . \quad (4.10)$$

²Man beachte den Zusammenhang zwischen der Bindungsenergie E_k^b und der Anregungsenergie E_k des Wasserstoffniveaus k : $Ry = E_k + |E_k^b| = E_k - E_k^b = E_k + Ry/k^2$.

4.2.3.1 Temperaturbestimmung aus der Linienstrahlung

Über einem bestimmten atomaren Energieniveau k^* , der sogenannten Stoßgrenze [30], ist die Boltzmann-Beziehung immer gültig, da für $k > k^*$ auf Grund der Verdichtung der Niveaus die Stoßraten gegenüber Strahlungsübergängen dominant sind.

Für die Dichtewerte n_e im Divertor von ASDEX Upgrade liegt die Stoßgrenze bei etwa $k = 3$. Das Verhältnis der Besetzungsdichten dieser Niveaus kann dann durch die Boltzmann-Relation

$$\frac{n_k}{n_l} = \frac{g_k}{g_l} \exp\left(-\frac{E_k - E_l}{k_B T_e}\right) \quad (4.11)$$

beschrieben werden. Die gemessenen Intensitäten sind über die Beziehung (4.10) mit den Besetzungsdichten verknüpft. Somit gilt für zwei Spektrallinien:

$$\ln \left[\frac{\epsilon_{k,k'} A_{l,l'} h\nu_{l,l'} g_l}{\epsilon_{l,l'} A_{k,k'} h\nu_{k,k'} g_k} \right] = -\frac{E_k - E_l}{k_B T_e} \quad (4.12)$$

$\epsilon_{k,k'}$ und $\epsilon_{l,l'}$ sind die Emissionskoeffizienten der zwei Spektrallinien, $A_{l,l'}$ und $A_{k,k'}$ sind die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten, $h\nu_{l,l'}$ und $h\nu_{k,k'}$ beschreiben die Photonenergie der Übergänge und g_l und g_k die statistischen Gewichte. Zur Bestimmung der Elektronentemperatur T_e werden nicht nur zwei, sondern die Intensitäten mehrerer Spektrallinien gemessen. Indem der Logarithmus der reduzierten Besetzungsdichten über der Energieskala aufgetragen wird, erhält man einen Boltzmann-Plot (Abb. 4.6), aus dessen Anstieg die Temperatur bestimmt werden kann:

$$\ln \left[\frac{n_k}{g_k} \right] = \text{const.} - \frac{E_k}{k_B T_e} \quad (4.13)$$

Die Besetzungsdichten der gebundenen Zustände über k^* sind an den Grundzustand der nächst höheren Ionisationsstufe gebunden, im Fall von Wasserstoff an die freien Elektronen. Somit kann die Besetzungsdichte durch die Saha-Boltzmann-Beziehung wiedergegeben werden:

$$\frac{n_{Z+1,0} n_e}{n_{Z,k}} = \frac{g_{Z+1,0}}{g_{Z,k}} \cdot \frac{2(2\pi m_e k_B T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot \exp\left[-\frac{E_{Z+1,0} - E_{Z,k}}{k_B T_e}\right] \quad (4.14)$$

Mit Gl. (4.10) und mit $n_{Z+1,0} = n_e$, $n_{Z,k} = n_k$, $E_{Z+1,0} = Ry$, $E_{Z,k} = E_k$, $g_{Z,k} = g_k$ kann die Emissivität jeder Linie als

$$\epsilon_{k,k'} \propto A_{k,k'} \cdot h\nu_{k,k'} \cdot g_k \cdot n_e^2 \cdot (k_B T_e)^{-\frac{3}{2}} \cdot \exp\left[\frac{Ry - E_k}{k_B T_e}\right] \quad (4.15)$$

geschrieben werden.

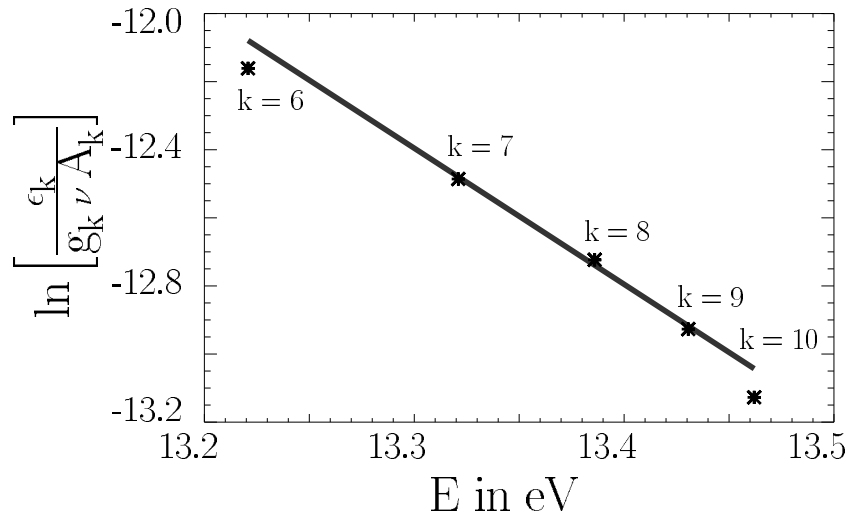


Abbildung 4.6: Prinzip des Boltzmann-Plots anhand im Divertor von ASDEX Upgrade unter den Bedingungen des Detachments gemessener Linienstrahldichten. Der Logarithmus der reduzierten Besetzungsdichten wird über der Energie der atomaren Niveaus aufgetragen. Aus dem reziproken Anstieg ergibt sich die Temperatur.

Terry et al. [31] benutzen auch das Linien-Kontinuum-Verhältnis ϵ_l/ϵ_c zur Temperaturbestimmung. Dabei wird das Verhältnis einer Balmer-Linie mit $k \geq k^*$ zur darunterliegenden Kontinuumsemission gebildet. Das experimentelle Problem dieser Methode ist aber der erforderliche hohe Dynamikbereich des Detektors zur gleichzeitigen Messung einer relativ starken Linie und eines vergleichsweise schwachen Kontinuums.

4.2.3.2 Dichtebestimmung aus der Linienstrahlung

Prinzipiell kann die Dichte, bei Erfüllung der dafür notwendigen Voraussetzungen, aus der absoluten Intensität der Linienstrahlung oder aber nach Auswertung des Linienprofils bestimmt werden. Letztere Methode wird dann interessant, wenn das Linienprofil hauptsächlich von Mechanismen beeinflusst wird, die von der Elektronendichte abhängen wie z.B. der Stark-Effekt. Das Verfahren dazu wird in Abschnitt 4.3 diskutiert.

Bei Messung absoluter Intensitäten von Linien oberhalb der Stoßgrenze k^* kann mit Gl. (4.10) auf die Besetzungsdichte des Niveaus k und nach Gl. (4.15) mit $n_e = n_i$ auf die Elektronendichte geschlossen werden. Dieses Verfahren ist der Kontinuumsmethode sehr ähnlich.

4.2.4 Vergleich der Temperaturbestimmungsmethoden

4.2.4.1 Anwendungsbereiche der Methoden

Auf Grund experimenteller und theoretischer Gründe existiert eine minimale bzw. maximale Elektronentemperatur, die mit den hier diskutierten spektroskopischen Methoden gemessen werden kann.

Die Temperaturbestimmung aus dem Balmer-Sprung ist direkt an das Balmer-zu-Paschen-Kontinuumsverhältnis gekoppelt (Abb. 4.3). Je kleiner die Temperatur ist, desto größer wird das Verhältnis. Es können jedoch nicht beliebig große Verhältnisse und damit beliebig kleine Temperaturen gemessen werden. Der Dynamikbereich des Detektors ist beschränkt durch die maximal meßbare Countzahl vor der Sättigung und durch die minimal meßbare Countzahl wegen des Rauschpegels. Aus diesen Extremwerten ergibt sich nach Gl. (4.5) eine untere Temperaturgrenze von $T_e^{(min)} \approx 0.5 \text{ eV}$. Bei zu hohen Temperaturen ($T_e \gg 5 \text{ eV}$) wird der Fehler sehr groß, da das Verhältnis in Gl. (4.5) sehr flach wird.

Die Temperatur aus der Linienstrahlung wird unmittelbar aus dem Anstieg des Boltzmann-Plots bestimmt. Je höher die Temperatur ist, desto kleiner wird der Betrag des Anstiegs. Die maximal meßbare Temperatur läßt sich hier aus der Forderung nach endlicher Genauigkeit der T_e -Messung ableiten. Der erste Term einer Taylor-Reihenentwicklung von Gl. (4.12) liefert

$$k_B T_e = (E_k - E_l) \cdot \left(\frac{\Delta k_B T_e}{k_B T_e} \right) \cdot \left(\frac{\Delta \left(\frac{\epsilon_{k,k'}}{\epsilon_{l,l'}} \right)}{\left(\frac{\epsilon_{k,k'}}{\epsilon_{l,l'}} \right)} \right)^{-1}. \quad (4.16)$$

Der erste Faktor ist der Energieabstand der atomaren Niveaus, der zweite Faktor beschreibt den relativen Fehler von $k_B T_e$ und der dritte Faktor ist der relative Fehler des Linienintensitätsverhältnisses. Für $k = 10$, $l = 6$, $\Delta k_B T_e / k_B T_e = 0.3$ und $\Delta(\epsilon_{k,k'} / \epsilon_{l,l'}) / (\epsilon_{k,k'} / \epsilon_{l,l'}) = 0.05 \dots 0.1$ (durch Kalibrationsfehler) erhält man eine maximal meßbare Temperatur von $k_B T_e = 1.4 \dots 0.7 \text{ eV} \approx 1 \text{ eV}$.

4.2.4.2 Temperaturwichtung im inhomogenen Plasma

Methoden zur Temperaturbestimmung aus Intensitätsverhältnissen basieren immer auf der unterschiedlichen T_e -Abhängigkeit der betrachteten Strahlungsintensitäten. Die Temperaturabhängigkeit einer Strahlungsart ist stark mit der Energiedifferenz der beteiligten atomaren Niveaus und daher mit der Wellenlänge der emittierten Strahlung korreliert. Große Unterschiede in der Temperaturabhängigkeit der zu vergleichenden Strahlungsarten ist von Vorteil für die Empfindlichkeit der Meßmethode.

Die in Abschnitt 4.2.2.1 und 4.2.3.1 diskutierten Methoden setzen homogene Plasmabedingungen voraus. Mit der passiven Spektroskopie werden aber entlang der Beobachtungssichtlinien integrierte Intensitäten gemessen. Die Plasmaparameterverteilung entlang dieser Sichtlinien ist nicht homogen. Da die Emissivität der Plasmastrahlung eine Funktion von Temperatur und Dichte ist, wird jede Messung einer Wichtung nach Temperatur und Dichte unterworfen. Die aus den aufintegrierten Intensitäten bestimmten Plasmaparameter müssen daher nicht mit den über die Sichtlinie gemittelten Parametern übereinstimmen. Außerdem können verschiedene Auswertemethoden zu verschiedenen Ergebnissen durch unterschiedliche Wichtung führen. Da die Wichtung nach der Dichte für Linien- und Kontinuumsstrahlung identisch ist ($\propto n_e^2$), muß die Temperaturabhängigkeit untersucht werden. So bedingt der im analytischen Ausdruck für die Emissivität von Kontinuums- und Linienstrahlung (Gl. (4.4) und Gl. (4.15)) vorkommende $T_e^{-3/2}$ -Faktor eine Wichtung zu niedrigen Temperaturen. Der Exponentialfaktor $\exp[(Ry/k^2 - h\nu)/(k_B T_e)]$ der Kontinuumsstrahlung in Gl. (4.4) hat eine dazu entgegengesetzte, der in Gl. (4.15) vorkommende Exponentialfaktor der Linienstrahlung eine gleichgerichtete Tendenz. Für niedrige Temperaturen bewirkt der $T_e^{-3/2}$ -Faktor eine starke Emission der Rekombinationsstrahlung in kalten Plasmagebieten. Im folgenden sollen die Unterschiede in der Wichtung zwischen der Methode des Balmer-Sprungs und des Boltzmann-Plots bei der Temperaturbestimmung diskutiert werden.

Bei der Anwendung der Balmer-Sprung-Methode wird die Kontinuumsstrahlung in der Nähe der Rekombinationskante gemessen. Für das Balmer-Kontinuum ist $Ry/k^2 - h\nu \approx 0$ bei $\lambda = 358$ nm, der Exponentialausdruck in Gl. (4.4) wird $\exp[(Ry/k^2 - h\nu)/(k_B T_e)] \approx 1$. Somit bleibt $T_e^{-3/2}$ als einzige Temperaturabhängigkeit erhalten, das Balmer-Kontinuum in der Nähe des Balmer-Sprungs ist zu tiefen Temperaturen gewichtet. Für das Paschen-Kontinuum gilt in der Nähe des Balmer-Sprungs $Ry/k^2 - h\nu \approx -1.9$ eV. Somit ist der Exponentialterm $\exp[-1.9\text{eV}/(k_B T_e)]$ zu höheren Temperaturen gewichtet. Bei der Bildung des Balmer- zu-Paschen-Kontinuumsverhältnisses fällt der $T_e^{-3/2}$ -Term heraus, die Charakteristik der Exponentialfunktion jedoch bleibt erhalten. Durch die zusätzliche Emission des Paschen-Kontinuums in Gebieten höherer Temperatur wird das linienintegrierte Balmer-Paschen-Intensitätsverhältnis zu klein und liefert zu hohe Temperaturen. In Gl. (4.5) tritt zwar die Summe über alle Rekombinationskontinua auf, aber die Beiträge der „höheren“ Kontinua sind klein im Vergleich zum „führenden“ Kontinuum und können bei dieser qualitativen Diskussion vernachlässigt werden.

Bei der Bestimmung der Elektronentemperatur mit der Methode des Boltzmann-Plots werden die Balmer-Linien des Wasserstoffs in der Nähe der Ionisationsgrenze gemessen. Diese liegen über der Stoßgrenze k^* und sind mit der Saha-Boltzmann-Beziehung an das Kontinuum gekoppelt. Die Temperatur- und Dichteabhängigkeit ist durch Gl. (4.15) gegeben. Beide Temperaturfaktoren dieses Produkts sind zu tiefen Temperaturen gewichtet. Für die benutzten Spektral-

linien ($k = 10, \dots, 6$ nach $k' = 2$) gibt es einen Unterschied in der Wichtung auf Grund der unterschiedlichen Energien der Niveaus ($Ry - E_{10} \approx 0.13$ eV und $Ry - E_6 \approx 0.37$ eV). Das bedeutet, daß Spektrallinien, die von einem Niveau mit großem k (höhere Anregungsenergie) ausgehen, relativ mehr Intensität in Gebieten mit höherer Temperatur emittieren als Linien, die von einem Niveau mit kleinem k (kleinere Anregungsenergie) ausgehen. Daher wird der Boltzmann-Plot (Abb. 4.6) bei Anwendung auf linienintegrierte Intensitäten flacher und die daraus bestimmte Temperatur größer. Der Unterschied in der Wichtung der Spektrallinien ist jedoch klein im Vergleich zu dem bei der Verhältnisbildung der Kontinuumsintensitäten, da $E_{10} - E_6 \approx 0.24$ eV $\ll 1.9$ eV. Die Temperaturwichtung des Boltzmann-Plots wird damit durch die verstärkte Linienemission in kalten Plasmagebieten dominiert. Daher liefert der Boltzmann-Plot kleinere Temperaturen als der Balmer-Sprung.

4.2.4.3 Modell-Rechnungen zur T_e -Bestimmung in einem inhomogenen Plasma

Die bis hier durchgeführte qualitative Diskussion der Meßmethoden wird im folgenden durch Modellrechnungen validiert. Die Rechnungen wurden auf der Grundlage von Dichte- und Temperaturprofilen entlang der genutzten Sichtlinien durchgeführt, die ein B2-EIRENE-Modellplasma geliefert hat. Der B2-EIRENE-Code wird in Abschnitt 7.3 näher erläutert. Zur Validation wurde eine B2-EIRENE-Lösung ausgewählt, bei der die Durchschnittstemperatur entlang der Sichtlinie unter 1 eV war. Diese Bedingungen erforderten eine Mittelebenendichte von $6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und eine Heizleistung der Neutralinjektion von 8 MW. Die entsprechenden Plasmaparameter entlang der Sichtlinie sind in Abbildung 4.7 zu sehen.

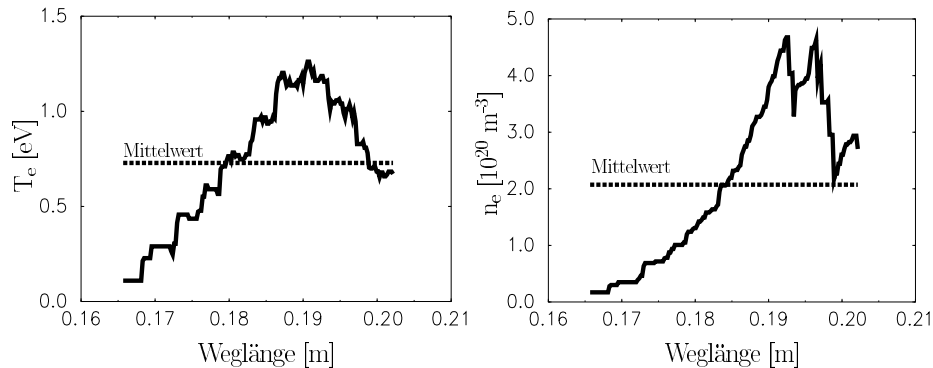


Abbildung 4.7: Verteilung der Elektronentemperatur und -dichte entlang der Sichtlinie ROV010. Sie wurden mit dem B2-EIRENE-Programm-Paket für passende Bedingungen berechnet.

Um die Auswertemethoden zur Temperaturbestimmung anzuwenden, wurde die Emission des Balmer- und Paschen-Kontinuums und der Balmer-Linien $k = 6$

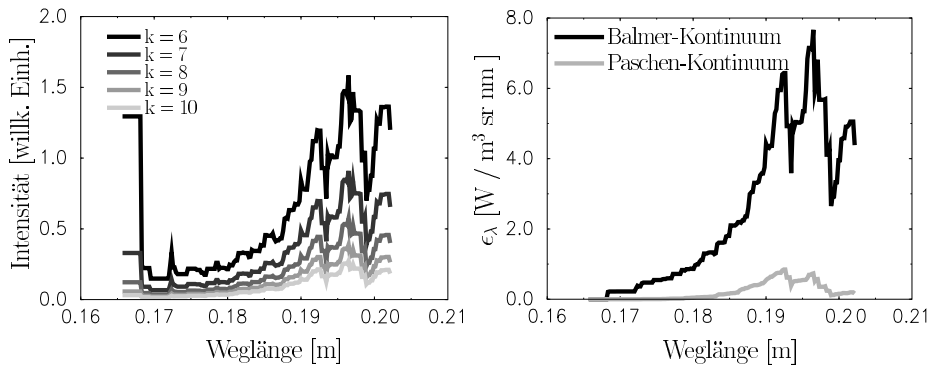


Abbildung 4.8: Verteilung der Emission von Balmer- und Paschen-Kontinuum und der Balmer-Linien $k = 6$ bis $k = 10$ entlang der Sichtlinie ROV010. Sie wurden auf der Grundlage der von B2-EIRENE berechneten Profile von Temperatur und Dichte ermittelt.

bis $k = 10$ berechnet. Abbildung 4.8 zeigt, daß für Kontinuums- und Linienstrahlung das Emissionsmaximum nahe dem Dichtemaximum ist. Die Dichteabhängigkeit ist dominant ($\propto n_e^2$) aber identisch für beide Strahlungsarten.

Die Emissivitäten wurden über die Sichtlinie integriert, um so aus den integrierten Werten die Temperatur mit den Methoden des Balmer-Sprungs, des Boltzmann-Plots und des Anstiegs des Balmer-Kontinuums zu ermitteln. Für den hier diskutierten Fall liefert der Boltzmann-Plot einen Wert von 0.5 eV, der Anstieg des Balmer-Kontinuums 0.93 eV und der Balmer-Sprung 1.03 eV. Alle diese Temperaturen differieren von der über die Sichtlinie gemittelten Temperatur (0.75 eV). Ergebnis dieser Rechnungen ist also, daß

- die über die Sichtlinie gemittelten Parameter nicht mit den aus den aufintegrierten Emissivitäten bestimmten Parametern übereinstimmen und
- daß die verschiedenen Methoden zur Temperaturbestimmung verschiedene Werte liefern, nämlich der Boltzmann-Plot aus der Linienstrahlung kleinere Werte, dagegen die Verhältnisbildung aus den Kontinuumsintensitäten höhere Werte.

Damit ist die vorherige qualitative Diskussion bestätigt. Der experimentelle Vergleich der Methoden ist in Abschnitt 6.2 zu finden.

4.3 Auswertung des Stark-Effekts zur Dichtebestimmung

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Linienverbreiterungsmechanismen, die bei der Spektrenauswertung berücksichtigt werden müssen, in sehr knapper

Form dargestellt werden. Neben der meist zu vernachlässigenden natürlichen Linienbreite beeinflussen andere Effekte wie Doppler-Verbreiterung, Zeeman-Aufspaltung und Stark-Effekt das beobachtete Linienprofil. Welcher dieser Effekte dominiert, hängt von den äußeren Bedingungen wie Magnetfeldstärke, Iontemperatur und Elektronendichte ab. Prinzipiell ergibt sich das Gesamtlinienprofil als Faltung der Einzelprofile. Der Stark-Effekt ist im Gegensatz zum Zeeman-Effekt in sehr enger Weise mit den Plasmaeigenschaften verknüpft und kann damit direkt zur Untersuchung des Plasmas genutzt werden.

4.3.1 Natürliche Linienbreite

Angeregte Atome oder Ionen relaxieren in den nichtangeregten Ausgangszustand, indem sie ihre Anregungsenergie über spontane Emission abgeben. Dabei geht das angeregte Elektron unter Strahlungsemission aus dem höheren Energieniveau E_k in das untere Energieniveau $E_{k'}$ mit der Übergangswahrscheinlichkeit $A_{k,k'}$ über. Dieser Energieverlust kann mit dem Modell des klassischen gedämpften harmonischen Oszillators der Masse m , der rücktreibenden Kraftkonstanten D und der Dämpfung γ beschrieben werden,

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad , \quad (4.17)$$

mit der Eigenfrequenz ω_0 ($\omega_0^2 = D/m$, $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_{k,k'} = E_k - E_{k'}$). Die Fouriertransformation der zeitlich abklingenden Schwingungsamplitude $x(t)$ in den Frequenzraum ergibt das Lorentz-Profil

$$I(\omega - \omega_0) = I_0 \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2} \quad (4.18)$$

mit der vollen Halbwertsbreite

$$\delta\omega_{FWHM} = \gamma = \sum_{k_1} A_{k,k_1} + \sum_{k_2} A_{k',k_2} \quad . \quad (4.19)$$

Nach Gl. (4.19) ist die natürliche Linienbreite für die noch später diskutierte Balmer-Linie H_β $\delta\omega_{FWHM} \approx 0.06$ pm und gegenüber den anderen Verbreiterungsmechanismen zu vernachlässigen.

4.3.2 Doppler-Verbreiterung

Die Doppler-Verbreiterung hat ihre Ursache in der thermischen Bewegung der Teilchen. Im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur T ist die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Teilchen der Masse m eine Maxwell-Verteilung, d.h. die eindimensionale Verteilung der Teilchendichte n als Funktion der Geschwindigkeit v ist

$$n(v)dv = N \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \right] dv \quad . \quad (4.20)$$

Der Normierungsfaktor N ist die Gesamtzahl der Teilchen. Über den Doppler-Effekt $(\lambda - \lambda_0)/\lambda_0 = v/c$ erhält man die Teilchenzahl, deren Emission in das Wellenlängenintervall zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ fällt. Da die emittierte Intensität $I(\lambda)$ proportional zur Teilchendichte $n(\lambda)$ ist, hat die spektrale Intensitätsverteilung über der Wellenlänge die Form

$$I(\lambda) = \frac{2 \ln 2}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_{FWHM}} \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_{FWHM}} \right)^2 4 \ln 2 \right] \quad (4.21)$$

mit der vollen Halbwertsbreite

$$\Delta \lambda_{FWHM} = 2\lambda_0 \left(\frac{2k_B T \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} . \quad (4.22)$$

Da in dieser Arbeit Plasmen unter den Bedingungen des Detachments bei starker Rekombination untersucht werden, sollen zur Abschätzung der Doppler-Breite der Wasserstoff-Balmer-Linie H_β Temperaturen von unter 5 eV angenommen werden. Dann ist für die Wasserstoff-Balmer-Linie H_β die durch den Doppler-Effekt bedingte Linienbreite kleiner als 0.1 nm. Für die Deuteriumlinie D_β ist die Breite wegen der größeren Masse um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner. Die Halbwertsbreiten auf Grund des Stark-Effektes sind größer als 0.1 nm und überwiegen damit den Temperatur-Effekt. Der Doppler-Effekt muß aber beim Anpassen der Linienprofile berücksichtigt werden. Die Linienbreiten sind in Abbildung 4.9 verglichen.

4.3.3 Zeeman-Effekt

Im Tokamak-Experiment wird das Plasma durch Magnetfelder eingeschlossen. Bei der Interpretation spektroskopischer Messungen an diesem Plasma muß also der Zeeman-Effekt berücksichtigt werden.

Durch die Aufhebung der Entartung der Multiplett-Komponenten im Magnetfeld spalten die atomaren Energieniveaus auf. Prinzipiell sind, abhängig von der Beobachtungsrichtung, drei Gruppen von Komponenten mit unterschiedlicher Intensität und Polarisation zu beobachten, die unverschobenen π - und die symmetrisch verschobenen σ -Komponenten. Die Verschiebung ΔE eines Energieniveaus ist vom Landé-Faktor g_J und von der magnetischen Quantenzahl m_J abhängig und proportional zur Magnetfeldstärke B :

$$\Delta E = g_J m_J \mu_B B . \quad (4.23)$$

μ_B ist das Bohrsche Magneton, $\mu_B = e\hbar/2m_e$, e und m_e sind die elektrische Ladung bzw. Masse des Elektrons und \hbar ist das Plancksche Wirkumsquantum geteilt durch 2π . Im Falle der L-S-Kopplung berechnet sich der Landésche

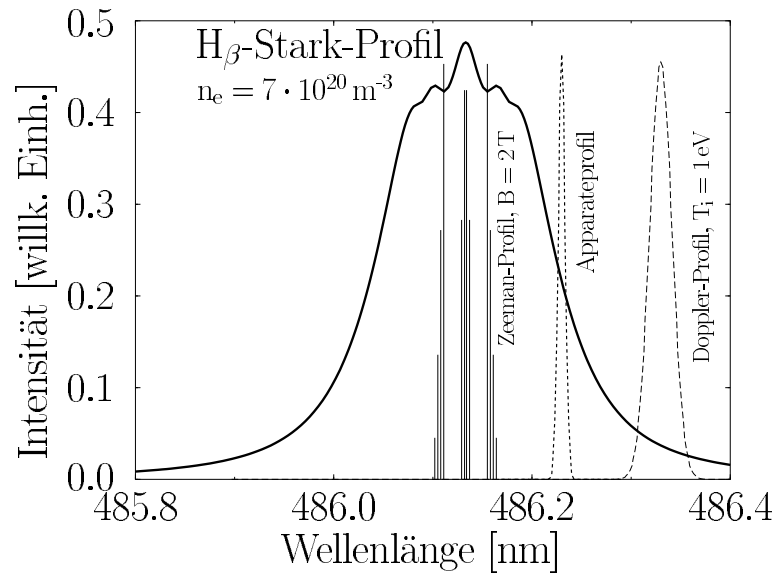


Abbildung 4.9: Vergleich der Linienbreiten. Dargestellt ist das H_β -Linienprofil von gekoppeltem Stark- und Zeeman-Effekt (vgl. Abschnitt 4.3.4.3), das Zeeman-Profil, das Apparateprofil des hochauflösenden Spektrometers und das Gauß-Profil der Wasserstoffionen durch die Doppler-Verbreiterung. Die Länge der Balken im Zeeman-Profil ist der relativen Linienintensität proportional. Die ausgewählten Parameter sind $n_e = 7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $B = 2.0 \text{ T}$ und $T_{\text{Ion}} = 1.0 \text{ eV}$.

Aufspaltungsfaktor für ein atomares Niveau mit dem Gesamtdrehimpuls J , dem Bahndrehimpuls L und dem Spin S nach

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} . \quad (4.24)$$

Parallel zum Magnetfeld werden nur die σ -Komponenten ($\Delta m_J = \pm 1$) beobachtet und senkrecht dazu die σ - und π -Komponenten ($\Delta m_J = 0$). Die Frequenzverschiebung der Spektrallinien ist durch

$$\begin{aligned} \omega_\pi &= \omega_0 + \frac{1}{\hbar} \mu_B B (g - g') m_J && \text{bzw.} \\ \omega_\sigma &= \omega_0 + \frac{1}{\hbar} \mu_B B (g m_J - g' (m_J \pm 1)) \end{aligned} \quad (4.25)$$

gegeben. Die relativen Intensitäten der Komponenten, die sich aus der Berechnung des Matrixelementes für Dipolübergänge ergeben, sind in [32] für die σ - und π -Komponenten angegeben. In Abbildung 4.9 ist das Zeeman-Profil der Wasserstoff-Balmer-Linie H_β angegeben und mit den anderen auftretenden Verbreiterungsmechanismen verglichen. Der Abstand der äußersten Komponenten beträgt 0.062 nm , ist also mit der Doppler-Breite vergleichbar.

4.3.4 Einfluß des Stark-Effekts auf die Linienstrahlung

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Bedingungen des Detachments im Diver-tor bei hoher Dichte und niedriger Temperatur wird das Linienprofil der Was-serstoffspektrallinien wesentlich durch den Stark-Effekt beeinflusst. Der Stark-Effekt ist in enger Weise mit der Elektronendichte verknüpft, so daß durch hoch-aufgelöste Messungen des Linienprofils die Elektronendichte in diesen Plasmen bestimmt werden kann.

4.3.4.1 Theoretische Grundlagen zum Stark-Effekt

Da die strahlenden Teilchen durch die Plasmaumgebung gestört werden, sind in den emittierten Linien Informationen über das Plasma enthalten. Bei der Wechselwirkung des Strahlers mit geladenen Plasmateilchen werden zwei Grenz-fälle unterschieden, die Stoßdämpfungstheorie und die statistische Theorie [33, 34].

Im klassischen Zugang wird das strahlende Atom als klassischer harmonischer Oszillator behandelt. Der Einfluß der Elektronen auf den Strahler wird in der Stoßdämpfungstheorie beschrieben. Stoßnäherung bedeutet dabei, daß die Wechselwirkungszeiten klein im Vergleich zur Zeit zwischen zwei Stößen sind. Der einfachste Fall ist die Störung des Strahlers durch binäre Stöße mit gelade-nen Teilchen, wobei jeder Stoß eine vollständige Auslöschung der Schwingung des Strahlers bedeutet. Die spektrale Verteilung der Strahlung führt dann auf ein Lorentz-Profil. Die Hauptrolle spielen jedoch elastische Stöße, die keinen vollständigen Abbruch der harmonischen Schwingung des Strahlers hervorrufen, sondern eine kurzzeitige Frequenzverstimmung. Dadurch wird eine zusätzliche Verschiebung der Zentralfrequenz der emittierten Strahlung hervorgerufen.

Der Einfluß der Ionen wird meist in der statistischen Theorie beschrieben. Da-bei wird die gleichzeitige Einwirkung mehrerer Plasmateilchen auf den Strahler berücksichtigt. Die Frequenz eines einzelnen Strahlers wird durch das elektri-sche Feld, welches die Störteilchen am Ort des Strahlers erzeugen, verschoben und ist damit von der Konfiguration der Störteilchen in der Strahlerumgebung abhängig. Die vektorielle Superposition der Störfelder führt auf die Holtsmark-Verteilung [30], die eine Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auftreten eines be-stimmten Feldstärkewertes am Ort des Strahlers ist. Das Gesamlinienprofil ergibt sich aus der Überlagerung der Strahlung vieler Atome.

Vergleiche zwischen gemessenen und theoretischen Stark-verbreiterten Profilen sind für die Balmer-Linien $H_{6\rightarrow 2}$ bis $H_{12\rightarrow 2}$ bei kleinen Dichten ($1.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) in der Arbeit von Bengtson et al. [35] angegeben, wobei die Stoßapproximation für die Elektronen und die quasistatische Approximation für die Ionen verwen-det wurde. Messungen der Linien H_α bis H_δ finden sich in Arbeiten von Wiese et al. [28, 36]. Die Balmer-Linien H_α und H_β im Dichtebereich von $n_e = 10^{14} \text{ m}^{-3}$ bis 10^{22} m^{-3} wurden in Theorie und Experiment in der Arbeit von Helbig [37]

untersucht. Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist die prinzipielle Anwendbarkeit der H_β -Linie zur Dichtebestimmung bei nicht zu kleinen Elektronendichten ($n_e \geq 10^{18} \text{ m}^{-3}$). Während für Dichten unterhalb von 10^{18} m^{-3} die volle Halbwertsbreite (*FWHM*) der Linie H_β direkt proportional zur Elektronendichte ist, gilt für höhere Dichten ($n_e \geq 10^{19} \text{ m}^{-3}$) $FWHM \propto n_e^{2/3}$. Diese Relation wird auch von Griem [30] als Näherungsformel für den Zusammenhang zwischen der Linienbreite $\Delta\lambda_S$ auf Grund der Stark-Verbreiterung und der Elektronendichte n_e angegeben:

$$n_e = C(n_e, T_e) \Delta\lambda_S^{3/2} \quad . \quad (4.26)$$

$C(n_e, T_e)$ ist schwach von der Elektronendichte und der Temperatur abhängig und liegt in tabellierter Form vor [30].

Eine ausführlichere Darstellung des Einflusses der geladenen Plasmateilchen auf das Linienprofil und ein Überblick über die verschiedenen theoretischen Zugänge ist in der Arbeit von Günter zu finden [38].

4.3.4.2 Auswahl einer geeigneten Spektrallinie

Für die Dichtebestimmung im Divertorplasma aus Linienprofilmessungen müssen verschiedene experimentelle und theoretische Bedingungen erfüllt sein.

Zu den experimentellen Gesichtspunkten gehören eine ausreichende Linienintensität bei geringem Untergrundsignal und die genügende Separation der gemessenen Linie von den Nachbarlinien. Außerdem ist der sichtbare Spektralbereich experimentell besonders leicht zugänglich auf Grund der optimalen Transmission der Quarzglaslichtleiter und der Detektierbarkeit mit CCD-Kameras³.

Bei auftretender Rekombinationsstrahlung dominiert die Wasserstoffemission gegenüber der Verunreinigungsstrahlung. Die Linienintensität der Balmer-Linien des Wasserstoffs im sichtbaren Spektralbereich nimmt von H_α ($k = 3$ nach $k = 2$) über H_β ($k = 4$ nach $k = 2$) usw. zu den höheren k 's stark ab, während die Überlappung der Linien und die relative Intensität des Untergrundes zunehmen. Die Balmer-Linien H_α und H_β sind gut meß- und auswertbar, die höheren Linien der Balmer-Serie sind mit der hochauflösenden Spektroskopie nur mit Belichtungszeiten zu messen, die groß im Vergleich zur zeitlichen Variation der Plasmaparameter sind.

Von theoretischer Seite ist die Signifikanz des Verbreiterungseffektes das entscheidende Auswahlkriterium. Der Abstand der äußersten Stark-Komponenten, der als Maß für die Wirkung des Stark-Effektes angesehen werden kann, skaliert etwa mit k^2 , wobei k die Hauptquantenzahl des oberen Niveaus ist. Danach ist es wünschenswert, eine Balmer-Linie nahe der Seriengrenze zu messen. In jedem

³CCD: charge-coupled device

Fall müssen auch die anderen Verbreiterungsmechanismen bei der quantitativen Auswertung berücksichtigt werden, sofern sie eine Rolle spielen.

Die aus der theoretischen Diskussion abgeleitete Tendenz läuft den experimentellen Anforderungen gerade entgegen, so daß ein Kompromiß gefunden werden muß. Die Balmer-Linie H_β wurde als optimale Linie ausgewählt. Die Verbreiterung auf Grund des Stark-Effektes für H_β ist um etwa eine Größenordnung höher als für H_α und überwiegt auch die anderen Verbreiterungsmechanismen (vgl. Abb. 4.9).

4.3.4.3 Rechnungen zum Stark-Effekt mit Magnetfeld

Bei der spektroskopischen Untersuchung von Divertorplasmen ist dem Stark-Effekt ein zusätzliches Magnetfeld überlagert. Theoretische Linienprofile für die Wechselwirkung zwischen dem Stark-Effekt und einem externen magnetischen Feld wurden unter der Annahme von statischen Ionen für L_α , L_β und H_α veröffentlicht [39, 40, 41]. Da für diese Linien die Ionendynamik, die in diesen Arbeiten nicht berücksichtigt ist, eine wichtige Rolle spielt, sind sie nicht für Dichtemessungen geeignet. Neuere Rechnungen von Günter et al. [42] für die Balmer-Linie H_β berücksichtigen sowohl die Ionendynamik als auch den Einfluß der Elektronen, der mit quantenmechanischen Methoden berechnet wurde. Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Rechnungen zeigen, daß für Dichten über $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ der Stark-Effekt der dominante Verbreiterungsmechanismus ist.

4.3.4.4 Auswertemethoden der Messungen

Bei der in dieser Arbeit angewandten Methode wurde die Elektronendichte nicht direkt aus der Halbwertsbreite der Linie bestimmt. Stattdessen wurden vollständige theoretische Linienprofile an die gemessenen Spektren angepaßt und die zugehörigen Elektronendichten ermittelt. Als Basis für diese Methode wurden Spektren für H_β genutzt, die von Günter et al. [42] für typische Magnetfeldstärken im Divertor von ASDEX Upgrade ($B = 2.0 \text{ T}$ und $B = 2.5 \text{ T}$) im relevanten Dichtebereich ($n_e = 1.0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ bis $n_e = 1.5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$) gerechnet wurden. Nach der Faltung mit der Apparatefunktion des Spektralapparates (Abb. 4.9) wurden die Spektren über den Dichtebereich interpoliert, um so ein dichtes Raster von theoretischen Profilen im Abstand $\Delta n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ zu erhalten. Dieses Raster theoretischer Spektren ist die Grundlage für die eigentliche Profilanpassung. Nach Faltung mit dem Doppler-Profil auf Grund der Temperaturverbreiterung der Linie wurde dann mit einem Fit der kleinsten Fehlerquadrate Untergrund, Amplitude und Linienform an die experimentellen Spektren angepaßt. Die Elektronendichte ergab sich dabei aus dem Wert, der dem am besten passenden Spektrum zugeordnet ist.

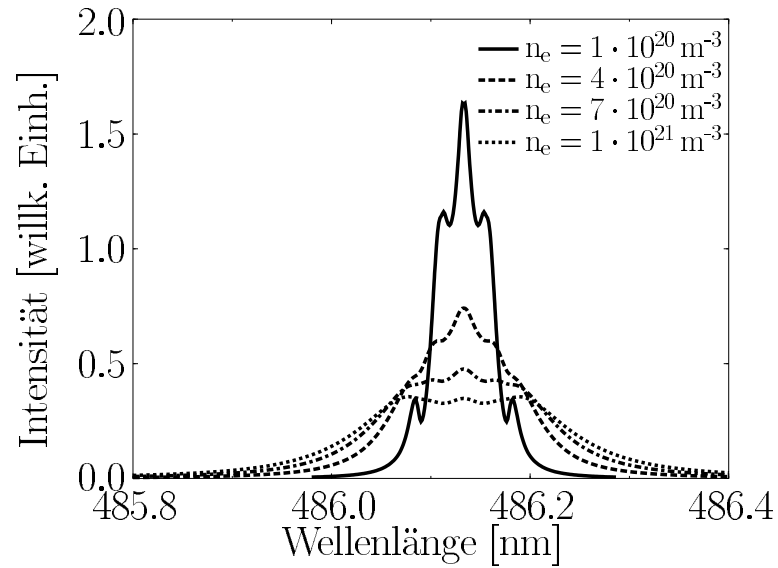


Abbildung 4.10: Gerechnete Profile der Linie H_β für Elektronendichten im Bereich $n_e = 1 \cdot 10^{20} \dots 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ bei einem Magnetfeld von $B = 2 \text{ T}$. Für Dichten über $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ überwiegt der Stark-Effekt gegenüber der Zeeman-Aufspaltung.

5 Divertorspektrometer an ASDEX Upgrade

5.1 Das ASDEX Upgrade-Experiment

Am Tokamak ASDEX Upgrade, dem derzeit größten deutschen Fusionsforschungsexperiment, werden Kernfragen der Fusionsforschung untersucht im Hinblick auf ein späteres Fusionskraftwerk.

Das zum Einschluß und zur Kontrolle des Plasmas notwendige Spulensystem an ASDEX Upgrade, das die Magnetfelder erzeugt, ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

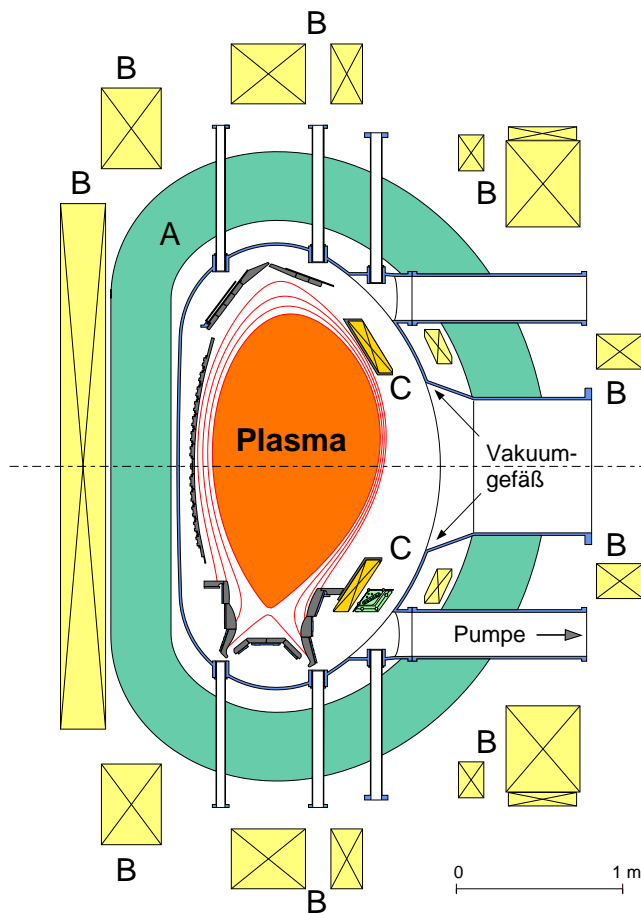


Abbildung 5.1: Querschnitt durch das ASDEX Upgrade-Experiment. Neben dem vom Plasmastrom hervorgerufenen poloidalen Magnetfeld erzeugen die Toroidalfeldspulen (A) das zum Plasmaeinschluß notwendige Magnetfeld. Die Poloidalfeldspulen (B) dienen der Form- und Lage-regelung des Plasmas, genauso wie die passiven Stabilisierungsleiter (PSL) (C). In diesen werden bei vertikalen Verschiebungen des Plasmas Ströme induziert, die den Lageänderungen entgegenwirken.

Dem toroidalen Hauptfeld, das durch Ströme in äußeren Spulen hervorgerufen

wird, ist das vom Plasmastrom selbst erzeugte und dem Betrage nach kleinere poloidale Magnetfeld überlagert. Zusätzlich werden aber durch die Poloidal-feldspulen Magnetfelder erzeugt, die für das Plasmagleichgewicht und für die Plasmaform wichtig sind, insbesondere für die Erzeugung der magnetischen Divertorkonfiguration. Außerdem wird durch diese Spulen die Lage und die Bewegung des Plasmas korrigiert, um Instabilitäten zu vermeiden.

Für die Durchführung der Experimente stehen neben der intrinsischen Ohmschen Heizung durch den Plasmastrom Zusatzheizsysteme mit einer maximalen Gesamtheizleistung von 20 MW zur Verfügung.

Das Prinzip der Neutralstrahlinjektion basiert auf dem Einschleusen von schnellen neutralen Teilchen in das Plasma, die über Stöße ihre Energie an die Ionen und Elektronen abgeben und damit das Plasma aufheizen (NBI = Neutral Beam Injection, 20 MW).

Mit der Hochfrequenzheizung werden durch Einstrahlung elektromagnetischer Wellen bei der Ionen-Zyklotron-Resonanzfrequenz die Ionen (ICRH, 6 MW) und bei der Elektron-Zyklotron-Frequenz (ECRH, 2 MW) die Elektronen aufgeheizt.

Wichtige technische Parameter von ASDEX Upgrade sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Großer Plasmaradius	R_0	1.65 m
Kleiner Plasmaradius (horizontal)	a_h	0.5 m
Kleiner Plasmaradius (vertikal)	a_v	0.8 m
Aspektverhältnis	A	3.3
Plasmavolumen	V_{Plasma}	14 m ³
toroidales Magnetfeld	B	≤ 3.5 T
Plasmastrom	I_P	≤ 1.4 MA
Plasmaheizung	$P_{Heizung}$	≤ 20 MW
Pulsdauer	t	≤ 10 s

Tabelle 5.1: Technische Daten von ASDEX Upgrade.

5.2 Die Geometrie der Sichtlinien im Divertor

Für die spektroskopische Untersuchung des Divertors wurde im Divertor II an ASDEX Upgrade ein umfangreiches Lichtleitersystem installiert, wodurch das Divertorplasma durch eine Vielzahl von Sichtlinien im sichtbaren Spektralbereich untersucht werden kann (Abb. 5.2).

Die Optiksysteeme sind an verschiedenen toroidalen Positionen angeordnet. Die Sichtlinien eines Systems verlaufen im wesentlichen in einer poloidalen Ebene und sind nahezu senkrecht zum Magnetfeld horizontal bzw. vertikal orientiert.

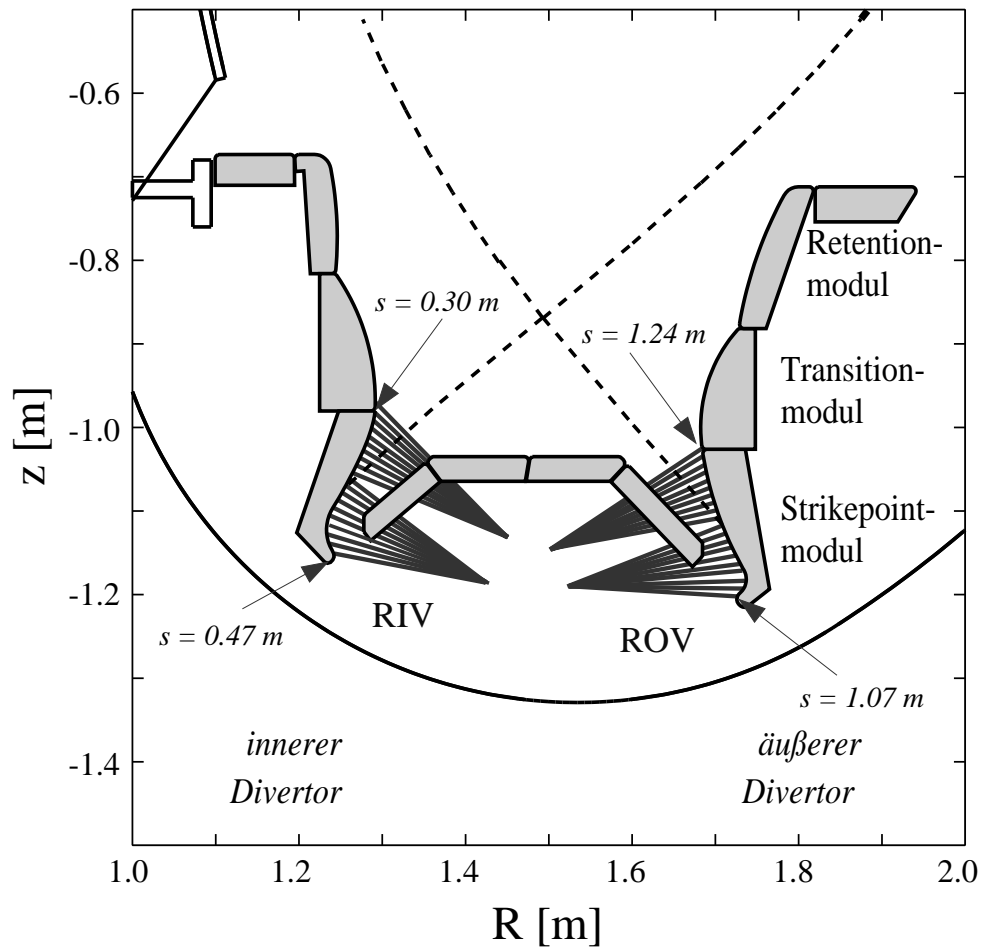


Abbildung 5.2: Poloidale Beobachtungssichtlinien im Divertor II von ASDEX Upgrade. Jeweils 20 radiale Sehstrahlen (RIV, ROV) sammeln das emittierte Licht im Bereich der Separatrix (unterbrochene Linie) im inneren und äußeren Divertor ein. In die Darstellung sind markante Punkte der s -Koordinate eingezeichnet, die längs der Oberfläche des Divertors definiert ist. R ist der große Plasmaradius und z der vertikale Abstand von der Mittelebene.

Die nahezu horizontal verlaufenden “radialen” Sichtlinien (parallel zum großen Plasmaradius R) bilden einen Fächer von jeweils 20 Sichtlinien über die innere und äußere Targetplatte, vom *Strikepoint*¹ über das *Transition*- bis zum *Retention*-modul. Die Sichtlinien sind derart angeordnet, daß ihre „Aufreffpunkte“ auf den Targetplatten unmittelbar aneinander anschließen. Zur räumlichen Zuordnung der Sichtlinien dient eine entlang der Targetplatteninnenseite definierte s -Koordinate.

¹Strikepoint: Durchstoßpunkt der Separatrix durch die Divertorplatte.

Zur komplementären Untersuchung desselben Gebietes in toroidaler Richtung stehen zusätzlich tangentielle Sichtlinien zur Verfügung, die nahezu parallel zum Magnetfeld angeordnet sind [43, 44].

Die innerhalb eines zylindrischen Volumens emittierte Plasmastrahlung wird über einen Hohlspiegel (Durchmesser $d = 10$ mm, Brennweite $f = 30$ mm) auf einen Quarzglaslichtwellenleiter ($d = 400 \mu\text{m}$) teleskopartig abgebildet. Der Durchmesser der Sichtlinie, die als Parallelstrahl angesehen werden kann, ist durch den aktiven Durchmesser des Hohlspiegels gegeben. Er bestimmt somit auch das räumliche Auflösungsvermögen. In einem Optiksistem sind bis zu 10 Lichtleiterköpfe im Abbildungsbereich des Hohlspiegels gebündelt.

5.3 Die Spektrometer und Detektoren

Das von den im Vakuumgefäß befindlichen Optiksyste men eingesammelte Licht wird mittels Lichtwellenleiter über ein Kopplungssystem auf verschiedene spektroskopische Systeme und Detektoren verteilt (Abb. 5.3).

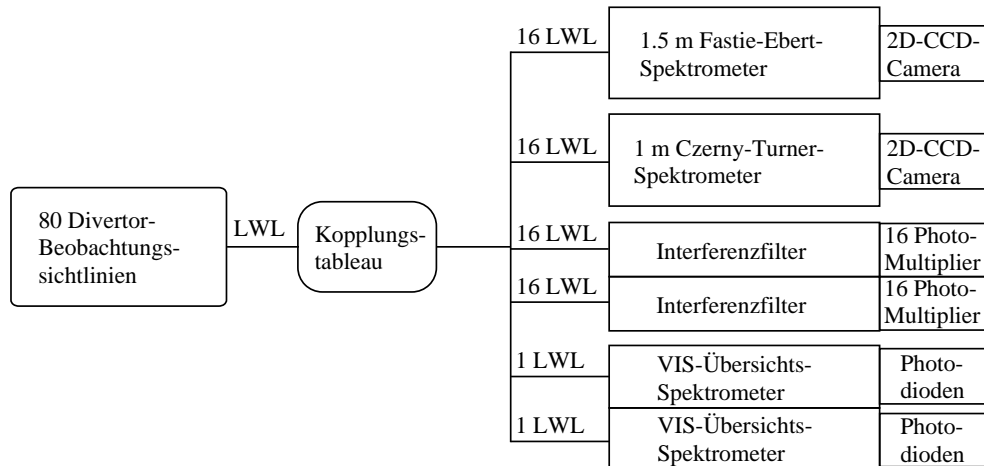


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Divertorspektrometers an ASDEX Upgrade. Das durch die Optiksyste me im Divertor eingesammelte Licht wird über Lichtwellenleiter (LWL) zu einem Kopplungs-Tableau geführt. Von hier aus kann, je nach Meßaufgabe, jede Torussichtlinie mit dem entsprechenden Spektrometer kombiniert werden.

Die spektrale Zerlegung des Lichtes wurde durch Spektrometer und Interferenzfilter realisiert. Zur Messung von Linienprofilen wurde ein hochauflösendes 1.5 m-Fastie-Ebert-Spektrometer mit einem Prismenvormonochromator und einem Echelle-Gitter (360 Striche/mm) in der 8. bis 25. Ordnung betrieben. Das spektrale Auflösungsvermögen dieses Spektrometers beträgt $\lambda/\Delta\lambda \approx 100000$. Messungen größerer Wellenlängenbereiche erfolgten mit einem 1 m-Czerny-Tur-

ner-Spektrometer, das ein 300 Striche/mm-Gitter besitzt und dessen spektrales Auflösungsvermögen bei $\lambda/\Delta\lambda \approx 1000$ liegt. Die Signale wurden mit einer 2D-CCD-Kamera (1024×1024 Pixel) aufgenommen, wodurch gleichzeitig 16 Sichtlinien registriert werden konnten. Die Aufnahme der zeitlichen Entwicklung von Signalen wurde durch eine Taktung der Kamera erreicht, wobei das zeitliche Auflösungsvermögen im wesentlichen von der Belichtungszeit τ_{exp} und der Auslesezeit τ_{read} des CCD-Chips abhängt. Die Belichtungszeit ist von der Signalstärke der beobachteten Linien abhängig ($\tau_{exp} = 1 \dots 100$ ms), die Auslesezeit von der Anzahl der definierten Ortskanäle ($\tau_{read} \leq 30$ ms).

Für die Messung von Linien mit großer spektraler Strahldichte wurden außerdem zwei Systeme aus jeweils einem Interferenzfilter ($\Delta\lambda_{FWHM} \approx 1$ nm) und 16 Photomultipliern genutzt. Die Zeitauflösung dieser Messungen betrug typischerweise 100 μ s.

5.4 Die Kalibration der Detektionssysteme

Zur Bestimmung der absoluten Intensität der Plasmastrahlung wurden die Detektoren mit einem Strahldichtestandard kalibriert. Als Vergleichsstrahler wurde die Kalibriereinheit AG2064 (Gigahertz-Optik) genutzt, deren primäre Lichtquellen Quarz-Halogenlampen sind [45]. Diese Quellen eignen sich gut für Kalibrierzwecke, da ihre spektrale Emissionscharakteristik zum einen frei ist von diskreten Linien und zum anderen der idealen spektralen Verteilung eines schwarzen Strahlers sehr ähnlich ist. Die Lampen, deren Schwarzkörpertemperatur etwa 3000 K entspricht, beleuchten einen diffusen, spektral neutralen Reflektor. Bei der Kalibration des Meßapparates (Spektrometer mit Kamera oder Interferenzfilter mit Photomultiplier) wird dieser unter Laborbedingungen mit dem Vergleichsstrahler beleuchtet. Aus dieser Messung werden Kalibrierfaktoren abgeleitet, die dann für allgemeine Meßaufgaben zur Verfügung stehen. Das Verfahren der Kalibration der Detektoren ist in Anhang B beschrieben.

6 Spektroskopische Ergebnisse zur Wasserstoffstrahlung im Divertor

In diesem Kapitel werden spektroskopische Meßergebnisse aus dem Divertor von ASDEX Upgrade zu den im Kapitel 4 diskutierten Wasserstoffspektren gezeigt.

6.1 Das Wasserstoffspektrum

Abbildung 6.1 zeigt das Spektrum der Wasserstoffkontinuumsstrahlung, das während der Plasmaentladung #9778 im Divertor von ASDEX Upgrade gemessen wurde.

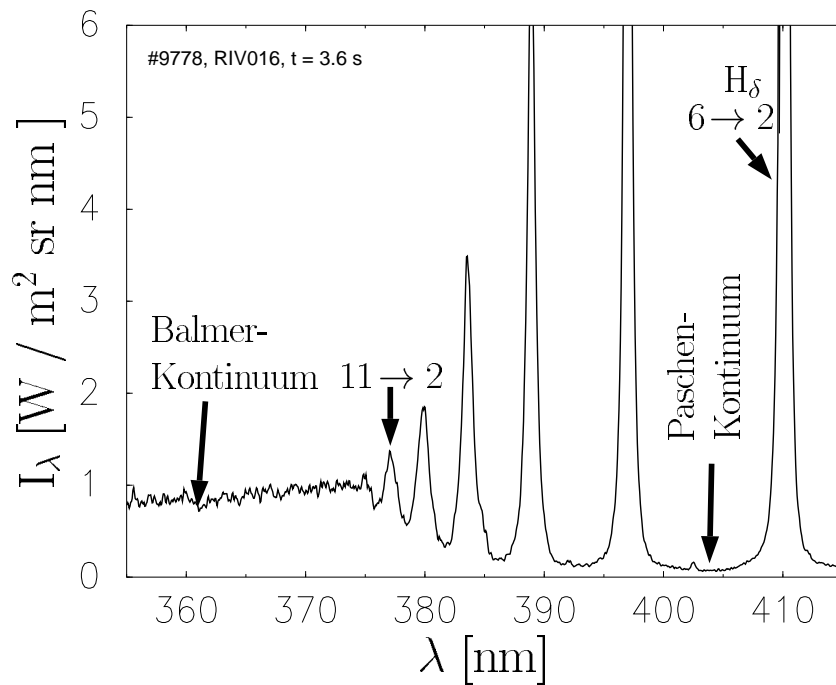


Abbildung 6.1: Gemessenes Spektrum der Wasserstoffstrahlung im Divertor von ASDEX Upgrade (#9778, $t = 3.6 \text{ s}$, $n_e \approx 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$). Zu sehen ist der Bereich des Balmer- und des Paschen-Kontinuums. Die Balmer-Linien $k = 6$ nach $k = 2$ bis $k = 11$ nach $k = 2$ sind spektral aufgelöst.

Der theoretische Verlauf der Emissivität des Wasserstoffkontinuums, der in Abbildung 4.2 über der Wellenlänge dargestellt ist, zeigt, daß bei sehr niedrigen Temperaturen ($T_e \approx 1$ eV) das Spektrum vom Rekombinationskontinuum dominiert wird. Im dargestellten Spektralbereich von $\lambda = 355$ nm bis $\lambda = 415$ nm in Abbildung 6.1 ist das Balmer- und das Paschen-Kontinuum mit den überlagerten Wasserstoff-Balmer-Linien $k = 11$ nach $k = 2$ bis $k = 6$ nach $k = 2$ zu sehen. Wesentliche Eigenschaften des Spektrums sind in den folgenden Punkten zusammengefaßt:

- Die Kontinuumsstrahlung zeigt beim Vergleich der Intensitäten für $\lambda < 360$ nm und $\lambda > 400$ nm einen Sprung (Balmer-Sprung).
- Das Balmer-Rekombinationskontinuum wird über die ideale Grenze ($\lambda_0 = 364.7$ nm) zu größeren Wellenlängen hin fortgesetzt.
- Die Linien der Balmer-Serie sind spektral aufgelöst von $k = 6$ (H_δ) bis $k = 11$ (H_t) und zeigen einen charakteristischen Verlauf der Intensität. Zu kleineren Wellenlängen fallen die Intensitäten der Linien kontinuierlich ab.
- Mit zunehmender Hauptquantenzahl k des oberen Niveaus wird der spektrale Abstand der Linien kleiner, die Linien selbst sind zunehmend verbreitert, überlappen sich und laufen in ein Quasikontinuum zusammen.

6.1.1 Der Balmer-Sprung

Auf das Auftreten des Balmer-Sprungs in der Kontinuumsstrahlung des Wasserstoffs wurde bereits im Abschnitt 4.2.2 eingegangen. Ursache dieser minimalen Photonenenergie eines Kontinuumsanteils ist die verschwindende Energie der freien Elektronen bei der Rekombination in einen gebundenen Zustand (Gl. 4.3). Für ein isoliertes neutrales Wasserstoffatom liegt die Ionisationsgrenze 3.39 eV oberhalb des Energieniveaus $k = 2$. Dies entspricht einer Wellenlänge $\lambda_0 = 364.7$ nm (Abb. 4.2). Im Divertorplasma jedoch wurde dieser Sprung im kontinuierlichen Spektrum nicht bei exakt diesem Wert λ_0 beobachtet, sondern bei größeren Wellenlängen. Das Balmer-Kontinuum wird über die ideale Rekombinationskante zu größeren Wellenlängen hin fortgesetzt und geht allmählich in die Balmer-Linien der hohen Quantenzahlen k über. Das k_{max} der letzten vom Kontinuum noch zu unterscheidenden Linie kann sowohl durch die Doppler-Verbreiterung oder durch die Stark-Verbreiterung und die damit zusammenhängende Erniedrigung der Ionisierungsenergie durch die Mikrofelder als auch einfach durch das endliche Auflösungsvermögen des Spektrometers bedingt sein. Für das oben diskutierte Spektrum in Abbildung 6.1 ist $k_{max} = 11$.

Die bei der Rekombination vorherrschenden Plasmabedingungen sind mit hohen Elektronendichten und niedrigen Temperaturen verbunden. Für diese Bedingungen werden in Abbildung 4.9 die Profile der typischen Verbreiterungsmechanismen für H_β miteinander verglichen. Dabei ist die Doppler-Verbreiterung klein gegenüber der Stark-Verbreiterung. Da der Stark-Effekt für Balmer-Linien zu höherem k zunimmt, ist das im Experiment beobachtete Aufweichen des Balmer-Sprungs nicht auf die Doppler-Verbreiterung der Spektrallinien zurückzuführen.

Das Auflösungsvermögen des Spektrometers beträgt $\lambda/\Delta\lambda \approx 1000$ und ist für $\lambda \approx 365$ nm etwa $\Delta\lambda = 0.3$ nm. Dies entspricht dem spektralen Abstand der Balmer-Linien bei etwa $k = 20$. Da bei $k = 11$ der Linienabstand etwa $\lambda/\Delta\lambda \approx 2$ nm ist, bestimmt das endliche Auflösungsvermögen des Spektrometers nicht das Verschmelzen der Linien im diskutierten Spektrum. Somit verbleibt die im folgenden diskutierte Erniedrigung der Ionisationsenergie, d.h. die Umwandlung gebundener Zustände in Zustände des Kontinuums, als Ursache des fortgesetzten Seriengrenzkontinuums.

6.1.2 Fortsetzung des Balmer-Kontinuums zu höheren Wellenlängen

Die im Plasma vorhandenen Mikrofelder verbreitern die höheren atomaren Terme so stark, daß sie praktisch mit zum kontinuierlichen Bereich zählen. Dadurch kommt es zu einer Erniedrigung der Ionisationsenergie. In [46] wird der Einfluß des statistischen elektrischen Plasmamikrofeldes auf die Atomstruktur diskutiert. Dabei wird eine kritische Feldstärke f_c eingeführt, so daß für elektrische Mikrofelder $f \geq f_c$ eine Reduzierung des statistischen Gewichts eines atomaren Niveaus auftritt und die Potentialbarriere für ein gebundenes Elektron verschwindet. Der für das statistische Gewicht eingeführte Korrekturfaktor δ_k ist von der Elektronendichte und der Hauptquantenzahl des betrachteten Niveaus abhängig und zeigt einen deutlichen Abfall, falls der mittlere Abstand der Ionen $\rho_i = (n_i \cdot 3/4\pi)^{1/3}$ bei der Teilchendichte n_i dem Radius der Bohrschen Bahn der Hauptquantenzahl k entspricht. Für Dichten im Bereich bis zu $n_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ wie im ASDEX Upgrade-Divertor werden die Niveaus ab $k > 10$ beeinflusst. Eine genauere Betrachtung ist in [47, 48] zu finden.

Die quantitative Auswertung des fortgesetzten Kontinuums ist mit Hilfe der Näherungsformel von Inglis und Teller [27, 49, 50] möglich. Die Berechnung des linearen Stark-Effekts für die Linien nahe der Seriengrenze gestattet es, der Hauptquantenzahl k_{max} des oberen Niveaus der letzten spektral noch aufgelösten Linie vor der Seriengrenze eine Elektronendichte n_e zuzuordnen:

$$\log_{10} n_e = 29.26 - 7.7 \log_{10} k_{max}, \quad [n_e] = \text{m}^{-3} \quad . \quad (6.1)$$

Somit ist

$$n_e = 10^{(29.26 - 7.7 \log_{10} k_{max})} \quad . \quad (6.2)$$

Die im Spektrum in Abbildung 6.1 letzte noch sichtbare Balmer-Linie mit der Hauptquantenzahl $k_{max} = 11$ entspricht nach Gl. (6.2) einer Dichte $n_e = 1.7 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Das Kriterium nach Inglis und Teller ist nur eine grobe Abschätzung der Größenordnung der Dichte und bedeutet keine genaue Messung.

6.2 Experimenteller Vergleich der Temperaturbestimmungsmethoden

Abbildung 6.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der Kohlenstoffstrahlung CIII und der Temperatur während der noch später im Kapitel 7 diskutierten Plasmaentladung # 9778.

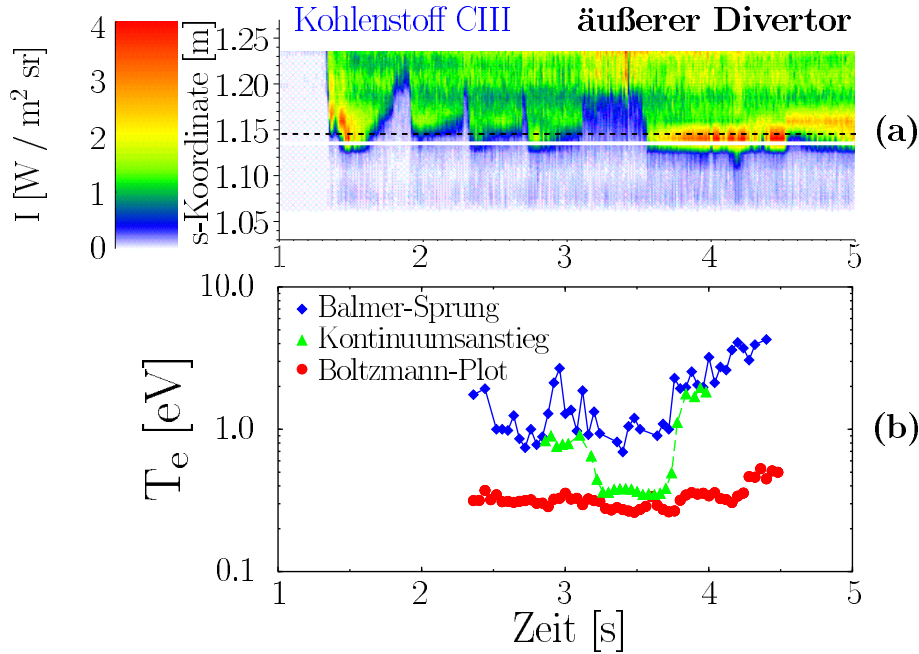


Abbildung 6.2: (a) Kohlenstoffstrahlung CIII im äußeren Divertor. Die Lage des Auftreffpunktes der Sichtlinie auf der Targetplatte kennzeichnet die unterbrochene horizontale schwarze Linie. Die Lage des Strikepoints ist durch die weiße Linie angegeben. (b) Zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur während der Plasmaentladung # 9778. Die aus dem Balmer-Sprung abgeleiteten Temperaturen sind höher als die aus dem Boltzmann-Plot, die Werte aus dem Kontinuumsanstieg liegen dazwischen.

Die aus dem Balmer-Sprung abgeleitete Temperatur ist typischerweise zwei- bis dreimal höher als die Werte aus dem Boltzmann-Plot, die mit Hilfe des Kontinuumsanstiegs ermittelten Werte liegen dazwischen. Damit bestätigt sich die in Abschnitt 4.2.4 dargelegte Diskussion über den Vergleich der spektroskopischen Methoden. Es bestätigt sich außerdem, daß der Temperaturanstieg auf einige

eV nur mit der Methode des Balmer-Sprungs nachgewiesen werden kann. Daher werden bei der Charakterisierung des Attachments und des Detachments im Kapitel 7 die Ergebnisse dieser Methode verwendet.

6.3 Profilmessungen der Balmer-Linie H_β

Die Stark-Verbreiterung der Balmer-Linie H_β wurde mit einem hochauflösenden Echelle-Spektrometer (Abschnitt 5.3) während einer Dichterampe (#9702) im ASDEX Upgrade-Divertor gemessen. Diese Entladungsnummer gehört zu der Experimenterserie, auf die im Kapitel 7 näher eingegangen wird. In den Abbildungen 6.3 und 6.4 sind Beispielspektren der Sichtlinie RIV012 im inneren Divertor für unterschiedliche Elektronendichten gezeigt. Neben den gemessenen Spektren sind die Ergebnisse der Spektrenanpassung zu sehen, die mit der in Abschnitt 4.3.4.4 dargelegten Methode durchgeführt wurden. Ebenfalls eingetragen sind die angepaßten Anteile der beiden Wasserstoffisotope H_β (486.133 nm) und D_β (486.003 nm) im entsprechenden Amplitudenverhältnis.

Die Entwicklung der Heizleistung und der Dichte in der Mittelebene für diese Plasmaentladung gibt Abbildung 7.1 wieder. Zum Zeitpunkt $t = 3.6$ s hat die Dichte etwa ihr Maximum erreicht. Dabei sind die beiden Isotope des Wasserstoffs D_β und H_β auf Grund der Stark-Verbreiterung nicht mehr zu trennen. Beim Absinken der Dichte um 30% ($t = 4.9$ s) sind die Strukturen von D_β und H_β auf Grund der kleineren Stark-Verbreiterung deutlicher zu erkennen (Abb. 6.4).

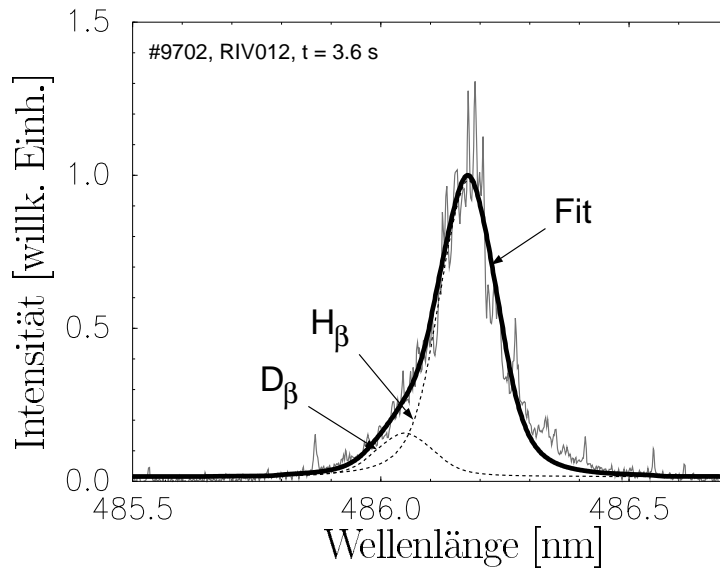


Abbildung 6.3: Gemessenes Spektrum der Wasserstofflinien H_β und D_β bei $n_e \approx 7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (#9702, $t = 3.6 \text{ s}$). Die durchgezogene Linie gibt die beste Anpassung durch gerechnete Profile wieder. Zusätzlich sind die Anteile für H_β und D_β angegeben.

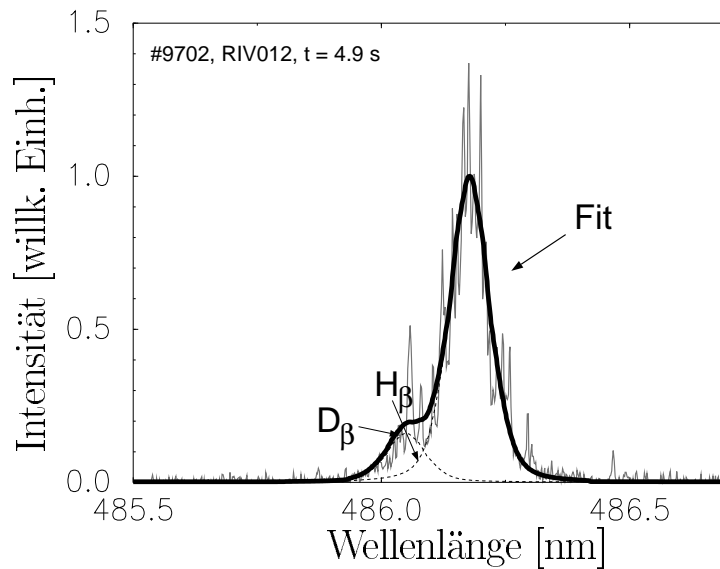


Abbildung 6.4: Gemessenes Spektrum der Wasserstofflinien H_β und D_β bei $n_e \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (#9702, $t = 4.9 \text{ s}$). Die durchgezogene Linie gibt die beste Anpassung durch gerechneten Profile wieder. Zusätzlich sind die Anteile für H_β und D_β angegeben.

7 Spektroskopische Messungen zum Verständnis des Detachments und Vergleich mit Modellierung

In diesem Kapitel werden die experimentellen Daten mit den aus der B2-EIRENE-Modellierung gewonnenen Intensitätsverteilungen der Wasserstoff- und Verunreinigungsstrahlung sowie die Dichte- und Temperaturverteilung verglichen. Als Beispiel für das Einsetzen von Detachment wird die L-Mode-Plasmaentladung # 9778 mit einer Dichte- und Leistungsrampe betrachtet (Abb.7.1).

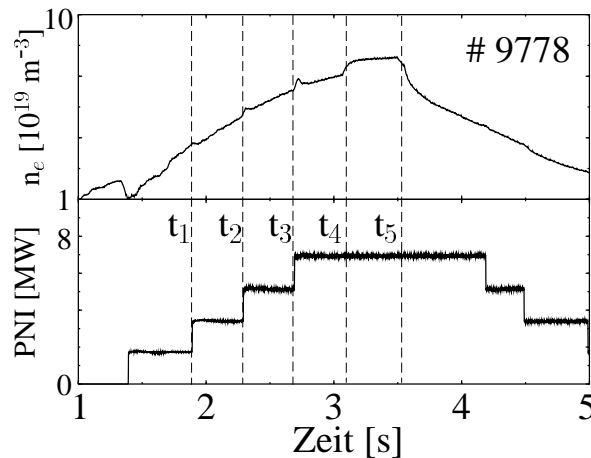


Abbildung 7.1: Dichte- und Leistungsrampe während der Plasmaentladung # 9778. Die gemittelte zentrale Plasmadichte variiert zwischen $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, die Heizleistung durch die Neutralinjektion (PNI) wird von 2 MW auf 8 MW erhöht. Eingetragen sind die Zeitmarken t_1 bis t_5 .

Die mittlere zentrale Plasmadichte variiert während der Entladung zwischen $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, die Heizleistung durch die Neutralinjektion wird von 2 MW auf 8 MW stufenweise erhöht. Diese Dichterampe mit gleichzeitiger stufenweiser Erhöhung der Heizleistung eignet sich gut für die Untersuchung des Detachments und für die Anwendung der spektroskopischen Methoden, da sich hierbei innerhalb einer Plasmaentladung das Divertorregime und damit auch die Divertorplasmaparameter verändern. In die Abb. 7.1 sind auch die Zeitmarken $t_1 = 1.9 \text{ s}$, $t_2 = 2.3 \text{ s}$, $t_3 = 2.72 \text{ s}$, $t_4 = 3.1 \text{ s}$ und $t_5 = 3.55 \text{ s}$ eingetragen, die in

der folgenden Diskussion und in den Abbildungen als Referenzpunkte genutzt werden.

Die wesentlichen Charakteristika des Detachments sind in Abbildung 7.2 durch entsprechende Meßergebnisse im äußeren Divertor von ASDEX Upgrade zusammengefaßt und werden in den folgenden Abschnitten noch diskutiert. Wie in Abschnitt 3.5 bereits andiskutiert, kann der beim Detachment durch die Volumenrekombination reduzierte Ionenfluß auf das Divertortarget durch den Abfall des Ionensättigungsstroms nachgewiesen werden. Das Absinken der Temperatur bewirkt auch einen Abfall in der Intensität der Verunreinigungsstrahlung CIII. Sobald Temperaturwerte unter 2 eV erreicht werden, steigt die Strahlungsrekombination stark an und damit die Linienstrahlung H_β und auch die Intensität des Balmer-Kontinuums.

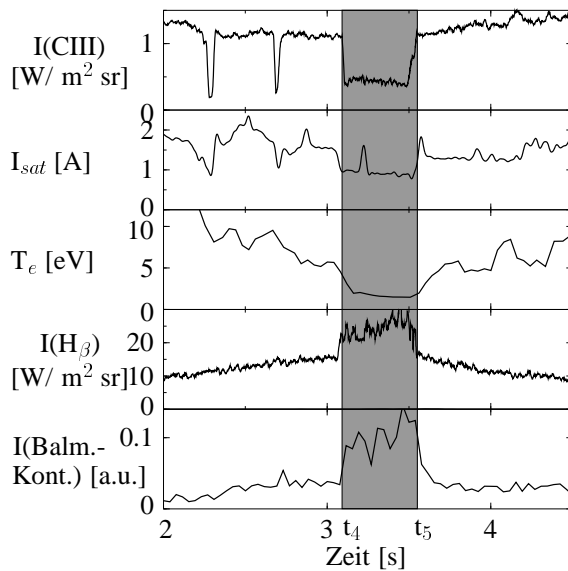


Abbildung 7.2: Wesentliche Charakteristika des Detachments, gemessen mit Divertordiagnostiken (# 9778, äußerer Divertor). Die Markierung kennzeichnet den Zeitbereich zwischen t_4 und t_5 , in dem das Detachment besonders deutlich ausgeprägt ist. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der CIII-Kohlenstoffstrahlung $I(\text{CIII})$, des Ionensättigungsstromes I_{sat} , der Elektronentemperatur T_e , der Linienstrahlung $I(\text{H}_\beta)$ und der Intensität des Balmer-Kontinuums $I(\text{Balm.-Kont.})$.

7.1 Spektroskopische Messungen

Die oben erwähnte Entladung wurde mit identischen Parametern zu diagnostischen Zwecken mehrmals wiederholt. Somit war es möglich, mit den Sichtlinien des spektroskopischen Beobachtungssystems verschiedene Wellenlängenbereiche der Strahlungsemission mit unterschiedlichen Diagnostiken zu messen. Auch die Entladungsnummer, bei der die Spektren aus Kapitel 6 aufgenommen wurden, gehört zu dieser Serie. Beim Vergleich der spektroskopischen Ergebnisse mit B2-EIRENE ist zu beachten, daß durch die Modellierung eine zweidimensionale Verteilung angegeben wird, während die experimentellen Daten den entlang

der Sichtlinien integrierten Emissivitäten entsprechen. Experimentell können also nur Aussagen über räumliche Verteilungen senkrecht zum Sichtlinienfächer gemacht werden.

7.1.1 Messungen der Kohlenstoffstrahlung CIII

Da das Wandmaterial des Divertors in ASDEX Upgrade Kohlenstoff ist, stellt dieser eine intrinsische Verunreinigung dar, die durch Erosion der Wandoberfläche ins Plasma gelangt. Oberhalb einer Schwellenergie der auf die Wand treffenden Ionen steigt die Zerstäubungsausbeute des Wandmaterials stark an. Bei Kohlenstoff kommt noch die chemische Erosion hinzu, wobei Kohlenwasserstoffe gebildet werden, die dann in Kohlenstoffionen aufbrechen [51, 52]. Die verschiedenen Ionisationsstufen des Kohlenstoffs existieren in charakteristischen Temperaturbereichen, in denen auch die entsprechende Strahlung emittiert wird. Diese Bereiche können im einfachsten Fall mit einem Koronamodell bestimmt werden. Zweifach ionisierter Kohlenstoff C^{2+} emittiert unter 5 eV praktisch keine Strahlung, das Strahlungsmaximum wird bei etwa 50 eV erreicht.

In den folgenden Abbildungen 7.3, 7.4, 7.5 und 7.6 werden jeweils die Kohlenstoffemission CIII und die Wasserstoffemission H_β für die in Abbildung 7.1 charakterisierte Plasmaentladung gezeigt. Die Intensitäten wurden mit einem Photomultipliersystem mit schmalbandigen Interferenzfiltern zeitaufgelöst ($100 \mu s$) gemessen.

Die CIII-Strahldichten sind während der Plasmaentladung nicht konstant, sondern variieren in Amplitude und räumlicher Verteilung. Abbildung 7.3 auf Seite 75 zeigt die CIII-Intensität im inneren Divertor. Die Strahlung ist hier vor allem im oberen Bereich des Sichtliniensystems zu beobachten, während unterhalb der s -Koordinate ≈ 0.35 m nahezu keine CIII-Strahlung nachzuweisen ist. In der ersten Hälfte der Plasmaentladung bis t_5 fällt die beobachtete CIII-Intensität ständig ab und verschiebt sich in Richtung des X-Punktes. Bei t_4 wird dies besonders deutlich. Als gegenläufiger Prozeß ist zu den Zeiten t_1 , t_2 , t_3 und t_5 ein starker Anstieg der CIII-Strahlung zu beobachten.

Ein ähnliches Verhalten zeigt der äußere Divertor (Abb. 7.4 auf Seite 76). Die CIII-Intensität reicht hier aber weiter in das Gebiet der Beobachtungsoptik bis $s \approx 1.13$ m. Diese Dynamik der beobachteten CIII-Strahldichten ist auf das kontinuierliche Ansteigen der mittleren Plasmadichte und auf die stufenweise Erhöhung der Heizleistung zurückzuführen.

Durch die Erhöhung der Plasmadichte sinkt nach Gl. (3.16) die Temperatur am Target. Da die Plasmaenergie ab einem bestimmten Schwellwert zur Anregung der Kohlenstoffstrahlung CIII nicht mehr ausreicht, verschwindet diese in diesem Gebiet. Die Kontur der CIII-Strahlung entspricht etwa einer Plasmatemperatur von 5 eV. Durch die stufenweise Erhöhung der Heizleistung der

Neutralinjektion steigt der Leistungsfluß in die Abschälschicht und in den Divertor immer wieder stark an und somit auch die Temperatur am Target. Unter diesen Bedingungen genügt die Energie zur Anregung der Kohlenstoffstrahlung, und die CIII-Kontur reicht bis an die Auftreffpunkte der Separatrix auf dem Target heran. Der Übergang zwischen CIII-Detachment und CIII-Attachment ist sowohl im äußeren als auch im inneren Divertor mehrmals zu beobachten, bevor es zwischen 3.1 s und 3.6 s bei maximaler Plasmadichte zu längerem Detachment der CIII-Strahlung kommt.

7.1.2 Messungen der Wasserstoffstrahlung H_β

Auch bei der Wasserstofflinienstrahlung H_β gibt es eine Variation in Ort und Zeit. Im inneren Divertor (Abb. 7.3) erreicht das H_β -Emissionsgebiet nahezu $s \approx 0.39$, also eine Zone, in der CIII nicht mehr emittiert wird. Die H_β -Emission folgt hier im wesentlichen der zeitlichen Entwicklung der mittleren zentralen Plasmadichte (Abb. 7.1). Das Detachment zeigt sich hier als starker Anstieg der H_β -Emission, die dann aber kurzzeitig und unmittelbar vor dem Zuschalten einer zusätzlichen Neutralinjektionsquelle verschwindet. Zwischen t_4 und t_5 reicht die H_β -Emission nur bis etwa $s = 0.34$ m. Der darüberliegende Beobachtungsbereich zeigt während dieser Zeit einen weiteren Anstieg der Intensität.

Auch im äußeren Divertor (Abb. 7.4) ist die H_β -Strahlung unterhalb der CIII-Emissionszone lokalisiert, im wesentlichen bei $s = 1.1$ m. Mit der Zeit wird die Emissionszone breiter, bei t_2 , t_3 und zwischen t_4 und t_5 steigt die Intensität stark an und reicht dann bis $s \approx 1.15$ m.

Wie Abbildung 3.2 in Abschnitt 3.2.3 zeigt, ist der Ratenkoeffizient der Rekombination und damit auch die Intensität der Wasserstoffrekombinationsstrahlung eine Funktion der Temperatur, wobei aber auch die Dichte einen großen Einfluß hat. Nur wenn die Elektronentemperatur auf etwa 1 eV abfällt, werden hohe Rekombinationsraten erreicht. Höhere Elektronendichten führen in diesem Temperaturbereich zu höheren Raten und können somit die zeitliche Entwicklung der H_β -Strahlung erklären. Welcher dieser beiden Parameter den entscheidenden Einfluß auf die Rekombinationsstrahlung hat, kann mit Hilfe der spektroskopisch gemessenen Plasmaparameter bestimmt werden.

7.1.3 Messungen der Temperatur und Dichte

Die Elektronentemperatur zeigt im inneren Divertor (Abb. 7.3) während der Plasmaentladung keine ausgeprägte Zeitabhängigkeit und liegt generell bei $T_e \approx 1$ eV. Eine Korrelation mit den Zeitpunkten des Detachments ist nicht so stark ausgeprägt wie bei den Messungen der CIII- und H_β -Absolutintensitäten.

Die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte im inneren Divertor (Abb. 7.5 auf Seite 77) ist für die benutzten Sichtlinien unterschiedlich. So ist auf den

Kanälen¹ 1 und 2 bis zum Zeitpunkt t_4 , einhergehend mit der Erhöhung der Mittelebenendichte, ein allgemeiner Dichteanstieg zu messen. Bei den Zeitpunkten des Detachments t_1 , t_2 , t_3 und t_4 sinkt die Dichte drastisch. Die vorher beschriebene ausgeprägte zeitliche Entwicklung der H_β -Emission wird somit durch die Dichteveriation erklärt. Auf dem Kanal 3 ist dieser Dichteeinbruch nicht zu beobachten, die Dichte steigt kontinuierlich von $1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ auf maximale Werte bei 10^{21} m^{-3} . Die Verschiebung des Dichtemaximums in *upstream*-Richtung zwischen t_4 bis t_5 ist offensichtlich: Das in Abschnitt 3.3.2 diskutierte Gastarget, in dem Ionen-Neutralen-Stöße bei sehr niedrigen Temperaturen stattfinden, bremst die Plasmateilchen ab und führt zum Detachment, wodurch das direkte Auftreffen des Plasmas auf die Wand verhindert wird. Die sehr niedrigen Plasmatemperaturen im inneren Divertor haben einen starken Anstieg des Ratenkoeffizienten der Rekombination und damit der Wasserstoffrekombinationsstrahlung H_β zur Folge. In Abbildung 7.5 sind Meßpunkte für die Dichte eingetragen, die sowohl aus der Auswertung der Absolutintensität des Balmer-Kontinuums als auch aus der Analyse des Stark-Effektes stammen. Die auftretende Diskrepanz auf Meßkanal 2, die sich mit der Zeit verändert, ist darauf zurückzuführen, daß sich die von der Sichtlinie erfaßte Ausdehnung der emittierenden Plasmaschicht mit der Zeit ändert. Der Vergleich beider Meßverfahren wird in Abschnitt 7.1.4 für die Bestimmung dieser Breite genutzt.

In Abbildung 7.4 auf Seite 76 ist die Elektronentemperatur im äußeren Divertor für drei Sichtlinien dargestellt. Der Kanal 3 liefert dabei Temperaturen bei 1 eV, der Kanal 2 zeigt einen Abfall von etwa 10 eV auf 2 eV zwischen t_4 und t_5 und der Kanal 1 erreicht 5 eV als minimalen Wert.

Die gemessenen Elektronendichten (Abb. 7.6 auf Seite 78) zeigen einen schwachen Anstieg auf bis zu $4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, aber keine ausgeprägte Variation über den Beobachtungskanälen.

Die Temperaturentwicklung erklärt das CIII-Emissionsverhalten. Beim Temperaturabfall unter 5 eV wird die zur CIII-Emission notwendige Plasmaenergie nicht mehr erreicht. Auch das Intensitätsverhalten der Wasserstoffemission wird durch die Temperaturentwicklung erklärt. Fallen die Temperaturen auf etwa 1 eV, steigt der Rekombinationsratenkoeffizient stark an. Dies führt zu einer Erhöhung der H_β -Strahlung.

7.1.4 Abschätzung der Breite der Emissionszone

Die Auswertung der vom Stark-Effekt beeinflussten Balmerlinie H_β und die Analyse der Absolutintensität des Balmer-Kontinuums sind zwei voneinander unabhängige Meßmethoden zur Bestimmung der Elektronendichte. Daher kann die Kombination beider Methoden dazu genutzt werden, die Ausdehnung der

¹Man beachte die unterschiedliche Definition der benutzten Meßkanäle bei Temperatur- und Dichtemessungen.

emittierenden Schicht entlang der Sichtlinien abzuschätzen. Unter Annahme eines kastenförmigen Emissionsprofils ergibt sich nach Gl. (4.1) die beobachtete Intensität aus dem Produkt der Emissivität ϵ und der Dicke d der emittierenden Schicht. Damit ist die Intensität, entsprechend Gl. (4.4), sowohl von T_e und von n_e als auch von d abhängig. Indem in diese Gleichung die aus der Methode des Balmer-Sprungs ermittelte Elektronentemperatur und die aus der Analyse der Stark-Verbreiterung bestimmte Elektronendichte eingesetzt werden, läßt sich die Breite d abschätzen. Dies ist möglich, da in der Entladungsserie mit denselben Sichtlinien sowohl das Kontinuum als auch die Linienstrahlung H_β gemessen wurde. Der innere Divertor ist für diese Auswertung auf Grund der hier kleineren Temperaturgradienten besser geeignet. Das Ergebnis dieser Untersuchung zeigt, daß die Schichtdicke entlang dem Divertortarget nicht konstant ist, sondern vom Strikepoint in *upstream*-Richtung anwächst. Bei $s = 0.38$ m beträgt d etwa 1.5 cm, bei $s = 0.36$ m liegt d bei 3 cm und steigt auf über 5 cm bei $s = 0.32$ m. Eine zeitliche Variation der Schichtdicke ist nur im mittleren Beobachtungsbereich zu erkennen, wo d während der Dichterampe von 2 auf 5 cm ansteigt.

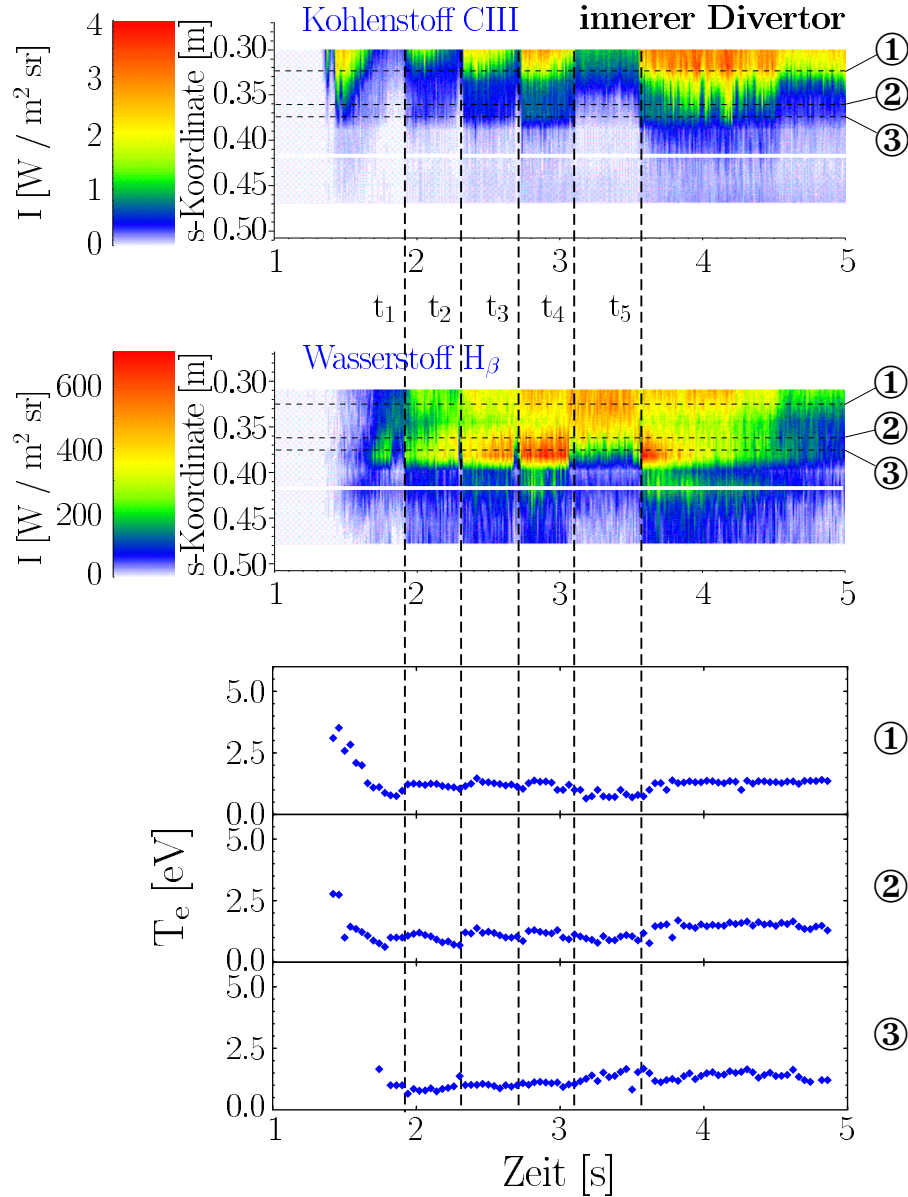


Abbildung 7.3: CIII-Strahlung und H_β -Strahlung im *inneren* Divertor. Die Lage der Separatrix auf dem Divertortarget (Strikepoint) ist durch die weiße Linie angegeben. Der zeitliche Verlauf der **Elektronentemperatur** wurde mit der Balmer-Sprung-Methode bestimmt. Die Lage der Auftreffpunkte der Sichtlinien auf den Targetplatten, die für die Temperaturmessungen genutzt wurden, kennzeichnen die horizontalen unterbrochenen schwarzen Linien. Die vertikalen unterbrochenen Linien geben die zeitliche Korrelation der Messungen wieder.

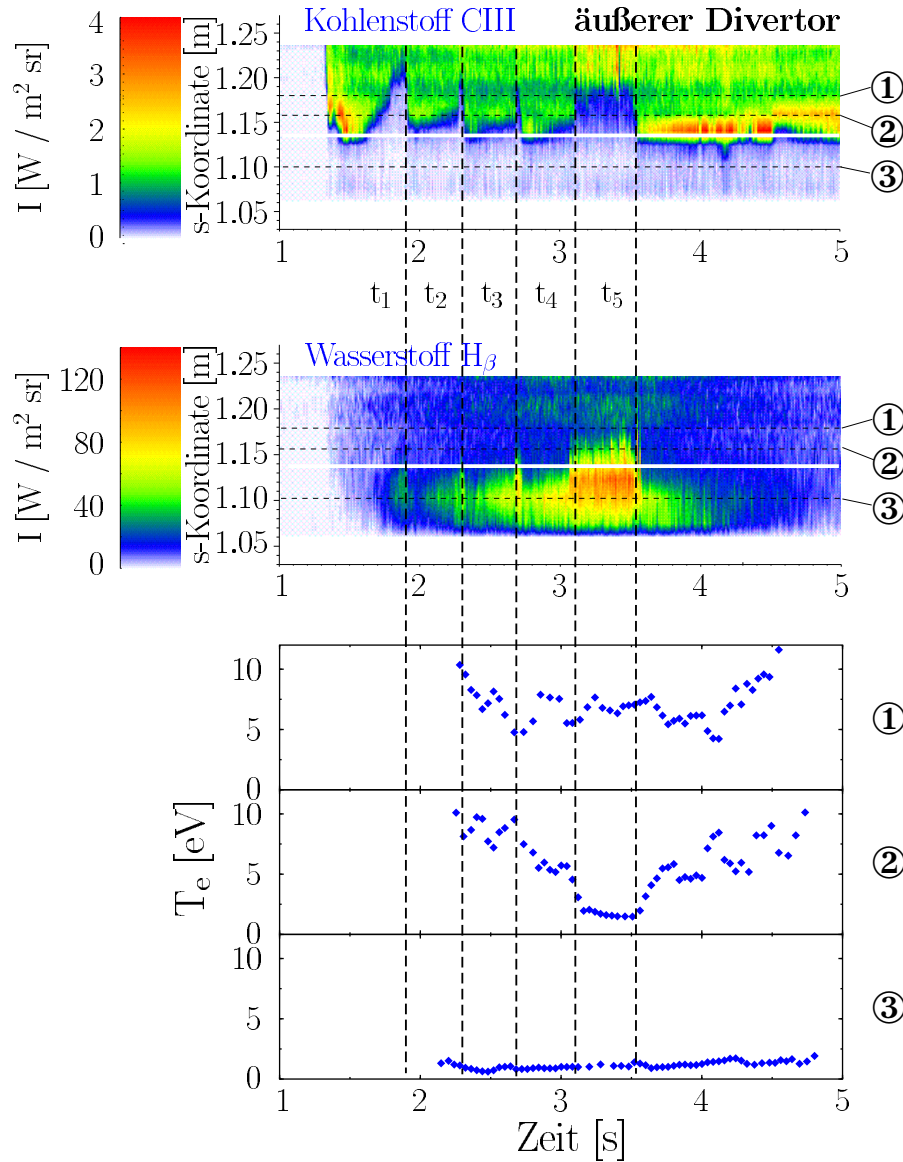


Abbildung 7.4: CIII-Strahlung und H β -Strahlung im **äußeren** Divertor. Die Lage der Separatrix auf dem Divertortarget (Strikepoint) ist durch die weiße Linie angegeben. Der zeitliche Verlauf der **Elektronentemperatur** wurde mit der Balmer-Sprung-Methode bestimmt. Die Lage der Auftreffpunkte der Sichtlinien auf den Targetplatten, die für die Temperaturmessungen genutzt wurden, kennzeichnen die horizontalen unterbrochenen schwarzen Linien. Die vertikalen unterbrochenen Linien geben die zeitliche Korrelation der Messungen wieder.

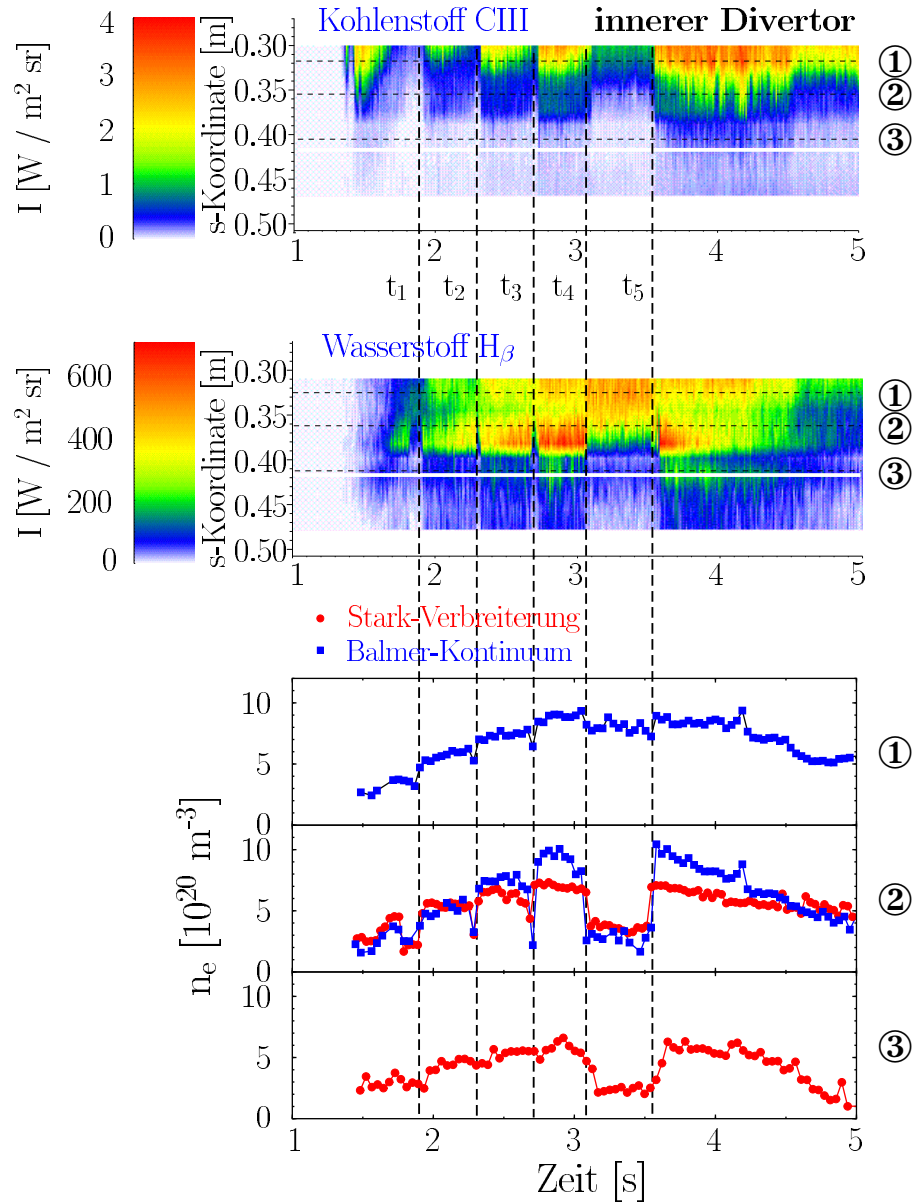


Abbildung 7.5: CIII-Strahlung und H_β -Strahlung im *inneren* Divertor. Die Lage der Separatrix auf dem Divertortarget (Strikepoint) ist durch die weiße Linie angegeben. Der zeitliche Verlauf der **Elektronendichte** wurde sowohl aus der Kontinuumsstrahlung als auch aus der Stark-Verbreiterung der H_β -Linie bestimmt. Die Lage der Auftreffpunkte der Sichtlinien auf der Targetplatte, die für die Dichtemessungen genutzt wurden, kennzeichnen die horizontalen unterbrochenen schwarzen Linien. Die vertikalen unterbrochenen Linien geben die zeitliche Korrelation der Messungen wieder.

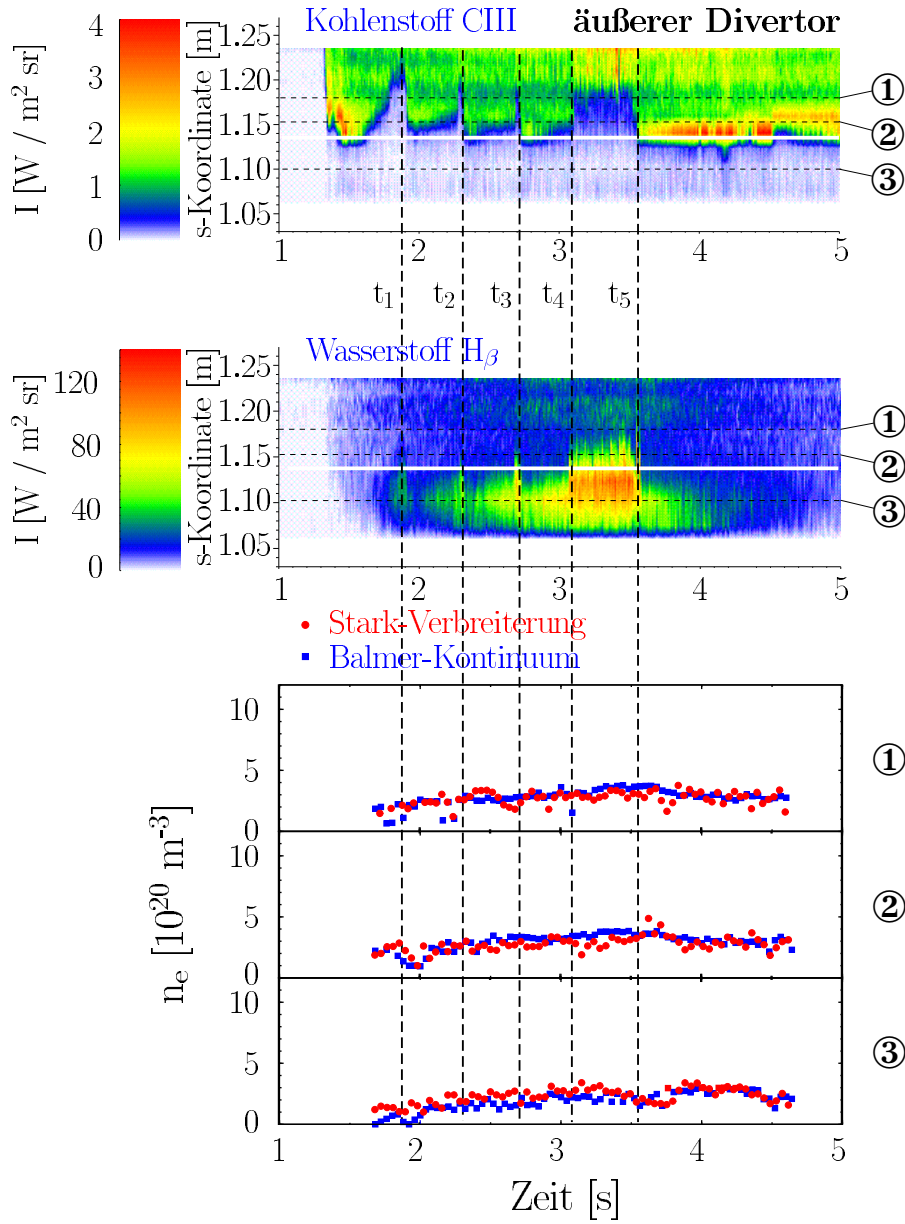


Abbildung 7.6: CIII-Strahlung und H_β-Strahlung im **äußeren** Divertor. Die Lage der Separatrix auf dem Divertortarget (Strikepoint) ist durch die weiße Linie angegeben. Der zeitliche Verlauf der **Elektronendichte** wurde sowohl aus der Kontinuumsstrahlung als auch aus der Stark-Verbreiterung der H_β-Linie bestimmt. Die Lage der Auftreffpunkte der Sichtlinien auf der Targetplatte, die für die Dichtemessungen genutzt wurden, kennzeichnen die horizontalen unterbrochenen schwarzen Linien.

7.1.5 Messungen von Wasserstofflinienverhältnissen

In Abschnitt 4.2.3 wurde die Methode des Boltzmann-Plots beschrieben, bei der aus der relativen Intensitätsverteilung von Spektrallinien die Elektronentemperatur bestimmt werden kann. Dabei wurde die Emission von Spektrallinien genutzt, deren oberes Niveau oberhalb der Stoßgrenze k^* liegt. Für diese Zustände sind die Stoßraten gegenüber Strahlungsübergängen dominant. Die Bevölkerung dieser Niveaus geschieht durch die Rekombination freier Elektronen, und zusammen mit den freien Zuständen befinden sich diese Niveaus im Saha-Boltzmann-Gleichgewicht (Gl. (4.14)).

Prinzipiell wird jedoch die Besetzungsdichteverteilung beliebiger angeregter Wasserstoffzustände durch Stoß- und Strahlungsprozesse beeinflusst. Zur Berechnung der Besetzungsdichteverteilung ist die Kenntnis aller Be- und Entvölkerungsprozesse und der dazugehörigen Ratenkoeffizienten notwendig. Die quantitative Beschreibung der Besetzungsdichte eines atomaren Niveaus erfolgt daher mit Stoß-Strahlungsmodellen unter Einbeziehung vieler atomarer Prozesse. Die notwendigen atomaren Daten und Computercodes zur Beschreibung der Besetzungsdichten und damit des Strahlungsverhaltens der Ionen und Atome in Plasmen sind im Programmpaket ADAS² [53] zusammengestellt. Durch ADAS wird auch die Emission der Wasserstoffspektrallinien der Balmer-Serie als Funktion der Temperatur und Dichte beschrieben.

Die Rekombination der freien Elektronen erfolgt bevorzugt in die energetisch höher liegenden Terme. Falls die Rekombinationsrate auf Grund veränderter Plasmabedingungen wie Abfall der Temperatur und Anstieg der Dichte (vgl. Abb. 3.2) stark ansteigt, wird die Besetzungsdichte dieser Niveaus ($\propto n_{H^+} \cdot n_e$) größer gegenüber der reinen, einer bestimmten Temperatur entsprechenden Grundzustandsanregung ($\propto n_H$). Da der Linienemissionskoeffizient einer Spektrallinie entsprechend Gleichung 4.10 proportional zur Besetzungsdichte des Ausgangszustands dieser Linie ist, wächst auch die Strahlungsemission dieser Niveaus. Das Verhältnis von Linienintensitäten niederenergetischer Zustände wie H_α zu den Intensitäten höherenergetischer Zustände zeigt daher einen drastischen Abfall bei einsetzender Rekombination. In Abbildung 7.7 sind Daten aus ADAS für die Verhältnisse der Photonenemissionskoeffizienten N_{H_α} zu N_{H_γ} und N_{H_α} zu N_{H_δ} gezeigt³.

Für Temperaturen kleiner als $T_e = 2\text{ eV}$ sinkt die Ionisationsrate stark ab, die Rekombination steigt dagegen an. Daher ist unterhalb dieser Temperatur bei gegebener Dichte ein Sprung im Intensitätsverhältnis zu beobachten. Je größer die Energiedifferenzen der Ausgangsniveaus sind, desto größer sind auch die

²ADAS: **A**tomic **D**ata and **A**nalysis **S**tructure

³Der Unterschied zwischen Verhältnissen von Linienintensitäten (I_1/I_2) und Verhältnissen von Photonenemissionskoeffizienten (N_1/N_2) ist zu beachten. Beide Werte sind durch die entsprechenden Photonenenergien ($h\nu_1$ und $h\nu_2$) bzw. Wellenlängen (λ_1 und λ_2) miteinander verknüpft, es gilt: $N_1/N_2 = (\lambda_1/\lambda_2) \cdot I_1/I_2$.

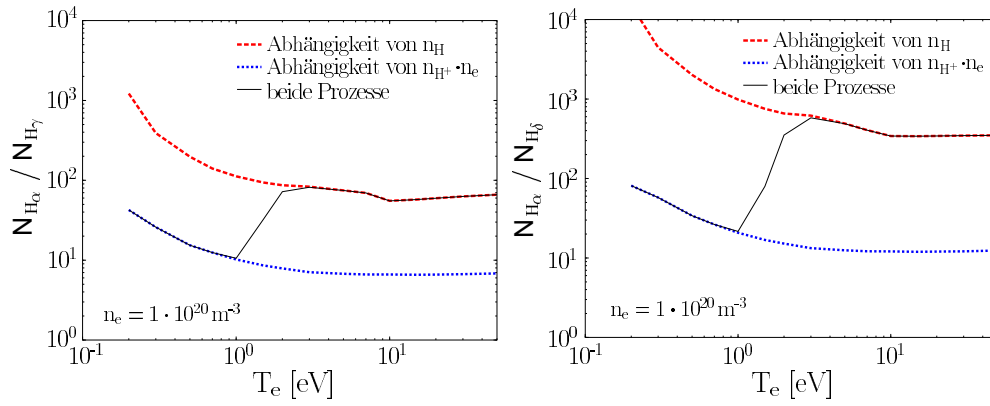


Abbildung 7.7: Verhältnis der Photonemissionskoeffizienten der Wasserstoffspektrallinien $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma}$ bzw. $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta}$, berechnet aus ADAS-Photonemissionskoeffizienten. Die Graphik zeigt die Verhältnisse für verschiedene Besetzungsmechanismen: Die Besetzung aus der Grundzustandsanregung für ein ionisierendes Plasma (n_H), die Besetzung für ein rekombinierendes Plasma ($n_{H^+} \cdot n_e$) und für die Berücksichtigung beider Prozesse bei fester Elektronendichte ($n_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$).

Unterschiede in den Besetzungsdichten. Daher ist die Veränderung des Linienvverhältnisses $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta}$ deutlicher ausgeprägt als bei $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma}$. Das Verhältnis $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma}$ fällt von etwa 100 im ionisierenden Plasma auf 10 im rekombinierenden Plasma, $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta}$ sinkt von über 300 auf unter 50.

Das Einsetzen der Rekombination und die sich dabei verändernden Linienvverhältnisse werden am Beispiel der zu Beginn dieses Kapitels vorgestellten Leistungs- und Dichterampe im äußeren Divertor diskutiert. In Abbildung 7.8 sind neben der Kohlenstoffstrahlung CIII als zeitliche Referenz die gemessenen Linienvverhältnisse $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma}$ und $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta}$ dargestellt. In die Abbildung sind wiederum die Zeitmarken t_1 bis t_5 eingetragen.

Die gemessenen Linienvverhältnisse sind nicht konstant. Sie entwickeln sich als Funktion der Zeit und sind für die benutzten Sichtlinien unterschiedlich. Wie erwartet sind dabei die Variationen für das Verhältnis $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta}$ größer als für das Verhältnis $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma}$. Für die Sichtlinie 4 (Abb. 7.8), die die Emission aus dem Gebiet unterhalb des Strikepoints erfasst, liegen die Verhältnisse $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma}$ bei 50 und $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta}$ bei 100. Die zeitlichen Variationen sind nur schwach. Die Kanäle 3 und 2 in der Nähe des Strikepoints zeigen eine ausgeprägte Modulation der Verhältnisse, die stark mit dem Detachment der Kohlenstoff-CIII-Strahlung verbunden ist. Vor den Zeitpunkten t_1 , t_2 , t_3 und t_4 kommt es jeweils zu einem Absinken der Linienvverhältnisse. Im Zeitbereich t_4 bis t_5 ist eine längere Periode mit reduziertem Linienvverhältnis zu beobachten. Der obere Meßkanal 1 zeigt keine starke zeitliche Schwankung. Die Verhältnisse sind hier $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma} \approx 200$ und $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta} \geq 300$.

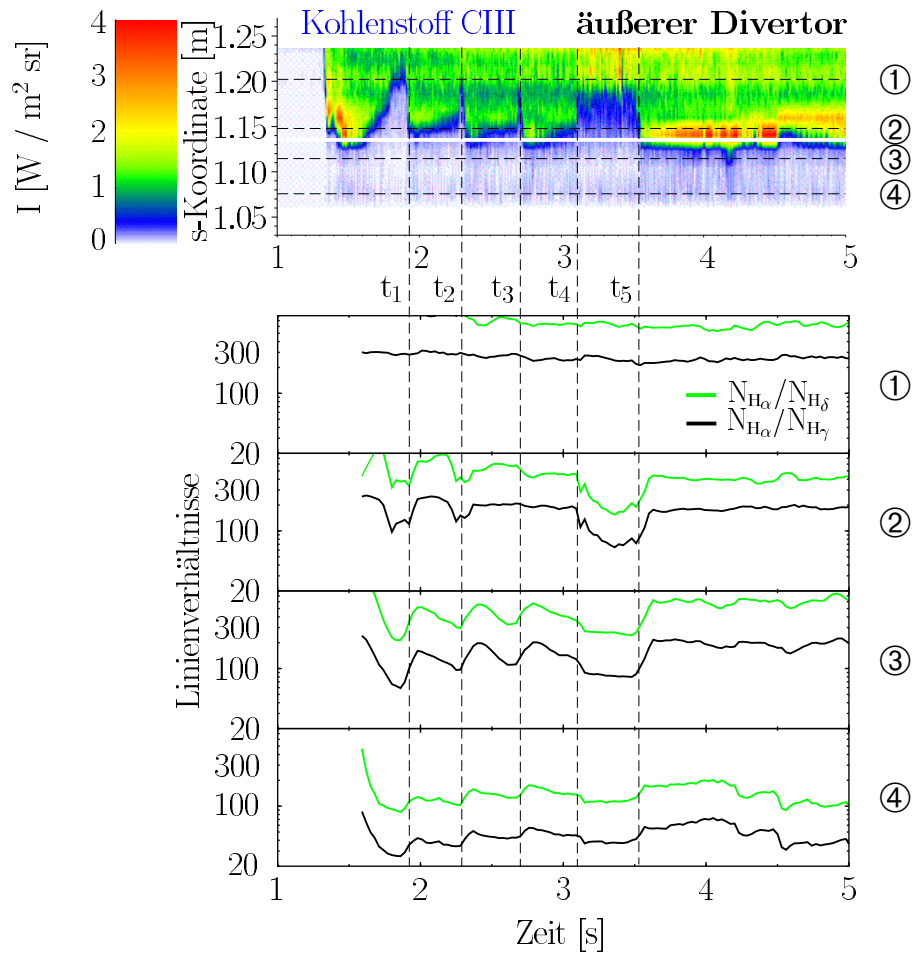


Abbildung 7.8: Zeitliche Entwicklung der Kohlenstoffstrahlung CIII ($\lambda = 465 \text{ nm}$) im **äußeren** Divertor von ASDEX Upgrade und der **Photonenlinienverhältnisse** der Wasserstoffstrahlung $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\gamma}$, und $N_{H\alpha}$ zu $N_{H\delta}$. Die vertikalen Linien geben die Korrelation zwischen dem CIII-Signal und den Linienverhältnissen wieder.

Im Bereich unterhalb des Strikepoints dominiert die Rekombination über den gesamten Zeitbereich. Damit werden die Ergebnisse aus den Temperaturmessungen unterstützt, die in diesem Bereich Elektronentemperaturen bei etwa 1 eV liefern. In der Nähe des Strikepoints auf den Sichtlinien 2 und 3 zeigen die jeweils abfallenden Linienverhältnisse das Einsetzen der Rekombination während des Detachments der CIII-Strahlung. Im Gegensatz zur Temperaturmessung im äußeren Divertor reagieren die Linienverhältnisse sehr empfindlich. Die zur Sichtlinie 2 aus Abbildung 7.8 etwa 1 cm höher gelegene Sichtlinie 2 aus Abbildung 7.4 zeigt einen nahezu stetigen Temperaturabfall bis t_4 . Dieser Unterschied ist auf die steilen Temperaturgradienten in diesem Gebiet zurückzuführen, wo-

durch sich die Plasmaparameter auch in benachbarten Sichtlinien deutlich unterscheiden. In der oberen Sichtlinie 1 in Abbildung 7.8 ist die zeitliche Variation nicht stark ausgeprägt, da hier die Temperaturen generell im Bereich von 10 eV liegen (vgl. Abb. 7.4), in dem die Rekombination eine untergeordnete Rolle spielt.

Die Ergebnisse aus den Messungen der Wasserstoffstrahlung dokumentieren die zeitliche Entwicklung der Rekombination. Die Analyse der Wasserstofflinienverhältnisse erweist sich dabei als eine sensitive Nachweismethode.

Ähnliche Messungen der zeitlichen Entwicklung von Wasserstofflinienverhältnissen wurden bei Experimenten an JET⁴ durchgeführt und unter den Bedingungen des Detachments analysiert [54].

⁴JET: **J**oint **E**uropean **T**orus, derzeit weltweit größtes Tokamak-Experiment in Culham (England).

7.2 Messungen mit Langmuir-Sonden

Für die routinemäßige Messung der Plasmaparameter Elektronendichte und Elektronentemperatur in der Randschicht sind Langmuir-Sonden (siehe Abschnitt A.2) in die Divertorprallplatten eingebaut, wobei die Oberflächen der Sonden planparallel mit der Oberfläche der Targetplatte abschließen [55]. Ein experimenteller Nachweis des Detachments ist mit Sondenmessungen möglich, da der Ionensättigungsstrom $I_{sat,i}$, der mit den Langmuir-Sonden gemessen wird, dem Teilchenstrom Γ_i der auf die Targetwand treffenden Ionen proportional ist. Der Zusammenhang zwischen dem Ionensättigungsstrom und dem Teilchenstrom wird im Anhang A geliefert.

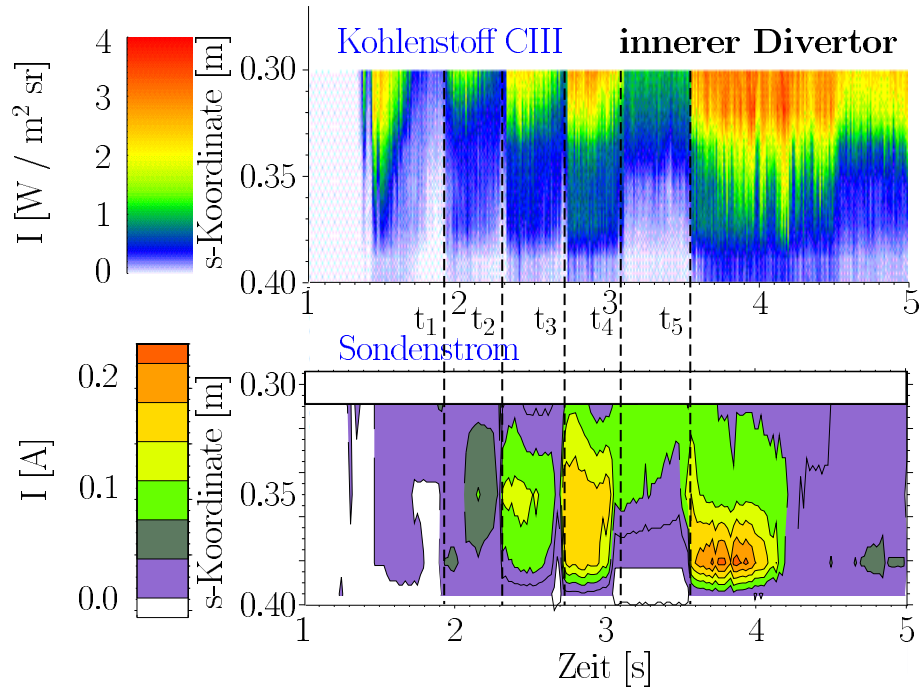


Abbildung 7.9: Zeitliche Entwicklung der Kohlenstoffstrahlung CIII ($\lambda = 465 \text{ nm}$) im *inneren* Divertor von ASDEX Upgrade und des **Ionensättigungsstroms** I_{sat} , gemessen mit Langmuir-Sonden. Die vertikalen Linien geben die Korrelation zwischen dem CIII-Signal und dem Sondenstrom wieder.

Abbildung 7.9 zeigt neben der CIII-Strahlung (vgl. auch Abb. 7.3) den mit Langmuir-Sonden gemessenen Ionensättigungsstrom im inneren Divertor. Die Kohlenstoffstrahlung wurde bereits in Abschnitt 7.1.1 diskutiert. Die CIII-Emission tritt nur in solchen Gebieten auf, in denen die Anregungsenergie des Plasmas ausreichend ist, d.h. die Temperaturen müssen höher als 5 eV sein. Ähnlich wie die CIII-Strahlung ist auch die Verteilung des gemessenen Sonden-

stroms nicht konstant. Im Meßbereich der Sonden ist zu den Zeitpunkten t_1 , t_2 , t_3 und t_4 ein Abfall des Stroms zu messen. Der Grund dafür ist die Rekombination des Plasmas im Volumen bei ausreichend kleinen Temperaturen, da dann nur noch wenige Ionen die Targetplatten erreichen.

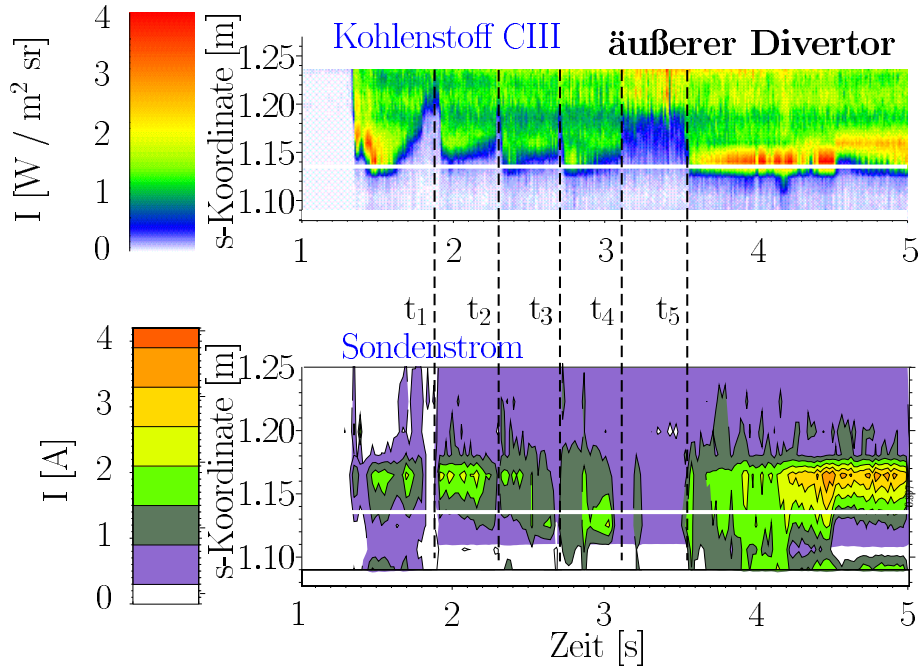


Abbildung 7.10: Zeitliche Entwicklung der Kohlenstoffstrahlung CIII ($\lambda = 465 \text{ nm}$) im **äußeren** Divertor von ASDEX Upgrade und des **Ionensättigungsstroms** I_{sat} , gemessen mit Langmuir-Sonden. Die Lage des Strikepoints auf dem Divertortarget ist durch die weiße horizontale Linie angegeben. Die vertikalen Linien geben die Korrelation zwischen dem CIII-Signal und dem Sondenstrom wieder.

Ein ähnliches Verhalten ist im äußeren Divertor zu beobachten (Abbildung 7.10). Der Ionensättigungsstrom erreicht hier Maximalwerte von 4 A, dagegen ist der Strom im inneren Divertor kleiner als 0.2 A.

Während des Attachments, bei dem ausreichend hohe Plasmatemperaturen am Target zur Anregung der CIII-Strahlung vorherrschen, ist auch der Leistungs- und Teilchenfluß und damit auch der Ionensättigungsstrom hoch. Das spektroskopisch nachweisbare Detachment (CIII-Strahlung) und die zeitliche Entwicklung des Ionensättigungsstroms sind deutlich korreliert.

7.3 Modellierung mit B2-EIRENE

Zum Verständnis der physikalischen Mechanismen, die für die Leistungsabfuhr und für die Verunreinigungserzeugung in der Randschicht eines Tokamaks grundlegend sind, sowie für die Extrapolation auf die zukünftigen Fusionsexperimente wie ITER wurden Modelle wie B2-EIRENE entwickelt und an den gegenwärtigen Experimenten validiert. B2-EIRENE [22] besteht aus dem zweidimensionalen Vielteilchen- Flüssigkeitscode B2 für das Randplasma und dem 3D-Neutralgascode EIRENE [56]. EIRENE ist ein Monte-Carlo-Code für die kinetische Beschreibung der neutralen Atome und Moleküle. In jeder Iteration berechnet EIRENE auf dem Hintergrund der B2-Plasmaprofile die Quellterme in den Flüssigkeitsgleichungen auf der Grundlage der relevanten Wechselwirkungen zwischen Plasma und der Wand und gibt diese an den B2-Code zurück. Diese Iterationsprozedur erlaubt die selbstkonsistente Modellierung der gegenseitigen Einflüsse der Neutralteilchen und der Plasmateilchen im Randschichtplasma und in der Divertorregion. Das für die quantitative Simulation notwendige numerische Gitter wird aus den MHD-Gleichgewichten der Flußflächen generiert.

7.3.1 Ergebnisse der B2-EIRENE-Rechnungen

Im folgenden werden die Ergebnisse der B2-EIRENE-Modellierung für die Verteilungen der Elektronendichte und -temperatur sowie der Wasserstoff- und Verunreinigungsemission für typische Entladungsbedingungen dargestellt.

7.3.1.1 Attachment

Abbildung 7.11 zeigt Ergebnisse von B2-EIRENE-Rechnungen der zweidimensionalen Verteilung von Elektronendichte, Elektronentemperatur, der Wasserstoffstrahlung H_α durch Rekombination und der Kohlenstoffstrahlung CIII in der Divertorregion für Bedingungen des Attachments. Die zugrunde liegende mittlere zentrale Plasmadichte der Entladung ist vergleichsweise gering und liegt bei $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Dies entspricht der unteren Grenze der Dichterampe in der experimentell untersuchten und bereits diskutierten Plasmaentladung in Abbildung 7.1.

Die Verteilung der Elektronendichte ist in Separatrixnähe erhöht, die Maxima in den inneren und äußeren Strikepoints liegen bei einigen 10^{20} m^{-3} . Die Temperaturgradienten parallel zu den Feldlinien und damit zur Separatrix sind sehr klein. Senkrecht dazu fällt T_e von einigen 10 eV an der Separatrix auf etwa 5 eV an der Wand ab. In der Private-Flux-Region unterhalb des X-Punktes ist T_e ebenfalls kleiner als 10 eV. Die Emission der Rekombinationswasserstoffstrahlung H_α ist an den Strikepoints lokalisiert, da hier die Dichte maximal ist. Die Rekombinationsstrahlung ist aber in diesem Plasmaregime von untergeordneter

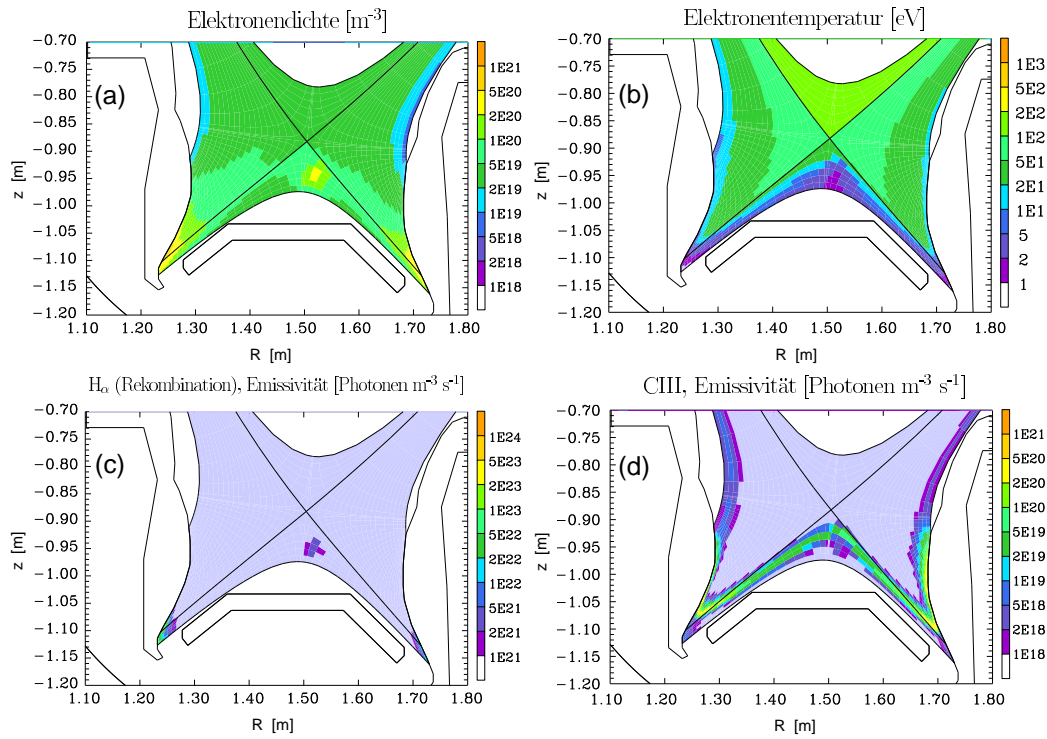


Abbildung 7.11: Verteilungen der Divertorplasmamaparameter und der Emission im Divertor II von ASDEX Upgrade nach Rechnungen von B2-EIRENE für den Fall des **Attachments**. (a): Elektronendichte, (b): Elektronentemperatur, (c) Wasserstoffstrahlung H_α ($\lambda = 656.3 \text{ nm}$) durch Rekombination, (d) Kohlenstoffstrahlung CIII bei $\lambda = 465 \text{ nm}$. Die unterschiedliche Skalierung der Wasserstoff- und Kohlenstoffemission ist zu beachten. Für das magnetische Gleichgewicht ist die Lage der Separatrix eingezeichnet.

Bedeutung. Wie aus Abbildung 3.2 zu entnehmen ist, sind in diesem Temperaturbereich Ionisationsprozesse dominierend. Auch die Kohlenstoffstrahlung CIII folgt im wesentlichen der Dichteverteilung entlang der Separatrix. Direkt vor der Wand ist die CIII-Emission groß, da hier auch die Recyclingflüsse am höchsten sind.

7.3.1.2 Detachment

Abbildung 7.12 zeigt Ergebnisse von B2-EIRENE-Rechnungen der zweidimensionalen Verteilung von Elektronendichte, Elektronentemperatur, der Rekombinationswasserstoffstrahlung H_α und der Kohlenstoffstrahlung CIII in der Divertorregion für Bedingungen des Detachments. Die zugrunde liegende mittlere zentrale Plasmadichte der Entladung ist nun erhöht und liegt bei $8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Dies entspricht etwa der oberen Grenze der Dichterampe in der bereits disku-

tierten Plasmaentladung in Abbildung 7.1.

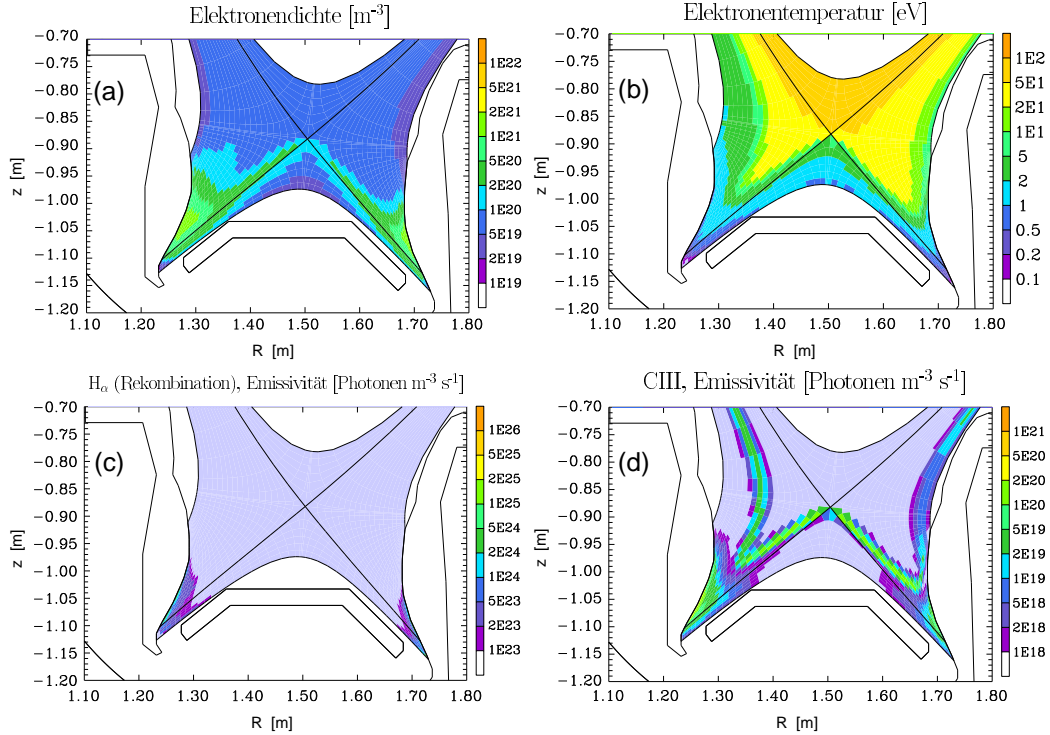


Abbildung 7.12: Verteilungen der Divertorplasmaparameter und der Emission im Divertor II von ASDEX Upgrade nach Rechnungen von B2-EIRENE für den Fall des *Detachments*. (a): Elektronendichte, (b): Elektronentemperatur, (c): Wasserstoffstrahlung H_α ($\lambda = 656.3 \text{ nm}$) durch Rekombination, (d) Kohlenstoffstrahlung CIII bei $\lambda = 465 \text{ nm}$. Die unterschiedliche Skalierung der Wasserstoff- und Kohlenstoffemission ist zu beachten. Für das magnetische Gleichgewicht ist die Lage der Separatrix eingezeichnet.

Die Dichte entlang der Separatrix steigt gegenüber dem Attachment um etwa eine Größenordnung auf $n_e \approx 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Mit steigender Dichte fällt die Temperatur am Target, wo nur noch sehr niedrige Temperaturen von $T_e \leq 2 \text{ eV}$ erreicht werden. Der Temperaturbereich $T_e \geq 5 \text{ eV}$ verschiebt sich in Richtung des Hauptplasmas. Der Emissionsbereich der H_α -Wasserstoffstrahlung durch Rekombination ist nach wie vor an den Strikepoints konzentriert, das Ausbreitungsgebiet ist jetzt aber vergrößert und die Intensität ist um etwa eine Größenordnung höher als beim Attachment (vgl. Abb. 7.11). Aufgrund des Temperaturabfalls vor dem Target ist auch die Ionisation und Anregung des Kohlenstoffs in diesem Bereich gering, die CIII-Emissionskontur ist von den Strikepoints zur oberen (wärmeren) Divertorregion verschoben.

Wie in Abschnitt 3.2 bereits diskutiert, verändert sich das Divertorplasmaregime im wesentlichen durch eine Erhöhung der mittleren zentralen Plasmadichte

der Entladung bei ansonst nahezu gleichen Bedingungen. Während bei niedrigen Plasmadichten der Zustand des Attachments erreicht wird, bei dem Energie und Teilchen nahezu ungehindert auf das Target strömen, führt eine Erhöhung der zentralen Plasmadichte zu sehr kleinen Temperaturen in der Divertorregion. Im Abschnitt 3.3 wurde bereits auf die unter diesen Bedingungen auftretenden Stöße zwischen den Ionen und Neutralteilchen hingewiesen, die zum Impulsverlust der Ionen führen. Dadurch wird der Teilchenfluß auf einer größeren Fläche verteilt. Bei zusätzlicher Rekombination des Plasmas im Volumen im Gegensatz zur Oberflächenrekombination an den Divertorplatten wird der Ionenfluß auf das Target stark reduziert. Die bei der Volumenrekombination frei werdende Ionisationsenergie wird isotrop abgestrahlt.

8 Zusammenfassung

Die Lösung des Problems der Plasma-Wand-Wechselwirkung in Fusionsexperimenten bedarf einer eingehenden Untersuchung des Divertorplasmas, da durch die hier auftretenden hohen Teilchen- und Leistungsflüsse die Erosion des Wandmaterials in dieser Region konzentriert ist.

Als erfolgversprechendes Konzept erweist sich das Plasmadetachment, bei dem die Probleme der Verdünnung und Abkühlung des Plasmas durch erodierte Verunreinigungen minimiert werden. Daher wurde dieses Plasmaregime auch zur detaillierten Analyse der Wasserstoffstrahlung herangezogen.

Die während des Detachments auftretende starke Rekombinationsstrahlung wurde genutzt, um verschiedene spektroskopische Methoden zur Bestimmung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte zu untersuchen und somit zur Diagnostikentwicklung dieser Divertorplasmen beizutragen.

Um die physikalischen Mechanismen zu charakterisieren, die in der Randschicht und besonders im Divertor die Plasmaeigenschaften dominieren, wurde das Zweipunktmodell herangezogen. Damit lassen sich wesentliche Phänomene in den verschiedenen Operationsregimen des Divertors, die experimentell beobachtet wurden, erklären und in einen größeren Zusammenhang stellen. Eine zentrale Bedeutung kommt dem Plasmadetachment zu, bei dem im Volumen vor dem Divertortarget eine kalte Zone entsteht, in der bei höheren Dichten das Plasma rekombiniert. Dabei wird die Energie isotrop im Volumen abgestrahlt und auf eine größere Wandfläche verteilt. Wichtiger Erklärungsansatz für die Energie- und Impulsabfuhr sind Stöße zwischen den anströmenden Plasmaionen und den Neutralteilchen im Gastarget vor der Wand.

Die Wechselwirkung zwischen dem Plasma und der Wand in einem Fusionsexperiment wird in entscheidendem Maße von den Plasmaparametern wie Temperatur und Dichte bestimmt, die im Gebiet vor der Wand herrschen. Die zielgerichtete Untersuchung und Analyse von Erosionsprozessen erfordert detaillierte Kenntnisse über die Plasmaparameter. Da der Parameterbereich, in dem die Rekombination einsetzt, den Standarddiagnostiken wie Langmuir-Sonden nicht zugänglich ist, wurden spektroskopische Methoden zur Messung der Plasmaparameter entwickelt und angewandt.

Die bei der Rekombination des Plasmas emittierte Strahlung wurde detektiert und mit verschiedenen, voneinander unabhängigen Methoden analysiert. Sowohl die Linien- als auch die Kontinuumsstrahlung des Wasserstoffs wurden

genutzt, um die Plasmaparameter Elektronendichte und Elektronentemperatur zu bestimmen.

Die genaue Untersuchung der Methoden zur Temperaturmessung ergab, daß die angewandten spektroskopischen Methoden bei der vereinfachten Annahme konstanter Plasmabedingungen längs der optischen Sichtlinien zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Diese Diskrepanzen lassen sich durch die Wichtung der Emission nach der Temperatur erklären und quantitativ einordnen. Die aus der Linienstrahlung mit Hilfe des Boltzmann-Plots abgeleitete Temperatur tendiert systematisch zu kleineren Werten als jene Resultate, die aus der Kontinuumsstrahlung mit der Methode des Balmer-Sprungs ermittelt wurden. Außerdem wurden Grenzen bezüglich der Anwendbarkeit der Methoden angegeben, die sich aus theoretischen und experimentellen Gesichtspunkten ergeben. Die Einbeziehung theoretischer Modelle wie B2-EIRENE über die räumliche Verteilung der Plasmaparameter in der Randschicht ermöglichte den quantitativen Vergleich der Methoden auf der Grundlage realistischer Plasmaprofile entlang der Sichtlinien. Die auf den B2-EIRENE-Profilen basierenden Rechnungen untermauern die qualitative Analyse der analytischen Ausdrücke der Wasserstoffemission und bestätigen die Meßergebnisse.

Zur Bestimmung der Elektronendichte wurde neben der Absolutintensität der Kontinuumsstrahlung die Stark-Verbreiterung der Wasserstoff-Balmer-Linie H_β ausgewertet. Diese Linie ist auf Grund der Dominanz des Stark-Effektes gegenüber anderen Verbreiterungsmechanismen und wegen der guten experimentellen Zugänglichkeit für Dichtemessungen in rekombinierenden Divertorplasmen optimal geeignet. Theoretische Linienprofile, die insbesondere das Zusammenwirken des Magnetfeldes (Zeeman-Effekt) und des Stark-Effektes berücksichtigen, bildeten die Grundlage für das Auswerteverfahren der Spektren. Auch andere Verbreiterungsmechanismen wie die Doppler-Verbreiterung und die Aperturfunktion des benutzten Spektrometers wurden in ihrem Einfluß auf das Linienprofil abgeschätzt. Der Vergleich der beiden Dichtebestimmungsmethoden gestattete die Abschätzung der Dicke der emittierenden Plasmaschicht vor dem Divertortarget.

Für die experimentellen Untersuchungen wurde ein optisches Beobachtungssystem installiert und in Betrieb genommen. Dieses gestattet die Untersuchung des Divertorplasmas mit hoher räumlicher Auflösung. Die verwendeten Lichtwellenleiter wurden kalibriert und standen damit für quantitative Messungen mit verschiedenen Detektoren zur Verfügung.

Der spektroskopische Nachweis des Detachments gelang einerseits mit der Messung der während der Plasmaentladung absinkenden Intensität der Kohlenstoffstrahlung CIII. Andererseits wurde die mit zunehmendem Detachment einsetzende Volumenrekombination durch den starken Intensitätsanstieg der Wasserstoffstrahlung nachgewiesen. Während des fortschreitenden Detachments war ein Dichteanstieg im inneren Divertor auf bis zu 10^{21}m^{-3} zu beobachten und

ein starker Dichteabfall direkt vor dem Strikepoint. Die Elektronentemperatur lag bei etwa 1 eV, im äußeren Divertor fiel sie von über 10 eV auf etwa 1 eV.

Außerdem dokumentieren Messungen von Wasserstofflinienverhältnissen im äußeren Divertor, die mit ADAS-Ergebnissen verglichen wurden, das Einsetzen der Volumenrekombination. Auch wenn Temperatur- und Dichtemessungen mit Langmuir-Sonden während des Detachments nicht möglich sind, gibt doch der mit den Sonden gemessene Ionensättigungsstrom Auskunft über den Teilchenfluß auf das Divertortarget und komplettiert damit die experimentelle Analyse. Die Korrelation zwischen dem CIII-Detachment und dem Rückgang des Sondenstromes im äußeren und inneren Divertor war offensichtlich. Zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse wurden wiederum Ergebnisse aus B2-EIRENE verwendet, die die Verteilung der Wasserstoff- und Verunreinigungsstrahlung und der Plasmaparameter bei typischen Entladungsbedingungen im Divertor wiedergeben.

Durch die Anwendung der eingehend diskutierten spektroskopischen Methoden auf relevante Plasmabedingungen konnte gezeigt werden, daß sich diese Verhältnisse im Divertor sehr detailliert untersuchen lassen. Zusammen mit anderen Diagnostiken führen die gewonnenen Ergebnisse auf ein Gesamtbild, das die Zukunftsfähigkeit des Plasmadetachments als gegenwärtiges Divertorkonzept für ITER unterstreicht.

A Theorie der Randschicht

Nach Irving Langmuir (1923) werden elektrische Sonden Langmuir-Sonden genannt. Mit ihnen können einige wichtige Plasmaparameter wie Elektronentemperatur und -dichte gemessen werden. Die Sondentheorie ist seit Langmuir ständig weiterentwickelt worden, insbesondere für die Anwendung bei starken Magnetfeldern und bei niedrigem Ionisationsgrad. Im folgenden sollen einige wesentliche Aspekte der Randschichttheorie dargelegt werden.

A.1 Teilchenfluß auf eine Wand und das Bohm-Kriterium

Der Teilchenstrom $\Gamma_{e,i}$, der in einem Plasmagefäß entlang einer Vorzugsrichtung x auf die Wand trifft, ist für eine Maxwell-Verteilung

$$f(\vec{v})dv_x dv_y dv_z = \frac{n_{e,i}}{\pi^{3/2}v_{th}^3} \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{v_{th}^2}\right) \quad (\text{A.1})$$

gegeben durch

$$\begin{aligned} \Gamma_{e,i} &= \int \int \int v_x f(\vec{v}) dv_x dv_y dv_z \\ &= \frac{n_{e,i}}{\pi^{3/2}v_{th}^3} \int_0^\infty v_x e^{-\frac{v_x^2}{v_{th}^2}} dv_x \int_{-\infty}^\infty v_y e^{-\frac{v_y^2}{v_{th}^2}} dv_y \int_{-\infty}^\infty v_z e^{-\frac{v_z^2}{v_{th}^2}} dv_z \\ &= \frac{n_{e,i}}{\pi^{1/2}v_{th}} \int_0^\infty v_x e^{-\frac{v_x^2}{v_{th}^2}} dv_x \\ &= n_{e,i} \sqrt{\frac{k_B T_{e,i}}{2\pi m_{e,i}}}. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

$v_{th} = (2k_B T_{e,i}/m_{e,i})^{1/2}$ ist die thermische Geschwindigkeit. Auf Grund des Massenverhältnisses m_e/m_i ist die Ionenstromdichte viel kleiner als die Elektronenstromdichte ($j_e = (m_i/m_e)^{1/2} j_i$). Mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v} = 2\sqrt{2k_B T/\pi m}$ wäre die Sättigungsstromdichte der einfach geladenen Ionen hier nach $j_{sat,i} = en_i \bar{v}_i/4$ und die der Elektronen $j_{sat,e} = en_e \bar{v}_e/4$. Da die Ionen sich jedoch in der Nähe der Wand mit Ionenschallgeschwindigkeit bewegen, ist die wahre Ionenflußdichte größer (Abschnitt A.2).

Der Potentialverlauf vor der Wand wird durch die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e) \quad (\text{A.3})$$

beschrieben. Im Falle eines stark negativem Potentials an der Wand ($U = \Phi_{Wand} < 0$) werden die Elektronen reflektiert, es gilt die Boltzmann-Relation $n_e = n_\infty \exp(e\phi/k_B T_e)$. Die Ionen hingegen werden durch den Potentialabfall vor der Wand beschleunigt, ihre Geschwindigkeit ist $v_i = (-2e\phi/m_i)^{1/2}$. Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung $j_i = n_i v_i = \text{const.}$ gelangt man zur Grundgleichung der Randschichttheorie,

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} \left[j_i \sqrt{\frac{m_i}{-2e\phi}} - n_\infty \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \right] . \quad (\text{A.4})$$

Aus dem hieraus resultierenden Potentialverlauf ergeben sich verschiedene Zonen des Plasmas vor der Wand:

- In der Raumladungsschicht oder einfach *Schicht* direkt vor der Wand von der Dicke der Debye-Länge λ_D treten starke elektrische Felder auf, die die Ionen beschleunigen und die Elektronen abstoßen.
- In der sich anschließenden *Vorschicht* sind die elektrischen Felder schwächer, hier gilt nahezu noch Quasineutralität¹. Die Ausdehnung dieser Schicht ist von der Größenordnung der freien Weglänge für Elektronen-Ionen-Stöße λ_{e-i} und viel größer als die eigentliche Schicht.

Der stetige Übergang von der Schicht ins Plasma erfordert eine Übergangszone, wobei die Ionen bis zur Schichtkante bereits bis auf Ionenschallgeschwindigkeit beschleunigt sein müssen. Bei Annahme von Quasineutralität an der Schichtkante $x = x_S$, also $n_{iS} = n_{eS} = n_\infty \exp(e\phi/k_B T_e)$, läßt sich die Ionendichte als $n_i = n_{iS}(\phi_S/\phi)^{1/2}$ schreiben und somit

$$\nabla^2 \phi = -\frac{en_S}{\epsilon_0} \left[\sqrt{\frac{\phi_S}{\phi}} - \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_S)}{k_B T_e}\right) \right] . \quad (\text{A.5})$$

Eine Taylor-Entwicklung dieser Gleichung bei $x = x_S$ führt zu

$$\nabla^2 \phi = -\frac{en_S}{\epsilon_0} \left[-\frac{1}{2\phi_S} - \frac{e}{k_B T_e} \right] (\phi - \phi_S) . \quad (\text{A.6})$$

Das Bohm-Kriterium ergibt sich aus der Forderung nach nicht oszillierenden Lösungen für $x < x_S$, woraus $[-1/(2\phi_S) - e/(k_B T_e)] < 0$ folgt. Also ist

$$\phi_S \leq -\frac{k_B T_e}{2e} , \quad (\text{A.7})$$

¹Quasineutralität: weitgehende Gleichheit von positiven und negativen Ladungen, $|n_e - \sum_i Z_i n_i| / n_e \ll 1$.

und an der Schichtkante selbst gilt für die Geschwindigkeit der Ionen

$$v_{iS} = \left(-\frac{2e\phi_S}{m_i} \right)^{1/2} = \left(\frac{k_B T_e}{m_i} \right)^{1/2} . \quad (\text{A.8})$$

Für $T_i = 0$ ist dies gerade die Ionenschallgeschwindigkeit c_S .

A.2 Bestimmung von Plasmaparametern aus der Sonden-Kennlinie

Die Strom-Spannungskennlinie einer Langmuir-Sonde wird für $U < U_{Plasma} = 0$ durch folgenden Ausdruck angenähert:

$$I = enA_{Sonde} \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \left[\sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{eU}{k_B T_e}\right) - \frac{A_{eff}}{A_{Sonde}} \frac{1}{\sqrt{\tilde{e}}} \right] . \quad (\text{A.9})$$

Die Elektronentemperatur T_e ergibt sich aus

$$k_B T_e = \frac{e(I - I_{sat,i})}{dI/dU} , \quad (\text{A.10})$$

mit dem Ionensättigungsstrom²

$$I_{sat,i} = -enA_{eff} \sqrt{\frac{k_B T_e}{\tilde{e} m_i}} . \quad (\text{A.11})$$

Bei Umrechnung auf eine Teilchenstromdichte stimmt dieser Wert unter Annahme von $T_e = T_i$ mit dem Ergebnis aus Abschnitt A.1 bis auf einen Faktor $(2\pi/\tilde{e})^{1/2} = 1.52$ überein.

Die Elektronendichte ergibt sich aus Gl. (A.11) mit der vorher bestimmten Elektronentemperatur T_e aus Gl. (A.10).

²Um Verwechslungen zu vermeiden, wurde die Elementarladung mit e und die Eulersche Konstante mit $\tilde{e} = 2.72$ geschrieben.

B Kalibration der Detektionssysteme

Die Kalibration der Detektoren erfolgte mit der Kalibriereinheit AG2064 von Gigahertz-Optik als Strahldichtestandard. Dieser Strahler stellt einen kontinuierlichen Flächenstrahler dar. Die spektrale Strahldichte als Funktion der Wellenlänge ist in Abb. B.1 dargestellt.

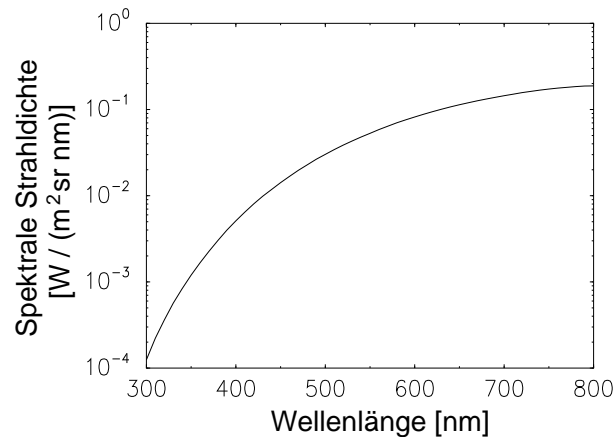


Abbildung B.1: Spektrale Strahldichte der Kalibriereinheit AG2064 (Gigahertz-Optik).

Der kalibrierte Wellenlängenbereich wurde unterhalb von 320 nm aufgrund der geringen spektralen Strahldichte der Kalibriereinheit und oberhalb von 700 nm durch die geringe Empfindlichkeit der CCD-Kameras beschränkt.

B.1 Kalibration der Spektrometer und des Photomultipliersystems

Bei der Kalibration des Spektrometers mit Detektor wird dieses unter Laborbedingungen mit dem Vergleichsstrahler beleuchtet. Dabei wird die vom Vergleichsstrahler emittierte spektrale Strahldichte $I_{Cal}(\lambda)$ während der Belichtungszeit t_{Cal} vom Detektor der Empfindlichkeit $E(\lambda)$ als eine Countzahl $A_{Cal}(\lambda)$ registriert, wobei die Transmission der Lichtwellenleiter und eventuell vorhandener Optiken $T^{Opt}(\lambda)$ eine Schwächung des Signals bewirken:

$$A_{Cal}(\lambda) = t_{Cal} \cdot I_{Cal}(\lambda) \cdot T^{Opt}(\lambda) \cdot E(\lambda) \quad . \quad (B.1)$$

Bei einer Plasmamessung wird die aus dem Plasma emittierte spektrale Strahl-
dichte $I_{Pl}(\lambda)$ während der Belichtungszeit t_{Pl} vom selben Detektor als eine
Countzahl $A_{Pl}(\lambda)$ bei sonst gleichen Bedingungen gemessen:

$$A_{Pl}(\lambda) = t_{Pl} \cdot I_{Pl}(\lambda) \cdot T^{Opt}(\lambda) \cdot E(\lambda). \quad (B.2)$$

Die Kombination beider Gleichungen ergibt

$$\begin{aligned} I_{Pl}(\lambda) &= \frac{A_{Pl}(\lambda)}{t_{Pl}} \cdot \frac{t_{Cal} \cdot I_{Cal}(\lambda)}{A_{Cal}(\lambda)} \\ &= \frac{A_{Pl}(\lambda)}{t_{Pl}} \cdot F(\lambda). \end{aligned} \quad (B.3)$$

$F(\lambda)$ bezeichnet den wellenlängenabhängigen Kalibrationsfaktor, der sich aus
der Kalibrationsmessung ergibt:

$$F(\lambda) = \frac{t_{Cal} \cdot I_{Cal}(\lambda)}{A_{Cal}(\lambda)} = \frac{1}{T^{Opt}(\lambda) \cdot E(\lambda)} \quad \text{mit} \quad [F] = \frac{\text{s} \cdot \text{W}}{\text{counts} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm}}. \quad (B.4)$$

Die Kalibration des Photomultipliersystems mit Interferenzfiltern erfolgt analo-
g, nur daß hier die Integration über die Wellenlänge sofort durch die Inter-
ferenzfilter ausgeführt wird. Die spektralen Transmissionskurven von Interfe-
renzfiltern $T^{IF}(\lambda)$ und Graufiltern $T^{Gr}(\lambda)$ müssen dabei berücksichtigt werden.
Somit erhält man für die Kalibriermessung

$$A_{Cal} = t_{Cal} \int I_{Cal}(\lambda) \cdot T^{Opt}(\lambda) \cdot T_{Cal}^{Gr}(\lambda) \cdot T^{IF}(\lambda) \cdot E(\lambda) d\lambda \quad (B.5)$$

und für die Plasmamessung

$$A_{Pl} = t_{Pl} \int I_{Pl}(\lambda) \cdot T^{Opt}(\lambda) \cdot T_{Pl}^{Gr}(\lambda) \cdot T^{IF}(\lambda) \cdot E(\lambda) d\lambda \quad (B.6)$$

Diese Ausdrücke lassen sich vereinfachen, wenn man annimmt, daß die spektra-
le Transmission der Lichtwellenleiter, der Optiken und der Graufilter und die
Empfindlichkeit der Photomultiplier im Durchlaßbereich des Interferenzfilters
($FWHM < 5 \text{ nm}$) konstant ist ($T^{Opt}(\lambda) = T^{Opt}$, $T^{Gr}(\lambda) = T^{Gr}$, $E(\lambda) = E$).
Weiterhin kann vorausgesetzt werden, daß das Linienzentrum der Plasmastrah-
lung im Maximum der Durchlaßkurve des Interferenzfilters bei $\lambda = \lambda_0$ liegt
($T^{IF}(\lambda) = T^{IF}(\lambda_0)$) und die Linienbreite selbst klein gegen die Halbwertsbreite
des Filters ist. Unter diesen Annahmen gilt

$$A_{Cal} = t_{Cal} \cdot T^{Opt}(\lambda_0) \cdot T_{Cal}^{Gr}(\lambda_0) \cdot E(\lambda_0) \int I_{Cal}(\lambda) \cdot T^{IF}(\lambda) d\lambda \quad (B.7)$$

$$A_{Pl} = t_{Pl} \cdot T^{Opt}(\lambda_0) \cdot T_{Pl}^{Gr}(\lambda_0) \cdot T^{IF}(\lambda_0) \cdot E(\lambda_0) \int I_{Pl}(\lambda) d\lambda, \quad (B.8)$$

und die Gesamtstrahl-dichte der Linie ist

$$\int I_{Pl}(\lambda) d\lambda = \frac{A_{Pl}}{t_{Pl}} \cdot \frac{F}{T_{Pl}^{Gr}(\lambda_0)}. \quad (B.9)$$

Der Kalibrationsfaktor F wird in der Kalibriermessung bestimmt und beträgt

$$F = \frac{t_{Cal}}{A_{Cal}} \cdot \frac{\int I_{Cal}(\lambda) \cdot T^{IF}(\lambda) d\lambda}{T^{IF}(\lambda_0)} \quad \text{mit} \quad [F] = \frac{\text{s} \cdot \text{W}}{\text{counts} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}} \quad . \quad (\text{B.10})$$

B.2 Kalibration der Lichtwellenleiter

Bei den Untersuchungen wurden verschiedene Spektrometer und Detektionssysteme verwendet, wobei diese mit den aus dem Vakuumgefäß kommenden Lichtwellenleitern kombiniert wurden (Kap. 5). Ein Kopplungs-Tableau ermöglichte die Zuordnung von jeder Torussichtlinie zu dem entsprechenden Spektrometer. Die dadurch erzielte Flexibilität in der Beobachtung erforderte einen höheren Kalibrieraufwand gegenüber einer festen Meßkonfiguration. Aus diesem Grund wurde die Gesamtkalibrierstrecke in zwei Teilstrecken unterteilt, wobei die Teilstrecke 1 die Distanz vom Vakuumgefäß zum Kopplungstableau und die Teilstrecke 2 die Distanz vom Kopplungstableau zu den Detektoren umfaßt. Für beide Streckenabschnitte wurden separate Kalibrierfaktoren F_1 und F_2 in der Weise bestimmt, daß sich der Gesamtkalibrierfaktor F aus dem Produkt der Kalibrierfaktoren der Teilstrecken ergibt:

$$F = F_1 \cdot F_2 \quad . \quad (\text{B.11})$$

Bei Teilstrecke 1 geht nur die Charakteristik der Lichtleitfaser (Absorptionsverluste) und der Beobachtungsoptik ein. Diese Teilstrecke wird durch dimensionslose Kalibrierfaktoren beschrieben ($[F_1] = 1$), die allgemeingültig für beliebige nachgeschaltete Detektionssysteme sind. Teilstrecke 2 enthält die Charakteristik der Detektorlichtwellenleiter und des Detektors selbst, ist also spezifisch für jedes Detektionssystem. Die Dimension des Kalibrierfaktors F_2 ist von der Art der spektralen Zerlegung des Meßsystems und den Eigenschaften des Detektors abhängig (Abschnitt B.1).

Die Kalibrierfaktoren für Teilabschnitt 1 ergeben sich aus zwei Messungen mit ein und demselben Meßsystem. Die Messung der Gesamtstrecke (F) und der Teilstrecke 2 (F_2) erlaubt die Bestimmung des Kalibrierfaktors der Teilstrecke 1 (F_1):

$$F_1 = \frac{F}{F_2} \quad . \quad (\text{B.12})$$

Die Verluste der Beobachtungsoptik und der Lichtwellenleiter zwischen Vakuumgefäß und Kopplungstableau führen zu dimensionslosen Faktoren $F_1 > 1$.

C Symbole

In dieser Arbeit werden alle physikalischen Größen bis auf die Temperatur (siehe Abschnitt C.3) in Einheiten entsprechend dem Internationalen Einheitensystem (SI) angegeben.

C.1 Fundamentalkonstanten

c	Vakuumlichtgeschwindigkeit, $c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$
e	Elementarladung, $e = 1.6021892 \text{ C}$
h	Plancksches Wirkumsquantum, $h = 6.626176 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$, $\hbar = h/2\pi$
k_B	Boltzmann-Konstante, $k_B = 1.380662 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Ry	Rydberg-Konstante, $Ry = 13.598 \text{ eV}$
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante, $\epsilon_0 = 8.854187817 \text{ F/m}$

C.2 Atomphysik und Spektroskopie

d	Breite der emittierenden Schicht
f_{mom}	Relative Impulsabfuhr
f_{rad}	Relativer Strahlungsanteil
f^*	Relative Energieabfuhr durch Stöße
f_{rec}	Verhältnis Volumenrekombinations- zu Ionisationsrate
f_c	kritische elektrische Feldstärke
$g_{Z,k}$	Statistisches Gewicht des atomaren Zustands k der Ionenladungszahl Z
g_J	Landé-Faktor
k	Numerierung eines atomaren Niveaus
l	Wegstrecke
m_k	Teilchenmasse der Spezies k
m_J	magnetische Quantenzahl

$n_{Z,k}$	Besetzungsdichte des atomaren Zustands k der Ionenladungszahl Z
x	Schwingungsamplitude
$A_{i,k}$	Übergangswahrscheinlichkeit für den Übergang eines Elektrons von i nach k unter Aussendung eines Photons $h\nu_{i,k}$
D	Kraftkonstante
E	Energie
E_{el}	Energie der freien Elektronen
E_k^b	Bindungsenergie des atomaren Niveaus k
E_k	Anregungsenergie des atomaren Niveaus k
E	elektrisches Feld
G_{ff}, G_k	Gaunt-Faktoren der frei-frei und frei-gebunden Strahlungsübergänge
I_λ	spektrale Strahldichte
J, L, S	Gesamtdrehimpuls, Bahndrehimpuls, Spin
N_k	Photonenemissionskoeffizient der Strahlungsart k
Ry	Ionisierungsenergie des Wasserstoffs, $1Ry = 13.598 \text{ eV}$
Z	Kernladungszahl
Z	Ionenladungszahl
α	Relativer Ionisationsanteil
γ	Dämpfungskonstante
$\gamma, \delta\omega, \Delta\lambda_{FWHM}$	volle Halbwertsbreite einer Spektrallinie, FWHM
$\epsilon_{i,k}$	Spektraler Linienemissionskoeffizient des Übergangs vom Zustand i in den Zustand k
$\lambda_{i,k}$	Wellenlänge des Photons beim Übergang vom Zustand i in den Zustand k
λ	freie Weglänge
μ_B	Bohrsches Magneton
$\nu_{i,k}$	Frequenz des Photons beim Übergang vom Zustand i in den Zustand k
σ	Wirkungsquerschnitt
$\langle\sigma v\rangle_{ion,CX}$	Ratenkoeffizient für Ionisation und Ladungsaustausch
ω	Kreisfrequenz

C.3 Plasma- und Tokamakphysik

c_S	Ionenschallgeschwindigkeit, $c_S = (2k_B T/m)^{1/2}$
f	Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten der Teilchen
\vec{j}, j_k	Vektor der Stromdichte, Stromdichte der Spezies k
m	Masse
n_k	Teilchendichte der Spezies k
q	Leistungsfluß
q	elektrische Ladung
q	Sicherheitsfaktor

r	kleiner Plasmaradius
t	Zeit
\vec{v}, v	Vektor und Betrag der Geschwindigkeit
v_{th}	thermische Geschwindigkeit, $v_{th} = (2k_B T / m_{e,i})^{1/2}$
\bar{v}	mittlere Geschwindigkeit, $\bar{v} = 2(2k_B T / \pi m)^{1/2}$
x	Länge
A	Aspektverhältnis
\vec{A}	Vektorpotential
A_{Sonde}, A_{eff}	Sondenfläche, effektive Sondenfläche
\vec{B}, B	Vektor und Betrag des Magnetfeldes
$I, I_{sat,k}$	Stromstärke, Sättigungsstrom der Spezies k
I_p	Plasmastrom
L	Weglänge
M	Machzahl, $M = v / c_S$
N	Anzahl von Stößen zwischen den Teilchen
N	Anzahl der toroidalen Umläufe der Magnetfeldlinien
P	Druck
R	großer Plasmaradius
R, Z, φ	Toruszylinderkoordinaten
$\vec{e}_R, \vec{e}_Z, \vec{e}_\varphi$	Einheitsvektoren des Toruszylinderkoordinatensystems
$k_B T_k$	Temperatur der Spezies k , $[k_B T_k] = 1 \text{ eV}$

Da die Temperatur ein Maß für die mittlere kinetische Energie der Teilchen ist, kann sie auch direkt in Energieeinheiten angegeben werden. Bei den in der Plasmaphysik vorkommenden hohen Temperaturen ist die gebräuchliche Einheit 1 eV, wobei die Energie $E = 1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ einer Temperatur $T = 11605 \text{ K}$ entspricht. Rein formal kann die Temperatur in „Elektronenvolt“ angegeben werden, wenn die Boltzmann-Konstante k_B der Elementarladung e gleich gesetzt wird.

U	Spannung
V	Volumen
γ	Schichttransmissionsfaktor
ϵ	Energie
ι	Rotationstransformation
κ	Wärmeleitfähigkeit
κ_0	Elektronenwärmeleitfähigkeitskoeffizient
λ	mittlere freie Weglänge
λ_D	Debye-Länge, $\lambda_D = (\epsilon_0 k_B T_e / n_e e^2)^{1/2}$
ρ	Massendichte
ρ	mittlerer Teilchenabstand
τ	Stoßzeit
τ_E	Energieeinschlußzeit
ϕ, ϕ_S	elektrisches Potential, Schichtpotential
ψ	poloidale magnetische Flußflächenfunktion

Γ_k	Teilchenflußdichte der Spezies k
Δ	Energieabfalllänge
$\ln \Lambda$	Coulomb-Logarithmus, $\ln \Lambda = (2/\tilde{\epsilon})^{1/2} 2\pi\lambda_D/\lambda_{deBroglie}$

C.4 Strahlungstechnische Meßgrößen

d	Spiegeldurchmesser
f	Brennweite eines optischen Systems
l	Ortskoordinate entlang einer Sichtlinie
t	Zeit
A	Counts bei Messung mit Spektralapparaten
E	Empfindlichkeit der Detektoren
F	Kalibrationsfaktor
I_λ	Spektrale Strahldichte, $[I_\lambda] = (\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$
T^{Opt}	Transmission der Lichtleiter und evtl. vorhandener Optiken
ϵ_λ	Spektraler Emissionskoeffizient (Emissivität), $[\epsilon_\lambda] = (\text{W}/\text{m}^3 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$
τ_{exp}	Belichtungszeit
τ_{read}	Auslesezeit

C.5 Indizes

$e, i, n; el$	Elektron, Ion, Neutralteilchen; freie Elektronen
$ff, fg; k$	frei-frei, frei-gebunden; Numerierung eines atomaren Niveaus
exp	Exposure
$up, down$	upstream, downstream
h, v	horizontal, vertikal
tor, pol	toroidal, poloidal
\perp, \parallel	senkrecht, parallel
r, tar, div	recycling, Target, Divertor
$stat, dyn$	statisch, dynamisch
kin, pot	kinetisch, potentiell
mom, rad	Impuls, Strahlung
ion, rec, CX	Ionisation, Rekombination, Ladungsaustausch
sat	Sättigung
$S; \infty$	Schichtkante; unendlich, näherungsweise „in großem Abstand“
eff	effektiv
th	thermisch
P	Plasma
λ, ν	$\partial/\partial\lambda, \partial/\partial\nu$
$FWHM$	Full width at half maximum

Literaturverzeichnis

- [1] U. Schumacher, *Fusionsforschung*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, Darmstadt, 1993.
- [2] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press, Oxford, 1987.
- [3] G. Janeschitz, K. Borrass, G. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, M. Sugihara, The ITER divertor concept, *Journal of Nuclear Materials* **220-222**, 73–88 (1995).
- [4] D.E. Post, A review of recent developments in atomic processes for divertors and edge plasmas, *Journal of Nuclear Materials* **220-222**, 143–157 (1995).
- [5] A. Kallenbach et al., H-Mode Discharges with feedback controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade Tokamak, *Nuclear Fusion* **35**(10), 1231–1246 (1995).
- [6] P.-H. Rebut, D. Boucher, D.J. Gambier, B.E. Keen and M.L. Watkins, The ITER challenge, *Fusion Engineering and Design* **22**, 7–18 (1992).
- [7] M.L. Watkins and P.-H. Rebut, Energy exhaust through neutrals in a tokamak divertor, *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 19th Eur. Conf. Innsbruck, 1992)* European Physical Society **16C**(Part II), 731–734 (1992).
- [8] G.F. Matthews, Plasma detachment from divertor targets and limiters, *J. Nuclear Materials* **104**(220-222), 104–116 (1995).
- [9] C.S. Pitcher and P.C. Stangeby., Experimental divertor physics, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 779–930 (1997).
- [10] R. Schneider, *Scrape-off layer physics: an introduction*, MPI für Plasma-physik, EURATOM Association, Garching, Germany, 1997.
- [11] F. Wagner und K. Lackner, *Divertor Tokamak Experiments* in: *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion* (Edited by D.E. Post and R. Behrisch, Series B: Physics Vol. 131), Plenum Press in cooperation with NATO Scientific Affairs Division, New York and London, 1986.
- [12] L. Spitzer and R. Härm, Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas, *Physical Review* **89**, 977 (1957).

- [13] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, New York London, 2. Auflage, 1962.
- [14] K. Borrass, Disruptive tokamak density limit as scrape-off layer/divertor phenomenon, *Nuclear Fusion* **31**(6), 1035–1051 (July 1991).
- [15] D. Bohm, in: *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields* (Guthrie, A., Wakerling, R.K., Eds), McGraw-Hill, New York, 1. Auflage, 1949.
- [16] P.C. Stangeby and G.M. McCracken, Plasma boundary phenomena in tokamaks. Review paper, *Nuclear Fusion* **30**(7), 1225–1379 (1990).
- [17] L. Tonks and I. Langmuir, , *Physical Review* **32**, 876 (1929).
- [18] S.A. Self and H.N. Ewald, Static Theory of a Discharge Column at Intermediate Pressures, *The Physics of Fluids* **9**(12), 2486–2492 (1966).
- [19] W.L. Hsu, M. Yamada and P.J. Barrett, Experimental Simulation of the Gaseous Tokamak Divertor, *Physical Review Letters* **49**(14), 1001–1004 (October 1982).
- [20] P.C. Stangeby, Can detached divertor plasmas be explained as self-sustained gas targets?, *Nuclear Fusion* **33**(11), 1695–1705 (1993).
- [21] K. Borrass and P.C. Stangeby, A model for detached crape–off layer plasmas in a tokamak divertor, 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **17C**(Part II), 763–766 (Lisboa, 26–30 July 1993).
- [22] R. Schneider, D. Reiter, H.P. Zehrfeld, B. Braams, M. Baelmans, J. Geiger, H. Kastelewicz, J. Neuhauser and R. Wunderlich, B2-EIRENE simulations of ASDEX and ASDEX-Upgrade scrape-off layer plasmas, *Journal of Nuclear Materials* **196-198**, 810–815 (1992).
- [23] K. Borrass, D. Coster, D. Reiter, R. Schneider, Study of recombining gas targets, *Journal of Nuclear Materials* **241-243**, 250–254 (1997).
- [24] A. Anders, *A Formulary for Plasma Physics*, Akademie-Verlag Berlin, Berlin, 1990.
- [25] S. Goeler, W. Stodiek. H. Eubank, H. Fishman, S. Grebenshchikov, E. Hinnov, Thermal X-ray spectra and impurities in the ST Tokamak, *Nuclear Fusion* **15**, 301–311 (1975).
- [26] P.J. Brussaard and H.C. van de Hulst, Approximation Formulas for Non-relativistic Bremsstrahlung and Average Gaunt Factors for a Maxwellian Electron Gas, *Reviews of Modern Physics* **34**(3), 507–520 (July 1962).

-
- [27] H. R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, Cambridge New York Melbourne, 1997.
- [28] W.L. Wiese, D.E. Kelleher and D.R. Paquette, Detailed Study of the Stark Broadening of Balmer Lines in a High-Density Plasma, *Physical Review A* **6**(3), 1132–1152 (1972).
- [29] W.J. Karzas and R. Latter, Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field, *The Astrophysical Journal* **VI**(55), 167–212 (1961).
- [30] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw–Hill Book Company, New York San Francisco Toronto London, 1964.
- [31] J.L. Terry, B. Lipschultz, C.J. Boswell, D.A. Pappas, A.Yu. Pigarov, S.I. Krasheninnikov and B. LaBombard, T_e Measurements in the Cold Regions of Alcator C-Mod Divertor Plasmas, *Proc. of the 26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics* (1999).
- [32] I. I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo Hong Kong Barcelona Budapest, 2. Auflage, 1992.
- [33] S. Günter, *Linienstrahlung aus dichten Plasmen (Vorlesung)*, MPI für Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching, Germany, 1998.
- [34] A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg, 2. Auflage, 1955.
- [35] R.D. Bengston and J.D. Tannich, Comparison between measured and theoretical Stark-broadened profiles of H_6 – H_{12} emitted from a low-density plasma, *Physical Review A* **1**(2), 532–533 (1970).
- [36] W.L. Wiese, D.R. Paquette and J.E. Solarzski, Profiles of Stark-Broadened Balmer Lines in a Hydrogen Plasma, *Physical Review* **129**(3), 1225–1232 (1963).
- [37] V. Helbig, Starkeffekt-Verbreiterung von Balmerlinien bei mittleren Elektronendichten, *Contrib. Plasma. Phys.* **31**(2), 183–197 (1991).
- [38] S. Günter, *Optische Eigenschaften dichter Plasmen (Habilitationsschrift)*, MPI für Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching, Germany, 1995.
- [39] G. Mathys, Hydrogen line broadening in the presence of a magnetic field with the unified classical path theory, *Astronomy and Astrophysics* **125**, 13–22 (1983).

- [40] G. Mathys, Unified theory calculations of Stark-broadened hydrogen lines in the presence of a magnetic field, *Astronomy and Astrophysics* **139**, 196–210 (1984).
- [41] H.-W. Drawin, Nguyen-Hoe et L. Herman, Effet d'un champ magnetique uniforme sur les profils des raies de l'hydrogene, *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer* **7**(429), 429–474 (1967).
- [42] S. Günter and A. Könies, Diagnostics of Dense Plasmas from the Profile of Hydrogen Spectral Lines in the Presence of a Magnetic Field, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **62**(4), 425–431 (1999).
- [43] J. Gafert, K. Behringer, D. Coster, C. Dorn, K. Hirsch, M. Niethammer, U. Schumacher and the ASDEX Upgrade Team, First experimental determination of ion flow velocities and temperatures in the ASDEX Upgrade divertor, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 1981–1995 (1997).
- [44] J. Gafert, K. Behringer, D. Coster, C. Dorn, A. Kallenbach, R. Schneider, U. Schumacher, ASDEX Upgrade Team, Spectroscopic investigation of the dynamics of ions and neutrals in the ASDEX Upgrade divertor, *Plasma Phys. Control. Fusion* **266-269**, 365–369 (1999).
- [45] *Bedienungshinweise Kalibriereinheit AG2064*, Gigahertz-Optik, Puchheim/München, 1997.
- [46] A. Yu. Pigarov, J.L. Terry and B. Lipschultz, Study of Balmer spectrum near the photo-recombination edge in Alcator C-Mod divertor plasmas, 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgarden, 9th-13th June 1997, Contributed Papers **21A**(II), 577–580 (1997).
- [47] V. Ts. Gurovich and V.S. Engel'sht, Spectrum of hydrogen plasma at the series limit, *Sov. Phys. JETP* **45**(2), 232–238 (1977).
- [48] V.S. Vorob'ev and A.L. Khomkin, Collisional complexes in a plasma and their effect on the electrical conductivity, *Sov. J. Plasma Phys.* **3**(4), 499–504 (1977).
- [49] D.R. Inglis and E. Teller, Ionic depression of series limits in one-electron spectra, *Astrophysical Journal* **90**, 439–448 (1939).
- [50] S. Flügge, *Handbuch der Physik, Spektroskopie II*, Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg, 1957.
- [51] J. Roth, *Physical sputtering of solids at ion bombardment* in: *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion* (Edited by D.E. Post and R. Behrisch, Series B: Physics Vol. 131), Plenum Press in cooperation with NATO Scientific Affairs Division, New York and London, 1986.

- [52] J. Roth, *Chemical sputtering and radiation enhanced sublimation of carbon* in: *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion* (Edited by D.E. Post and R. Behrisch, Series B: Physics Vol. 131), Plenum Press in cooperation with NATO Scientific Affairs Division, New York and London, 1986.
- [53] Summers, H.P., Atomic Data and Analysis Structure Users Manual, JET Report IR, JET-Report IR **06** (1994).
- [54] McCracken, M.F. Stamp, R.D. Monk, A. Meigs, J. Lingertat, R. Prentice, A. Starling, R. Smith, Evidence for Volume Recombination in JET Detached Divertor Plasmas, Report JET-P(97)44 (1997).
- [55] M. Weinlich, Elektrostatische Sonden in starken Magnetfeldern, IPP-Report, IPP-Report 5/64 (1995).
- [56] D. Reiter, Randschicht-Konfiguration von Tokamaks: Entwicklung und Anwendung stochastischer Modelle zur Beschreibung des Neutralgastransports, Report JUEL-1947, KFA Jülich (1984).

Danksagung

Für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik anzufertigen und am aktuellen Forschungsprogramm von ASDEX Upgrade in der Spektroskopiegruppe mitzuarbeiten, danke ich Herrn Prof. Dr. M. Kaufmann und Herrn Prof. Dr. K. Behringer.

Herrn Prof. Dr. U. Schumacher danke ich für die interessante Aufgabenstellung und für die Betreuung der Arbeit. Seine ständige Gesprächsbereitschaft und die kritische Begleitung in der Diskussion physikalischer Probleme haben das Voranschreiten der Arbeit sehr gefördert.

Meinem Betreuer am IPP, Herrn Dr. J. Gafert, bin ich für seine vielfältige Hilfe zu besonderem Dank verpflichtet. Seine Vorschläge zur systematischen Lösung apparativer Probleme und seine Erfahrung in der Spektroskopie waren eine wertvolle Unterstützung.

Die Herren Dr. D. Coster und Dr. R. Schneider führten die B2-EIRENE-Rechnungen durch. Außerdem standen sie, ebenso wie Herr Dr. habil. A. Kallenbach, jederzeit für Diskussionen zur Verfügung. Dafür vielen Dank.

Frau Dr. habil. S. Günter führte die Rechnungen zum Einfluß des Stark-Effekts auf das Wasserstofflinienprofil durch. Dafür und für ihre Diskussionsbereitschaft danke ich ihr sehr herzlich.

Herr Dr. U. Wenzel hat in sehr konstruktiver Weise die Problemanalyse der spektroskopischen Methoden begleitet. Dafür gilt ihm mein Dank.

Herrn Dr. A. Carlson danke ich für die Bereitstellung der Daten der Sondenmessungen.

Die Herren P. Bischoff, C. Dorn, M. Hien und W. Zeidner waren federführend bei der Konstruktion der optischen Diagnostiken. Die Herren H. Bauer und G. Zimmermann waren bei Elektronikproblemen immer ansprechbar. Für ihre schnelle und unkomplizierte Hilfe danke ich ihnen.

Das gute Verhältnis zu den Kollegen und eine angenehme Arbeitsatmosphäre waren von grundlegender Bedeutung für das Gelingen der Arbeit. Frau Dipl. Phys. E. Gubanka und den Herren Dr. A. Bard, Dr. M. Maraschek, Dipl. Phys. H. Meister, Dr. R. Pugno und Dr. W. Ullrich danke ich für ihre ständige Gesprächs- und Hilfsbereitschaft.

Im ASDEX Upgrade-Team fand ich ein sehr kollegiales Arbeitsklima. Dafür und für die Durchführung der Experimente und die Bereitstellung der Daten

danke ich allen Kollegen.

Meinem Bruder, Herrn Dr. O. Schmidtman, danke ich für das kritische Durchlesen des Manuskripts.

Ein besonders herzliches Dankeschön gebührt meinen Eltern, die mich in jeder Hinsicht unterstützt haben.

Lebenslauf

Kay Schmidtman

geboren am 13. September 1971 in Berlin

ledig

09/1978 - 08/1986	Besuch der allgemeinbildenden polytechnischen Oberschule in Berlin
09/1986 - 08/1990	Besuch der Erweiterten Oberschule „Immanuel Kant“ in Berlin
06/1990	Abitur
09/1990 - 08/1991	Zivildienst
10/1991 - 03/1997	Studium der Physik an der Humboldt-Universität zu Berlin
03/1997	Diplom in Physik, Thema der Diplomarbeit: „Bestimmung der Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit von ArII-Ionen am Plasmagenerator PSI-1 mittels laserinduzierter Fluoreszenz“
03/1997 - 03/2000	Doktorand am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching, Promotionsthema: „Spektroskopische Untersuchung der Strahlungsrekombination im Divertor von ASDEX Upgrade“, Betreuer: Prof. Dr. U. Schumacher

Garching, im April 2000