

Forschungszentrum Jülich



Institut für Plasmaphysik
EURATOM Association, Trilateral Euregio Cluster

***Energieabfuhr in Fusionsplasmen durch
Linienstrahlung von Verunreinigungen***

Ulrich Samm

Jül-3651

Energieabfuhr in Fusionsplasmen durch Linienstrahlung von Verunreinigungen

Ulrich Samm

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3651
ISSN 0944-2952
Institut für Plasmaphysik Jül-3651
EURATOM Association, Mitglied im Trilateral Euregio Cluster
D61 (Habil.-Schr. Universität Düsseldorf)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Vorwort

Diese Arbeit entstand am Fusionsexperiment TEXTOR, einem Tokamak, welcher vom Institut für Plasmaphysik am Forschungszentrum Jülich betrieben wird.

Strahlungskühlung mittels Verunreinigungen stellt eine mögliche Lösung des Wärmeauskopplungsproblems in einem Fusionsreaktor dar. Es ist ein zur Zeit hochaktuelles Thema, an dem weltweit in den Fusionslabors gearbeitet wird. Die erstmalige Realisierung der quasi-stationären Strahlungskühlung bei hohen Heizleistungsdichten in einem Tokamak gelang am Tokamak TEXTOR in Jülich. In der vorliegenden Arbeit soll eine Zusammenfassung dieser Entwicklungen und der daraus abgeleiteten Prinzipien gegeben werden. Dazu zählen die Vorläuferexperimente mit niedrigen Heizleistungen, aus denen heraus sich später das Regelsystem zur Strahlungskühlung bei hohen Heizleistungen entwickelte. Das Resumé der wichtigsten Prozesse und Zusammenhänge steht im Vordergrund. Aktuelle Ergebnisse zu noch nicht abgeschlossenen Fragen, z.B. zur Kompatibilität mit Energieeinschlußszenarien und Divertorexperimente, werden nur kurz gestreift. Allerdings wird auch anhand grundsätzlicher Überlegungen deutlich gemacht werden, daß letztendlich nur eine integrale Lösung Erfolg haben kann; d.h., Energieeinschluß, Teilchenabfuhr und Materialfragen müssen mit in das Szenario zur Strahlungskühlung einbezogen werden.

Der Beginn der hier beschriebenen Arbeiten wurde durch eine gesicherte experimentelle Grundlage an TEXTOR entscheidend befördert. Das gilt vorallem für die hervorragende Diagnostik, insbesondere die am Plasmarand, wo Pionierarbeit in der Arbeitsgruppe von Prof. E. Hintz geleistet wurde, dem ich meine Anerkennung aussprechen möchte. Ich danke ihm auch für seine stete Förderung.

Ganz besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. B. Unterberg für seine engagierte Mitarbeit und seine zahlreichen Beiträge, die er im Rahmen seiner Doktorarbeit zu diesem Thema erstellte und die auch Eingang in die vorliegende Arbeit gefunden haben.

Herr Dr. M.Z. Tokar' hat in großem Maße durch seine theoretischen Arbeiten und Modellrechnungen - hier sei der Transportcode RITM hervorgehoben - äußerst wertvolle Beiträge geliefert, die einen wichtigen Bestandteil dieser Arbeit ausmachen. Ihm sei dafür herzlich gedankt.

Im Laufe der Untersuchungen zeigte sich bald, daß eine umfassende Betrachtung notwendig ist, die auch die Probleme der Heliumabfuhr und des Energieeinschlusses beinhaltet. Nur so können die Bedingungen zur Stationarität eines brennenden Fusionsplasmas erfüllt werden, deren Formulierung durch Herrn Prof. G.H. Wolf und seiner Arbeitsgruppe besondere Klarheit gewonnen hat und an die in dieser Arbeit

angeknüpft wird. Auch sei der in dieser Gruppe entwickelte und betriebene Pumplimiter ALT-II erwähnt, der nicht nur zum Studium der Heliumabfuhr wesentliche Beiträge liefern konnte, sondern auch ein wesentliches Element zur Realisierung des Regelkreises zur Strahlungskühlung beitrug. Dafür sei gedankt. Herrn Prof. G.H. Wolf gilt ein besonderer Dank für seine spezielle Unterstützung, ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Danken möchte ich auch allen anderen Kollegen für die gute Zusammenarbeit. Dies sind in der engeren Arbeitsgruppe Dr. P. Bogenf, Dr. A.H. Claaßen, Dr. H. Gerhauser, Prof. J.D. Hey, Dr. K. Höthker, Dr. Y.T. Li, Dr. Ph. Mertens, Dr. A. Pospieszczyk, Dr. D. Rusbüldt, Dr. B. Schweer, Dr. R.P. Schorn. Im erweiterten Kollegenkreis gab es besondere Unterstützung bei der Realisierung der Experimente durch Dr. G. Bertschinger, L. Könen, B. Giesen, P. Hüttemann, Dr. J. Rapp und viele andere mehr, die hier nicht alle genannt werden können.

Um die umfassenden Herausforderungen in der Fusionsforschung aufzuzeigen, kann das Thema Strahlungskühlung durch Verunreinigungen exemplarisch dienen. Wir haben es mit einem komplexen System zu tun, das viele nicht-lineare Elemente enthält, fundamentale Fragen zum Transport in magnetisierten Plasmen noch offen läßt, spezielle Anforderungen an Meßverfahren stellt, die Behandlung von Atomphysik und Plasma-Wand-Wechselwirkung einschließt und gleichzeitig eine integrale Lösung der Energie- und Teilchenabfuhr in einem Fusionsreaktor abfordert. Diese Vielfalt der Problemstellungen charakterisiert den Schwierigkeitsgrad der Aufgabe, macht aber auch ihren besonderen Reiz aus.

Ulrich Samm

Eschweiler
März 1997

Inhalt

	Seite
1. Einleitung	1
2. Das Problem der Energieabfuhr	7
2.1 Wärmeflußdichten und Wandbelastung	8
2.1.1 Die Abschälschicht	8
2.1.2 Wärmeflußdichten an Limitern und Divertorplatten	13
2.2 Leistungsverteilung auf größere Wandflächen	18
2.2.1 Flußverstärkung und Ladungsaustausch (Hochdichtedivertor)	18
2.2.2 Das Konzept des Strahlungsgürtels	22
3. Linienstrahlung in der Plasmarandschicht	25
3.1 Integrale Strahlungscharakteristik	26
3.1.1 Das Strahlungspotential	26
3.1.2 Die lokale Strahlungsfunktion	28
3.1.3 Verknüpfung zwischen Strahlungspotential und Strahlungsfunktion	30
3.1.4 Anregungsniveaus und Z-Skalierung	34
3.1.5 Beispiele	38
3.2 Das radiale Strahlungsprofil	42
3.2.1 Ionisierungsenergien und die Breite des Strahlungsgürtels	42
3.2.2 Transportmodelle	46
3.3 Verteilung der Strahlung parallel zum Magnetfeld	55
3.4 Einfluß der Strahlung auf lokale Plasmaparameter	58
3.4.1 0-dimensionale Bilanzen	58
3.4.2 1-dimensionale Effekte - detachment	61

4. Experimente mit hohen Strahlungspegeln	63
4.1 Der Tokamak TEXTOR	64
4.2 Detachment bei niedrigen Leistungsdichten	67
4.2.1 Die dynamische Entwicklung	69
4.2.2 Quasi-stationäre Bedingungen	71
4.2.3 Die kritische Dichte und Dichtegrenze	77
4.2.4 Teilcheneinschlußzeit	80
4.2.5 Energieeinschlußzeit	82
4.2.6 Strahlungspotential von C und O	83
4.2.7 Resumé - detached Plasma	85
4.3 Strahlungsgürtel bei hohen Leistungsdichten	86
4.3.1 Neon	86
4.3.2 Silizium	91
4.3.3 Verunreinigungstransport	93
4.3.4 Asymmetrische Strahlung - MARFEs	98
4.3.5 Energietransport und Heliumabfuhr	101
4.4 Divertorexperimente	106
5. Das stationär brennende Fusionsplasma	108
5.1 Die maximale Verunreinigungskonzentration aus den Bedingungen für Stationarität	108
5.2 Verknüpfung mit dem Strahlungspegel	112
5.3 Skalierung und Optimierung des Strahlungspegels	114
6. Schlußbemerkung	117
Literaturverzeichnis	

1. Einleitung

Kontrollierte Kernfusion erschließt uns eine nach menschlichen Maßstäben unerschöpfliche Energiequelle. Sie gehört zu den wenigen Optionen zur langfristigen CO₂-freien Energieversorgung der Menschheit. Dies allein ist Grund genug, um die prinzipielle Machbarkeit eines Kernfusionsreaktors zu demonstrieren, worum man sich denn auch in den Industriestaaten seit den 50er Jahren bemüht. In den letzten Jahren zeigt sich auch in Schwellenländern im asiatischen Raum ein steigendes Interesse an der Kernfusion. Gerade in diesen Ländern findet (zur Zeit) der eigentliche dramatische Weltbevölkerungszuwachs statt, und daher werden vor allem dort früher oder später Energieversorgungsprobleme auftreten, die nicht ohne Rückwirkung auf die westlichen Länder sein werden. Die Forschung zur kontrollierten Kernfusion hat nach einer langen Folge von Experimenten mit magnetischem Einschluß bei immer größer werdenden Maschinen heute einen Stand erreicht, der uns in die Lage versetzt, mit dem Bau der als nächstes geplanten Maschine ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor [1]) die prinzipielle Machbarkeit eines selbstständig brennenden Fusionsplasmas zu demonstrieren. Konkrete Beiträge zur Energieversorgung mit einem stromerzeugenden Reaktor (DEMO) wären aber erst in einem weiteren Schritt in einigen Jahrzehnten zu erwarten, wobei die Hoffnung besteht, daß man bis dahin optimierte Konzepte entwickelt hat, die den Bau eines Reaktors erlauben, der kleiner und billiger als ITER ist. Ein wichtiges Thema der weiteren Forschung und Entwicklung wird das Problem des stationären Betriebs sein. In diesem Zusammenhang behandelt die vorliegende Arbeit über Energieabfuhr durch Strahlung eine spezielle Methode, die wahrscheinlich eine Schlüsselrolle bei der Lösung des Problems spielen wird.

Auf dem Weg zur kontrollierten Kernfusion basiert der erfolgversprechendste und am weitesten gediehene Weg auf der Kernverschmelzung von Deuterium und Tritium in magnetisch eingeschlossenen Plasmen nach dem Tokamakprinzip [2]. Der Ratenkoeffizient $\langle\sigma,v\rangle$ für die Reaktion



hat, wie in Abb. 1.1 gezeigt, ein Maximum bei einer Plasmatemperatur von $T \approx 70 \text{ keV}$ ($1 \text{ keV} = 10 \text{ Mill.K}$). Dabei wird pro Reaktion insgesamt eine Energie von 17.6 MeV frei, die sich aufteilt in 3.5 MeV für die α -Teilchen und 14.1 MeV für die Neutronen. Die α -Teilchen haben die wesentliche Aufgabe, durch Abgabe ihrer Energie an das zentrale Plasma die notwendige hohe Plasmatemperatur aufrechtzuerhalten (α -Teilchen-Heizung). Allerdings liegt die optimale Temperatur nicht im Maximum des Ratenkoeffizienten $\langle\sigma,v\rangle$ sondern deutlich niedriger, was in der Begrenzung des Plasmadrucks $p=2nkT$ begründet liegt. Die Fusionsleistungsdichte ist gegeben durch

$$P_\alpha = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma_f v \rangle E_\alpha \tag{1.2}$$

wobei n die Elektronendichte darstellt ($n_D = n_T = n/2$). Durch Einführung von p in Gl. 1.1 erhält man

$$P_\alpha = \frac{1}{16 k^2} p^2 \frac{\langle \sigma_f v \rangle}{T^2} E_\alpha \tag{1.3}$$

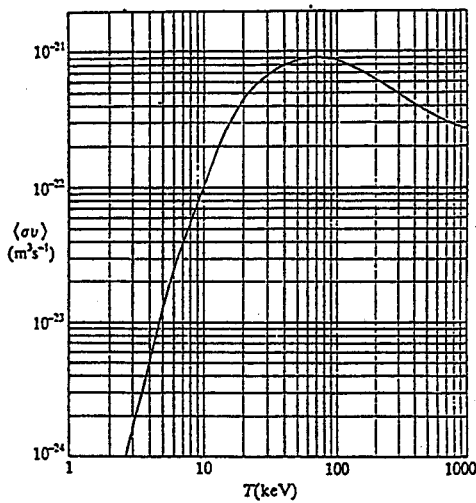


Abbildung 1.1 Ratenkoeffizient für die DT Fusionsreaktion als Funktion der Plasmatemperatur

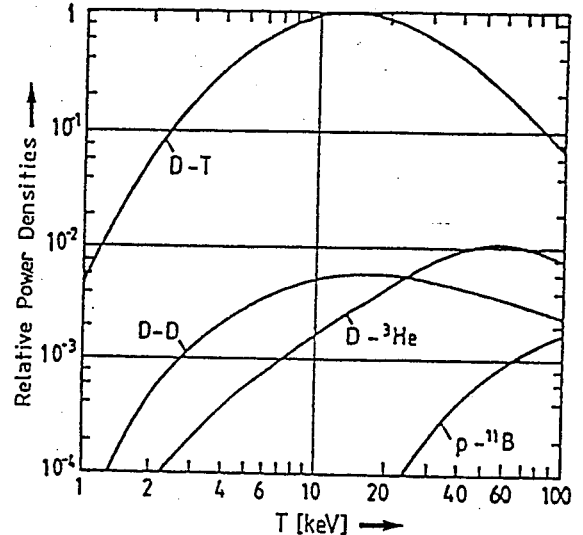


Abbildung 1.2 Der relative Verlauf der Fusionsleistungsdichte für konstanten Plasmadruck für verschiedene Fusionsprozesse

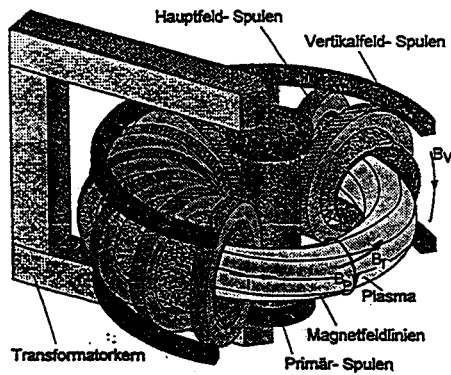


Abbildung 1.3 Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks

Mit $p = \text{const}$ zeigt dieser Ausdruck ein breites Maximum um $T = 10$ keV (Abb. 1.2). Diese Temperatur gilt es zu erreichen. Der Ratenkoeffizient $\langle \sigma_f v \rangle$ beträgt hier $10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$. Damit erhalten wir die Heizleistungsdichte der α -Teilchen bei einer Elektronendichte von 10^{20} m^{-3} zu $P_\alpha \approx 140 \text{ kW/m}^3$. Das Fusionsplasma zündet, wenn die Heizleistung gerade die Energietransportverluste P_L zur Wand kompensiert. Es ist üblich, den Wärmetransport durch Einführung einer Energieeinschlußzeit τ_E zu parametrisieren. Die Verlustleistung pro Volumen ist dann $P_L = E / \tau_E$, mit der Energiedichte $E = 3nkT$. Daraus erhalten wir die Bedingung für ein gezündetes Plasma, das sogenannte Tripelprodukt

$$n T \tau_E > 5 \cdot 10^{21} \text{ keV s m}^{-3} \tag{1.4}$$

Die höchsten bisher erreichten Werte liegen bei $5 \cdot 10^{21}$ keVsm⁻³ und wurden im zur Zeit weltweit größten Tokamak JET (Culham bei Oxford) als auch im japanischen Tokamak JT-60 gemessen. Wäre der Wärmetransport nur durch klassische Stöße der Plasmateilchen bestimmt, würde schon ein deutlich kleinerer Tokamak als JET ausreichen, um auf das notwendige Tripelprodukt zu kommen. Leider führen Mikroinstabilitäten zu Turbulenz (magnetische und elektrostatische Fluktuationen), die den Transport um etwa zwei bis drei Größenordnungen erhöht (anomaler Transport [3]). Diesen Effekt kann man durch den Bau größerer Tokamaks kompensieren. Eine Fülle von Experimenten in unterschiedlich großen Maschinen liefert nun die Datenbasis zur Dimensionierung von ITER. Die so gefundene empirische Skalierung für die Energieeinschlußzeit in einem für ITER vorgesehenen Plasmaregime (ELMy-H-mode [4][5]) lautet (siehe Abb. 1.4)

$$\tau_E = 0.051 I^{1.09} R^{1.8} a^{-0.11} n^{0.17} B^{0.32} k^{0.66} A^{0.41} P^{-0.67} s \quad (1.5)$$

Mit dem Plasmastrom I in MA, dem großen und kleinen Radien R und a in m, der Elektronendichte n in 10^{19} m⁻³, dem Magnetfeld B in Tesla, der Elongation k (Verhältnis der kleine Radien a/b), der atomaren Massenzahl A und der Heizleistung P in MW.

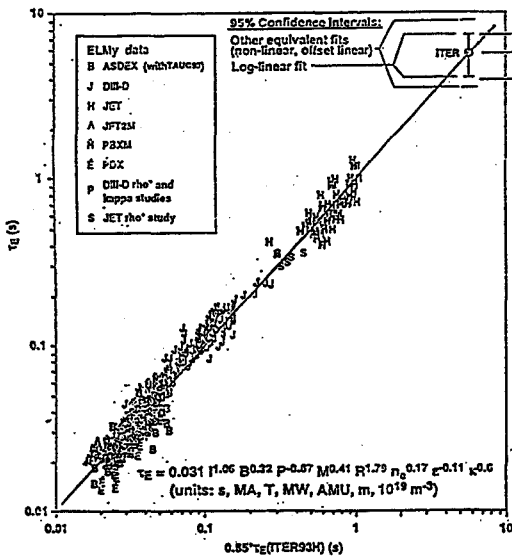


Abbildung 1.4 Datenbasis für die Energieeinschlußzeit; 85% H-mode Skalierung ITER93-P

Die Skalierung bezüglich R, a und I zeigt klar, wie man mit größer werdender Maschine bessere Einschlußzeiten bekommt. Eine Skalierung für das Tripelprodukt erhalten wir durch Hinzunahme einer Dichteskalierung. Eine bestimmte Näherung für die maximal erreichbare Elektronendichte n_G wird durch eine Verknüpfung mit der Plasmastromdichte gewonnen (Greenwald-Dichte [6]). Danach gilt

$$n_G = \frac{I}{\pi a^2} \quad (1.6)$$

mit I in MA und a in m und n_G in 10^{20} m⁻³. Zusammen mit der τ_E -Skalierung erhalten wir eine grobe Skalierung für das Tripelprodukt gemäß

$$n T \tau_E \sim I^2 R^{1.8} a^{-2.1} \quad (1.7)$$

Bei vorgegebenen geometrischen Dimensionen wird der Plasmastrom durch Randbedingungen bezüglich der Rotationstransformation des Magnetfeldes begrenzt. Im Tokamak benötigt man zusätzlich zum toroidalen Magnetfeld B_T ein poloidales Feld B_p , welches durch den Plasmastrom I erzeugt wird und

wodurch sich eine helikale Verschraubung der Feldlinien (Rotationstransformation) ergibt, die aus Stabilitätsgründen (Kompensation von Driften) notwendig ist (Abb.1.3)[1]. Allerdings darf die Verschraubung nicht zu steil sein, weil sich dann MHD-Instabilitäten entwickeln können. D.h., das poloidale Feld (und damit I) muß begrenzt sein. Man drückt dies durch einen Sicherheitsfaktor q aus, der in zylindrischer Näherung definiert ist zu

$$q(r) = \frac{r B_T}{R B_p} \quad (1.8)$$

Das elektrische Stromprofil bestimmt demnach die q-Verteilung. Bei $r=a$ kann man q durch den gesamten Plasmastrom I ausdrücken, und wir erhalten

$$q_a = 5 \frac{r^2}{R} \frac{B_T}{I} \quad (1.9)$$

mit R und r in m, B_T in Tesla und I in MA. Für ITER ist $q=3$ bei einem Radius von $r=0.95 a$ vorgesehen. Diese Randbedingungen zusammen betrachtet (Gl. 1.4 bis 1.8) führen zu den wichtigsten Auslegungsgrößen, die für ITER nach derzeitiger Planung vorgesehen sind:

Plasmastrom	:	I = 21 MA
großer Radius	:	R = 8.14 m
kleiner Radius	:	a = 2.8 m
Elongation	:	k = 1.6
Toroidalfeld	:	B = 5.68 T

Die erwartete Fusionsleistung beträgt 1.5 GW, wovon die α -Teilchen 300 MW freisetzen.

Unter diesen Bedingungen wird mit hoher Wahrscheinlichkeit tatsächlich erstmalig ein Fusionsplasma zünden und dann selbstständig brennen (Abb.1.4), womit eine neue Ära in der Fusionsforschung beginnen würde: Die Physik der Alphateilchenheizung könnte näher untersucht werden und die nicht zu unterschätzenden technischen Problemlösungen, wie Materialfragen unter hohen Neutronenflüssen und die Entwicklung der Blankettechnologie zur Erbrütung des Tritiums aus Lithium, würden in eine praktische Phase eintreten [7].

Wenn man die Zündung des Fusionsplasmas realisiert hat, verbleibt als eine der herausragenden Forschungsaufgaben die Frage der *Stationarität*, d.h., wie lange kann ein brennendes Fusionsplasma aufrechterhalten werden? Ein Tokamakplasma ist natürlich begrenzt durch den endlichen magnetischen Flußhub zur Induktion des Plasmastroms. Bei ITER wird der Flußhub für etwa 1000 s Plasmastrom ausreichen. Längere Stromphasen sind nur durch noch zu entwickelnde Methoden des nicht-induktiven Stromtriebs zu erreichen. Ein alternatives Konzept zum Tokamak liefert der Stellarator [8], der ohne

Plamastrom, nur durch kompliziert geformte Magnetfeldspulen, die notwendige helikale Verschraubung des Magnetfeldes erzeugt und dadurch die magnetische Konfiguration stationär aufrechterhalten kann. Allerdings ist die Entwicklung der $nT\tau_E$ Werte in Stellaratoren noch deutlich von den Tokamakergebnissen entfernt, auch mit dem als nächsten größeren Schritt geplanten W7-X Experiment in Greifswald [9].

Doch auch schon bei einem 1000 s Tokamakplasma, und dann natürlich erst recht in einem Stellarator, ist das brennende Fusionsplasma gefährdet; Akkumulation der Fusionsasche (Helium) im Plasmazentrum und/oder Erosion bzw. Zerstörung von Wandkomponenten, verbunden mit der Freisetzung von Verunreinigungen, kann die Fusionsreaktion vorzeitig stoppen. Bestimmend dafür sind die Eigenschaften des Energieeinschlusses, des Teilchentransports (Verunreinigungen), der Wärmelastverteilung an der Wand, der Heliumascheabfuhr, der Wandmaterialien und deren komplexes Wechselspiel.

Besonders das Problem der *Wärmelastverteilung* ist durch die geplanten Dimensionen von ITER in den Vordergrund gerückt. Die Heizleistung wächst mit dem Volumen. Die Leistungsabfuhr erfolgt aber über die Wand, womit die Leistungsflußdichten bei größer werdender Maschine zwangsläufig zunehmen (V/O). Ein zusätzlicher Nachteil ergibt sich durch das Magnetfeld; während es für den Energieeinschluß unerlässlich ist, führt es im Wandbereich zu einer gerichteten Plasmaströmung auf bestimmte Wandkomponenten (z.B. Limiter oder Divertorplatten), wo demzufolge relativ kleine Flächen mit großen Leistungen beaufschlagt werden. Ohne eine Verteilung der Leistung auf größere Wandflächen wird ein stationärer Betrieb nicht möglich sein. Dieses Problem wird in **Kapitel 2** ausführlich behandelt.

Eine Leistungsverteilung auf größere Gebiete der Wand ist nur durch magnetfeldunabhängige Transportprozesse, d.h., mittels Neutralteilchen möglich. Der Hauptteil der Fusionsleistung verläßt ja bereits über Neutronen das Plasma und deponiert deren Energie tief in den Wänden (blankets). In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode vorgestellt, in der mit Photonen, d.h. Linienstrahlung von gezielt eingebrachten Verunreinigungen, eine gleichmäßige Wärmelastverteilung auf die gesamte Innenwand erreicht werden kann. Die Strahlung soll im wesentlichen auf den Plasmarand beschränkt sein, und die eingebrachten Verunreinigungen sollen den heißen Plasmakern möglichst nicht stören. Die Physik eines solchen *Strahlungsgürtels* wird in **Kapitel 3** behandelt.

Die Idee des Strahlungsgürtels ist relativ alt [10][11], wurde aber für hohe Heizleistungsdichten experimentell erstmalig 1991 am Tokamak TEXTOR im Forschungszentrum Jülich demonstriert [12]. Die Voraussetzungen dazu waren günstig, weil aufgrund des Konzepts von TEXTOR (optimiert für die

Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung [13]) die notwendigen experimentellen Methoden zur Verfügung standen. Dazu gehören u.a. eine umfangreiche Diagnostik zur Beobachtung der Verunreinigungen und zur Bestimmung von Plasmaparametern am Rand [14] und ein PumpLIMITER (ALT-II), mit dem gasförmige Verunreinigungen abgepumpt (z.B. Neon, Argon) werden können [15]. Reaktorrelevante Leistungsflüsse (bis 0.3 MW/m^2) werden durch verschiedene Heizverfahren erreicht [16][17]. Das TEXTOR Plasma hat einen kreisförmigen Querschnitt und wird durch LIMITER begrenzt. Dadurch entsteht ein relativ hoher Grad an Symmetrie, der vorteilhaft zur Erzeugung eines gleichmäßigen Strahlungsgürtels ist, wie ein Vergleich mit später durchgeführten Experimenten an Divertormaschinen [18] zeigt. Die experimentellen Ergebnisse zur Strahlungskühlung an TEXTOR mit besonderer Behandlung der Vorläuferexperimente mit niedrigen Heizleistungsdichten und einer kurzen Zusammenfassung neuerer Resultate von Divertormaschinen werden in **Kapitel 4** dargestellt.

Das Konzept des Strahlungsgürtels kann die Probleme der Leistungsverteilung an der Wand prinzipiell lösen und damit zur Erzeugung eines stationär brennenden Fusionsplasmas ein wesentliches Element beitragen. Allerdings hat die Existenz eines Strahlungsgürtels nicht nur Einfluß auf die Wandbelastung, sondern sie verändert auch Plasmaparameter, wie Temperatur, Dichte und Teilchenzusammensetzung und hat damit Rückwirkungen auf die Fusionsleistung und verändert den Energie- und Teilchentransport. Alle Prozesse müssen zusammen betrachtet werden, um ein kohärentes Konzept zu entwickeln. Die Bedingungen für ein stationär brennendes Fusionsplasma unter Berücksichtigung der Heliumabfuhr, der Strahlungskühlung, des Energieeinschlusses und des Verunreinigungstransports werden in **Kap. 5** anhand einer parametrischen Beschreibung analysiert.

2. Das Problem der Energieabfuhr

Die Lösung des Energieeinschlußproblems durch den Bau immer größerer Tokamaks hat zwangsläufig auch eine Erhöhung der Leistung und Leistungsflußdichten zur Folge. Die Gesamtfusionsleistung steigt mit der dritten Potenz der geometrischen Abmessungen, die Wandflächen nehmen aber nur quadratisch zu. In Tabelle 2.1 wird dieser Unterschied im Vergleich existierender Tokamaks mit dem geplanten ITER deutlich. Das Verhältnis O/V wird von TEXTOR zu ITER um etwa einen Faktor 7 kleiner. Die Folge ist, daß in ITER bei einer Alphateilchenheizung von $P_\alpha=300$ MW eine Leistungsflußdichte gemittelt über die

	TEXTOR	JET	ITER
R [m]	1.75	3.0	8.1
a [m]	0.5	1.25	2.8
k	1.0	1.65	1.6
V [m ³]	8.6	100.	2000.
O [m ²]	35.	150.	1100.
O/V [m ⁻¹]	4.1	1.5	0.6

Tabelle 2.1 Geometrische Dimensionen einiger Tokamaks; R/a großer/kleiner Radius, k Elongation, V Volumen, O Wandoberfläche (alle Werte gerundet)

Wand von etwa 0.3 MW/m^2 zu erwarten ist. Dieser Wert wäre noch kein Problem, wenn nicht der

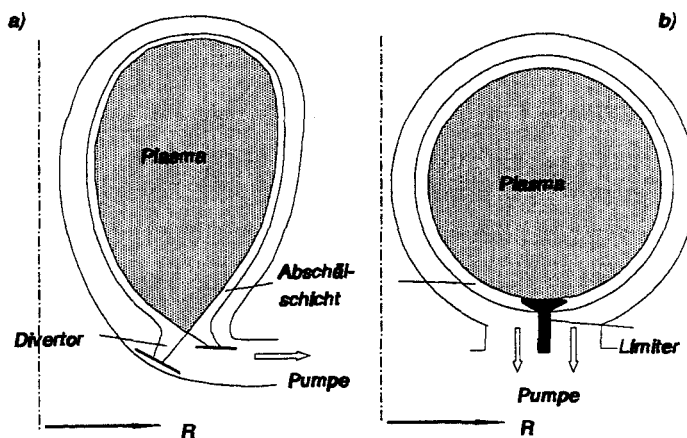


Abbildung 2.1 Divertor und Limiterkonzept zur Gestaltung der Plasmarandschicht und der Plasmawandwechselwirkung

hauptsächlich durch Plasmaströmung getragene Wärmefluß parallel zum Magnetfeld nur relativ kleine Wandbereiche belasten würde. So entstehen unakzeptable Spitzenlasten. Es gibt verschiedene Konzepte, diese nachteilige Wirkung des Magnetfeldes zu umgehen, insbesondere, indem man elektrisch neutrale Teilchen zur Energieabfuhr nutzt. Dazu gehört auch das Zentralthema dieser Arbeit - die

Strahlungskühlung. Mit oder ohne Neutralteilchen, eine Plasmaströmung wird immer auftreten. Sie ist sogar zur Heliumabfuhr unabdingbar. Also gilt es die Plasmaströmung im Wandbereich gezielt auf besonders belastbare Flächen zu lenken. Hier müssen wir zwei Konzepte unterscheiden : den Limiter und den Divertor (Abb. 2.1). In beiden Fällen gibt es eine äußerste magnetische Flußfläche (Last Closed Magnetic Surface = LCMS), bestimmt durch die Limiterposition oder die Lage der Separatrix. Außerhalb der Separatrix schneiden die Magnetfeldlinien Wandelemente. Die Topologie des Wärmeflusses über geladene Teilchen (konvektive Wärme) wird durch die Magnetfeldführung bestimmt. Welche Flächen und Flußdichten daraus folgen und welche Rolle dabei der Teilchentransport spielt, wird in den Abschnitten 2.1.1 (Abschälsschicht) und 2.1.2 (Flußdichten) behandelt. Inwieweit Neutralteilchen die Situation ändern können, ist das Thema der Abschnitte 2.2.1 (Ladungsaustausch-Neutrale) und 2.2.2 (Photonen).

2.1 Wärmeflußdichten und Wandbelastung

2.1.1 Die Abschälsschicht

Im allgemeinen ist eine 2-dimensionale (2d) oder 3-dimensionale (3d) Beschreibung der Transportvorgänge am Plasmarand notwendig, die nur noch mit sehr aufwendigen numerischen Verfahren realisierbar ist [19]. Aber auch bereits mit einfachen analytischen Mitteln [20] können die wesentlichen Eigenschaften und charakteristischen Größen des Plasmas im Wandbereich beschrieben werden. Dies soll im folgenden genutzt werden. Es ist aber Vorsicht geboten, denn diese Vereinfachungen dienen zur Erläuterung der grundlegenden Prinzipien; eine Überinterpretation kann in die Irre führen.

Das Magnetfeld führt die geladenen Teilchen, so daß sie sich nur parallel zu den Feldlinien ungehindert bewegen. Die typische Parallelgeschwindigkeit entspricht der lokalen Plasmatemperatur und liegt im Bereich $v_{\parallel} \approx 10^5$ m/s. Der Transport senkrecht zum Magnetfeld, angetrieben durch Stöße und Plasmaturbulenz, ist um etwa drei Größenordnungen kleiner. Dort wo die Magnetfeldlinien Wandelemente schneiden, beginnt die Abschälsschicht (Scrape-Off Layer = SOL). Ihre Lage wird durch die letzte geschlossene Flußfläche bestimmt. Auf die Wand auftreffende Teilchen rekombinieren zu Neutralteilchen. Die Wand stellt eine perfekte Plasmasenke dar, welche die Strömung in der Abschälsschicht antreibt.

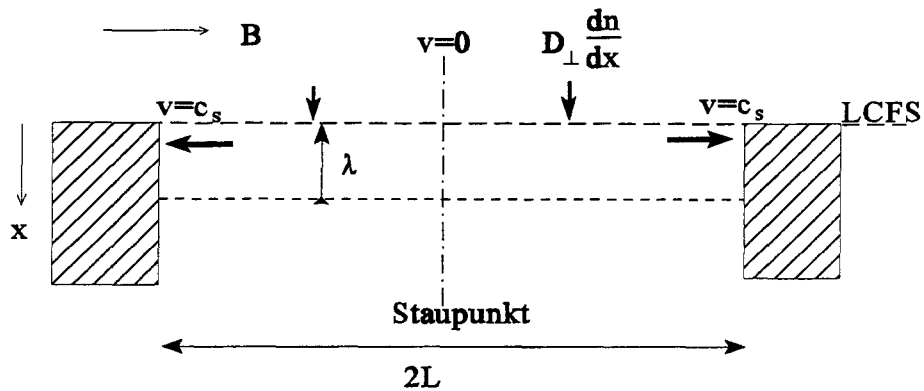


Abbildung 2.2 Die Abschältschicht, hier in der 2d-Darstellung (Magnetfeld B und kleiner Radius x), wird durch einen Diffusionsfluß $D_{\perp} \frac{dn}{dx}$ senkrecht zu B aufgefüllt. Das Plasma strömt beschleunigt bis auf Ionenschallgeschwindigkeit c_s parallel zu B auf die Limiter zu. In der Mitte ist ein Staupunkt.

Eine 2d Darstellung, bei der das Magnetfeld horizontal verläuft und die zweite Koordinate der kleine Plasmaradius ist (Abb. 2.2), eignet sich zur Charakterisierung der Transportprozesse in der Abschältschicht. In diesem Bild haben wir offensichtlich zwei konkurrierende Transportgeschwindigkeiten : die parallel (v_{\parallel}) und die senkrecht (v_{\perp}) zum Magnetfeld. Deren Verhältnis bestimmt die radiale Ausdehnung der Abschältschicht. Im einfachsten Modell, dem Zweipunktmodell, ist die charakteristische Breite λ der Abschältschicht bei einer Länge der Feldlinien zwischen den sie begrenzenden Wandelementen von L (Verbindungslänge) durch das Verhältnis

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} \quad (2.1)$$

gegeben. Mit $L=10$ m und $v_{\parallel} / v_{\perp}=1000$ erhalten wir den erstaunlich kleinen Wert von $\lambda=1$ cm. Ein ähnliches Ergebnis erhalten wir durch Lösung der Kontinuitätsgleichung für den radialen und parallelen Fluß. Dabei halten wir n entlang des Magnetfeldes konstant. Der radiale Diffusionsfluß mit dem Diffusionskoeffizienten D_{\perp} und der Teilchendichte n füllt die Abschältschicht beschrieben durch

$$D_{\perp} \frac{dn}{dx} = n v_{\perp} \quad (2.2)$$

Aus der Massenerhaltung folgt

$$\frac{d}{dx} D_{\perp} \frac{dn}{dx} = \frac{d}{dz} (n v_{\parallel}) \quad (2.3)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit v_{\parallel} in Richtung z des Magnetfeldes. Mit den Annahmen $n(z)=\text{const}$ und einer linearen Beschleunigung der Strömung bis auf Schallgeschwindigkeit c_s an der

Limiteroberfläche gemäß dem Bohmschen Kriterium [20], also $dv_{//}/dz=c_s/L$, erhält man die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = n \frac{c_s}{L D_{\perp}} \quad (2.4)$$

Deren Lösung beschreibt den exponentiellen Abfall der Teilchendichte in der Abschältschicht

$$n(x) = n_0 e^{-x/\lambda_n} \quad (2.5)$$

Die exponentielle Abfalllänge für die Teilchendichte ist demnach

$$\lambda_n = \sqrt{\frac{DL}{c_s}} \quad (2.6)$$

Mit charakteristischen Zahlen ($D_{\perp} = 1 \text{ m}^2/\text{s}$, $L=10 \text{ m}$, $v_{//}=10^4 \text{ m/s}$) erhält man $\lambda_n=3.2 \text{ cm}$. Der Wärmefluß Q folgt dem Dichteverlauf und errechnet sich aus dem Produkt des Teilchenflusses $n_e c_s$ und der übertragenen Energie pro Elektron-Ion-Paar δT_e an der Oberfläche des Wandelements [20]

$$Q = n_e c_s \delta T_e \quad (2.7)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient δ hat ungefähr den Wert 8. Die Abfalllänge des Wärmeflusses λ_q kann, wenn T_e nicht zur Wand hin ansteigt, nur kleiner oder gleich λ_n sein. Wenn T_e exponentiell abfällt, dann ist wegen $c_s = \sqrt{2T/m}$ und damit $Q \sim n_e T_e^{3/2}$ der Wert für λ_q gegeben durch

$$\frac{1}{\lambda_q} = \frac{1}{\lambda_n} + \frac{3}{2} \frac{1}{\lambda_T} \quad (2.8)$$

Eine Obergrenze für λ_q erhält man mit der Annahme $\lambda_q = \lambda_n$. Für λ_n wurden in Experimenten, meist weit vom Limiter entfernt, Werte von einigen cm gemessen [21]. Im Gegensatz dazu wurden Wärmeflußbreiten beobachtet, die deutlich kleiner sind [22]. Selbst in den größten Experimenten, d.h. große Verbindungslänge L , wurden nur Werte von etwa $\lambda_q = 1 \text{ cm}$ oder weniger gemessen [23]. Dies ist erstaunlich und erscheint zunächst widersprüchlich zu Gl. 2.6.

Die Erklärung ist in einer Abweichung vom linearen Anstieg ($dv_{//}/dz=c_s/L$) der Strömungsgeschwindigkeit zu finden. Man kann diesen Zusammenhang mit vereinfachenden Annahmen aus der Impulserhaltung für den Fall einer gleichmäßig verteilten Teilchenquelle für die Abschältschicht entlang der LCMS deutlich machen. Für die Strömung entlang der LCMS gilt dann

$$m n v_{//} + 2 n T = \text{const} \quad (2.9)$$

Der parallele Fluß ist an jedem Ort durch $\Gamma = n v_{//}$ gegeben. Eingesetzt in Gl.2.9 erhält man

$$\Gamma \left(v_{//} + \frac{c_s^2}{v_{//}} \right) = \text{const} \quad (2.10)$$

Unter Zuhilfenahme von drei Randbedingungen bekommen wir eine Lösung für $v_{//}(z)$: a) Der parallele Fluß muß an jedem Ort gleich der integralen Quellstärke sein $\Gamma = \int S dz = Sz$ (S konstant entlang z), b) am Ende der Magnetfeldlinie bei $z=L$ wird Ionenschallgeschwindigkeit erreicht $v_{//}(L) = c_s$ und c) die Temperatur T entlang des Strömungskanals ist konstant. Damit erhalten wir aus Gl.2.10

$$v_{//}(z) = c_s \left(\frac{L}{z} - \sqrt{\left(\frac{L}{z}\right)^2 - 1} \right) \quad (2.11)$$

Der Verlauf von $v_{//}$ ist in Abb.2.3 dargestellt. Im Bereich $z < L/2$ erkennen wir einen linearen Anstieg mit der Steigung $dv_{//} / dz = 0.5 c_s / L$. Demnach müssen wir in Gl. 2.6 für dieses Gebiet einen Korrekturfaktor $f=0.5$ einfügen

$$\lambda_n = \sqrt{\frac{DL}{f c_s}} \quad (2.12)$$

D.h. die Abschältschicht wird in diesem Gebiet um den Faktor $f^{1/2}$ breiter.

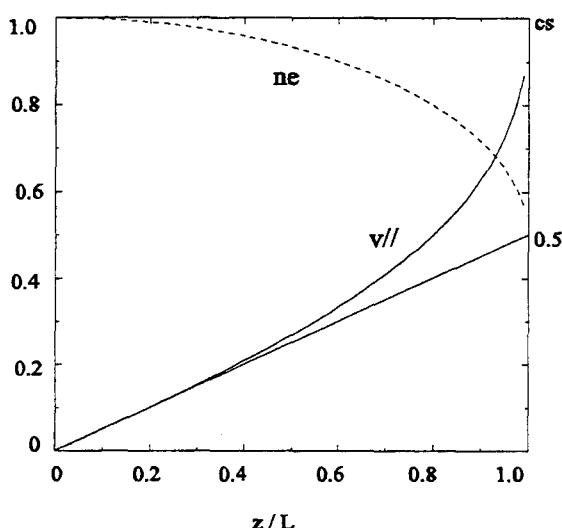


Abbildung 2.3 Strömungsgeschwindigkeit $v_{//}$ (normiert auf c_s) und Elektronendichte n_e (normiert auf $n_e(0)$) entlang der LCFS vom Staupunkt $z=0$ bis zum Limiter $z=L$ aus der Impulserhaltung für den Fall konstanter Teilchenquellen entlang z .

im Experiment häufig wesentlich schmalere Abfallängen gemessen. Es stellt sich ein endlicher Wert ein, der bemerkenswerterweise - und dies wurde durch viele Messungen bestätigt [23] - praktisch nicht mit der Größe der Maschine (L) variiert. Die Messungen ergeben z.B. für die Abfallänge des Wärmefflusses direkt am Limiter $\lambda_q = 0.5-1.0$ cm, wogegen die Abschältschicht weit entfernt vom Limiter wesentlich breiter sein kann. Diese Variation der Abfallänge stellt einen 2-dimensionalen Effekt dar, der natürlich durch die 1-dimensionale Resultate (Gl. 2.11 und 2.12) nicht erklärt werden kann. Exakte Lösungen können nur durch entsprechende Transport Codes gewonnen werden (s.u.). Dennoch kann man sich den beobachteten Effekt mit Gl. 2.12 und dem Strömungsprofil in Abb. 2.3 plausibel machen: Der starke Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit in der Nähe von $z=L$ verkleinert das Verhältnis von v_{\perp} zu $v_{//}$ erheblich. Die in diesem Gebiet in die Abschältschicht eintretenden Teilchen werden demnach zur Gesamtflußverteilung einen Beitrag mit deutlich verringerter radialer Ausdehnung liefern, mit dem Resultat, daß die mittlere Abfallänge schrumpft.

Zusätzliche Effekte können den Unterschied zwischen den Abschälschichtdicken bei $z < L/2$ und $z \Rightarrow L$ noch verstärken, wie z.B. eine erhöhte Teilchenquelle in der Region $z \Rightarrow L$. Dies kann z.B. durch Ionisation von rezyklierenden Neutralteilchen am Limiter zustande kommen. Ein Beispiel von TEXTOR, wo relativ kleine poloidale Limiter zur Plasmabegrenzung eingesetzt wurden - ein Fall, bei dem besonders ausgeprägte lokale Asymmetrien im Teilchenrecycling auftreten - zeigt diesen Effekt sehr deutlich (siehe Abb. 2.4) [24]. Diese Beobachtung konnte mit Hilfe einer numerischen 2d-Simulation durch den Transportcode SOLXY [25] reproduziert werden (siehe Abb. 2.4 und 2.5). In diesem speziellen Fall wird der Korrekturfaktor aus Gl. 2.12 noch kleiner: $f=0.3$.

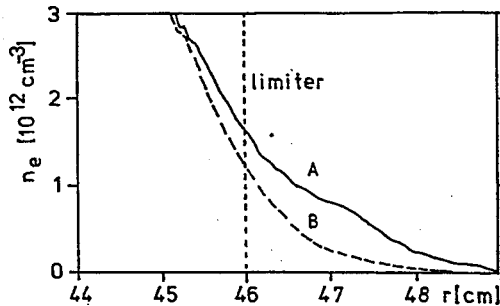


Abbildung 2.4 Gemessenes Elektronendichteprofil in der SOL in der Nähe des Staupunkts (A) und in Limiternähe in TEXTOR (B)

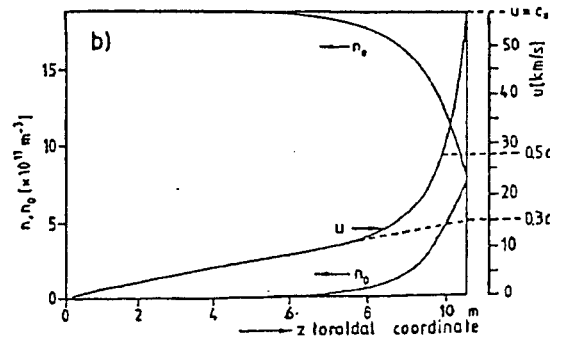


Abbildung 2.5 Profil der Strömungsgeschwindigkeit u für den in Abb.2.4 mit SOLXY simulierten Fall mit starker Neutralteilchendichte n_0 in der Nähe des Limiters

Das charakteristische Zusammenschnüren der Abschälschicht tritt in jedem Fall auf und führt immer zu relativ kleinen λ_q . Dieser Effekt zerstört nun eine anfangs gehegte Hoffnung, bei größeren Maschinen könne man gemäß Gl. 2.6 eine breitere Abfalllänge bekommen und somit das Problem der Wärmeflußdichten abmildern. Allerdings wäre zur Reduzierung der Wärmeflußdichten auf ein beherrschbares Maß eine Verbreiterung der Abschälschicht um mindestens einen Faktor 10 erforderlich (siehe Abschnitt 2.1.2), was selbst nach Gl. 2.6 allein kaum möglich gewesen wäre.

2.1.2 Wärmeflußdichten an Limitern und Divertorplatten

In der Abschältschicht werden die Plasmateilchen durch das Magnetfeld auf bestimmte Teile von Wandelementen (Limiter oder Divertorplatte) gelenkt. Die Topologie des Magnetfeldes und die Geometrie der Wandelemente bestimmen die Größe der Flächen, die mit diesem Wärmefluß belastet werden. Die geladenen Teilchen deponieren dort ihre Energie gemäß Gl. 2.7. Dieser *konvektive* Wärmefluß dominiert zunächst, wenn nicht die Energieabfuhr durch besondere Prozesse (Strahlung, Ladungsaustausch) deutlich erhöht wird. Im folgenden werden die für den konvektiven Fluß zur Verfügung stehenden Flächen für beide Fälle, Limiter und Divertor, berechnet. Dabei beschränken wir uns auf den Fall toroidaler Symmetrie, d.h. sowohl Limiter als auch Divertorplatte umschließen den gesamten Torus (toroidaler Limiter, toroidaler Divertor) mit dem Umfang $2\pi R$ (Abb. 2.6).

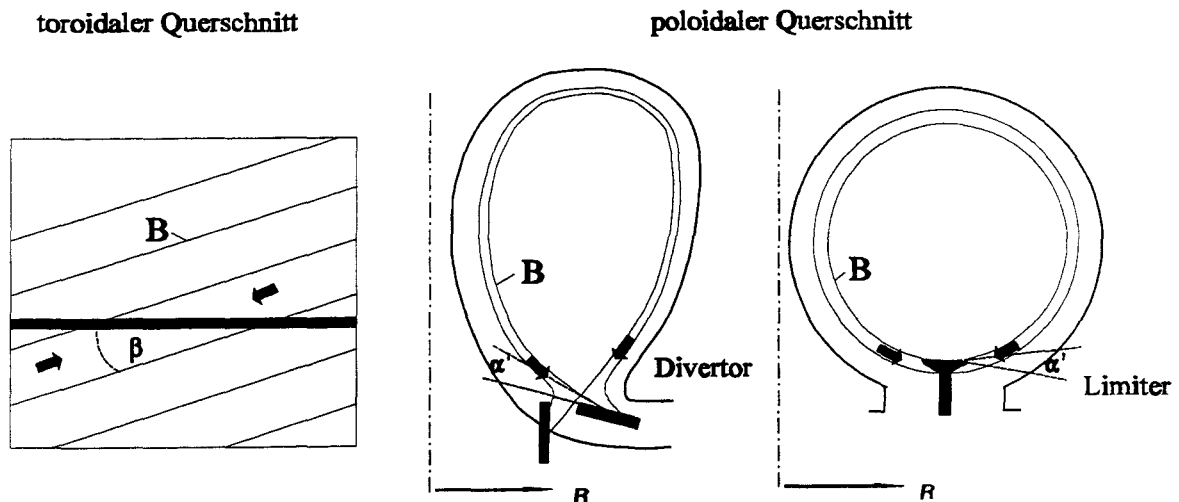


Abbildung 2.6 Schematische Darstellung der Magnetfeldführung und der damit verknüpften Strömungsrichtung des Plasmas (Pfeile) für einen Divertor und Limiter in der toroidalen und poloidalen Projektion; Winkeldefinition: $\alpha=90^\circ-\alpha'$

In zylindrischer Näherung sind Volumen V und Wandoberfläche O_w durch $V=\pi a^2 2\pi R$ und $O_w=2\pi R 2\pi a$ gegeben. Nehmen wir an, daß die Alphateilchenheizung linear mit V ansteigt $P_\alpha \sim V$, dann ergibt sich folgende Skalierung

$$\frac{P_\alpha}{O_w} \sim a \quad , \quad (2.13)$$

die das Problem der Leistungsdichte mit wachsenden Dimensionen deutlich macht. Bei näherer Betrachtung verschärft sich das Problem sogar noch.

Der Teilchenfluß findet in einer Flußröhre parallel zum Magnetfeld innerhalb der SOL statt. Die Wärmeflußdichte auf Limiter oder Divertorplatte wird durch die Projektion dieser Flußröhre auf die entsprechenden Oberflächenelemente bestimmt. Bei toroidal geschlossenen Limitern/Divertorplatten ist der Querschnitt dieser Flußröhre durch die radiale Breite der Abschälschicht λ_q und die Verschraubung q des Magnetfeldes bestimmt. Bei $q(a)=3$ windet sich eine Flußröhre von einem Ende zum anderen etwa dreimal um den Torus, durchschneidet einen poloidalen Querschnitt also dreimal. Damit ist der Querschnitt der Röhre durch den poloidalen Umfang reduziert um den Faktor $1/q$ gegeben zu

$$A_{\text{SOL}} = \frac{2 \pi a \lambda_q}{q} \quad (2.14)$$

Dieser Fluß schneidet die Wandelemente nun unter zwei Winkeln (Abb. 2.6). Die Verschraubung des Magnetfeldes führt zu einem Winkel β in der toroidalen Projektion gegeben durch $\tan \beta = a/qR$. In der poloidalen Projektion ergibt sich ein Winkel α durch den Anstellwinkel der Divertorplatte, bzw. der Krümmung der Limiteroberfläche. Hier gibt es einen grundsätzlichen Unterschied zwischen Divertor und Limiter, wie in Abb. 2.7 näher erläutert wird.

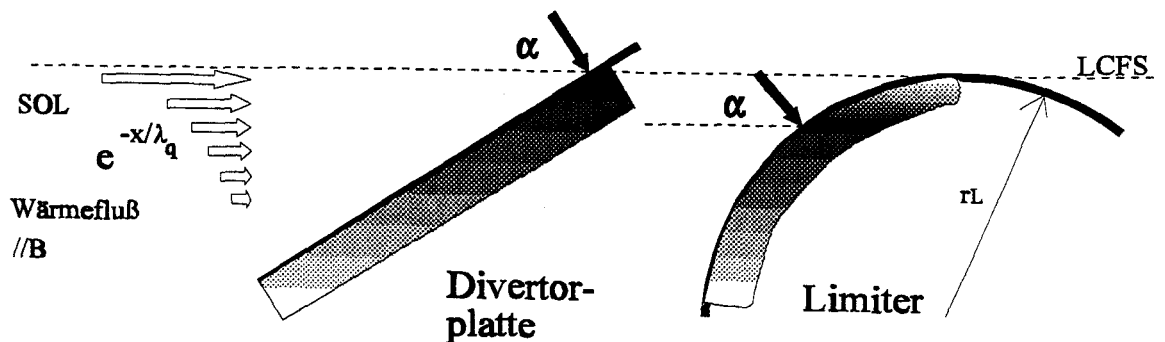


Abbildung 2.7 Qualitative Verteilung der Wärmelast (Graustufung, Pfeil zeigt Maximum) in der Oberfläche einer Divertorplatte und eines Limiters nach Projektion des exponentiell in der Abschälschicht (SOL) abfallenden Wärmeflusses.

Die Wärmeflußdichte Q_{\perp} an der Oberfläche, deren Normale den Winkel α mit B bildet ist durch das Produkt

$$Q_{\perp} = Q_0 e^{-x/\lambda_q} \cos \alpha \quad (2.15)$$

gegeben. Den Winkel β brauchen wir hier nicht zu berücksichtigen, da dieser nur von der Rotationstransformation abhängt und daher für Limiter und Divertor gleich ist. Durch entsprechende Neigung der Divertorplatte oder Formung des Limiters läßt sich eine erhebliche Reduzierung der

Spitzenlast bewirken. Typisch sind Faktoren $\cos \alpha \approx 0.1$, was einem Winkel von $\alpha \approx 85^\circ$ entspricht. Etwas flachere Winkel sind möglich, aber begrenzt durch die technischen Möglichkeiten der Justierung.

Wie aus Abb. 2.7 zu erkennen ist, streift die letzte geschlossene Flußfläche den Limiterscheitel nur, wogegen die Divertorplatte gerade hier die maximale Wärmelast zeigt. Nehmen wir an, bei gleichem Q_0 gäbe es zu jedem Anstellwinkel der Divertorplatte eine entsprechende Limiterform (innerhalb der vorgegebenen Gefäßdimensionen durchaus realistisch), so daß der maximale Wärmefluß in beiden Fällen mit dem gleichen Auftreffwinkel verknüpft ist, dann zeigt sich, daß die maximale Wärmeflußdichte an einem Limiter stets um den Faktor $g = \exp(-x_{\max}/\lambda_q)$ kleiner ist als im Divertor. Die radiale Position x_{\max} , an der die maximale Wärmeflußdichte auftritt (Limiterscheitel bei $x=0$), ist bei einem sphärischen Limiter mit dem Radius r_L gegeben durch

$$\frac{x_{\max}}{\lambda_q} = \frac{1}{2} + \frac{r_L}{\lambda_q} - \sqrt{\frac{r_L^2}{\lambda_q^2} + \frac{1}{4}} \quad (2.16)$$

Im asymptotischen Fall $r_L \gg \lambda_q$ ist $x_{\max} = \lambda_q/2$ und wir erhalten den Faktor $g = e^{-1/2} = 0.6$. Dies ist ein Vorteil bei der Anwendung von Limitern. Im Divertor gibt es dafür einen anderen Effekt, der auch hilfreich ist - die Aufweitung der Magnetfeldlinien. Eine solche Aufweitung bewirkt eine Vergrößerung von λ_q und damit auch eine Reduzierung der Flußdichten, insbesondere in der Nähe des x -Punktes. Darüberhinaus kann man im Prinzip auch die Divertorplatten krümmen, so daß ein ähnlicher Effekt wie beim Limiter eintritt. Dies wird z.B. in ASDEX-U durch die sogenannte Lyra-Geometrie angestrebt [26].

Im folgenden berücksichtigen wir die zusätzlich eintretende Reduzierung der maximalen Wärmeflußdichte aufgrund der Krümmung des Limiters bzw. der Divertorplatte durch Einführung des Geometriefaktors g ($g=1$ gerader Divertor, $g=0.6$ Limiter, Lyra). Dadurch können im weiteren Limiter und Divertor mit den selben Gleichungen beschrieben werden.

Zunächst soll die maximale Wärmeflußdichte innerhalb der SOL berechnet werden. Dabei benötigen wir den Projektionswinkel β aufgrund der Rotationstransformation nicht, da eine Abnahme dieses Winkels durch die Zunahme der Flußdichte in der Röhre kompensiert wird (Verengung, weil die Röhre bei kleinerem q öfter umläuft). Am einfachsten ist es, den poloidalen Querschnitt zu betrachten. In dieser Projektion hat die Flußröhre eine Tiefe, die der Gesamtlänge $U=2\pi R$ des Limiters/Divertors in toroidaler Richtung entspricht und eine radiale Ausdehnung von λ_q . Der Querschnitt beträgt also $A=U \lambda_q$. Da das Plasma an beiden Enden der Flußröhre ausströmt, müssen wir zur Berechnung der Flußdichte den Querschnitt A zweimal berücksichtigen. Für das Verhältnis zwischen Heizleistung und Querschnitt A

erhalten wir folgende Skalierung

$$\frac{P_{\text{heat}}}{A} \sim \frac{a^2}{\lambda_q} \quad (2.17)$$

Wenn λ_q tatsächlich als Konstante anzusehen ist, dann bedeutet dies eine erhebliche Verschärfung verglichen mit Gl. 2.13, in der die Skalierung nur mit a geht.

Durch den Anstellwinkel α der Divertorplatte, bzw. der Neigung der Limiteroberfläche, wird die belastete Fläche des Limiters/der Divertorplatte um den Faktor $1/(g \cos \alpha)$ größer. Mit der Gesamtheizleistung P_{conv} , die konvektiv abgeführt wird, ist die Wärme flu ß dichte dann

$$P_{\text{surf}} = P_{\text{conv}} \frac{g \cos \alpha}{4 \pi R \lambda_q} \quad (2.18)$$

Setzen wir die belastete Limiterfläche/Divertorfläche A_L ins Verhältnis zur gesamten Wandfläche O_w , so erhalten wir

$$F_w = \frac{A_L}{O_w} = \frac{4 \pi R \lambda_q}{g \cos \alpha} \frac{1}{2 \pi R 2 \pi a} = \frac{\lambda_q / g \cos \alpha}{\pi a} \quad (2.19)$$

Die in der SOL durch konvektiven Flu ß belastete Fläche ist um den Faktor F_w kleiner, als die im günstigsten Fall zur Verfügung stehende gesamte Wandfläche O_w . Wie aus Gl. 2.19 zu erkennen ist, wird F_w durch das Verhältnis der effektiven Abschältschichtdicke λ_q - vergrößert um den Projektionsfaktor $1/(g \cos \alpha)$ - und dem halben poloidalen Umfang πa gegeben. Auch hier wird wieder deutlich, daß sich im Fall von $\lambda_q = \text{const}$ das Flu ß dichte problem mit zunehmendem a verschärft darstellt. Mit den typischen Zahlen für ITER von $\lambda_q / g \cos \alpha \approx 0.1 \text{ m}$ und $\pi a \approx 10 \text{ m}$ erhalten wir $F_w \approx 0.01$; d.h., die effektive Limiter/Divertorfläche ist also etwa um einen Faktor 100 kleiner als die gesamte Wandfläche.

Betrachten wir die Extremfälle. Im ungünstigsten Fall wird die Heizleistung nur konvektiv abgeführt, also nur auf die Fläche A_L verteilt. Im günstigsten Fall gelingt es, die Wärme z.B. durch Strahlung auf der gesamten Wand O_w zu verteilen. Der maximale Unterschied in der Wärme flu ß dichte ist durch den Faktor F_w bestimmt. Wird nur ein Teil der Heizleistung P_{heat} abgestrahlt, können wir dies durch Einführung des Strahlungspegels γ berücksichtigen. Es gilt dann $P_{\text{rad}} = \gamma P_{\text{heat}}$ und $P_{\text{conv}} = (1-\gamma) P_{\text{heat}}$. Nun können wir den Wärme flu ß am Limiter/Divertor auf P_{heat} beziehen. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Strahlung die gesamte Wand und damit auch Limiter und Divertorplatte praktisch gleichmäßig belastet; d.h. die

Spitzenlast auf einem Limiter stellt die Summe aus konvektiven Flüssen und Strahlung dar. Wir nehmen eine mittlere Belastung von P_{rad} / O_w an. Somit erhalten wir für die Wärmeflußdichte

$$P_{\text{surf}} = P_{\text{heat}} \left[(1-\gamma) \frac{g \cos \alpha}{4 \pi R \lambda_q} + \frac{\gamma}{O_w} \right] \quad (2.20)$$

Dabei muß unterschieden werden, ob mit der Heizleistung die α -Teilchenheizung oder die tatsächliche Plasmaheizung, also P_{\bullet} reduziert um die zentrale Bremsstrahlung P_{br} , gemeint ist. Üblich ist die Definition $P_{\text{heat}} = P_{\bullet} - P_{\text{br}}$. Der Strahlungspegel berücksichtigt dann die Bremsstrahlung nicht. Das heißt aber auch, daß wir dann die Wandbelastung nach Gl.2.20 noch um den Bremsstrahlungsanteil P_{br}/O_w erhöhen müssen. In Tabelle 2.2 sind einige Werte für ITER aufgeführt. Wir gehen dabei von $P_{\bullet} = 300$ MW und $P_{\text{br}} = 100$ MW aus. Der Strahlungspegel γ bezieht sich dann auf $P_{\text{heat}} = 200$ MW.

α -Teilchenheizung	300 MW
Plasmaheizung	200 MW
großer Radius R	8.1 m
Volumen V	2 000 m ³
Wandfläche O	1 100 m ²
Heizleistung / Volumen	0.1 MW/m ³
Heizleistung / Wandfläche ohne, mit Bremsstrahlung	0.18 MW/m ² 0.27 MW/m ²
SOL λ	1.5 cm
toroidaler Umfang	50 m
cos α	0.15
Divertorplatte (wetted area)	10 m ²
max. konvektive Wärmeflußdichte	20 MW / m ²

Eine konvektive Wärmeflußdichte von 20 MW/m² ist für den stationären Betrieb (d.h. auch für 1000 s Pulsdauer) nicht akzeptabel. Demnach muß jede Möglichkeit, den Wärmefluß auf größere Wandflächen zu verteilen, ausgenutzt werden. Die physikalischen Grundlagen, die eine solche Verteilung erlauben, werden im folgenden Kapitel besprochen.

Tabelle 2.2 Übersicht über die für ITER erwarteten geometrischen Dimensionen und die damit verknüpften Leistungsdichten

2.2 Leistungsverteilung auf größere Wandflächen

Die Maximierung der Fläche, welche vom *Flußkanal* in der Abschältschicht belastet wird, kann erreicht werden durch einen möglichst flachen Anstellwinkel der Divertorplatte oder Limiteroberfläche und durch eine periodische Lageverschiebung des gesamten Plasmas (sweeping). Letztere Methode bewirkt eine zeitliche Mittelung über eine größere Fläche [27]. Diese Maßnahmen sind allerdings durch geometrische und technische Randbedingungen begrenzt. Dennoch ist ihre optimale Anwendung erwünscht, weil dadurch die Anforderungen an andere Methoden der Leistungsverteilung erleichtert werden. Diese Methoden sind vor allem mit den Begriffen *Hochdichtedivertor* und *Strahlungsgürtel* verknüpft. Deren Grundideen werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

2.2.1 Flußverstärkung und Ladungsaustausch (Hochdichtedivertor)

Die speziellen Eigenschaften des Plasmas in einem Divertor könnten unter günstigen Umständen dazu geeignet sein, den Wärmefluß auf die Innenwände des Divertors zu verteilen [28]. Dabei spielen der an der Divertorprallplatte rezyklierende Wasserstoff und die damit verknüpften Ladungsaustauschprozesse eine entscheidende Rolle.

Dissoziation der H_2 -Moleküle (Energie 4.5 eV) und Ionisation der Atome (Energie 13.6 eV) bewirken nur eine Abkühlung des Plasmas (vornehmlich der Elektronen) in der Ionisationszone. Eine Näherungsformel für die Kühlleistung pro Wasserstoffteilchen unter Einbeziehung aller Prozesse lautet [29]

$$E_i = 17.5 + \left[5 + \frac{37.5}{T_e} \left(1 + \frac{0.2533}{T_e} \right) \right] \log \frac{10^{21}}{n_e} \quad (2.21)$$

mit E_i und T_e in eV und n_e in m^{-3} (Gültig nur für $n_e < 10^{21} m^{-3}$). Z.B. erhält man für $T_e = 20$ eV und $n_e = 10^{20} m^{-3}$ eine Kühlleistung pro Atom von $E_i = 30$ eV. Die Absenkung von T_e ist mit einem Anstieg von n_e verbunden (Ionisation), so daß letztendlich bei der Rekombination der Plasmateilchen auf der Prallplatte, bei der die Ionisationsenergie wieder frei wird, der gleiche Energiefluß auftritt. Eine Verbreiterung der Abschältschicht tritt nicht ein und die Linienstrahlung des Wasserstoffs ist vernachlässigbar.

Rezyklierender Wasserstoff und Re-ionisation führen zu hohen Elektronendichten, und dies ist zur Förderung der Ladungsaustauschprozesse günstig. Ein Maß für diesen Effekt ist die sogenannte *Flußverstärkung*. Sie ist durch das Verhältnis des auf die Prallplatte auftreffenden Teilchenflusses Γ_2 und

den in den Divertor einströmenden Fluß Γ_1 definiert. Anhand der Skizze in Abb 2.8 soll dies veranschaulicht werden.

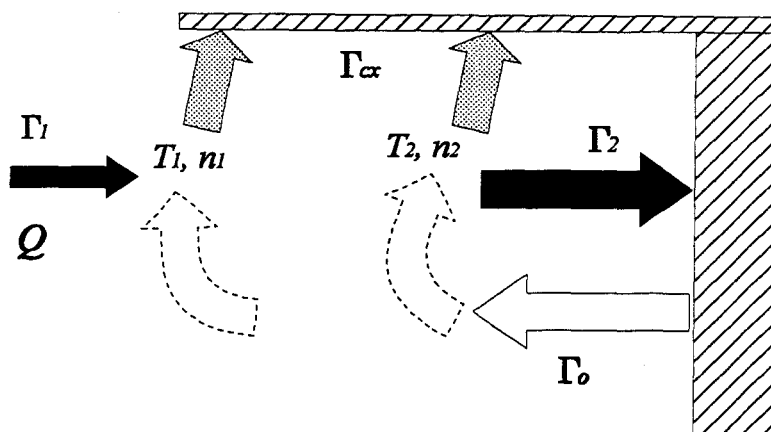


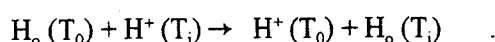
Abbildung 2.8 Reionisation, Flußverstärkung und Ladungsaustausch im Divertor (halbierte Darstellung); Flüsse : neutraler Wasserstoff Γ_0 , Ionenfluß bei Eintritt in den Divertor Γ_1 und an der Prallplatte Γ_2 , Ladungsaustausch-Neutrals Γ_α . $T_{1,2}$ und $n_{1,2}$ sind Elektronentemperatur und -dichte am Divertoreingang und an der Prallplatte.

Der Zufluß von Neutralteilchen und dessen Re-ionisation addiert sich zu den aus dem Hauptraum einströmenden Teilchen und erhöht den Fluß an der Prallplatte (local recycling). Dabei können die Neutralteilchen von allen Seiten in den Divertorraum eindringen, also nicht nur wie in Abb. 2.8 angedeutet. Die Flußverstärkung F ist danach $F = \Gamma_2 / \Gamma_1$. Der Zufluß von Teilchen ist Γ_1 und der Energiefluß Q (Wärmeleitung und Konvektion). Beides kann man als von außen vorgegeben betrachten und erhält daraus eine Bedingung für die lokalen Plasmamparameter vor der Prallplatte $Q = P_{\text{conv}} = \Gamma_2 \delta T_2$ mit $\Gamma_2 = n_2 (2 T_2 / m)^{1/2}$. Aus diesen Gleichungen erhält man folgende Abhängigkeit der lokalen Plasmamparameter von F

$$T_2 = \frac{Q}{\delta \Gamma_1 F} \quad n_2 = \sqrt{\frac{\delta}{Q} \frac{m}{2}} (\Gamma_1 F)^{3/2} \quad (2.22)$$

Eine Flußverstärkung F führt zum Anstieg von n_e ($\sim F^{3/2}$) und zu einer Absenkung von T_e ($\sim F^{-1}$). Hierbei wurde angenommen, daß der gesamte in den Divertor eintretende Energiefluß konvektiv mit Γ_2 auf die Prallplatte trifft. Nun soll untersucht werden, in welchem Maße Ladungsaustauschprozesse einen Teil des Energieflusses auf andere Bereiche des Divertors verteilen können.

Ladungsaustauschprozesse können Energie aus dem Plasma transportieren, wenn kalte Atome (Temperatur T_0) mit heißen Ionen (T_1) wechselwirken



Dieser Prozess kann, wenn das heiße Neutralteilchen das Plasma verläßt, maximal die Energie $T_{cx} = T_i - T_0$ auf die Wand transportieren. Der Ratenkoeffizient für Ladungsaustausch ist größer als der für Ionisation (Abb. 2.9) [30]. Also wird jedes H-Atom mehrfach einem Ladungsaustauschprozess unterliegen. Das neutrale Teilchen hat nach dem Ladungsaustausch eine isotrope Richtungsverteilung. Mehrfacher Ladungsaustausch spielt allerdings nur für den Transport (dh. Reichweite) eine Rolle, nicht aber für den Energieübertrag.

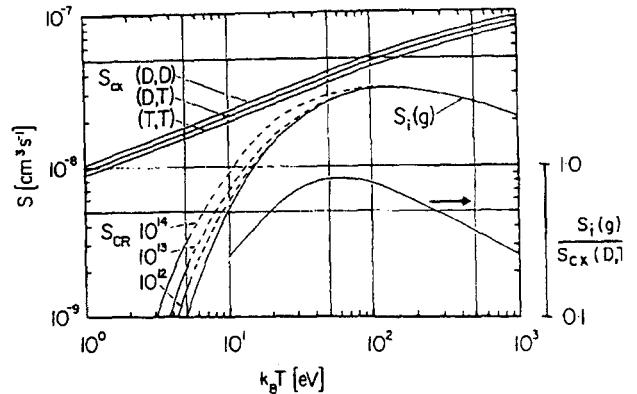


Abbildung 2.9 Ratenkoeffizienten für Ladungsaustausch S_{α} und Ionisation aus dem Grundzustand S_i bzw für höhere Elektronendichten (cm^{-3}) aus einer Stoß-Strahlungs-Rechnung S_{CR} ; Abb. nach Harrison [30]

Für eine Abschätzung der möglichen Energieabfuhr nehmen wir an, daß der Bruchteil ϵ der rezyklierenden H-Atome durch Ladungsaustausch die Energie T_{cx} auf die Wand abführt. Der somit transportierte Energiefluß ist dann $P_{cx} = \Gamma_0 \epsilon (5/2) T_{cx}$. Im stationären Fall und unter Vernachlässigung der abgepumpten Teilchen gilt $\Gamma_0 = \Gamma_2$, so daß wir den Ladungsaustauschfluß auch schreiben können als $P_{cx} = F \Gamma_1 \epsilon (5/2) T_{cx}$. Damit kann die Energieflußbilanz unter Vernachlässigung anderer Strahlung folgendermaßen geschrieben werden

$$Q = F \Gamma_1 \left[\delta T_2 + \epsilon \frac{5}{2} T_{cx} \right] \quad (2.23)$$

Der relative Anteil des Ladungsaustauschflusses (cx-Strahlungspegel) kann auch ausgedrückt werden durch

$$\gamma_{cx} = \frac{P_{cx}}{P_{cx} + P_{conv}} = \frac{1}{1 + \frac{2 \delta T_2}{5 \epsilon T_{cx}}} \quad (2.24)$$

Daraus kann man nun direkt ablesen, wie Bedingungen mit möglichst hohem γ_{cx} zu erhalten sind. Es kommt dabei auf die Werte für ϵ und das Verhältnis T_2 / T_{cx} an. Für den günstigsten Fall ist $\epsilon=1$. Ungünstig wäre es, wenn die Ladungsaustauschprozesse alle in der Nähe der Prallplatte im Gebiet niedriger Temperaturen stattfänden, so daß $T_{cx} \approx T_2$. Der Ausdruck für den cx-Strahlungspegel vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$\gamma_{\text{ex}} = \frac{1}{1 + \frac{2 \delta}{5 \epsilon}} \quad (2.25)$$

D.h. bei $\delta=8$ kann über Ladungsaustausch nicht mehr als 25% der Leistung abgeführt werden. Das ist bei weitem zu wenig und darüberhinaus würde die Energie auch nur in unmittelbarer Umgebung der Prallplatte deponiert, also eine Verteilung auf größere Flächen fände nicht statt. Also ist es wichtig, die Ladungsaustauschprozesse auch in Bereiche mit höheren T_e zu verschieben [31]. Der günstigste Fall tritt ein, wenn $T_{\text{ex}}=T_1$. Dann gilt

$$\gamma_{\text{ex}} = \frac{1}{1 + \frac{2 \delta T_2}{5 \epsilon T_1}} \quad (2.26)$$

Unter diesen Bedingungen kann auch ein γ_{ex} nahe 1 erreicht werden, vorausgesetzt ein entsprechender Wert für T_2/T_1 ist einstellbar. Z.B. benötigen wir für $\gamma_{\text{ex}}=0.9$ mit $\delta=8$ und $\epsilon=1$ ein Temperaturverhältnis von $T_2/T_1=0.035$. Dies läßt erkennen, wie kritisch die Voraussetzungen sind, denn eine so große Temperaturdifferenz innerhalb des Divertors ist nur über größere Strecken realisierbar, und ist daher nicht unbedingt kompatibel mit der optimistischen Annahme $T_{\text{ex}}=T_1$. Insbesondere muß auch bedacht werden, daß ein Wärmeübergangskoeffizient von $\delta=8$ nur für große T_2 gilt. Denn selbst bei $T_2=0$ überträgt der Teilchenfluß noch 13.6 eV Rekombinationsenergie auf die Prallplatte; d.h. es gilt stets $\delta T_2 > 13.6$ eV. Darüberhinaus besteht die Tendenz, daß sich die Ionisationsprozesse immer weiter zum Divertoreingang verschieben, wenn das Plasma in Plattennähe zu sehr abkühlt. Im Extremfall führt dies zu einem Abriß der Plasmaströmung in den Divertor (complete detachment, siehe Kap. 4.4).

Die Möglichkeiten und Grenzen des Hochdichtedivertors werden zur Zeit weltweit theoretisch und experimentell untersucht. Wegen der bereits in dem einfachen Bild klar erkennbaren Schwierigkeiten, aber auch nach Erkenntnissen aufgrund aufwendiger numerischer Simulationen [32], wird letztendlich der Zusatz von Verunreinigungen zur Erhöhung der Strahlung im Divertor unabdingbar sein. Damit erhalten wir einen Überlapp zum Konzept des Strahlungsgürtels, denn Verunreinigungen im Divertor werden zwangsläufig auch in das Hauptplasma eindringen und dort ebenfalls zur Strahlung beitragen. In einem Fusionsreaktor mit Divertor werden wir mit hoher Wahrscheinlichkeit die Energieabfuhr durch eine Kombination aus Strahlungsgürtel und Divertorstrahlung (Verunreinigungen und Ladungsaustausch) lösen. Dieser komplizierte Mischfall soll aber zunächst ausgeklammert werden (siehe experimentelle Ergebnisse in Kapitel 4), so daß wir uns im folgenden Kapitel auf die Strahlung durch Verunreinigungen im Hauptraum konzentrieren können.

2.2.2 Das Konzept des Strahlungsgürtels

Strahlung im Plasmahauptraum hat den Vorteil, daß nun die gesamte Wand zur Leistungsverteilung zur Verfügung steht. Ohne Strahlung würden die Spitzenwerte der Wärmeflußdichte etwa 20 MW/m^2 betragen (siehe Tabelle 2.2). Aus technischen Gründen gilt für den stationären Betrieb eine Wärmeflußdichte von maximal 5 MW/m^2 als vertretbar [23]. Nach Gleichung 2.20 und Tabelle 2.3 würde dies mindestens einen Strahlungspegel von etwa 75% erfordern. Um auf der sicheren Seite zu sein, wäre ein Pegel von $\gamma > 0.9$ erstrebenswert.

Strahlungspegel γ	Wärmeflußdichte MW / m^2
0.	20.1
0.75	5.2
0.9	2.3
1.0	0.27

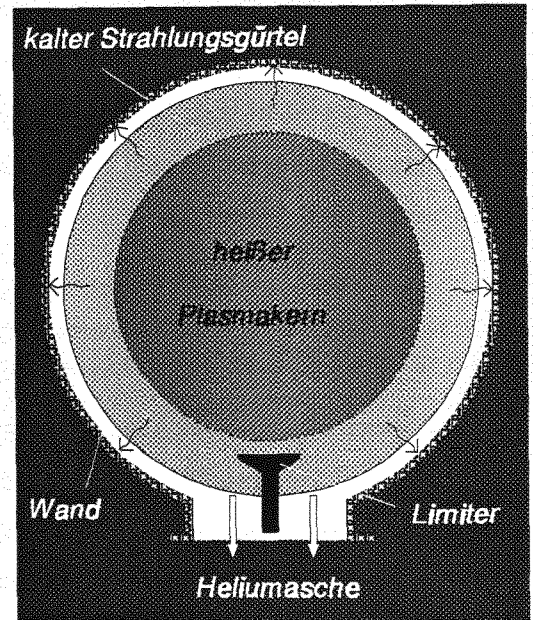


Abbildung 2.10 Konzept des "kalten" Strahlungsgürtels zur Leistungsverteilung auf die gesamte Innenwand

Tabelle 2.3 Variation der Wärmeflußdichte in ITER mit dem Strahlungspegel nach Gleichung 2.20.

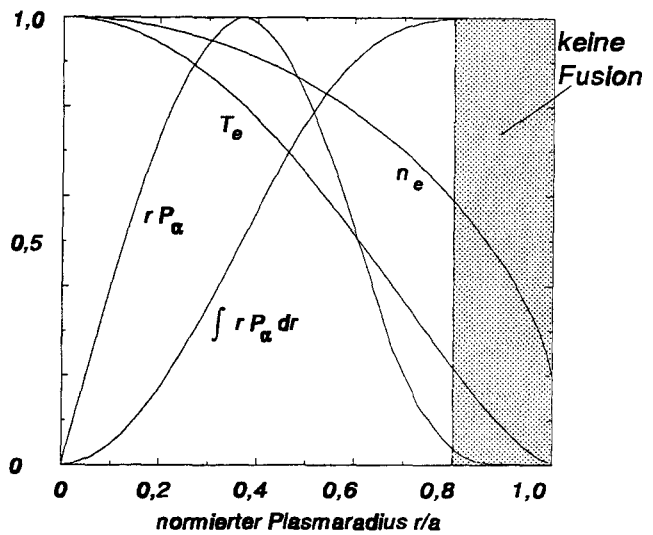
Nun soll die Strahlung im Hauptraum aber nicht den Fusionsprozeß behindern, d.h., insbesondere Strahlung aus dem Plasmazentrum ist unerwünscht. Ein Strahlungsgürtel am Plasmarand, ähnlich wie in Abb. 2.10 gezeigt, wird angestrebt. Welches Volumen steht uns für diesen Zweck zur Verfügung ?

Die Fusionsleistungsdichte ist gegeben durch $P_{\bullet} = \langle \sigma_f v \rangle n_D n_T E_{\bullet}$ mit dem Ratenkoeffizienten für die Fusionsreaktion $\langle \sigma_f v \rangle$ und der Deuterium- bzw. Tritiumdichte n_D und n_T . Für ITER wird ein radiales Profil von P_{\bullet} , wie in Abb. 2.11 gezeigt erwartet (gewichtet mit r , um die gesamte Leistung über 2π zu berücksichtigen). Aus dem Integral der Leistungsdichte $\int r P_{\bullet} dr$ erkennt man, daß nur etwa 80% des kleinen Radius r oder 65% des Volumens für die Fusion genutzt werden. Das restliche Volumen könnte demnach für Strahlungskühlung zur Verfügung stehen, denn hier stören die benötigten Verunreinigungen nicht; weder durch Abkühlung des Plasmas, noch durch Verdrängung des Wasserstoffs. Für ITER wäre das zur Verfügung stehende Volumen etwa $V_r = 700 \text{ m}^3$. Daraus können wir die Größenordnung für die

benötigten Strahlungsleistungsdichten ableiten. Wenn wir 90% von 200 MW abstrahlen wollen, dann wird eine mittlere Strahlungsleistungsdichte von $p_{\text{rad}} = 0.9 P_e / V_r \approx 0.26 \text{ MW/m}^3$ erforderlich sein. Die Strahlungsleistungsdichte ist über die *Strahlungsfunktion* L mit den lokalen Plasmametern (Elektronendichte n_e , Verunreinigungsdichte n_i) verknüpft gemäß

$$p_{\text{rad}} = L(T_e) n_e n_i \quad (2.27)$$

Das bedeutet z.B. für $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und $n_i / n_e = 0.01$, daß wir $L = 2.6 \cdot 10^{-33} \text{ Wm}^3$ erreichen müssen. Da wir aber innerhalb der strahlenden Randschicht ein Strahlungsprofil erwarten müssen und darüber hinaus auch die Annahme über die lokale Elektronendichte am Rand sehr hoch ist, stellt die genannte Größe für L ein Minimum dar. Realistisch sind eher Werte von $L = 10^{-32} - 10^{-31} \text{ Wm}^3$.



In einer anderen Beschreibung wird die Strahlung auf den Neutralteilchenfluß normiert. Im stationären Fall muß der Abfluß von geladenen Teilchen durch einen gleich

Abbildung 2.11 Radiale Verteilung der Fusionsleistungsdichte und dessen Integral für ein ITER Plasma. Alle Profile sind auf 1 normiert. $T_e(0) = 25 \text{ keV}$, $n_e(0) = 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

großen Neutralteilchenzufluß kompensiert werden, also Γ_{tot} repräsentiert sowohl den Abfluß geladener Teilchenpaare, als auch den Zufluß von Atomen. Der Gesamtteilchenfluß ist $\Gamma_{\text{tot}} = n_e c_s A_{\text{SOL}}$. Wärmefluß Q und Teilchenfluß sind nach Gleichung 2.7 verkoppelt gemäß $Q = n_e c_s \delta T_e$. Die gesamte konvektive Leistung ist dann $P_{\text{conv}} = Q / 2 A_{\text{SOL}}$. Mit der Vorgabe für P_{conv} kann die damit verknüpfte Gesamtteilchenflußrate bestimmt werden

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{P_{\text{conv}}}{\delta T_e} \quad (2.28)$$

Um die Größenordnung des Gesamtflusses zu ermitteln, benutzen wir die typischen Zahlen $\delta = 8$ und $T_e = 10 \text{ eV}$. Dies ergibt für 200 MW zunächst ohne Strahlung eine Teilchenflußrate von $\Gamma_{\text{tot}} = 1.5 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ bzw. mit einem bestimmten Strahlungspegel entsprechend weniger (z.B. 90%; $\Gamma_{\text{tot}} = 1.5 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$). Nimmt

man nun an, daß mit jedem in das Plasma eindringende Neutralteilchen ein Strahlungsprozeß verknüpft ist, der im Mittel den Energiebetrag E_{rad} abführt, so erhält man die abgestrahlte Leistung zu

$$P_{\text{rad}} = \Gamma_{\text{tot}} E_{\text{rad}} \quad (2.29)$$

Wird die Strahlung aber im wesentlichen nur von Verunreinigungen getragen deren Zufluß in das Plasma um den Faktor f_i kleiner ist, so ist es naheliegend E_{rad} nur auf den Verunreinigungsfluß $\Gamma_i = f_i \Gamma_{\text{tot}}$ zu beziehen, also

$$P_{\text{rad}} = f_i \Gamma_{\text{tot}} E_{\text{rad}} = \Gamma_i E_{\text{rad}} \quad (2.30)$$

Das Verhältnis von abgestrahlter zu konvektiver Leistung ist dann

$$\frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{conv}}} = \frac{f_i E_{\text{rad}}}{\delta T_c} \quad (2.31)$$

Die Größe E_{rad} wird auch *Strahlungspotential* genannt (siehe nächstes Kapitel). Für einen Strahlungspegel von 90%, also $P_{\text{rad}} / P_{\text{conv}} \approx 10$, erhalten wir für $T_c = 10 \text{ eV}$ und $f_i = 0.01$ einen Wert von $E_{\text{rad}} \approx 80 \text{ keV}$.

Mit diesen Abschätzungen haben wir die Größenordnung für die erforderlichen Strahlungsleistungen erhalten. Die Erzeugung eines Strahlungsgürtels, der etwa 90% der Gesamtleistung abführen kann, erfordert Teilchen im Plasmarand mit einer Strahlungsfunktion von $L = 10^{-32} - 10^{-31} \text{ Wm}^3$ oder einem Strahlungspotential von $E_{\text{rad}} = 10\text{-}100 \text{ keV}$, was einer Strahlungsleistungsdichte von etwa $p_r = 1 \text{ MW/m}^3$ entspricht. Wasserstoff allein kann diese Anforderung bei weitem nicht erfüllen, wie zu Beginn dieses Kapitels erläutert. Nur Linienstrahlung von Verunreinigungen ist hierfür geeignet.

3. Linienstrahlung in der Plasmarandschicht

Um die Anforderung an die Strahlungsleistungsdichte von $p_r \approx 1 \text{ MW/m}^3$ zu erfüllen, wird nur Linienstrahlung von Verunreinigungen von Bedeutung sein. *Bremsstrahlung*, die im Plasmazentrum durchaus einen erheblichen Teil der Fusionsleistung abstrahlen kann, spielt am Plasmarand nur eine untergeordnete Rolle. Die Bremsstrahlungsleistung des Hintergrundplasmas (Wasserstoff) und der Verunreinigung mit der Ladung Z und der Konzentration $f_i = n_i / n_e$ kann folgendermaßen ausgedrückt werden [2]

$$P_{br} = 4.8 \cdot 10^{-37} n_e^2 \sqrt{T_e} [1 + f_i(Z^2 - Z)] \quad , \quad (3.1)$$

wobei folgende Einheiten benutzt werden : T_e in keV, n_e in m^{-3} und P_{br} in W/m^3 . Z.B. ist die Strahlungsleistung für $T_e = 20 \text{ eV}$ und $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ bei einer Konzentration von 1% Neon ($f_i=0.01$, $Z=10$) $P_{br} = 40 \text{ W/m}^3$ - eine vernachlässigbare Größe. Dies gilt auch für Verunreinigungen schwerer als Neon. Zwar kann damit bei gleicher Konzentration eine deutlich höhere Strahlungsleistung erreicht werden, die abnehmende maximal tolerierbare Konzentration f_i mit höherem Z (siehe Kapitel 5) kompensiert aber weitgehend diesen Effekt.

Linienstrahlung von Verunreinigungen liefert dagegen ein genügend hohes Strahlungspotential in der gesamten Randschicht. Deren Strahlungscharakteristik wird weitgehend durch das Zusammenspiel von Anregung, Ionisation und Transport bestimmt, wobei es für die Gesamtstrahlung auf die Details der Strahlungsübergänge gar nicht ankommt. Das macht die Beschreibung einfacher. Es können integrale Größen zur Beschreibung der Gesamtstrahlung, wie das Strahlungspotential und die Strahlungsfunktion, benutzt werden. Deren Definition und Eigenschaften werden im Abschnitt 3.1 ausführlich beschrieben. Das radiale Strahlungsprofil wird durch die Eigenschaften des radialen Transports der Ionen dominiert. Die Dichteprofile der verschiedenen Ionisationsstufen kann man mit Hilfe von Transportmodellen berechnen. Allein die Betrachtung der Ionisierungsenergien erlaubt schon eine grobe Abschätzung der Breite des Strahlungsgürtels, wie in Abschnitt 3.2.1 gezeigt wird. Eine genauere Bestimmung erfordert die Lösung der Transportgleichungen, wie es in verschiedenen Codes realisiert wird. Es zeigt sich, daß aber bereits auch sehr einfache Diffusionsmodelle die wesentlichen Charakteristika der Ionendichteverteilung sehr gut liefern können (Abschnitt 3.2.2). Wenn die Ionisationszeiten klein sind, verglichen mit den Transportzeiten der Ionen parallel zum Magnetfeld, dann können sich toroidal oder poloidal asymmetrische Strahlungsverteilungen bilden. Die wichtigsten Zusammenhänge und Größenordnungen werden in Abschnitt 3.3 dargestellt. In Abschnitt 3.4 wird der Einfluß der Strahlung

auf die lokalen Plasmaparameter beschrieben, einschließlich von Instabilitäten, die sich durch die nicht-lineare Kopplung entwickeln können.

3.1 Integrale Strahlungscharakteristik

3.1.1 Das Strahlungspotential

Neutralteilchen (Atome oder Moleküle), die von der Wand starten und in das Plasma eindringen, werden durch Elektronenstoß dissoziiert, angeregt und ionisiert. Die charakteristische Eindringtiefe λ_i eines Atoms bis zu seiner Ionisation ist durch dessen Ionisationszeit

$$\tau_i = \frac{1}{n_e \langle \sigma_i v \rangle} \quad (3.2)$$

und dessen Geschwindigkeit v_\perp gegeben zu

$$\lambda_i = v_\perp \tau_i \quad (3.3)$$

Hier sind n_e die lokale Elektronendichte und $\langle \sigma_i v \rangle$ der Ratenkoeffizient für Ionisation. Den Ratenkoeffizienten erhält man durch Integration des Wirkungsquerschnitts über die Maxwellverteilung der Elektronen [33]. Diese Verallgemeinerung wird für alle im folgenden diskutierten Wechselwirkungsprozesse angewendet. Die ionisierten Teilchen bewegen sich nur noch frei entlang der Magnetfeldlinien. Transport senkrecht dazu findet durch Diffusionsprozesse oder Driften statt. Die charakteristische radiale Eindringtiefe der Ionen wird ebenfalls durch Gleichung 3.3 beschrieben, allerdings ist v_\perp nun die effektive radiale Diffusionsgeschwindigkeit. Die Ionen werden, während sie weiter in das Plasma eindringen, stufenweise höher ionisiert. Rekombination zu niedrigeren Ionisationsstufen spielt im allgemeinen keine Rolle. Die Rekombinationszeiten bei Elektronendichten von etwa $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ sind meist um Größenordnungen höher, als die gesamte Aufenthaltszeit der Teilchen im Plasma [34]. Rekombination kann also vernachlässigt werden. Es bilden sich radial geschichtete Zonen mit unterschiedlichen Ionisationsgraden (Schalenstruktur).

Die Anregungsprozesse sind eng mit den Ionisationsprozessen verknüpft. Die Anregungsrate ist gegeben durch

$$\Phi_z^{ij} = n_e n_z \langle \sigma_e v \rangle_z^{ij} \quad , \quad (3.4)$$

wobei n_z die lokale Ionendichte für die Ionisationsstufe z darstellt und $\langle \sigma_e v \rangle_z^{ij}$ der Ratenkoeffizient für den Übergang $i \rightarrow j$ ist. Anregung in einer bestimmten Ionisationsstufe kann nur während der Lebensdauer

τ_i dieser Ionisationsstufe stattfinden. Daraus folgt, daß die Gesamtzahl der Anregungsprozesse gegeben ist durch $N_z^{ij} = \varphi_z^{ij} \tau_i$. Normiert auf ein Teilchen, erhält man die Zahl der Anregungen pro Ionisation durch das folgende Verhältnis von Ratenkoeffizienten

$$\alpha_z^{ij} = \frac{\langle \sigma_e v \rangle_z^{ij}}{\langle \sigma_i v \rangle_z} \quad (3.5)$$

Diese Ratenkoeffizienten hängen im wesentlichen von der lokalen Elektronentemperatur T_e ab. Ein typisches Beispiel ist für einen bestimmten Übergang von Sauerstoff in Abb. 3.1 gezeigt. Durch Multiplikation von α_z^{ij} mit der Anregungsenergie E_z^{ij} erhält man den Betrag der insgesamt abgestrahlten Energie eines Teilchens aus diesem Übergang. Hierbei können wir die Einzelheiten der jeweiligen Strahlungsemission (einstufig, zweistufig, ...) ignorieren, da uns nur die Summe der abgestrahlten Energie interessiert und nicht die Zusammensetzung der jeweiligen Wellenlängen. Die Summation über alle Energieniveaus ergibt die gesamte abgestrahlte Energie eines Ions während seiner Lebensdauer

$$E_{\text{rad},z} = \sum_{ij} (\alpha_z^{ij} E_z^{ij}) \quad (3.6)$$

Die Strahlungsleistung erhält man durch Multiplikation mit der Zuflußrate Γ_z der jeweiligen Ionensorte

$$P_{\text{rad},z} = \Gamma_z E_{\text{rad},z} \quad (3.7)$$

Die Summation über alle Ionisationsstufen z ergibt die Gesamtstrahlung. Dabei müssen wir aber berücksichtigen, daß die Lebensdauer der Ionen nicht nur durch die Ionisationszeit gegeben ist, sondern auch durch Transportprozesse zur Wand. Dies kann durch Einführung eines relativen Flußfaktors ϵ_z geschehen. Die Zuflußrate der Ionen in der Stufe z ist dann mit dem Zufluß neutraler Teilchen Γ_0 folgendermaßen verknüpft

$$\Gamma_z = \epsilon_z \Gamma_0 \quad (3.8)$$

Wenn ausschließlich Ionisationsprozesse die Lebensdauer bestimmen, dann gilt stets $\epsilon_z=1$. Da aber immer

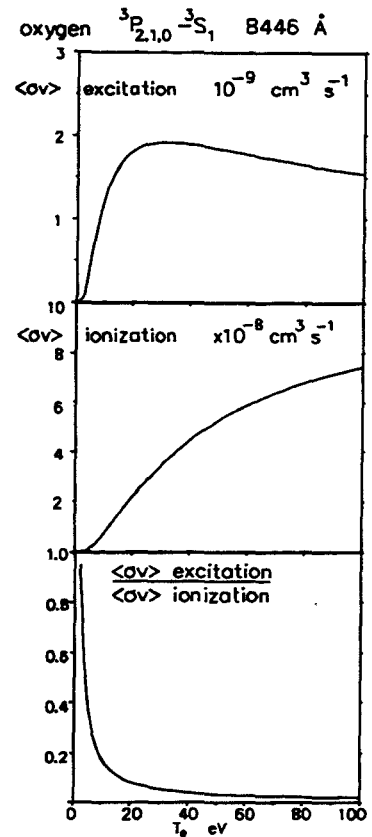


Abbildung 3.1 Beispiel für die T_e -Abhängigkeit der Ratenkoeffizienten für Anregung und Ionisation und deren Verhältnis

ein gewisser Teil der Ionen zur Wand diffundiert, nimmt die Zuflußrate mit steigendem Ionisationsgrad ab und es gilt $\epsilon_{z+1} < \epsilon_z$. Damit können wir die gesamte abgestrahlte Energie berechnen zu

$$E_{\text{rad}} = \sum_z \epsilon_z \sum_{ij} (\alpha_z^{ij} E_z^{ij}) \quad (3.9)$$

E_{rad} ist das sogenannte *Strahlungspotential* [35]. Die gesamte Strahlungsleistung ist demnach

$$P_{\text{rad}} = \Gamma_0 E_{\text{rad}} \quad (3.10)$$

Der charakteristische Anstieg des Verhältnisses der Ratenkoeffizienten α bei kleinen T_e , wie bei dem Beispiel in Abb. 3.1 [34][36], ist typisch für alle Übergänge und wird sich demnach auch in deren Summe (E_{rad}) widerspiegeln (siehe Beispiel in Abb. 3.8).

3.1.2 Die lokale Strahlungsfunktion

Für den Grenzfall sehr großer Teilcheneinschlußzeiten (oder $\nu \rightarrow 0$) spielt Rekombination wieder eine Rolle und die Besetzungsdichte einer Stufe wird sich durch die Balance zwischen Ionisation und Rekombination einstellen. Es liegt das sogenannte *Korona-Ionisationsgleichgewicht* vor. In diesem Fall hat der Begriff des Strahlungspotentials keine Bedeutung mehr. Statt dessen ist es angebracht, die Strahlung in der üblichen Weise mit Hilfe der *Strahlungsfunktion* $L(T_e)$ zu beschreiben [37][38]

$$P_{\text{rad}} = L(T_e) n_e n_i \quad (3.11)$$

Hier ist n_i die Verunreinigungsdichte summiert über alle Ionisationsstufen. Für die Gesamtstrahlungsleistung muß die Strahlungsdichte P_{rad} über das ganze

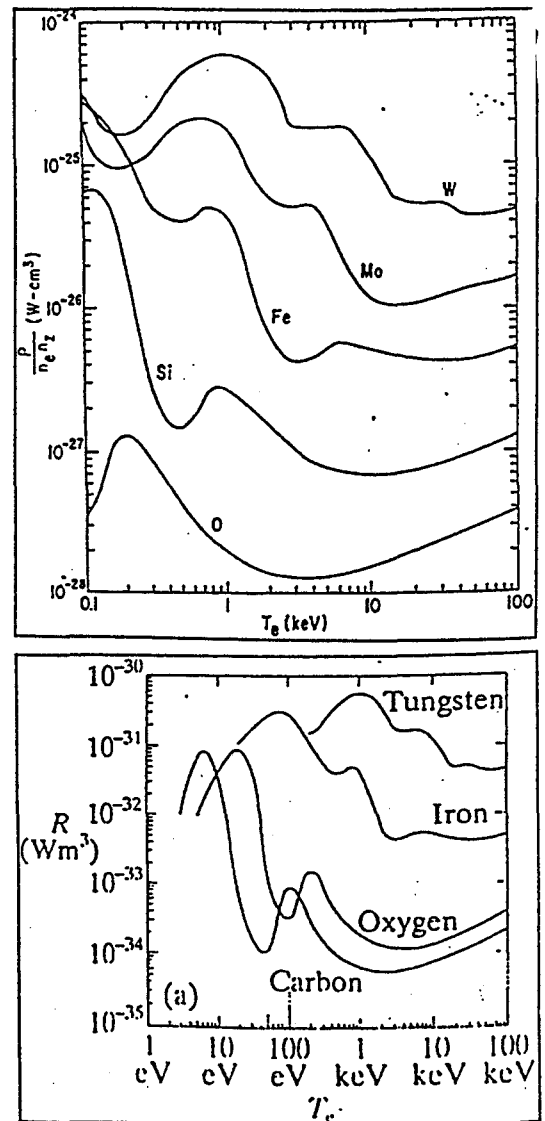


Abbildung 3.2 Strahlungsfunktion nach Post, Jensen [37] und Summers, McWhirter [38] für das Korona-Ionisationsgleichgewicht

Plasmavolumen integriert werden, also

$$P_{\text{rad}} = \iiint n_e n_i L(T_e) dx dy dz \quad (3.12)$$

Für einige Elemente wird in Abb. 3.2 die Strahlungsfunktion L gezeigt.

Allerdings gilt in der Plasmarandschicht das Korona-Ionisationsgleichgewicht nicht. Die Ionisationsverteilung wird durch Transportprozesse dominiert, was zu einer deutlichen Veränderung der Strahlungscharakteristik führt. Die Strahlungsfunktion L kann weiterhin benutzt werden, allerdings werden sich ihre Werte von denen des Koronagleichgewichts (Abb. 3.2) unterscheiden. Diesen Unterschied kann man bereits in 0-d-Rechnungen [39] durch Einführung einer endlichen Aufenthaltsdauer deutlich machen und zeigen, daß die relative Bevölkerung der niedrigen Ionisationsstufen angehoben wird. Dies kann zu einer höheren Strahlungsleistung führen.

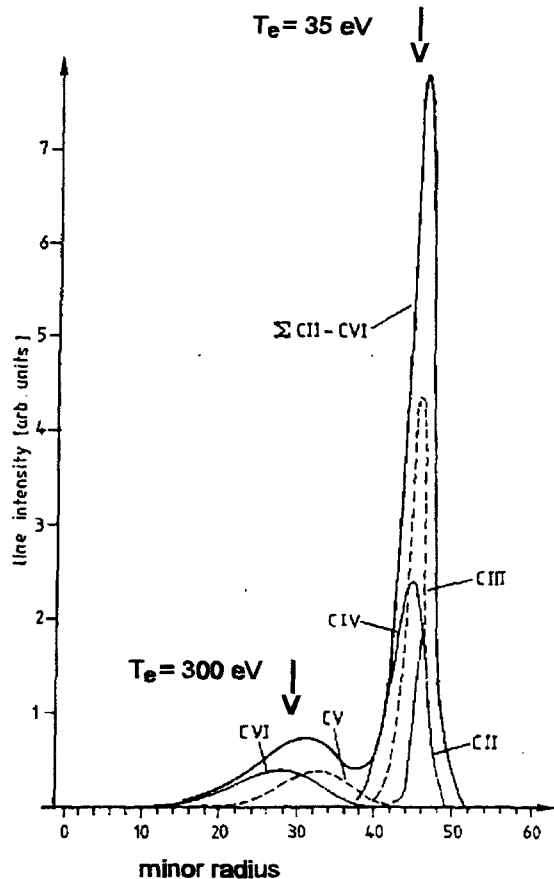


Abbildung 3.3 Gerechnete radiale Verteilung der Linienstrahlung verschiedener Ionisationsstufen von Kohlenstoff in einer typischen Plasmarandschicht eines Tokamaks (TEXTOR) [40]

Deutlicher wird der Unterschied anhand von 1d-Transportrechnungen, wie in Abb. 3.3 am Beispiel von Kohlenstoff für einen typischen Fall gezeigt [40]. Die niedrigen Ionisationsstufen werden in Bereiche mit höheren T_e verschoben. Z.B. strahlt Kohlenstoff maximal bei $T_e \approx 35 \text{ eV}$ in einer typischen Tokamakrandschicht (Abb. 3.3), wogegen im Koronagleichgewicht dieses Maximum bei $T_e \approx (7-8) \text{ eV}$ zu finden ist (Abb. 3.2). Dieser Vergleich zeigt, daß ein transport-dominiertes Ionisationsgleichgewicht vorteilhaft ist; die Strahlung kann sich über einen größeren T_e -Bereich, d.h., ein größeres Plasmavolumen ausdehnen, was insgesamt eine höhere Strahlungsleistung zur Folge hat.

Die typische radiale Verschachtelung der Strahlung und die unterschiedliche Strahlungsintensität aus den verschiedenen Ionisationsstufen spiegelt die Elektronenkonfiguration des betreffenden Elements wider. Im Abschnitt 3.2 wird gezeigt werden, wie man daraus einfache Regeln über die radiale Ausdehnung der

strahlenden Schicht ableiten kann. Wichtig ist auch die Tatsache, daß vor allem die Ionisationsstufen, welche eine Li- und Be-ähnliche Konfiguration haben (CIII, CIV), den größten Beitrag zur Gesamtstrahlung liefern (siehe Abschnitt 3.1.4).

3.1.3 Verknüpfung zwischen Strahlungspotential und Strahlungsfunktion

Im Fall vernachlässigbarer Rekombination können wir die Strahlungsfunktion L in ähnlicher Weise wie das Strahlungspotential (Gl. 3.4 und 3.6) ausdrücken. Die relativ niedrigen Elektronendichten gewährleisten, daß die Stoßzeiten τ_{ex} (inverse Anregungsrate) im allgemeinen wesentlich kleiner sind als die Abregungszeit. D.h. die Emission findet so schnell statt, daß sich praktisch alle Teilchen im Grundzustand befinden. Wir müssen nun lediglich den Ratenkoeffizienten $\langle \sigma_{ex} v \rangle_z^{ij}$ und die Energien E_z^{ij} für alle möglichen Niveaus miteinander multiplizieren und aufsummieren, um die Strahlungsfunktion L (siehe Gl. 3.8) zu erhalten

$$L_z = \sum_{ij} \langle \sigma_{ex} v \rangle_z^{ij} E_z^{ij} \quad (3.13)$$

Mit einer weiteren Vereinfachung, den Ausarbeitungen von Tokar [41] folgend, läßt sich die Verknüpfung zwischen Gesamtstrahlung, Strahlungsfunktion und Strahlungspotential beschreiben. Wir nehmen an, die Strahlung findet am Plasmarand bei $r=a$ in einer relativ dünnen Schicht statt. Innerhalb dieser Schicht befinden sich ineinander geschachtelt die Ionen in ihren verschiedenen Ionisationsstufen z , die jede für sich eine Schicht mit der Breite d_z ausfüllen. Die Gesamtbreite der strahlenden Schicht ist dann $\sum d_z$. Die Gesamtstrahlungsflußdichte (W/m^2) setzt sich aus der Summe der Strahlungsbeiträge dieser Schichten zusammen

Strahlungs-
gürtel

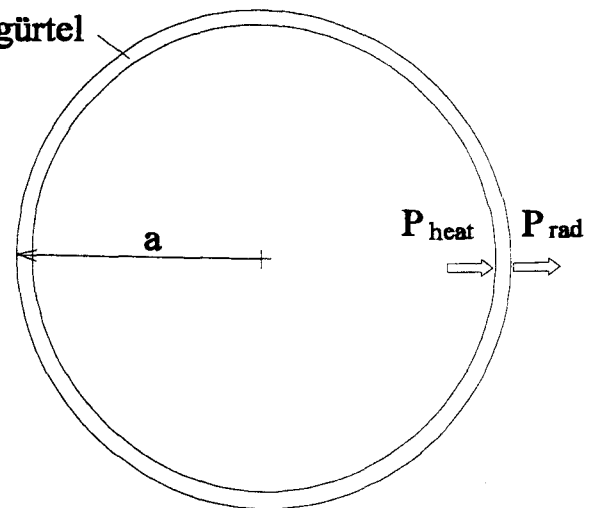


Abbildung 3.4 Vereinfachtes Strahlungsmodell mit einem dünnen Strahlungsgürtel, dessen Breite durch die Summe der Strahlungsschichten d_z der relevanten Ionen gegeben ist

$$q_{rad} = \sum_z n_e^z n_z L_z d_z \quad (3.14)$$

wobei n_e^z und n_z die jeweiligen Elektronen- und Ionendichten innerhalb der Schichten sind. Durch Multiplikation mit der Oberfläche der strahlenden Schicht $O=4\pi^2aR$ erhalten wir die Gesamtstrahlungsleistung zu

$$P_{\text{rad}} = q_{\text{rad}} O \quad (3.15)$$

Bei rein diffusivem Transport der Ionen kann die Breite der Schicht, in der die Ionensorte z existiert, durch

$$d_z = \sqrt{D \tau_z} \quad (3.16)$$

ausgedrückt werden; mit dem Diffusionskoeffizienten D und der Ionisationszeit τ_z (Gl.3.2). Eine ausführliche Diskussion der Transportmodelle wird in Abschnitt 3.2.2 gegeben. Damit erhalten wir für die Gesamtstrahlung den Ausdruck

$$P_{\text{rad}} = O \sum_z n_e^z n_z \left(\sum_{\tilde{y}} \langle \sigma_{\tilde{y}} v \rangle_z E_z^{\tilde{y}} \right) \sqrt{D \tau_z} \quad (3.17)$$

Vereinfachung: eine Ionisationsstufe, ein Anregungsniveau

Für einen Vergleich mit dem entsprechenden Ausdruck für E_{rad} (Gl. 3.10) soll zunächst vereinfachend angenommen werden, nur eine einzige Ionisationsstufe und nur ein einziges Anregungsniveau würde die Gesamtstrahlung bestimmen (z.B. Li-ähnliches Ion und Resonanzanregung, siehe nächster Abschnitt). Die Gl. 3.17 vereinfacht sich dann zu

$$P_{\text{rad}} = O n_e^z n_z \langle \sigma_{\tilde{y}} v \rangle_z E_z \sqrt{D \tau_z} \quad (3.18)$$

Diese Gleichung können wir mit Hilfe des Ausdrucks für die Ionisationszeit τ_z in Gl. 3.2 umformen und erhalten

$$P_{\text{rad}} = O n_z \sqrt{n_e^z \langle \sigma_i v \rangle_z D} E_z \frac{\langle \sigma_{\tilde{y}} v \rangle_z}{\langle \sigma_i v \rangle_z} \quad (3.19)$$

Der entsprechende Ausdruck für P_{rad} über das Strahlungspotential ergibt sich aus den Gl. 3.8 und 3.10 zu

$$P_{\text{rad}} = \Gamma_0 \quad E_{\text{rad}} = \Gamma_0 \epsilon_z E_z \frac{\langle \sigma_{\alpha} v \rangle_z}{\langle \sigma_i v \rangle_z} \quad (3.20)$$

Aus dem Vergleich von Gl. 3.19 und 3.20 erkennen wir, daß für den Zufluß Γ_z der Ionensorte z in die strahlende Schicht die Relation

$$\Gamma_z = \Gamma_0 \epsilon_z = O n_z \sqrt{n_c^z \langle \sigma_i v \rangle_z} D \quad (3.21)$$

gilt. Der Term ϵ_z bezeichnet, nach der Definition in 3.1.1, die Wahrscheinlichkeit für ein in die Randschicht eindringendes Neutralteilchen, in den Ionisationszustand z zu gelangen. Das Strahlungspotential für diesen vereinfachten Fall ist

$$E_{\text{rad}} = \epsilon_z E_z \frac{\langle \sigma_{\alpha} v \rangle_z}{\langle \sigma_i v \rangle_z} \quad (3.22)$$

Für die Strahlungsfunktion gilt

$$L_z = E_z \langle \sigma_{\alpha} v \rangle_z \quad (3.23)$$

Damit erhalten wir eine Relation zwischen E_{rad} und L_z

$$E_{\text{rad}} = \frac{\epsilon_z L_z}{\langle \sigma_i v \rangle_z} \quad (3.24)$$

Unter Vernachlässigung der Diffusion zur Wand kann man den Teilchenfluß in der Ionisationsstufe z auch über die Ionisationsrate R_z erhalten, die gegeben ist durch die lokale Ionendichte n_z und die Ionisationszeit τ_z zu $R_z = n_z / \tau_z$. Damit wird der Gesamtfluß

$$\Gamma_z = \frac{n_z}{\tau_z} O d_z \quad (3.25)$$

Mit dem Ausdruck in Gl. 3.23 können wir die Gesamtstrahlung ausdrücken gemäß

$$P_{\text{rad}} = O_w d_z n_c n_z E_z \langle \sigma_{\text{ex}} v \rangle_z \quad (3.26)$$

Ein solcher Ausdruck wird auch manchmal zur Charakterisierung der Strahlungseffizienz benutzt [125]. Dabei bildet man anhand experimenteller Daten das Verhältnis

$$\frac{P_{\text{rad}}}{O_w n_c^2 c_z} \quad (3.27)$$

mit $c_z = n_z/n_c$. Diese Größe charakterisiert nach Gl. 3.26 und 3.23 das Produkt aus Strahlungsfunktion und Breite der strahlenden Schicht.

Summation über Ionisationsstufen und Anregungsenergien

Die obigen Gleichungen beschreiben, vereinfacht auf eine Ionisationsstufe und eine Anregungsenergie, den Zusammenhang zwischen der Formulierung der Strahlung über Teilchendichten (Strahlungsfunktion) und über Teilchenflüsse (Strahlungspotential). Eine ähnliche Rechnung läßt sich aber auch unter Beibehaltung der Summation über alle Stufen durchführen [41]. Wir erhalten folgenden Ausdruck

$$S = \sum \xi_z \sqrt{n_{e,z}} \frac{L_z}{\sqrt{\langle \sigma_i v \rangle_z}} \quad (3.28)$$

mit dem das Strahlungspotential bestimmt ist zu

$$E_{\text{rad}} = \frac{\lambda_i}{\sqrt{D}} S \quad (3.29)$$

Um eine Relation zwischen L und E_{rad} zu bekommen, ist nun die Summation über die Strahlungsfunktionen L_z der einzelnen Ionisationsstufen notwendig. Die Größen $n_{e,z}$ sind die Elektronendichten am Ort der Ionisationsstufe z , und die Faktoren ξ berücksichtigen den räumlichen Überlapp der Ionisationsschalen. Die Größe S repräsentiert eine Art Strahlungsfunktion, die das jeweilige T_e - und n_e -Profil beinhaltet. Allerdings zeigt sich, daß die Profile nur schwach eingehen: Die in Gl. 3.28 zu berücksichtigende Ionisation findet für jede Ionisationsstufe jeweils etwa bei $T_e = E_i/2$ statt. E_i ist die Ionisierungsenergie der entsprechenden Stufe (siehe Kap.3.2). Der Dichteprofileinfluß wird besonders

stark gedämpft, wenn der Diffusionskoeffizient mit $1/n_e$ skaliert. D.h., letztendlich repräsentiert S die Atomphysik des Strahlungsvorgangs. Zum Strahlungspotential kommt man dann gemäß Gl.3.29 durch Einbeziehung der Eindringtiefe der neutralen Verunreinigungsteilchen (Ionisierungslänge λ_i) und des Diffusionskoeffizienten (für alle Stufen gleich). Falls die Teilchen bereits teilweise ionisiert in das Randplasma eintreten, gilt diese Modellrechnung nicht mehr.

3.1.4 Anregungsniveaus und Skalierungen

In diesem Abschnitt sollen nun die Absolutwerte der Anregungsniveaus besprochen werden. Die Berechnung der Ratenkoeffizienten erfordert eine quantenmechanische Behandlung. Um die Streumatrix zu entwickeln, werden unterschiedliche Näherungen für die Wellenfunktionen der Stoßpartner angesetzt [42]. Ein Beispiel dazu wird in Abschnitt 3.2.1 gegeben. Oft werden auch semi-empirische Beschreibungen unter Hinzunahme experimenteller Daten benutzt [43]. Numerische Anwendungen können auch mit Tabellenwerken arbeiten [44].

Zur Illustration der relevanten Anregungsniveaus und der Tatsache, daß oft eine relativ kleine Zahl von Niveaus ausreicht, um die Gesamtstrahlung anzunähern, soll eine Auswertung von Ratenkoeffizienten [45] für die in Tabelle 3.1 aufgeführten Anregungsniveaus von Kohlenstoff dienen.

Die Strahlungsraten nach Gl. 3.33 für jedes einzelne Niveau werden in Abb. 3.6 gezeigt und die entsprechenden Summen für die jeweilige Ionisationszustände sind in Abb. 3.5 zu sehen. In praktisch allen Fällen (bis auf C^{1+}) dominiert die Resonanzanregung, also die Anregung in das unterste Niveau. Würde man nur diese Übergänge zur Bestimmung der Strahlung berücksichtigen, dann hätte man bereits etwa 75% der Gesamtstrahlung erfaßt. Auch wird aus Abb. 3.6 deutlich, daß die Gesamtstrahlungsfunktionen der H- und He-ähnlichen Ionen wesentlich niedriger liegen, als die der anderen Ionisationsstufen (vergleiche Abb. 3.3). Aus dem Vergleich mit den Strahlungsbeiträgen aus den einzelnen Ionisationsstufen von Neon in Abb. 3.7 sehen wir, daß auch für Neon die gleichen Aussagen gelten wie für Kohlenstoff.

Ionisationsstufe/ Grundzustand	Angeregter Zustand: (Resonanzlinie)	Angeregter Zustand: (optisch erlaubte Dipol- Übergänge)	Angeregter Zustand: (magnetische Dipol- Übergänge, Multipol- Übergänge höherer Ordnung, Inter- kombinationslinien)
C ¹⁺ (B- ähnlich) 2s ² 2p ² ² P	1) 2s 2p ² ² D	2) 2s 2p ² ² S 3) 2s 2p ² ² P 4) 2s ² 3s ² S 5) 2s ² 3p ² P 6) 2s ² 3d ² D	7) 2s 2p ² ⁴ P
C ²⁺ (Be- ähnlich) 2s ² ¹ S	1) 2s 2p ¹ P	4) 2s 3p ¹ P	2) 2p ² ¹ D 3) 2s 3s ¹ S 5) 2s 3d ¹ D 6) 2s 2p ¹ P
C ³⁺ (Li- ähnlich) 1s ² 2s ² S	1) 1s ² 2p ² P	3) 1s ² 3p ² P	2) 1s ² 3s ² S 4) 1s ² 3d ² D
C ⁴⁺ (He- ähnlich) 1s ² ¹ S	1) 1s 2p ¹ P	2) 1s 3p ¹ P	3) 1s 2s ¹ S 4) 1s 2p ¹ P 5) 1s 2s ¹ S
C ⁵⁺ (H- ähnlich) 1s ² S	1) 2p ² P	2) 3p ² P	3) 3d ² D 4) 2s ² S 5) 3s ² S

Tabelle 3.1 Ausgewählte Energieniveaus von Kohlenstoff

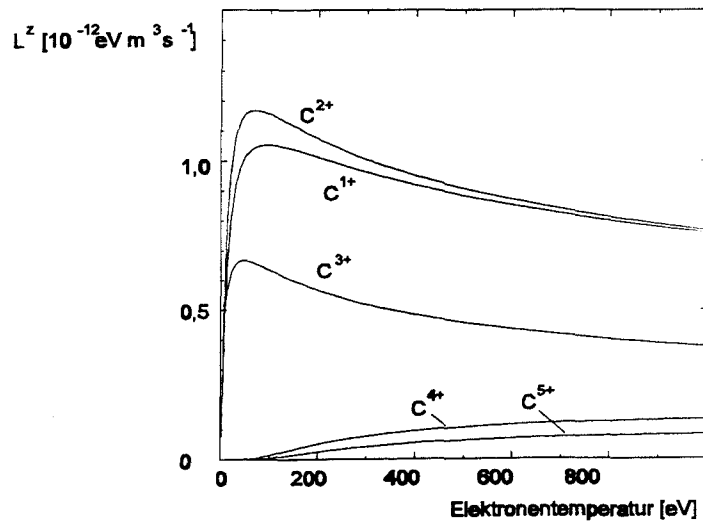


Abbildung 3.5 Summierte Strahlungsraten nach Abb. 3.6 für jede Ionisationsstufe von Kohlenstoff

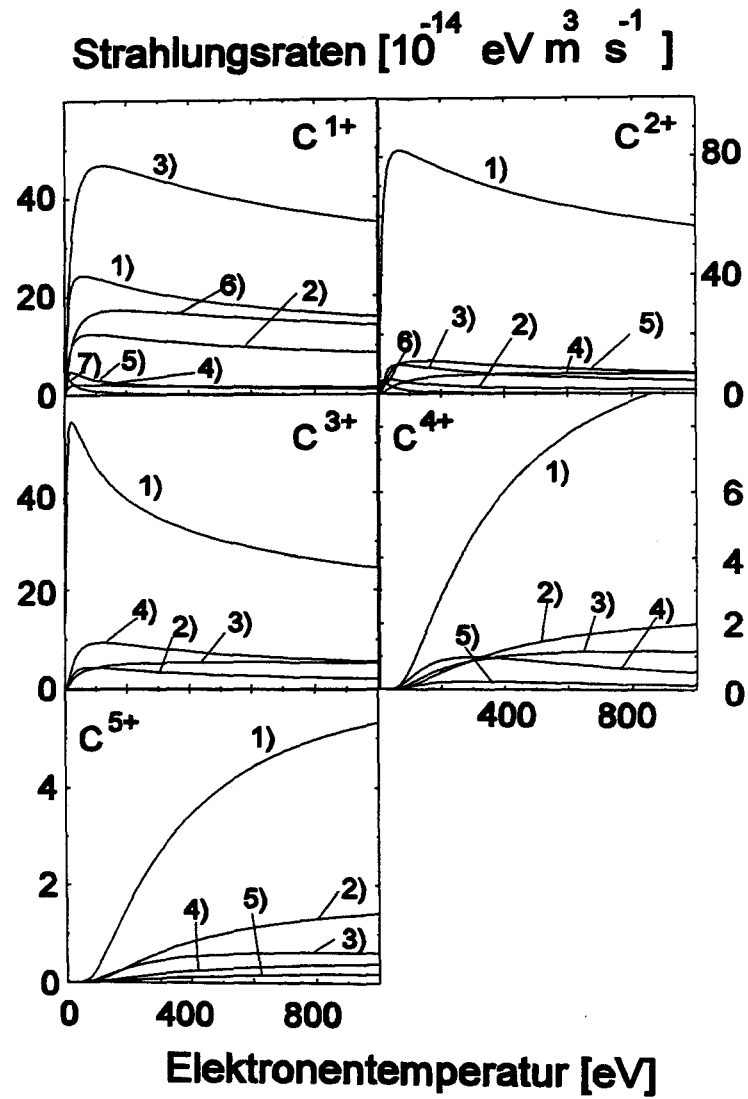


Abbildung 3.6 Strahlungsraten ausgewählter Übergänge nach Tabelle 3.1 für Kohlenstoffionen

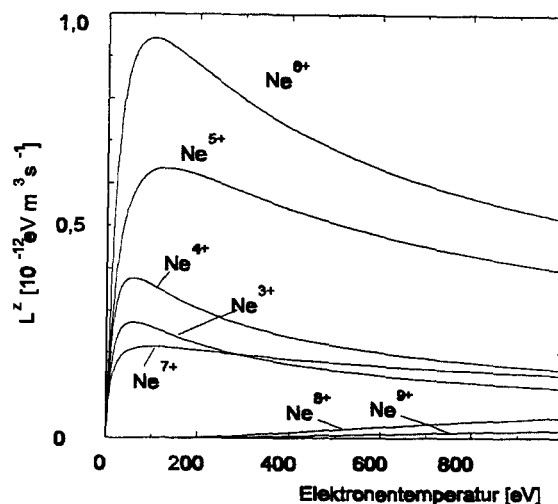


Abbildung 3.7 Strahlungsraten pro Ionisationsstufe für Neon, summiert über die wichtigsten Anregungsniveaus

Skalierung mit Z

Zum Vergleich der Gesamtstrahlung verschiedener Verunreinigungen ist ein Skalierungsgesetz für die integrale Strahlungsfunktion aller Ionisationsstufen sehr nützlich. Eine generell gültige Aussage kann aber nicht gefunden werden, weil die Besetzung der Ionisationsstufen von den jeweiligen Transportbedingungen abhängt. Für das Koronagleichgewicht (Teilcheneinschlußzeit = ∞) wurden von Ashby und Hughes [46] die Strahlungsfunktionen nach Post [37] von Be bis U integriert. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung mit der Skalierung

$$\int_0^{T_m} L(T) dT \sim Z^3 \quad (3.30)$$

Diese Skalierung nimmt eine Gleichverteilung der Ionen über den gesamten Temperaturbereich von $T=0$ bis $T=T_m$ an. Abweichungen von dieser Skalierung zeigen sich je nach Integrationsgrenze T_m erst bei sehr schweren Elementen.

Auch in Situationen, die vom Korona-Gleichgewicht abweichen, finden wir ähnliche Skalierungen. Bereits ein Blick auf die Ionisierungsenergien (Tabelle 3.4 in Abschnitt 3.2.1) erlaubt eine Abschätzung. Dabei nehmen wir an, daß die Anregungsenergie E_k und die Ionisierungsenergien E_i in ähnlicher Weise mit Z skalieren. Dann gilt :

- a) summiert über alle Stufen $\sum E_i \sim Z^{2.4}$
 b) summiert nur bis Li-ähnliche $\sum E_i \sim Z^{3.5}$
 c) nur Li-ähnliche $E_{i, Li} \sim Z^{2.4}$.

Betrachtet man nur die Li-ähnlichen Stufen, in der Annahme, daß diese den Hauptteil der Strahlung liefern, erhält man eine untere Grenze der Z-Abhängigkeit für die Gesamtstrahlung. Für die Extrapolation in einem größeren Bereich, als durch Tabelle 3.4 vorgegeben, ist allerdings die folgende Skalierung besser geeignet

$$d) \text{ nur Li-ähnliche } E_{i, Li} \sim (Z - 1.8)^2 \quad .$$

Daraus könnten wir eine Skalierung für die Anregungsenergie der Li-ähnlichen Ionen abschätzen, wenn wir die Ionisationszeiten und andere transportbedingte Einflüsse berücksichtigen. Verschiedene Autoren haben dies mit unterschiedlichen Transportmodellen getan [47][48][49] und erhalten alle etwa die gleiche Skalierung

$$P_{\text{rad}} \sim Z^3 \quad . \quad (3.31)$$

3.1.5 Beispiele

Einerseits kann man die Strahlungscharakteristik für den Grenzfall geringer Verunreinigungsdichten betrachten und die Profile des Plasmahintergrundes (n_e , T_e) vorgeben. Andererseits ist in vielen Fällen, insbesondere bei hohem Strahlungspegel, der Einfluß der Verunreinigungsstrahlung auf das Hintergrundplasma so groß, daß eine selbst-konsistente Behandlung erforderlich wird.

Zunächst wollen wir die Strahlung bei festem Plasmahintergrund betrachten und zeigen, welche Rolle die Temperatur $T_e(a)$, an der die Verunreinigungsteilchen als Atome starten, spielt. Dazu sollen zwei Extremfälle herangezogen werden.

1.) Ist $T_e(a)$ größer als die Ionisierungsenergie (siehe Tabelle 3.4) der Li-ähnlichen Ionisationsstufen, dann werden die unteren Stufen bei hinreichend hoher Elektronendichte sehr schnell durchlaufen. Eine relativ niedrige Besetzungsdichte der stärker strahlenden Stufen und damit insgesamt eine niedrigere Strahlungsleistung ist die Folge.

2.) Bei extrem niedrigem $T_e(a)$ wird zunächst keine Ionisation stattfinden, sondern erst nach einer hinreichend großen Eindringtiefe und höherem T_e . Dementsprechend werden alle Ionisationsstufen radial

verschoben. Die Besetzungsdichte der unteren Stufen ist maximal, und damit wird auch die Gesamtstrahlung unabhängig von der Startsituation.

Anhand von drei Beispielen soll das *Strahlungspotential* einiger Elemente für ein typisches Tokamak Randschichtplasma gezeigt werden.

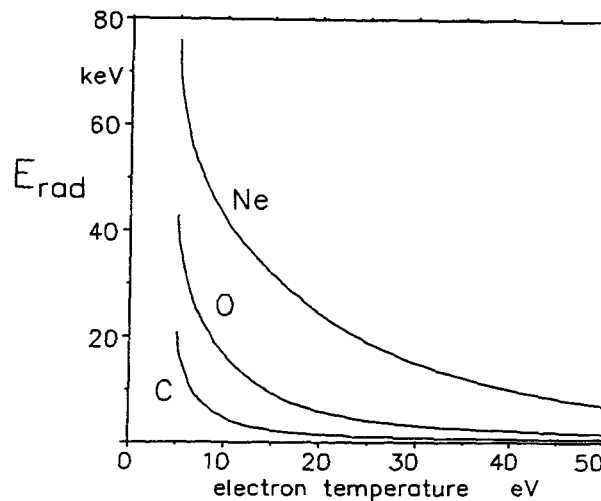


Abbildung 3.8 Das Strahlungspotential als Funktion der Elektronentemperatur am Startpunkt der Atome für ein typisches TEXTOR Randschichtplasma [50]

Im ersten Beispiel (Abb. 3.8) wird E_{rad} für Kohlenstoff, Sauerstoff und Neon für unterschiedliche Werte von $T_e(a)$ beim Start der Atome bei $r=a$ mit Hilfe einer 1-d Transportrechnung berechnet [50]. Die Rechnung wurde für eine typische Tokamakrandschicht (TEXTOR) mit moderater Heizleistung (nur ohmsche Heizung) durchgeführt. Die Variation von $T_e(a)$ entsteht durch eine Veränderung im Verunreinigungsfluß. Eine Erhöhung dieses Flusses bewirkt einen höheren Strahlungspegel und damit eine Abkühlung der Plasmarandschicht. Diese Beschreibung ist durch die selbst-konsistente Behandlung der Verunreinigungsstrahlung und des Transports im Plasmahintergrund möglich. Für alle Elemente kann man einen starken Anstieg von E_{rad} bei kleinen $T_e(a)$ beobachten, der durch die Anhebung der relativen Besetzungsdichte in den unteren Ionisationsstufen zu erklären ist. Bei sehr niedrigen T_e -Werten versagt die Rechnung allerdings, weil stabilisierende Effekte, wie sie im Code RITM eingearbeitet wurden (siehe "detachment" in Abschnitt 3.2.2), noch fehlen. Die wichtigsten Schlußfolgerungen, die aus den Kurven in Abb. 3.8 gezogen werden können, lauten :

1. Je kälter das Randschichtplasma ist, um so weniger Verunreinigungsfluß Γ_i braucht man für eine bestimmte Strahlungsleistung.
2. Eine Erhöhung der Strahlung durch Erhöhung von Γ_i bewirkt eine Steigerung des

- Strahlungspotentials durch die zusätzliche Abkühlung des Plasmas (Verstärkungseffekt).
3. Der Verstärkungseffekt kann bei Abwesenheit von stabilisierenden Mechanismen (siehe Kapitel 4) zu einem Aufschaukeln von Strahlung und Abkühlung führen und einen Strahlungskollaps oder andere Instabilitäten zur Folge haben.
 4. Schwerere Elemente haben im allgemeinen ein höheres Strahlungspotential. Für eine bestimmte Strahlungsleistung braucht man mit schwereren Elementen weniger Fluß. Dieser vorteilhafte Effekt muß allerdings mit den Nachteilen der stärkeren Verdrängung des Wasserstoffs (höheres Z_{eff}) abgewogen werden (siehe Kapitel 5).

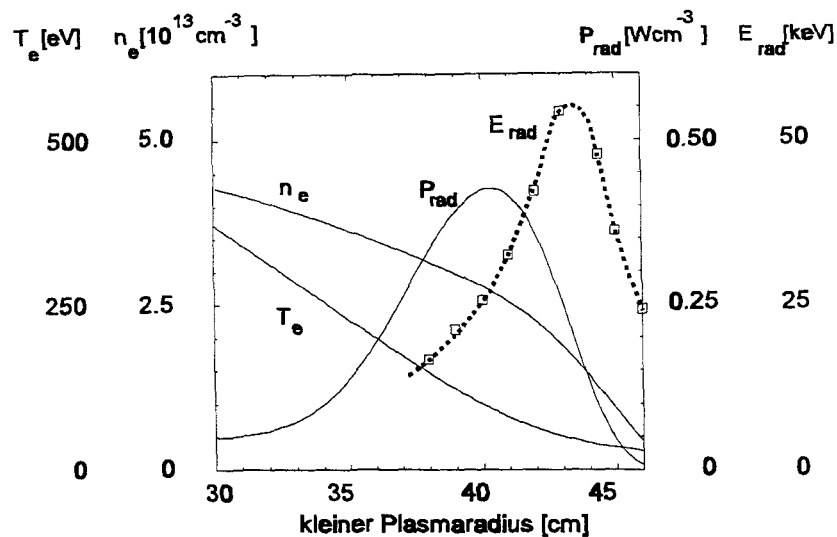


Abbildung 3.9 Strahlungspotential von Neon für unterschiedliche Vorgeschichten (Ionisation bei Durchlaufen des T_e -Profils)

Das zweite Beispiel in Abb. 3.9 behandelt den Effekt unterschiedlicher Vorgeschichten der Teilchen (d.h. Vorionisation). Hier wird ein Zufluß von Atomen und dessen Ionisation entlang eines T_e - und n_e -Profils (TEXTOR) verfolgt [51]. An verschiedenen radialen Positionen r wird das Strahlungspotential der Teilchen für die an diesem Ort einwärts gerichteten Flüsse $\Gamma_{i,r}$ und die damit verknüpfte integrale Strahlung $P_{\text{rad},r}$ innerhalb von r bestimmt. Daraus erhält man das Strahlungspotential $E_{\text{rad},r} = P_{\text{rad},r} / \Gamma_{i,r}$ für die Teilchen mit der Vorgeschichte ihres Transports bis zum Ort r . Sinn dieser Darstellung ist, zu analysieren, ab wann die Vorionisation das Strahlungspotential erheblich beeinflusst. Wenn z.B. die Verunreinigungsteilchen eine breite Abschältschicht durchlaufen müssen, bis sie die letzte geschlossene Flußfläche (LCMS) überqueren, dann wird ein erheblicher Teil dieses ursprünglichen Zuflusses von Verunreinigungsatomen durch Ionisation in der Abschältschicht abgeschirmt werden. Für die Strahlung

innerhalb der LCMS kommen die abgeschirmten Teilchen nicht mehr in Betracht, sie spielen allerdings für die Verunreinigung des Hauptplasmas auch keine Rolle mehr. Für die Betrachtung der Strahlung und der damit verbundenen Verunreinigung des eingeschlossenen Plasmas zählt nur der über die LCMS tretende Teilchenfluß. Wenn diese Teilchen aufgrund ihrer Vorgeschichte aber zu hoch ionisiert werden, dann wird das Strahlungspotential sinken. Im Grenzfall wird der Teilchenfluß nur noch das Plasma verunreinigen, aber kaum noch zur Strahlung beitragen. Dieser Fall tritt erst ein, wie auch aus Abb. 3.9 zu sehen ist, wenn die Ionen Elektronentemperaturen erreichen, bei denen bereits schon die Li-ähnlichen Zustände ionisiert wurden. Dies geschieht bei $T_e \approx E_i/2$, wobei E_i die Ionisierungsenergie der Li-ähnlichen Ionen ist (siehe Abschnitt 3.2.1).

Im *dritten Beispiel* wird der radiale Transport von Verunreinigungen innerhalb der LCMS mit Fällen verglichen, in denen der parallele Transport entlang des Magnetfeldes die Aufenthaltszeit der Teilchen dominiert [51] (Abb. 3.10). Dabei betrachten wir nun nicht mehr das Strahlungspotential, sondern die Strahlungsfunktion $L(T_e)$. Einmal werden Neonatome an zwei verschiedenen Positionen in der Abschältschicht eines Divertors gestartet, von wo sie durch die Strömung des Plasmahintergrundes zur Divertorplatte geschwemmt werden. Andererseits wird die Strahlungsfunktion auch für den Fall radialen Transports im Einschlußgebiet berechnet. Um einen Vergleich durchzuführen, und vor allem um den Kontrast zum Koronagleichgewicht zu demonstrieren, wird auf der Abszisse in Abb. 3.10 die jeweilige lokale Elektronentemperatur aufgetragen. Im Fall des radialen Transports ①

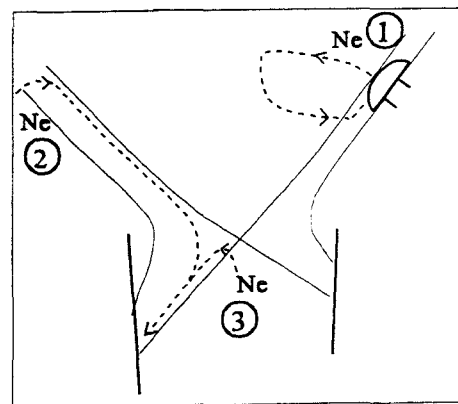
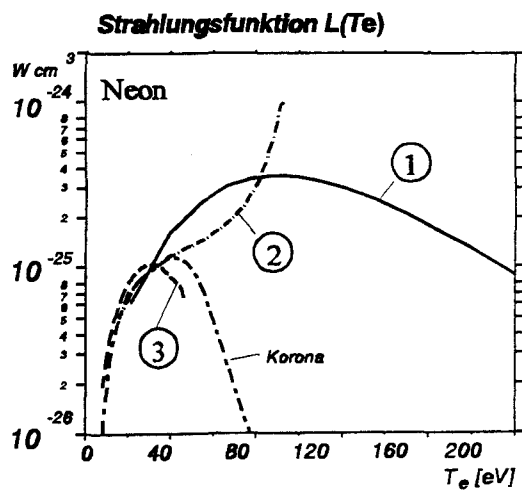


Abbildung 3.10 Strahlungsfunktion als Funktion von T_e für verschiedene Transportszenarien; ① radialer Transport, ②+③ paralleler Transport und kein Transport (Korona)

Strahlungskühlung zur Verfügung. Im Gegensatz dazu, ist der Bereich für den parallelen Transport deutlich kleiner bei ungefähr gleich starker Strahlungsfunktion. Dabei ist L für den Fall mit kurzem Weg

(Start am x-Punkt, Fall ③) zunächst kleiner, weil die Teilchen erst in die "strahlenden" Ionisationsstufen ionisiert werden müssen.

3.2 Das radiale Strahlungsprofil

3.2.1 Ionisierungsenergien und die Breite des Strahlungsgürtels

Die Strahlung der Li- und Be-ähnlichen Kohlenstoffionen (CIII, CIV) trägt, wie in Abb. 3.3 deutlich zu sehen ist, um mehr als einen Faktor 2-3 zur Gesamtstrahlung bei als die der He- or H-ähnlichen Ionen (CV, CVI). Darüberhinaus verteilt sich die Strahlung der He- or H-ähnlichen Ionen auf einen wesentlich größeren radialen Bereich, so daß deren Strahlungsdichte sogar um fast einen Faktor 10 kleiner ist. Beide Effekte liegen in der relativ hohen Ionisierungsenergie der He- oder H-ähnlichen Ionen begründet. Die hohe Ionisierungsenergie ist mit einer langen Lebensdauer dieses Zustandes verknüpft; daher der relativ weite Transport tief ins Plasma in Regionen mit hohem T_e . Die integrale Strahlung aus den einzelnen Ionisationsstufen variiert, weil das Verhältnis von Anregung zu Ionisation (Gl. 3.5) auch durch das Verhältnis von Anregungs- zu Ionisationsenergie bestimmt wird. Dies soll an einem Beispiel deutlich gemacht werden.

Nach Sobelmann [36] können die Ratenkoeffizienten für Ionisation und Anregung folgendermaßen angenähert (Born-Coulomb) werden

$$\langle \sigma_{i,v} \rangle = 10^{-8} \left| \frac{R_y}{E_o} \right|^{3/2} \exp\left(-\frac{E_o}{T_e}\right) Q_i \frac{G_i(E_o/T_e)}{2l+1} \quad (3.32)$$

und

$$\langle \sigma_{e,v} \rangle = 10^{-8} \left| \frac{R_y}{E E_1} \right|^{3/2} \left(\frac{E_1}{E_o} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_o}{T_e}\right) Q_k \frac{G(\Delta E_o/T_e)}{2l+1} \quad (3.33)$$

Dabei ist R_y die Rydbergkonstante, E_o die Ionisierungsenergie des Grundzustands, E_1 die Ionisierungsenergie des angeregten Zustands und $\Delta E = E_o - E_1$. Q_i und Q_k sind Parameter die von den Quantenzahlen der jeweiligen Elektronenschale abhängen. Wenn wir die Variation der Faktoren G und G_i für diese Betrachtung ignorieren und das Verhältnis der Ratenkoeffizienten mit der Anregungsenergie ΔE multiplizieren, dann erhalten wir für das Strahlungspotential dieses speziellen Übergangs

$$\Delta E \frac{\langle \sigma_{e,v} \rangle}{\langle \sigma_{i,v} \rangle} \propto \exp(E_1/T_e) \frac{E_1^{3/2}}{\Delta E^{1/2}} \quad (3.34)$$

Zunächst ist hieraus sofort der charakteristische Abfall des Strahlungspotentials mit steigendem T_e zu erkennen (vergleiche E_{rad} in Abb. 3.8). Weiterhin gehen die Anregungs- und Ionisierungsenergien ein, wobei die Absolutwerte von E_1 , aber auch das Verhältnis von E_1 und ΔE eine Rolle spielen und darin auch der wesentliche Unterschied zwischen einem Li- und einem H-ähnlichen Ion begründet liegt.

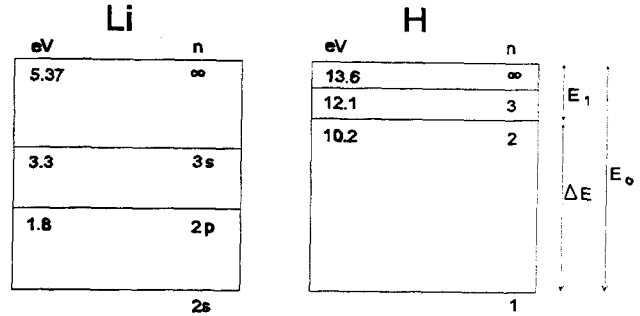


Abbildung 3.11 *Energieniveaus von Li- und H-Atomen für Ionisation und Anregung*

		E_1 eV	ΔE eV	$f = E_1^{3/2} / \Delta E^{1/2}$	f_{Li} / f_H
n=2	H	3.4	10.2	1.96	2.6
	Li	3.57	1.8	5.03	
n=3	H	1.5	12.1	0.53	3.1
	Li	2.07	3.3	1.64	

Tabelle 3.2 *Relative Variation des Strahlungspotentials für die Anregung nach n=2 und n=3 für Li- und H-Atome nach Gl. 3.34*

Als Beispiel sind in Abb. 3.11 einige Energieniveaus für ein Li-Atom und ein H-Atom dargestellt. Beim H-Atom liegen die niedrigsten Niveaus für Anregung sehr nahe bei der Ionisierungsenergie und die Absolutwerte der Ionisierungsenergie sind deutlich höher als bei Lithium. Setzen wir Zahlen ein für die Anregung in das n=2 bzw. in das n=3 Niveau und ignorieren den ersten Term in Gl. 3.34, da im allgemeinen $T_e \gg E_1$ gilt, so erhalten wir die in Tabelle 3.2 dargestellten relativen Zahlen. Demnach wird die Strahlung von einem Li-ähnlichen Ion ca. dreimal größer sein als die von einem H-ähnlichen.

Dieser grundsätzliche Unterschied gilt für alle Ionen mit ähnlicher Elektronenkonfiguration. Aus diesem Grundsatz läßt sich nun eine allgemeine Regel für die radiale Ausdehnung des Strahlungsgürtels ableiten. Da der wesentliche Teil der Strahlung von der unteren Ionisationsstufe einschließlich der Li-ähnlichen Ionen geliefert wird, bestimmt die Ionisation der Li-ähnlichen Ionen auch praktisch die innere Grenze des

Strahlungsgürtels. Damit ist aber auch eine Kopplung an bestimmte Elektronentemperaturen gegeben. Es gilt die Regel, daß die Ionisation mit einer Ionisierungsenergie E_i bei der Elektronentemperatur

$$T_e = \frac{E_i}{2} \quad (3.35)$$

stattfindet. Mit dieser einfachen Abschätzung läßt sich sofort für ein vorgegebenes T_e -Profil die Breite des Strahlungsgürtels für jede beliebige Verunreinigung ermitteln. In Tabelle 3.4 ist eine Übersicht über Ionisierungsenergien leichter Elemente für alle Stufen gegeben [34]. Bei allen Elementen sieht man deutlich den Sprung in E_i bei den He-ähnlichen Stufen. Die Ionisierungsenergie der Li-ähnlichen Ionen für eine Auswahl von Verunreinigungen bis hin zu sehr schweren Elementen wird in Tabelle 3.3 gezeigt. Allerdings wird bei den sehr schweren Elementen ein erheblicher Strahlungsbeitrag von den unteren Ionisationsstufen kommen, d.h., die Regel nach Gl. 3.35 liefert hier eine deutlich überschätzte Obergrenze für die Ausdehnung des Strahlungsgürtels.

Element	C	O	Ne	Si	Ar	Fe	Kr	Mo	Xe	W
Z	6	8	10	14	18	26	36	42	54	74
E_i	65	138	239	523	920	2060	4150	5730	9670	18500
$T_e \approx E_i/2$	33	70	120	260	460	1030	2075	2865	4835	9250

Tabelle 3.3 Ionisierungsenergien in eV der Li-ähnlichen Ionisationsstufen verschiedener Elemente; von C bis Si nach [34], dann extrapoliert mit $E_i \sim (Z-1.8)^2$

Die Relation 3.33 liefert uns eine nützliche Regel zur Einschätzung der Anwendbarkeit unterschiedlicher Verunreinigungen. Z.B. ist in TEXTOR, mit einem zentralen T_e von (1-2) keV, Neon ein hervorragender Kandidat zur Einstellung eines Strahlungsgürtels ($E_i/2=120\text{eV}$), mit Argon bewegen wir uns dann aber schon relativ weit ins Plasmaintere ($E_i/2=460\text{eV}$). Dagegen wird man in einem Fusionsplasma mit einem zentralen T_e von (10-20) keV auch noch Eisen verwenden können ($E_i/2 \approx 1\text{keV}$). Ist einmal sichergestellt, daß die Breite des Strahlungsgürtels akzeptabel ist, dann wird die weitere Auswahl von Verunreinigungen durch andere Kriterien bestimmt (siehe Diskussion in den folgenden Kapiteln).

	Element								
	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Si
Elektr.- Konfig. ähnlich	3	4	5	6	7	8	9	10	14
H	122	218	340	490	667	871	1103	1360	2673
He	75	153	259	392	552	739	953	1196	2437
Li	5	18	38	65	98	138	185	239	523
Be		9	25	48	76	114	157	208	476
B			8	24	48	77	114	158	401
C				11	30	55	87	126	351
N					14	35	63	92	303
O						14	35	63	246
F							17	41	205
Ne								22	166
Na									54
Mg									33
Al									16
Si									8
ΣE_i all (a)	202	398	670	1030	1485	2043	2714	3505	7893
ΣE_i -Li (b)	5	27	71	148	267	433	658	949	2783

Tabelle 3.4 Ionisationsenergien in eV und deren Summen über
 a) alle Stufen und b) über alle außer den H- and He-ähnlichen

3.2.2 Transportmodelle

Um eine bessere und detailliertere Aussage, als nach Relation 3.33 möglich, über das Strahlungsprofil zu bekommen, müssen die Transportgleichungen gelöst werden. Dabei stoßen wir auf eine fundamentale Schwierigkeit: Der Transport in magnetisierten Plasmen ist nur teilweise verstanden. Der stoßbestimmte Transport in toroidaler Geometrie (neo-klassischer Transport) kann zwar als verstanden angesehen werden [52][53], meist kommen aber noch erhebliche Beiträge turbulenten Transports (anomaler Transport) hinzu, für den eine befriedigende theoretische Beschreibung bislang fehlt und der durch Einführung semi-empirischer Transportparameter berücksichtigt werden kann.

Der effektive Diffusionskoeffizient D_{\perp} beschreibt den lokalen Transport, der durch den Dichtegradienten der Verunreinigungen angetrieben wird

$$\Gamma_d = - \frac{\partial n_z}{\partial r} D_{\perp} \quad (3.36)$$

Dieser Teil des Teilchenflusses wird durch Stöße als auch durch turbulente Anteile bestimmt. Der neo-klassische Transport liefert noch zusätzliche Driftterme, die zu einem Fluß führen, der von n_z und nicht mehr von dn_z/dr abhängt. Hier müssen wir aber verschiedene Gebiete der Stößigkeit von Verunreinigungen unterscheiden [52]. Die Stößigkeit für einen gegebenen Sicherheitsfaktor q und den großen Plasmaradius R ist mit der mittleren freien Weglänge λ_z der Verunreinigungen gegeben durch

$$g_z = \frac{q R}{\lambda_z} \quad (3.37)$$

Im Gebiet großer Stößigkeit, d.h. $g_z > 1$, befinden wir uns im *Pfirsch-Schlüter Regime*. Hier gelten andere Zusammenhänge für den Transport als im *Plateau-Regime* bei $(r/R)^{3/2} < g_z < 1$ oder im *Banana-Regime* bei $g_z < (r/R)^{3/2}$. Die Stößigkeit hängt von den lokalen Plasmametern n_e und T_e , sowie der Ladungszahl der betroffenen Teilchen ab. Daher sind unterschiedliche Kombinationen von Regimen für verschiedene Teilchen im selben Plasma möglich. Die häufigste Kombination besteht darin, daß das Hintergrundplasma (Deuterium) sich im Plateau-Regime und die Verunreinigungen je nach Ionisationsgrad im Pfirsch-Schlüter oder Plateau-Regime befinden. Wesentlich ist, daß im Pfirsch-Schlüter Regime für die Verunreinigungen auch nach außen gerichtete Driftterme auftreten können. Für die genannte Kombination von Transportregimen erhalten wir folgende Ausdrücke. Die Driftgeschwindigkeit der Verunreinigungen besteht im Pfirsch-Schlüter Regime aus einem Term der einwärts

$$V_{inw} = \frac{\partial N}{\partial r} \frac{D_{PS}}{n_i} Z \quad (3.38)$$

und einem Term, der auswärts gerichtet ist

$$V_{\text{out}} = - \frac{\partial T}{\partial r} \frac{N}{T} \frac{1}{2} \frac{D_{\text{PS}}}{n_i} Z_i \quad , \quad (3.39)$$

so daß die Nettodriftgeschwindigkeit lautet

$$V_{\text{PS}} = V_{\text{inw}} + V_{\text{out}} \quad . \quad (3.40)$$

Dabei repräsentiert N sowohl die Dichte der Wasserstoffionen n_d , als auch die Dichte einer zweiten Verunreinigungsspezies n_i mit der Ladung Z_i und der Masse m_i gemäß

$$N = n_d + n_i Z_i \sqrt{\frac{m_i}{m_d}} \quad . \quad (3.41)$$

Dabei ist m_d die Masse der Ionen des Hintergrundplasmas, und D_{PS} ist der Pfirsch-Schlüter Diffusionskoeffizient der Hintergrundionen (Wasserstoff) [54]

$$D_{\text{PS}} = \frac{\sqrt{m_d} q^2 n_d}{\sqrt{T}} \frac{8 \sqrt{2 \pi}}{3} \ln \Lambda \frac{c^2 e^2}{B_T^2} \quad . \quad (3.42)$$

Die Berücksichtigung einer zweiten Verunreinigung kann in manchen Fällen sehr wichtig sein. In realistischen Plasmen wird immer eine Mischung von Verunreinigungen auftreten. Je nach Kombination und Konzentration der jeweiligen Verunreinigungen können sich diese gegenseitig erheblich beeinflussen. So ist z.B. der Einfluß von Neon (injiziert zur Strahlungskühlung) auf den Transport von Wolfram (Wandmaterial) in Experimenten sehr deutlich beobachtet worden [55].

Die Drift einwärts V_{inw} hängt also ab vom Dichtegradienten (Hintergrundplasma und Verunreinigungen bewichtet mit Z_i und \sqrt{m}), wogegen die Drift auswärts V_{out} im wesentlichen durch den Temperaturgradienten bestimmt wird.

In heißeren Plasmen, die sich im Platearegime befinden, gibt es nur noch eine einwärts gerichtete Drift, die allerdings im allgemeinen schwächer ausgeprägt ist als im Pfirsch-Schlüter Regime. Es existieren ebenfalls zwei Driftterme, die jeweils vom Dichtegradienten bzw. vom Temperaturgradienten abhängen, nun aber mit gleichem Vorzeichen, so daß deren Summe wie folgt lautet

$$V_{\text{Pl}} = n_z \frac{D_{\text{Pl}}}{Z_i} \sqrt{\frac{m_i}{m_d}} \left[\frac{\partial \ln n}{\partial r} + \frac{3}{2} \frac{\partial \ln T}{\partial r} \right] \quad . \quad (3.43)$$

Dabei ist D_{Pl} der Diffusionskoeffizient der Hintergrundionen im Plateau Regime

$$D_{PI} \approx 1.25 \frac{q T^{3/2} m_d}{R} \left[\frac{B_T}{c e} \right]^2 \quad (3.44)$$

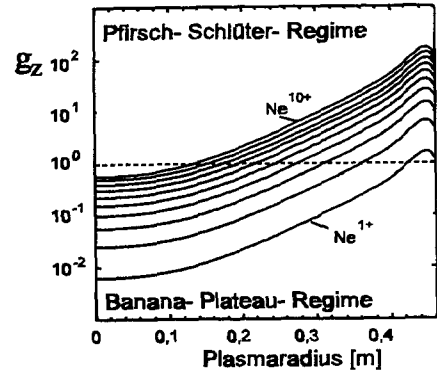
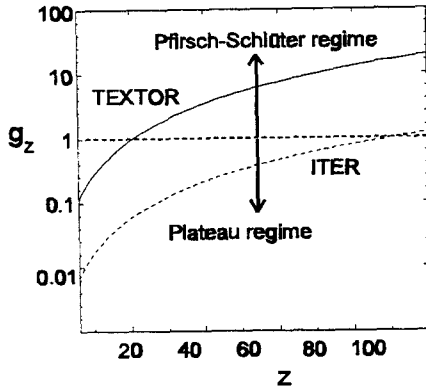


Abbildung 3.12 Parameterbereich für das Pfirsch-Schlüter- und Plateau Regime in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z für das Plasmazentrum in ITER und TEXTOR;
 TEXTOR: $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1.5 \text{ keV}$
 ITER: $n_e = 1.3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 21 \text{ keV}$

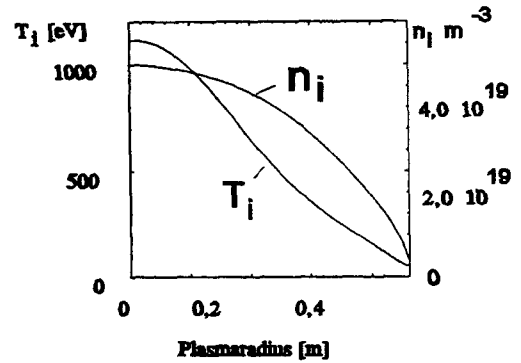


Abbildung 3.13 Stößigkeit von Neonionen in einem typischen TEXTOR Plasma

Die mittlere freie Weglänge, die die Stößigkeit nach Gl. 3.37 bestimmt, hängt von der Dichte und Temperatur des Plasmahintergrundes und der Ladung Z der jeweiligen Verunreinigung ab. In Abb. 3.12 sind die Stößigkeiten im Plasmazentrum typisch für TEXTOR und wie in ITER zu erwarten für unterschiedliche Z angegeben. Offensichtlich sind fast alle Verunreinigungen in ITER im Plateauregime. Dies gilt in TEXTOR Plasmen nur für die leichten Verunreinigungen. Zum Plasmarand hin nimmt die Stößigkeit zu, da die Temperatur abfällt und dies die geringere Dichte bei weitem kompensiert. Für ein typisches TEXTOR Profil ist die Stößigkeit der verschiedenen Ionisationsstufen von Neon in Abb. 3.13 angegeben. Man sieht, daß am Plasmarand auch leichte Verunreinigungen wie Neon in das Pfirsch-Schlüter Regime übergehen.

Die Flußdichte der Ionen im Ladungszustand z ist nun durch die Summe aus einem diffusiven und einem konvektiven Teil gegeben gemäß

$$\Gamma_z = - D_{\perp} \frac{\partial n_z}{\partial r} + V_{\perp} n_z \quad (3.45)$$

Der Diffusionskoeffizient D_{\perp} beinhaltet stoßbestimmten und anomalen Transport und wird gleichgesetzt

mit dem Diffusionskoeffizienten des Hintergrundplasmas. Dagegen wird angenommen, daß die Driftgeschwindigkeit V_{\perp} nur stoßbestimmt (neo-klassisch) ist. Also muß je nach Stößigkeit entweder V_{PS} (Gl. 3.40) oder V_{PI} (Gl. 3.43) eingesetzt werden. Dieser Ansatz ist durch den Vergleich von Driftgeschwindigkeitsmessungen [56] und Transportrechnungen [57] durchaus berechtigt. Allerdings ist die Basis zuverlässiger Daten noch nicht groß genug, um eine endgültige Aussage zu machen.

Die Gl. 3.45 gilt für jede Ionisationsstufe. Be- und entvölkert werden die einzelnen Stufen, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, im wesentlichen nur durch Ionisation. Damit gilt folgende Kontinuitätsgleichung (ohne Ladungsaustausch und Rekombination)

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_z) = \langle \sigma_i v \rangle_{z-1} n_e n_{z-1} - \langle \sigma_i v \rangle_z n_e n_z \quad (3.46)$$

mit den jeweiligen Ratenkoeffizienten für Ionisation der Stufen $z-1$ und z .

Unter Vorgabe eines Diffusionskoeffizienten kann man die Transportgleichungen für alle Stufen lösen. Dabei ist der Plasmahintergrund entweder eine fest vorgegebene Größe (z.B. Transportcode STRAHL [58] oder IMPXY [40]; siehe Beispiel in Abb. 3.3) oder die Transportgleichungen für den Plasmahintergrund werden gleichzeitig mitgelöst. Letztere Methode erlaubt auch die Berücksichtigung des Einflusses der Verunreinigungstrahlung auf die Plasmaprofile und wird z.B. im Transport Code RITM [59] angewandt.

Entscheidend für die Qualität der Rechnungen ist der richtige Ansatz für den Diffusionskoeffizienten. Dabei hilft nur der Vergleich mit dem Experiment und die Ableitung semi-empirischer Ausdrücke für D_{\perp} . Im Transportcode RITM wurde durch Anpassung an TEXTOR Daten folgende Beschreibung gewählt. In nur ohmsch geheizten Plasmen finden wir die sogenannte Alcator-Skalierung [60]

$$D_{\perp}^{OH} = \frac{5 \cdot 10 \times 10^{16}}{n_e} \text{ cm}^2/\text{s} \quad (3.47)$$

Mit Zusatzheizung (z.B. Neutralteilchenstrahl) erhöht sich der Transport deutlich, d.h. der anomale Anteil nimmt zu. Eine gute Beschreibung ist gegeben durch

$$D_{\perp} = D_{\perp}^{OH} + \frac{c T_e}{16 e B_T} \frac{r}{a} \quad (3.48)$$

Diese Näherung gilt aber nur im Plasmarandbereich, solange noch $T_e < 100\text{eV}$ gilt. Weiterhin wird grundsätzlich angenommen, daß die Diffusivitäten der Wasserstoffionen und der Verunreinigungsionen identisch sind. Die Beschreibung des Verunreinigungstransports im Transportcode RITM mit Hilfe der oben beschriebenen Ansätze und noch weiterer Annahmen, z.B. über Energietransportkoeffizienten und Randbedingungen, ist in vielfältiger Weise bei der Interpretation von TEXTOR Daten erfolgreich benutzt worden. Beispiele für Rechnungen mit diesem Code sind u.a. in den Abbildungen 3.8, 3.9, 3.10 und 3.15 zu sehen. Eine ausführliche Beschreibung des Modells ist in [57] zu finden.

Da einige Prozesse beim Verunreinigungstransport vernachlässigt werden können - insbesondere ist das die Rekombination aber auch die Driffterme haben bei leichten Verunreinigungen keine große Bedeutung - kann man für manche Anwendungen (oder auch nur um ein besseres Verständnis für die Zusammenhänge zu bekommen) auf die komplizierte Lösung der oben beschriebenen Transportgleichungen verzichten und ein sehr einfaches Diffusionsmodell heranziehen, welches im folgenden beschrieben wird.

Das Diffusionsmodell

Der Transport wird hier ausschließlich durch Diffusion bestimmt (ohne Driften) und die Teilchenquellen und -senken werden durch Deltafunktionen angenähert. Ein solches Modell wurde schon früher verwandt [61], um den Zusammenhang zwischen Eindringtiefen (Ionisationslängen λ_i) von Neutralteilchen und zentralen Dichten aufzuzeigen. Dabei beschränkte man sich zunächst auf nur zwei Teilchensorten, Neutrale und Ionen. Die Quelle für Ionen wird als Deltafunktion beim Radius $r=a-\lambda_i$ beschrieben, wobei die Neutralteilchen bei $r=a$ starten. Einzige Senke für die Ionen ist die Wand bei $r=a$. Für den stationären Fall erhalten wir einen trapezförmigen Dichteverlauf für die Ionen (Abb. 3.14). Im quellfreien Gebiet innerhalb von $r < a - \lambda_i$ ist die Dichte n konstant. Außerhalb dieses Gebiets fällt die Dichte linear auf Null, so daß wir einen Diffusionsfluß nach außen erhalten

$$\Gamma_i = - D_{\perp} \frac{dn}{dr} \quad , \quad (3.49)$$

der gleich dem Zufluß der Neutralteilchen Γ_0 sein muß. Der Dichtegradient ist durch die Ionisationslänge bestimmt ($dn/dr = n/\lambda$), womit wir den Zusammenhang zwischen zentraler Dichte und λ erhalten

$$n = \Gamma_0 \frac{\lambda_i}{D_{\perp}} \quad . \quad (3.50)$$

Diese Beschreibung eignet sich sowohl für das Hintergrundplasma als auch für Verunreinigungen und macht deutlich, wie die zentrale Dichte durch Teilchenzufluß, Transportparameter und Ionisationslänge

am Plasmarand bestimmt wird. Dieses Bild kann nun leicht für mehrere Ionisationsstufen erweitert werden, indem man jeden Ladungszustand einzeln und unabhängig voneinander betrachtet. Die Verknüpfung zwischen den einzelnen Zuständen ist nur durch Ionisation gegeben. Rekombination findet nicht statt. Damit gibt es nun zwei Arten von Teilchensenken. Einerseits die Wand, für alle Ionen gleich, und andererseits die Ionisation in den höheren Zustand, womit wir gleichzeitig die Quelle für den höheren Ladungszustand definiert haben. Nur der Zustand mit vollständiger Ionisation hat allein die Wand als Senke und liefert daher als einzige Teilchensorte ein trapezförmiges Dichteprofil im stationären Zustand. Der Fall eines Teilchens mit zwei Ladungszuständen ist in Abb. 3.14 dargestellt.

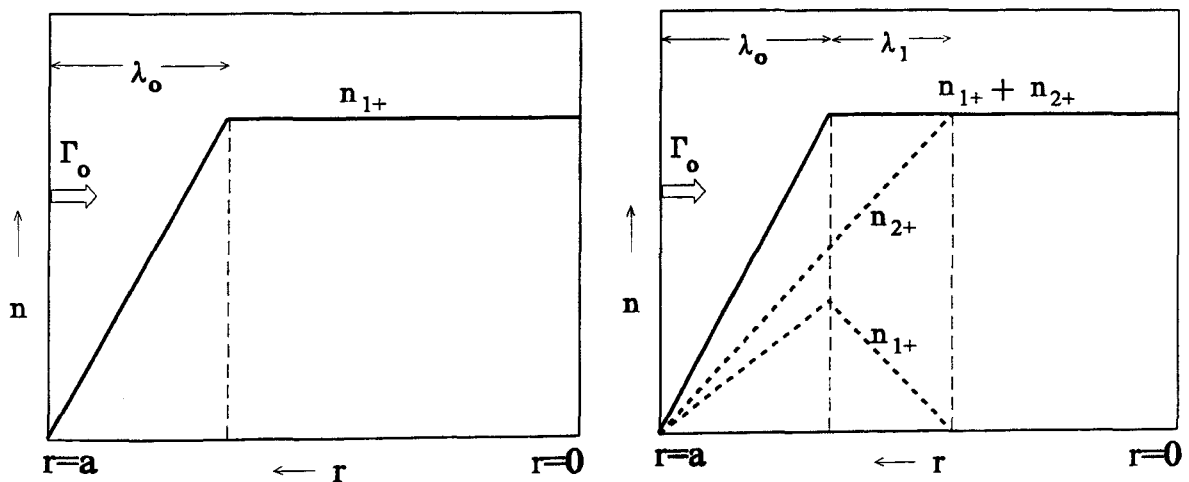


Abbildung 3.14 Radialer Ionendichteverlauf im Diffusionsmodell für Wasserstoff und Helium zwischen der Wand bei $r=a$ und dem Zentrum $r=0$. Die Ionenquellverteilung ist durch Deltafunktionen an den gestrichelten senkrechten Linien gekennzeichnet.

Der Abstand zwischen den Quellfunktionen ist durch die Ionisationslängen λ_0 und λ_1 bestimmt. Im Unterschied zu den Neutralteilchen, deren Eindringtiefe u.a. von der Geschwindigkeit der Atome abhängt, basiert die Eindringtiefe der Ionen auf einem Diffusionsprozess senkrecht zum Magnetfeld. Aus den Gleichungen für die Ionisationszeit (Gl. 3.2) und die Ionisationslänge (Gl. 3.3) kann folgender Ausdruck gewonnen werden

$$\lambda_i = \sqrt{D_i \tau_i} \quad (3.51)$$

Aus den lokalen Plasmaparametern (Mittelwerte von T_e und n_e) erhält man τ_i . Der Diffusionskoeffizient D_i kann bislang nur aus Experimenten gewonnen werden. Mit diesen Daten ist es einfach, die Lösung für den stationären Fall zu finden. Innerhalb des quellfreien Gebiets (keine Neutralteilchen) muß die Summe

der Ionendichten konstant sein. Für den Zweikomponentenfall in Abb. 3.14 gilt also $n_i = n_1 + n_2$. Der Dichteverlauf dieser Summe verläuft wieder trapezförmig. Die Flußbilanz ist dann gegeben durch

$$\Gamma_o = D_{\perp} \frac{n_1}{\lambda_o} + D_{\perp} \frac{n_2}{\lambda_o + \lambda_1} \quad (3.52)$$

oder im allgemeinen Fall mit k Ionisationsstufen

$$\Gamma_o = D_{\perp} \sum_{i=1}^{k-1} \left[\frac{n_i}{\sum_{j=0}^{i-1} \lambda_j} \right] \quad (3.53)$$

Um einen mit r variierenden Diffusionskoeffizienten zu berücksichtigen (dies ist normalerweise der Fall), muß D_{\perp} mit in die Summation eingeschlossen werden. Wie leistungsfähig bereits das einfache Diffusionsmodell im Vergleich zu der numerischen Lösung der Transportgleichungen ist, zeigt das Beispiel in Abb. 3.15 für Kohlenstoff. Insbesondere kann die Lage und die relative Höhe der einzelnen Ionendichten gut wiedergegeben werden. Die oben beschriebenen Transportmodelle liefern zunächst nur die Ionendichteverteilung. Das Strahlungsprofil erhält man durch Multiplikation der Dichten mit der entsprechenden lokalen Strahlungsfunktion L (siehe Gl. 3.11), wie in Abb. 3.3 für Kohlenstoff und auch für Neon in Abb. 3.16 gezeigt.

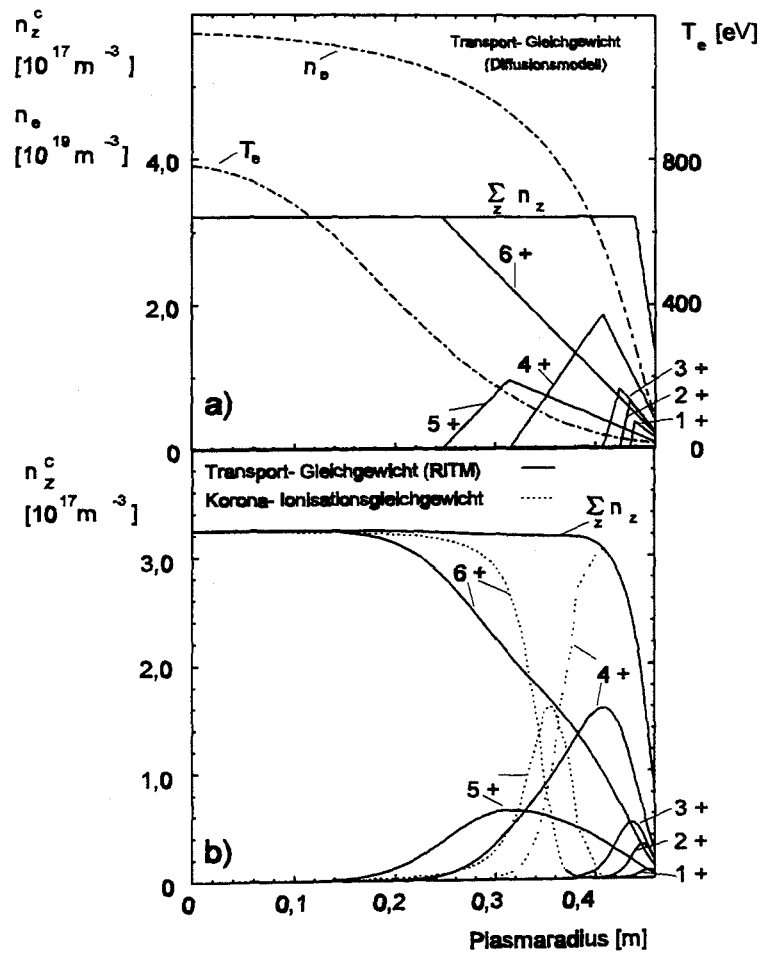


Abbildung 3.15 Ionisationschalen im Diffusionsmodell [45] und mit dem Code RITM [41] berechnet für das Beispiel Kohlenstoff; zum Vergleich ist die Erwartung für ein Korona-Ionisationsgleichgewicht angegeben (gepunktet)

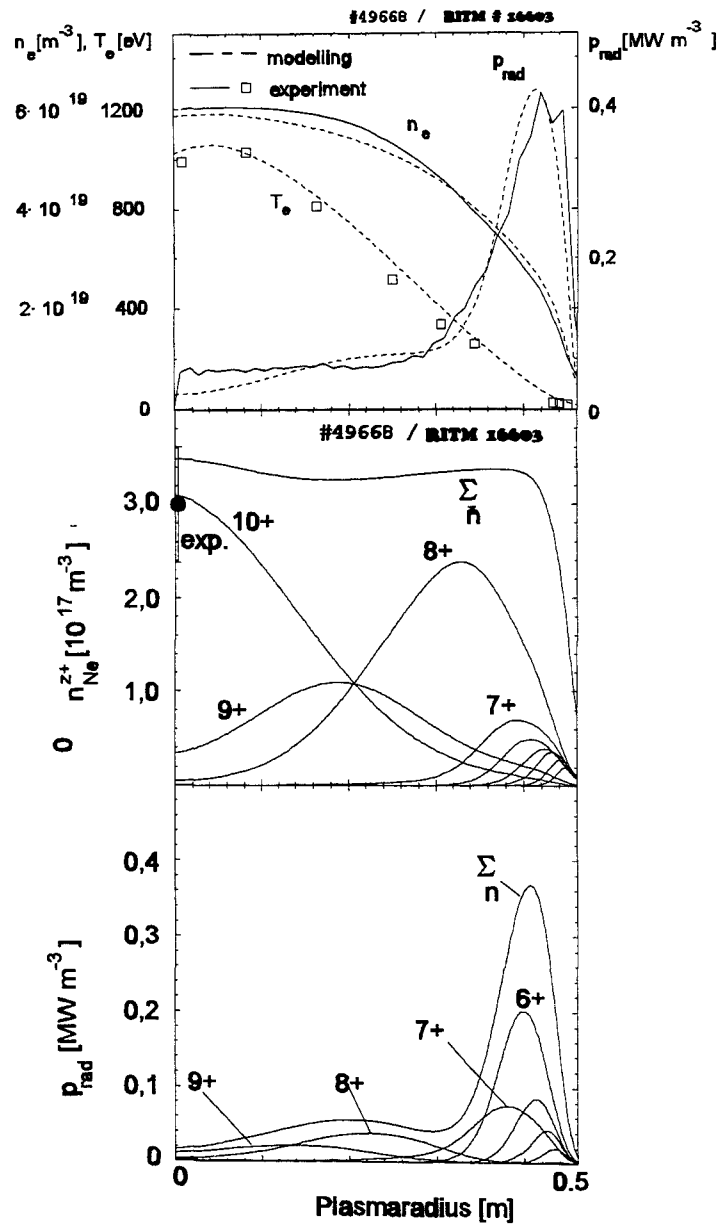


Abbildung 3.16 Ionisationsschalen und Strahlungsprofil von Neon mit dem Code RITM berechnet im Vergleich mit experimentellen Daten an TEXTOR

3.3 Verteilung der Strahlung parallel zum Magnetfeld

In allen vorangegangenen Überlegungen zum radialen Strahlungsprofil wurde angenommen, daß sich die Ionen gleichmäßig auf einer Flußfläche verteilen - also toroidale und poloidale Symmetrie herrscht. Diese Annahme würde exakt stimmen, wären die Teilchenquellen an der Wand ebenfalls toroidal und poloidal symmetrisch verteilt. In der Realität haben wir es aber meist mit asymmetrischen Quellen zu tun; z.B. mit einem toroidalen Divertor oder einem punktförmigen Gaseinlaß. In diesen Fällen werden sich die Ionen nur dann toroidal und poloidal symmetrisch verteilen, wenn ihre Umlaufzeit τ_{ii} um den Torus klein ist gegen die Summe der Ionisationszeiten $\sum \tau_i$ bis zu der entsprechenden Stufe. Diese Bedingung können die unteren Ionisationsstufen meist nicht erfüllen; einerseits weil z.B. in der ersten Stufe die $\sum \tau_i$ noch sehr klein ist und andererseits weil zu Beginn der Ionisation die Teilchen noch auf die Plasmatemperatur aufgeheizt werden müssen, bzw. in Gebiete mit höheren Temperaturen und damit auch kleinerem τ_{ii} vordringen müssen.

Am Beispiel Kohlenstoff soll für eine Punktquelle (z.B. Testlimiter) das Zusammenspiel von Transport in radialer Richtung und parallel B anhand eines vereinfachten Modells demonstriert werden. Das Resultat dieser Abschätzungen ist in Abb. 3.17 zusammengefaßt. Dabei wurde folgendermaßen vorgegangen: Der radiale Transport wurde aus gemessenen und mit Hilfe von Transportcodes berechneten Daten übernommen, d.h., die radiale Position der jeweiligen Ionisationsstufe wird am Ort ihrer maximalen Dichte eingetragen. Die Lebensdauer jeder Stufe ist durch deren Ionisationszeit τ_i gegeben, die ihrerseits von der lokalen Elektronendichte und -temperatur abhängt. Es wird angenommen, daß jedes Ion sofort die Umgebungstemperatur annimmt ($T_i = T_e$) und sich dann mit Ionenschallgeschwindigkeit $v = c_s$ vom Quellort entfernt (Abschätzung nach oben). Somit legt das Ion dieser Stufe die Strecke $\Delta x = v \tau_i$ zurück. Die maximale Gesamtstrecke ergibt sich aus der Summe der Einzelstrecken: d.h., dieser und aller vorhergehenden Ionisationsstufen. Die Zahlen in Abb. 3.17 wurden für ein ohmsch geheiztes relativ kaltes Plasma mit niedriger Randdichte berechnet, können aber durchaus als charakteristisch betrachtet werden, da in Plasmen mit höherer Heizleistung die Effekte aufgrund höherer Dichte und höherer Temperatur gegenläufig sind, also in der Summe wenig ändern.

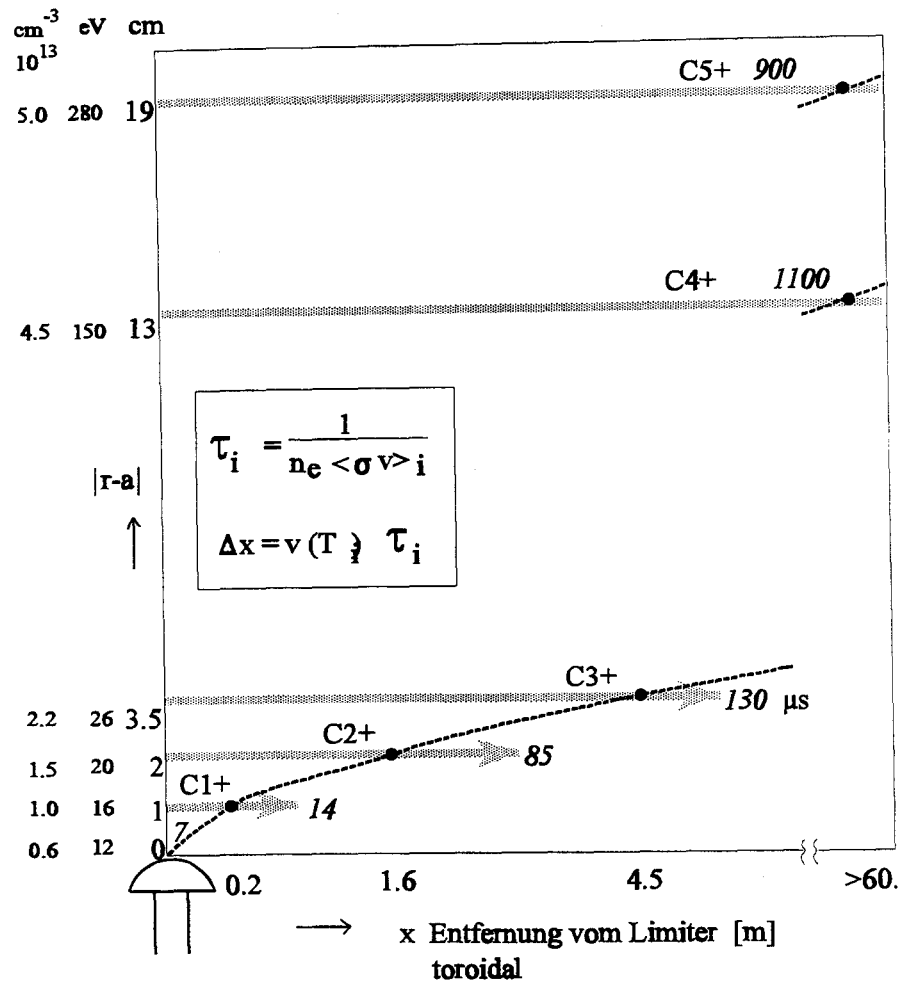


Abbildung 3.17 Charakteristische Ionisationszeiten und Transportwege radial und parallel B (maximal) für Kohlenstoffionen. Die Ionisationszeiten sind in μs angegeben.

Es ist deutlich zu sehen, daß in diesem Fall die Dichteverteilung der unteren Ionisationsstufen C^{1+} - C^{3+} asymmetrisch ist. Ihre maximale toroidale Ausdehnung beträgt ca. 5 m. Der Torusumfang ist ca. 11 m. Erst die nächsten Ionisationsstufen haben Ionisationszeiten von über 1 ms, was ihnen einen mehrfachen toroidalen Umlauf erlaubt. Bedenken wir nun, daß ja vor allem die Li- und Be-ähnlichen Ionen zur Gesamtstrahlung beitragen, also in diesem Fall C^{3+} und C^{2+} , dann wird klar, daß die Strahlung von Kohlenstoff nur asymmetrische, an der Quelle lokalisierte Strahlung liefern kann.

Anders sieht dies aus, wenn wesentlich mehr Ionisationsstufen durchlaufen werden müssen - wie bei Neon. Die Li-ähnlichen Ne^{7+} Ionen haben eine akkumulierte Ionisationszeit von über 3 ms, was für viele toroidale Umläufe ausreicht und einen symmetrischen Strahlungsgürtel selbst bei einer Neon-Punktquelle garantiert. Die experimentellen Beispiele aus bolometrischen Messungen belegen diese Aussage (Kapitel 4). Die Ratenkoeffizienten, Ionisationszeiten typisch für realistische Dichten und Temperaturen, akkumulierte Ionisationszeiten und Flugstrecken werden in Tabelle 3.5 für Neon und Kohlenstoff zusammengefasst.

z	r cm	T_e eV	$\langle\sigma v\rangle_i$ cm^3s^{-1}	n_e 10^{13} cm^{-3}	τ_i μs	$\Sigma\tau_i$ μs	T_i eV	c_s 10^4m/s	x m	$\Sigma x/2\pi R$ %
0	45.	16	$5.7 \cdot 10^{-9}$	1.0	18	18	-	-	-	-
1	44.	20	$1.4 \cdot 10^{-9}$	1.5	48	66	10	1.2	0.6	5
2	43.	24	$8 \cdot 10^{-10}$	2.0	63	130	18	1.4	0.9	13
3	42.5	26	$1.8 \cdot 10^{-10}$	2.2	250	380	40	1.8	4.5	54
4	41.	34	$7 \cdot 10^{-11}$	2.8	510	890	50	2.0	10.2	147
5	39.5	45	$4 \cdot 10^{-11}$	3.3	760	1650	64	2.3	17.5	306
6	37.	72	$4.6 \cdot 10^{-11}$	3.9	550	2200	93	2.8	15.4	446
7	36.	85	$1.9 \cdot 10^{-11}$	4.1	1280	3480	107	3.0	38.4	795
8	0	850	$1.2 \cdot 10^{-11}$	5.7	1460	5960	850	8.9	130.	1976
9	0	850	$6 \cdot 10^{-12}$	5.7	2920	8880	850	8.9	260.	4338

Tabelle 3.5 Paralleler und radialer Transport von Neonionen in einem typischen TEXTOR Plasma mit rein ohmscher Heizung. Die parallel zurückgelegte Strecke x wird für eine instantane Aufheizung der Neonionen auf den lokalen Wert von T_i berechnet.

3.4 Einfluß der Strahlung auf lokale Plasmamaparameter

Strahlung stellt in der Wärmebilanz eine Senke dar. Für die Elektronen gilt

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_e) = Q_{e,heat} + Q_{ei} - Q_i - L n_e n_{imp} \quad (3.54)$$

und für die Ionen entsprechend

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_i) = Q_{i,heat} + Q_{ie} - Q_{cx} \quad (3.55)$$

Dabei sind q_e und q_i die Wärmeflußdichten für Elektronen und Ionen. Die Quellterme und Senken auf der rechten Seite der Gleichungen repräsentieren die Heizung Q_{heat} , den Transfer von Energie zwischen Elektronen und Ionen $Q_{ei,ie}$, den Energieverlust durch Ladungsaustausch Q_{cx} , durch Ionisation Q_i und den durch Linienstrahlung $L n_e n_{imp}$. Nun ist offensichtlich, daß Strahlung primär zu einer Absenkung der lokalen Elektronentemperatur führen wird. Wie sich dies aber auf die Teilchendichte auswirkt, hängt von anderen Randbedingungen ab. Im folgenden sollen diese Zusammenhänge mittels 0- und 1-dimensionaler Betrachtungen deutlich gemacht werden.

3.4.1 0-dimensionale Wärme- und Teilchenflußbilanz

Besonders klar läßt sich der Zusammenhang zwischen Elektronendichte, -temperatur und Strahlung anhand der 0-dimensionalen Wärme- und Teilchenflußbilanz in der Abschältschicht darstellen. Die konvektiv abgeführte Wärme in der Abschältschicht, z.B. zu einem Limiter, muß folgende Bilanzgleichungen für die Wärmeflußdichte Q und Teilchenflußdichte Γ erfüllen (siehe auch Abschnitt 2.1.1), die durch lokale Größen am Limiter ausgedrückt werden kann

$$\Gamma = n_e c_s = n_e \sqrt{\frac{2}{m} T_e} \quad (3.56)$$

$$Q = \Gamma \delta T_e = \delta n_e \sqrt{\frac{2}{m} T_e} \quad (3.57)$$

Die Gesamtheizleistung P_{heat} und die Gesamtelektronendichte N sind im allgemeinen von außen vorbestimmte Größen. Mit Hilfe der Teilcheneinschlußzeit τ_p erhält man den Gesamtteilchenfluß zu $\Gamma_{\text{tot}} = N/\tau_p$. Die Gesamtheizleistung reduziert um die abgestrahlte Leistung P_{rad} ergibt den konvektiv abgeführten Wärmefluß $Q_{\text{tot}} = P_{\text{heat}} - P_{\text{rad}}$, oder $Q_{\text{tot}} = P_{\text{heat}}(1-\gamma)$. Mit der Dicke der Abschältschicht λ und der Breite der Flußröhre d (Querschnitt $A = d\lambda$) ergeben sich die Flußdichten zu $Q = Q_{\text{tot}}/A$ und $\Gamma = \Gamma_{\text{tot}}/A$. Setzt man diese Größen in Gl. 3.56 und 3.57 ein,

erhält man eine Lösung für T_e und n_e am Plasmarand. In Abb. 3.18 sind die Kurven für die Teilchen- und Energiebilanz getrennt in der T_e - n_e -Ebene dargestellt. An den Kreuzungspunkten werden beide vorgegebene Randbedingungen bezüglich Wärmeflußdichte und Teilchenflußdichte erfüllt.

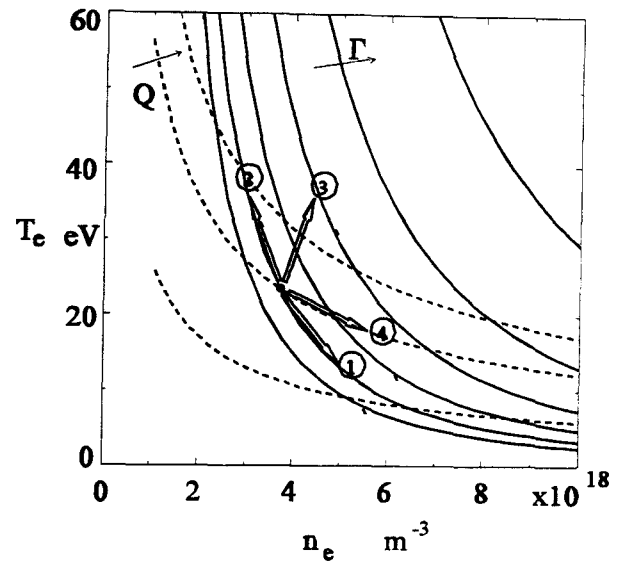


Abbildung 3.18 Kurven konstanter Teilchenflußdichte Γ und konstanter Wärmeflußdichte Q (gestrichelt) aus Bilanzgleichungen am Limiter

Aus diesem Zusammenhang läßt sich nun leicht erkennen, welchen Einfluß die Veränderung bestimmter Randbedingungen, insbesondere die der Strahlung, auf die Randschichtparameter T_e und n_e hat. Lösen wir die Gl. 3.56 und 3.57 nach diesen Parametern auf, so erhalten wir

$$T_e = \frac{Q}{\delta \Gamma} = \frac{P_{\text{heat}}(1-\gamma)}{\delta \frac{N}{\tau_p}} \quad (3.58)$$

und

$$n_e = \frac{\Gamma}{\sqrt{\frac{2}{m} T_e}} = \frac{1}{A} \sqrt{\delta \frac{m}{2}} \left[\frac{N}{\tau_p} \right]^{3/2} [P_{\text{heat}}(1-\gamma)]^{-1/2} \quad (3.59)$$

In Abb. 3.18 sind vier Beispiele für die Variation von Randbedingungen und deren Effekt auf n_e und T_e durch Pfeile markiert worden:

① Erhöhung von γ

Durch Erhöhung des Strahlungsniveaus werden die Elektronen abgekühlt, aber die Dichte n_e erhöht sich, weil weiterhin die gleichen Teilchenflüsse abgeführt werden müssen (siehe auch Flußverstärkung in Kapitel 2.2.1).

② Erhöhung von P_{heat}

Erhöhung der Heizleistung bei konstantem Strahlungspegel bewirkt einen Anstieg von T_e und eine Absenkung von n_e , falls die Teilchenflüsse konstant bleiben.

③ Erhöhung von P_{heat} und Verkleinerung von τ_p

Realistisches Verhalten bei Erhöhung der Heizleistung; der Teilchentransport erhöht sich ebenfalls, d.h. die Teilcheneinschlußzeit wird kleiner, so daß n_e und T_e ansteigen.

④ Erhöhung des Teilchenflusses Γ

Durch erhöhtes Recycling (Gasblasen, spezielle Heizmethoden) kann der Teilchenfluß erhöht werden. Dies führt zu einer Erhöhung der Dichte und einem reduzierten T_e .

Nicht alle Lösung in Abb. 3.18 sind stabil. Wir wissen, daß die Abkühlung des Randplasmas im allgemeinen eine Erhöhung der Strahlungsleistung bewirkt, wie anhand der Kurven für die Strahlungsfunktion bzw. des Strahlungspotentials zu sehen ist [41] (Abb. 3.2 und 3.8). Dies verstärkt den Abkühlvorgang und kann eine Strahlungsinstabilität antreiben. Betrachten wir die Summe P_{loss} der abgestrahlten und konvektiv abgeführten Leistung P_{rad} und P_{conv} . Beide Größen variieren sehr verschieden mit T_e . In Abb. 3.19 ist dieser Verlauf schematisch angegeben. Die Summe dieser Leistungen kann ein ausgeprägtes Minimum aufweisen. Da im stationären Fall die Gesamtheizleistung P_{heat} gleich dieser Summe sein muß, kann es u.U. zwei Lösungen geben. Nur die Lösung beim höheren T_e mit $dP_{\text{loss}}/dT_e > 0$ ist stabil.

Wichtigste Erkenntnis ist, daß Plasmen mit geringer Heizleistung eher zur Entwicklung der Strahlungsinstabilität neigen, wie die Beispiele in Abb. 3.19 zeigen, wo für ein rein ohmsch geheiztes Plasma und eines mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion (NI) gerechnet wurde. Im ohmschen Plasma kann detachment schon bei einem Strahlungspegel von 50% eintreten, wogegen mit Zusatzheizung der Strahlungspegel für detachment schon sehr nahe bei 100% liegt.

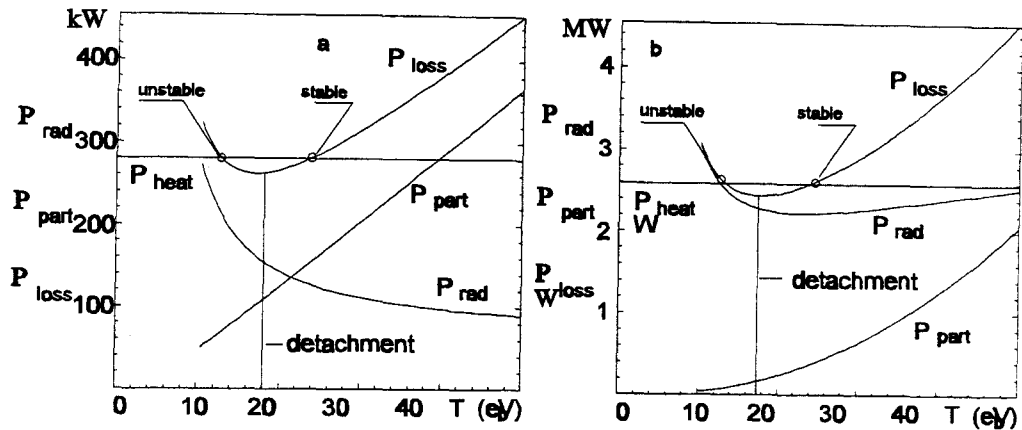


Abbildung 3.19 Summe der Energieverlustkanäle und Strahlungsleistung bei $r=a$ in Abhängigkeit von der lokalen Elektronentemperatur nach Tokar [41]; links ohmsche Heizung, rechts mit Zusatzheizung und Neoninjektion.

3.4.2 1-dimensionale Effekte - detachment

Der Einfluß der Plasmakühlung auf die Eindringtiefen der Neutralteilchen kann im Zusammenhang mit Instabilitäten auch eine wichtige Rolle spielen. Dies erfordert allerdings eine 1-dimensionale Betrachtung [57]. Durch Abkühlung des Randplasmas oder auch durch die Absenkung der Dichte steigt die Eindringtiefe der Neutralteilchen an (siehe Gl. 3.2 und 3.3)

$$\lambda_i = \frac{v_o}{n_e \langle \sigma_i v \rangle} \quad (3.60)$$

Im Diffusionsmodell ist die Teilcheneinschlußzeit mit der Eindringtiefe λ_i und dem Diffusionskoeffizienten D nach den Gl. 3.49 und 3.50 verknüpft gemäß

$$\tau_p = \frac{\lambda_i}{D} \frac{V}{O} \quad (3.61)$$

wobei V das Plasmavolumen und O die Wandoberfläche sind. Damit erkennen wir einen Zusammenhang zwischen τ_p , den Randschichtparametern T_e , n_e und dem Strahlungspegel γ . Eine Instabilität kann sich entwickeln, wenn durch Abkühlung die Teilcheneinschlußzeit stark zunimmt und der Teilchenfluß

dadurch derart stark sinkt, daß n_e am Rand deutlich absinkt (Abb. 3.20). Ein weiterer Anstieg der Eindringtiefe ist die Folge. Im Extremfall verschiebt sich die Ionisationszone der Neutralteilchen zu sehr kleinen Radien $r \ll a$ - d.h., das Plasma schrumpft. Die typische Randtemperatur, bei der dieser Effekt sich entwickelt, liegt bei $T_e \approx 10 \text{ eV}$. Es kann aber auch aufgrund stabilisierender Effekte zu einem stationären Plasma mit geschrumpftem Radius kommen. Z.B. ist ein wichtiger stabilisierender Faktor die Regelung des Plasmastroms im Tokamak. Durch Abkühlung der Randbereiche fließt dort weniger Strom, was zu einer Erhöhung der Stromdichte und damit zu verstärkter ohmscher Heizung im inneren Plasmabereich führt [57]. Experimentelle Beispiele dazu werden im Kapitel 4 gegeben.

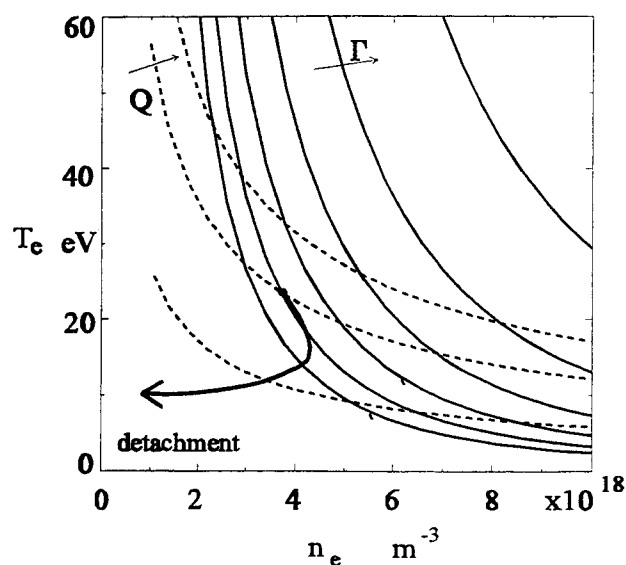


Abbildung 3.20 Entwicklung der Randschichtparameter bei einem schrumpfenden Plasmaquerschnitt (detachment) durch die Zunahme der Ionisationslängen der Neutralteilchen infolge einer Verringerung von Q (erhöhte Strahlung). Die angegebenen Werte sind typisch für ohmsche Plasmen mit hoher zentraler Dichte in TEXTOR.

4. Tokamakexperimente mit hohen Strahlungspegeln

Verunreinigungen waren für eine lange Zeit ein großes Hindernis für den Fortschritt in der Entwicklung von Einschlußexperimenten. Die Plasmen in früheren Anlagen wurden vor allem durch Sauerstoff und Metalle der Wand verunreinigt [62]. Die Folge war ein hohes Z_{eff} mit dem Nachteil, daß die Verunreinigungen auch im Plasmazentrum erhebliche Strahlungsverluste erzeugen können, insbesondere angesichts der relativ geringen Heizleistungen und niedrigen Plasmatemperaturen der damaligen Experimente. Die Folge war häufig ein Strahlungskollaps, d.h. der Plasmastrom riß ab und das Plasma wurde ausgelöscht (Disruption). Daher bestand ein großer Teil der Entwicklungs- und Forschungsarbeit darin, "saubere" Plasmen zu erzeugen. Es wurde eine Fülle von Konditionierungsverfahren für die Wände entwickelt [63]. Dabei ging es zunächst um die Reduktion des Sauerstoffs. Z.B. konnte man erstmals 1975 durch die Verdampfung von Titan die Wände derart beschichten, daß ein erheblicher Teil des Sauerstoffs gebunden und damit der Plasmaentladung entzogen wurde [64]. Das Metallproblem konnte man aber dadurch nicht lösen.

Ein entscheidender Durchbruch gelang durch die Einführung leichter, Sauerstoff bindender Elemente. Der Einsatz von Beryllium als Limitematerial in Kombination mit der Bedampfung von Teilen der Wand mit Beryllium wurde 1984 begonnen [65][66] und ist bis heute die Standardmethode an JET zur Reduktion von Sauerstoff und metallischer Verunreinigungen [67]. Im Jahre 1987 wurde ein Beschichtungsverfahren mit Hilfe einer Glimmentladung in reaktiven Gasen erstmals in einem Tokamak eingeführt. Damit gelang es, die gesamte Wand je nach Gasart mit Kohlenstoff (Methan) [68], Bor (Di-Boran) [69] oder Silizium (Silan) [70] zu beschichten. Insbesondere die Borierung ist heute in den meisten Fusionsexperimenten ein Standardverfahren. Die Schichten sind amorph und mit einem hohen Prozentsatz von Wasserstoff (ca. 40%) versetzt. Allen Beschichtungen ist gemeinsam, daß eine deutliche Reduzierung des Sauerstoffs im Plasma erfolgt und metallische Verunreinigungen durch die Schutzschicht aus leichten Elementen praktisch verschwinden. Das Z_{eff} in solchen Plasmen kommt nahe an eins und die Entladungen werden generell weniger anfällig für Disruptionen. Meist stellt sich eine höhere Dichtegrenze ein, wie z.B. an TEXTOR dokumentiert [71], oder die Einschlußeigenschaften ändern sich vorteilhaft wie an DIII-D nach einer Borierung [72].

Die neue Generation "sauberer" Plasmen in "niedrig-Z Maschinen" hat dann wesentliche Fortschritte gebracht bei der Entwicklung eines stationären Plasmas mit guten Einschlußeigenschaften. Bemerkenswert ist, daß die Plasmen nun so sauber sind, daß ein neuer Spielraum vorhanden ist, der den gezielten Einsatz von bestimmten

zusätzlichen Verunreinigungen für die Strahlungskühlung erlaubt. Aber auch ohne zusätzliche Verunreinigungen kann man an Plasmen, die nur von leichten Verunreinigungen betroffen sind, die Eigenschaften eines Strahlungsgürtels untersuchen (Abschnitt 4.2). Bei höheren Heizleistungsdichten sind zusätzliche Verunreinigungen unbedingt erforderlich (Abschnitt 4.3). Ein Verfahren, bei dem solche Verunreinigungen gezielt zum Einsatz kamen, wurde erstmals am Tokamak TEXTOR demonstriert. Der Tokamak TEXTOR wird in Abschnitt 4.1 kurz vorgestellt. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen konnte das Verfahren auch auf das Divertorexperiment ASDEX-U übertragen werden. Dessen Resultate werden zusammen mit anderen Versuchen zur Strahlungskühlung in Divertorexperimenten in Abschnitt 4.4 zusammengefaßt.

4.1 Der Tokamak TEXTOR

Der Tokamak TEXTOR wurde Ende der 70er Jahre vornehmlich zur Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung konzipiert und nahm 1983 seinen experimentellen Betrieb mit Plasma auf [13]. Der Plasmaquerschnitt ist kreisförmig und hat einen Durchmesser von ca. 92 cm. Der große Radius des Torus beträgt 175 cm (Plasmavolumen 8.6 m^3 , Wandoberfläche 35 m^2). Die Auslegung von TEXTOR sah einen besonders guten Zugang zur Plasmarandschicht vor, was durch eine große Zahl von Fenstern realisiert wurde. Eine austauschbare Innenwand (liner), die eine Erhitzung auf 600°C erlaubt, bietet Flexibilität zur Untersuchung von Wandkonditionierungsverfahren. In der ersten Ausbauphase wurde das Plasma durch drei poloidale Limitersegmente radial begrenzt, der Plasmastrom war maximal 500kA und das toroidale Magnetfeld maximal 2.8 T. Mit ca. 1V Umfangsspannung beträgt die ohmsche Heizleistung beim Standardstrom von 350 kA entsprechend 350 kW.

Nach einer anfänglichen Betriebsphase mit metallischen Wänden und Limitern (Stahl und Inconel) wurden Beschichtungsverfahren eingeführt (Karbonisierung, Borierung [71]) und die stählernen Limitersteine wurden durch Elemente aus Graphit ersetzt. Somit steht seit ca. 1986 eine Maschine zur Verfügung, bei der das Plasma nur mit leichten Elementen in Wechselwirkung tritt und metallische Verunreinigungen praktisch ausgeschlossen sind (low-Z machine). Die Heizleistung wurde durch Zusatzheizverfahren signifikant erhöht. Zunächst durch Radiofrequenzheizung auf der Ionenzyklotronfrequenz [16] mit bis zu 4 MW Leistung, dann auch noch durch die Injektion von neutralem Wasserstoff- oder Deuterium mit einer Energie von 50kV [17]

und einer Gesamtleistung der beiden Strahlensysteme (in und gegen die Plasmastromrichtung; co/counter) von 3 MW.

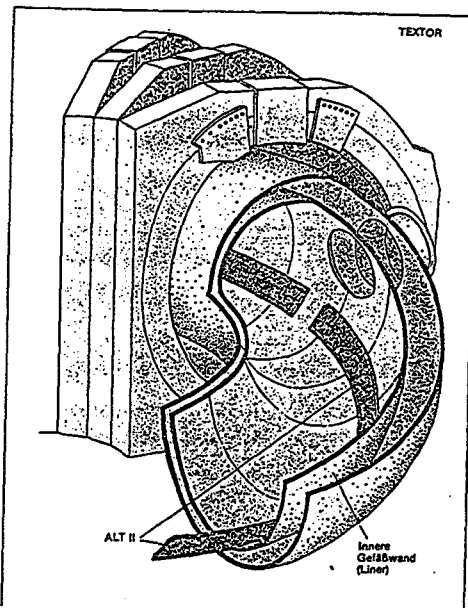


Abbildung 4.1 Der Tokamak TEXTOR mit den toroidal umlaufenden Blättern des Pumplimiters ALT-II

Abbildung 4.1 zeigt den Tokamak TEXTOR mit dem toroidal umlaufenden Pumplimiter ALT-II. Das System besteht aus 8 Segmenten, die radial beweglich sind, um die Entfernung von Edelgasen wie Helium oder Neon zu ermöglichen. Dies ermöglicht die Installation von Limiterschleusen-Systemen, die das Einbringen kleiner Limitersegmente (Durchmesser 12 cm) ohne Bruch des Vakuums erlauben und somit eine flexible Einrichtung zur Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung mit unterschiedlichen Materialien bieten.

Das Limitersystem wurde im Laufe der Jahre erheblich verändert. Zusätzlich zum poloidalen Limiter wurde ein um den gesamten Torus umlaufender (12 m), toroidaler Limiter eingebaut (Abb. 4.1), der durch geeignete Öffnungen auf seiner Unterseite das Einströmen und Abpumpen von Plasmateilchen erlaubt (Pumplimiter ALT-II [15]). Der Limiter besteht aus 8 Segmenten und ist um einige cm radial beweglich. Durch den Einsatz von Turbomolekularpumpen ist auch die Entfernung von Edelgasen möglich; z.B. Helium oder Neon. Weiterhin wurden einige Limiterschleusen-Systeme installiert, die das Einbringen kleiner Limitersegmente (Durchmesser 12 cm) ohne Bruch des Vakuums erlauben und somit eine flexible Einrichtung zur Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung mit unterschiedlichen Materialien bieten.

Der magnetische Flußhub von TEXTOR wurde im Jahre 1994 durch den Einbau eines neuen Transformator-kerns erheblich erweitert, so daß die Dauer des Plasmastroms von 3 s auf ca. 10 s verlängert werden konnte. Dies erlaubt nun auch einen maximalen Plasmastrom von 800 kA über ca. 3 s. Diese erhebliche Erweiterung von TEXTOR wurde durch die Umbenennung der Maschine in "TEXTOR-94" deutlich gemacht. Weil in der vorliegenden Arbeit auch viele Resultate dargestellt werden, die aus der Zeit vor 1994 stammen, wird der Einfachheit halber, auch wenn es um neuere Ergebnisse geht, immer nur der alte Name "TEXTOR" verwendet werden. Die Standardwerte, auf die auch durchweg in dieser Arbeit Bezug genommen wird, sind ein Plasmastrom von 350 kA und ein toroidales Magnetfeld von 2.25 T, was einem Sicherheitsfaktor am Plasmarand von $q=3.8$ entspricht.

Der gute Zugang an TEXTOR für Diagnostik wurde im Laufe der Jahre dazu genutzt, eine umfangreiche Ausstattung an Meßverfahren, insbesondere für den Plasmarand, zu installieren. Optischen Verfahren wird dabei ein großes Gewicht gegeben: z.B. Atomstrahl-Methoden zur Bestimmung von Dichte- und Temperaturprofilen, Emissionsspektroskopie zur Messung von Teilchenflüssen oder Laser-induzierte Fluoreszenz zur Messung von Neutralteilchendichten. Zusammenfassende Darstellungen wurden an anderer Stelle veröffentlicht [14][21][73]. Mit hinreichend guter räumlicher und spektraler Auflösung lassen sich radiale Verteilungen (Eindringtiefen) von Neutralteilchen und Ionen und deren Geschwindigkeitsverteilungen (radiale Komponente) bestimmen. Diese so gewonnenen Daten erlauben nähere Untersuchungen zum Transport von Verunreinigungen am Plasmarand [45]. Beispiele dazu werden in den folgenden Abschnitten gezeigt und teilweise näher erläutert. Zur Bestimmung des Strahlungspegels und der räumlichen Verteilung (zwei-dimensional) der Strahlung wird ein bolometrisches Meßsystem verwendet[74]. Zu Regelzwecken findet auch die spektroskopische Messung bestimmter Emissionslinien Verwendung (z.B. NeVIII Strahlung[75]). Die Verunreinigungsdichten, bzw. das Z_{eff} im Plasmazentrum wird aus der Messung der Leitfähigkeit des Plasmas[45], der Emission weicher Röntgenstrahlung (Kontinuum und Linien)[76] und der Kontinuumsstrahlung (ca. 5600 Å) [77] bestimmt.

Verschiedene Methoden, gezielt bestimmte Verunreinigungen in das Plasma zu bringen, stehen zur Verfügung. Durch die Beschichtung der ersten Wand kann die Art der "natürlich" erodierten Verunreinigungen gesteuert werden (z.B. C oder Si) [71]. Kurze Pulse von Verunreinigungsclustern werden mit Hilfe der Laserablation in die Randschicht gebracht [78]. Das Einblasen von Edelgasen stellte sich aber als eine der effektivsten Methoden heraus. Zu diesem Zweck wird ein regelbares schnelles Gaseinlaßsystem genutzt [79].

4.2 Detachment bei niedrigen Leistungsdichten

Nach Einführung der "niedrig-Z-Maschinen" stellten sich bereits "zufällig" Plasmen mit einem ausgeprägten Strahlungsgürtel ein. Oft erreichten die Strahlungsverluste dabei nahezu 100% der Heizleistung. Z.B. gegen Ende einer Tokamakentladung, wenn der Plasmastrom heruntergefahren wird und die ohmsche Heizleistung damit sinkt, entsteht häufig ein synchron mit dem Strom schrumpfender Plasmaschlauch. Dieses Phänomen kann mit Hilfe einer Videokamera (CCD) und entsprechenden Interferenzfiltern für die Emission der Wasserstoffstrahlung (H_{α}) beobachtet werden [80]. Abb. 4.2 zeigt die entsprechende Beobachtungsgeometrie an TEXTOR.

Die Anregung von H_{α} -Strahlung erfolgt in Konkurrenz zur Ionisation der Atome (siehe Kapitel 3.1). Demnach können wir die radiale H_{α} -Intensitätsverteilung auch als Information über die Lage des Temperaturbereichs, in dem der Wasserstoff ionisiert wird, nutzen. Normalerweise findet diese Ionisation in unmittelbarer Nähe der Wand statt, und es bildet sich ein leuchtender Saum von H_{α} -Licht, besonders an den am meisten belasteten Stellen, wie z.B. Limiter (siehe Beispiel in Abb. 4.3 links. Sinkt nun die Elektronentemperatur durch Strahlungskühlung oder reduzierte Heizleistung unter 10 eV am Plasmarand, verschiebt sich die Ionisationzone. Im H_{α} -Licht sehen wir einen schrumpfenden Plasmaquerschnitt (Abb. 4.3 mitte). Grob gesagt, die H_{α} -Strahlung markiert etwa die 10 eV Grenze des Temperaturprofils.

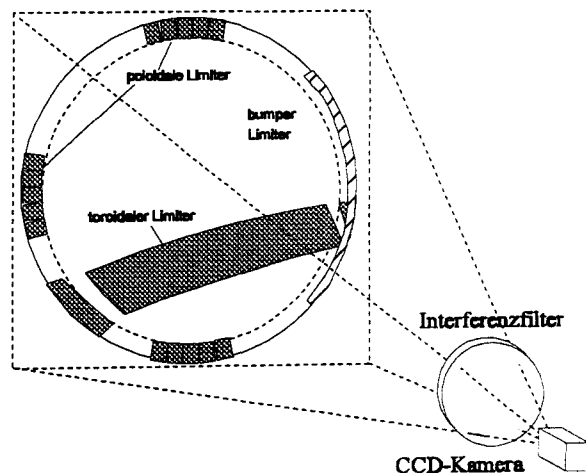


Abbildung 4.2 2-dimensionale Beobachtung der H_{α} -Emission im poloidalen Querschnitt am Ort der poloidalen Limiter von TEXTOR; vom toroidalen Pumplimiter ALT-II ist nur ein Blatt von acht zu sehen.

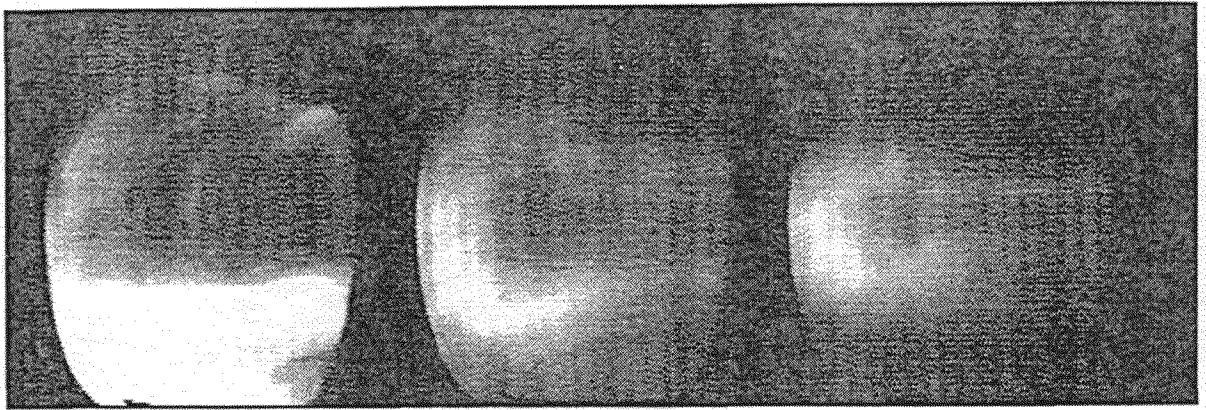


Abbildung 4.3 Videoaufnahmen der H_{α} -Intensitätsverteilung im poloidalen Querschnitt von TEXTOR für eine heiße Randschicht (links) und detached Plasmen (stark bis sehr stark) mit kalter Randschicht.

Eine wichtige Folge dieser Abkühlung ist die deutlich reduzierte Belastung der Limiter; d.h. der gemessene Wärmefluß sinkt auf vernachlässigbare Werte. Nach solchen Beobachtungen am Tokamak TFTR bei Experimenten mit Stromrampen im Jahre 1985 wurde der Begriff "detached" Plasma (detached=vom Limiter "abgelöstes" Plasma) von Strachan geprägt [81]. Darauf folgende Experimente haben das Phänomen "detachment" näher beleuchtet [82][83][84][85]. Eine Zusammenfassung wurde 1986 von Lipschultz verfaßt [86]. Heute wird der Begriff "detachment" auch auf Divertoren angewandt, wenn der Leistungsfluß zur Divertorplatte abreißt (siehe Abschnitt 4.4).

Wenn der konvektive Wärmefluß trotz einer signifikanten Heizleistung praktisch verschwindet, muß zur Erfüllung der Wärmeflußbilanz der Strahlungspegel nahe 100% sein. Also sind "detached" Plasmen bereits beispielhaft für das Konzept des Strahlungsgürtels. Die Verteilung der Strahlungsleistung im poloidalen Querschnitt, gemessen mittels Bolometrie an TFTR, zeigt deutlich eine relativ schmale, poloidal symmetrische Zone mit starker Strahlung (Abb. 4.4). Die Reduzierung des effektiven

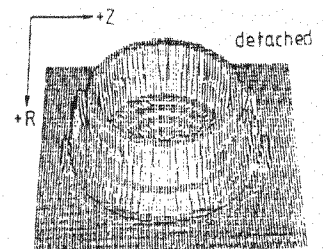


Abbildung 4.4 Poloidale Verteilung der Strahlungsleistung in einem "detached" Plasma in TFTR [85]

Plasmaradius ist allerdings ein wesentlicher Nachteil des starken "detachment". Ein erheblicher Teil des magnetisierten Volumens geht verloren. Ignoriert man diesen eher kostenmäßigen Nachteil, dann bleibt der Energieeinschluß durchaus günstig. Die Einschlußeigenschaften dieses geschrumpften Plasmas folgen den ohmschen Einschlußskalierungen (siehe weiter unten), wenn für a der reduzierte Plasmaradius eingesetzt wird

[87]. Weitere Eigenschaften und damit verbundene Vor- und Nachteile des "detached" Plasmas sollen im folgenden anhand von Messungen an TEXTOR [88] erläutert werden.

4.2.1 Die dynamische Entwicklung

Nach Einführung der Karbonisierung in TEXTOR wurde regelmäßig bei hohen Dichten ein "detached" Plasma beobachtet. Ein typischer zeitlicher Verlauf der zentralen linienemittelten Dichte \bar{n}_e ist in Abb. 4.5 zusammen mit den H_α -Signalen an Limiter und Wand sowie der linienemittelten Dichte $\bar{n}_{e,40}$ in Randnähe bei $r=40$ cm dargestellt. In diesem Beispiel wird die zentrale Dichte auf Werte bis über $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ angehoben und wieder abgesenkt. Zunächst steigen mit \bar{n}_e sowohl die Dichte am Rand als auch das H_α -Signal am Limiter.

Die integrale H_α -Intensität ist ein Maß für den Teilchenfluß am Limiter. Der Teilchenfluß in Atome pro Sekunde ist proportional (ohne Moleküle sogar identisch) mit der Zahl der Ionisationen pro Sekunde, da wir Rekombination vernachlässigen können. Nach Gleichung 3.5 bekommen wir mit Hilfe des Verhältnisses der Ratenkoeffizienten α von Anregung und Ionisation eine Verknüpfung zwischen der Zahl der Photonen ϕ und dem Teilchenfluß

$$\Gamma = B \frac{\phi}{\alpha} \quad , \quad (4.1)$$

wobei B das Verzweigungsverhältnis für die Emission der beobachteten Linie aus dem entsprechenden angeregten Zustand ist (Häufig wird für das Verhältnis in Gl. 4.1 auch der Ausdruck BS/X verwandt). Dies

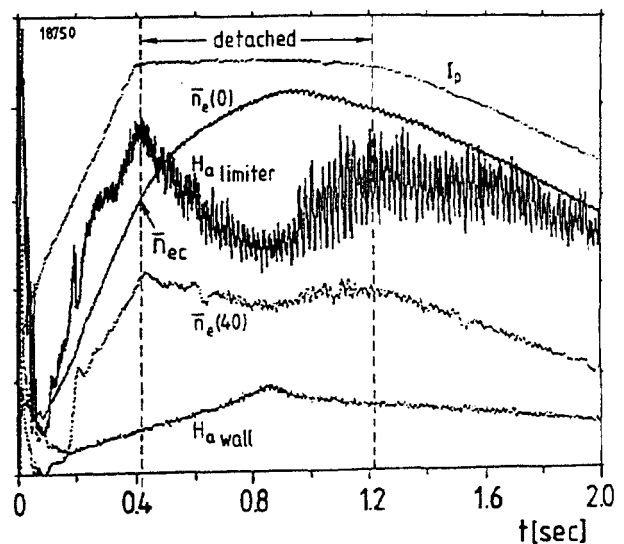


Abbildung 4.5 Detachment während eines Dichteanstiegs in einer ohmschen Entladung von TEXTOR; alle Signale in willkürlichen Einheiten; \bar{n}_e linienemittelte Elektronendichte bei $r=0$ cm und $r=40$ cm, I_p Plasmastrom, H_α integrale Strahlung an Limiter und Wand

ist die Grundlage der Teilchenflußmessungen in Plasmen [89]. Der so bestimmte Fluß gibt den Zustrom von neutralem Wasserstoff wider. Im allgemeinen sind die stark belasteten Flächen eines Limiters nach wenigen Millisekunden mit Wasserstoff gesättigt, so daß jedes auftreffende Ion ein Atom (Molekül) emittieren muß. Damit definiert Gl. 4.1 auch eine Meßvorschrift für den Ionenstrom zum Limiter. Die exakte Bestimmung der Zahl der Ionisationen pro Photon erfordert allerdings auch die Berücksichtigung geometrischer Effekte, von Ladungsaustauschprozesse und Moleküldissoziation [90].

Der Anstieg des H_α -Signals zu Beginn der Entladung in Abb. 4.5 entspricht demnach einer Zunahme des Teilchenflusses, wie aus der Relation $\Gamma \sim n_e T_e^{1/2}$ bei einem Dichteanstieg zu erwarten ist (siehe Gl. 3.50). Die Elektronentemperatur T_e sinkt zwar mit steigendem \bar{n}_e , hat aber auf Γ nur einen gedämpften Einfluß. Ab einer bestimmten Dichte, die wir *kritische Dichte* $\bar{n}_{e,c}$ nennen wollen, kehrt sich der Verlauf von H_α plötzlich um - das "detached" Plasma beginnt. Trotz steigender zentraler Dichte sinkt nun der Teilchenfluß am Limiter ab. Wir haben eine Situation, wie sie in Kapitel 3.4.2 beschrieben wurde, bei der die Plasmatemperatur am Rand (Limiterumgebung) so niedrig ist, daß die Ionisationsprozesse sich radial verschieben. Dadurch sinkt auch die Elektronendichte in der Limiterumgebung (z.B. $\bar{n}_{e,40}$), was den Effekt noch verstärkt und den plötzlichen Einsatz des detachments erklärt. Bemerkenswert ist auch, daß der Teilchenfluß an der Wand im Gegensatz zum Limiter weiter ansteigt. Wir kommen im Abschnitt 4.2.2 darauf zurück. Wenn beim späteren Abfall von \bar{n}_e die kritische Dichte unterschritten wird, kehrt sich das Verhalten der Flüsse wieder um. Der Teilchenfluß in diesem Beispiel sinkt während des detachments nur auf etwa 40% des zu erwartenden Flusses bei linearem Anstieg mit \bar{n}_e . Wesentlich ausgeprägter ist aber die Abnahme des Wärmeflusses zum Limiter, der ja nach Gl. 3.51 durch die $T_e^{3/2}$ Skalierung stärker fällt als Γ . Noch deutlicher macht sich das detachment bei den Eindringtiefen der Wasserstoffatome bemerkbar, so daß diese Größe als bestes Kriterium für den Begriff detachment dienen kann [91].

Die Messung der Eindringtiefen der H-Atome wird erleichtert durch den Einsatz der poloidalen Limiter als Hauptlimiter an TEXTOR. Der gute Zugang für Beobachtungszwecke (Abb.4.2) und die Tatsache, daß die Teilchenemissionen auf einer relativ kleinen Fläche stattfinden (Linienquelle entlang Limiterkante), erlaubt die Bestimmung der Eindringtiefen aus der radialen Verteilung der H_α -Emission. Diese kann entweder aus den 2d-Messungen nach Abb. 4.3 extrahiert werden, oder sie wird direkt durch die Anwendung einer linearen Meßanordnung bestimmt. Ein Beispiel für eine solche Meßanordnung ist in Abb. 4.6 zu sehen. Es handelt sich um ein Spektrometer, dessen Spalt radial orientiert auf die Limiterenebene abgebildet wird. Als Detektor dient

ein 2-dimensionales CCD-Element (z.B. 512x512 Bildpunkte), welches nun sowohl die spektrale als auch die radiale Information der Lichtemission detektiert.

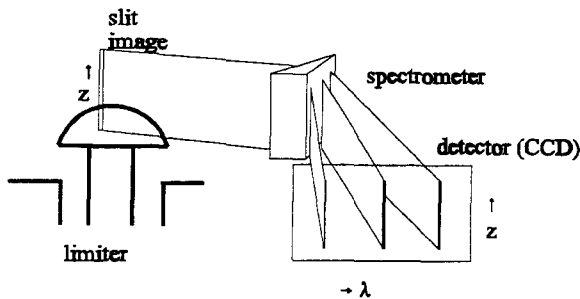


Abbildung 4.6 Meßanordnung zur Bestimmung der radialen Emissionsprofile bestimmter Linien mit einem abbildendem Spektrometer und 2-dimensionalem CCD-Element

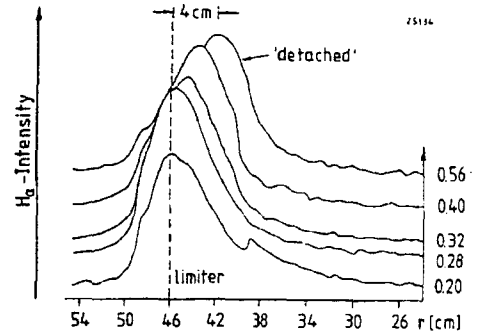


Abbildung 4.7 Radiales H_{α} -Profil am poloidalen Limiter während des Übergangs zum detachment von $t=0.2$ s bis $t=0.56$ s.

Die radiale Verteilung der H_{α} -Emission beim Übergang zum detachment aus dem obigen Beispiel wird in Abb. 4.7 gezeigt. Während des gesamten Anstiegs des Teilchenflusses liegt das Maximum der H_{α} -Emission auf dem Limiterradius $r=46$ cm. Das plötzliche Ablösen des H_{α} -Profils bei $t=0.32$ s definiert die kritische Dichte und den Beginn des detachments. Bei $t=0.56$ s hat sich das Maximum bereits um 4 cm verschoben. Der Grad des detachments könnte durch diese Verschiebung charakterisiert werden. Extreme Verschiebungen bis zu kleinsten Plasmaradien wurden beobachtet.

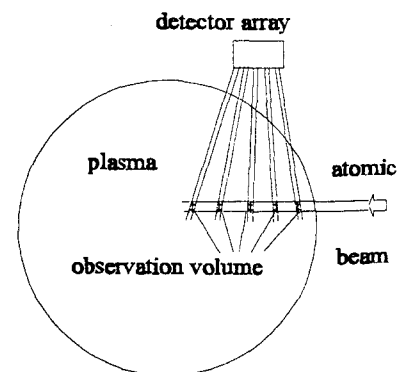
In dem gezeigten Beispiel erscheint zunächst detachment nur als transienter Vorgang. Man kann aber durch Regelung der Plasmadichte ($\bar{n}_e = \text{const}$) fast jeden Grad der Verschiebung festhalten. Solche Bedingungen sollen im weiteren ausführlich besprochen werden, denn letztendlich kommen ja nur stationäre Plasmen mit kaltem Strahlungsgürtel für eine Anwendung in der Fusion in Betracht.

4.2.2 Quasi-stationäre Bedingungen

Stationäre Bedingungen sind nur im Rahmen der Pulsdauer des Tokamaks möglich. Die wichtigen Entladungsparameter Elektronendichte und Plasmastrom konnten bei TEXTOR für hohe Dichten für etwa 1 Sekunde konstant gehalten werden (flat top). Erst nach der Flußhuberhöhung im Jahre 1994 (TEXTOR-94)

wurden flat-top-Zeiten von mehreren Sekunden möglich. Die charakteristischen Zeiten für die Einstellung der Dichte- und Temperaturprofile sind wesentlich kleiner als 1 Sekunde, so daß wir bereits bei den kurzen flat-top-Zeiten von quasi-stationären Bedingungen sprechen können. Aufheizprozesse von Wandelementen haben deutlich größere charakteristische Zeiten, spielen aber für Entladungen mit hohem Strahlungspegel, also geringen Spitzenlasten am Limiter, keine Rolle. Der massive Einsatz von Zusatzheizung und die Erfordernisse Verunreinigungen abzupumpen, stellt besondere Anforderungen an die Pulslänge und kann teilweise nur mit der größeren Pulslänge von TEXTOR-94 erfüllt werden, was aber erst im Kapitel 4.2 beschrieben wird. Hier beschränken wir uns auf rein ohmsch geheizte Plasmen.

Durch Variation der Dichte und/oder des Plasmastroms von Entladung zu Entladung können die Bedingungen zur Existenz von detached Plasmen untersucht werden. Wichtig in diesem Zusammenhang ist die Bestimmung der Profile von Elektronendichte und -temperatur am Plasmarand. Dazu kommen mehrere Methoden in Frage. An TEXTOR wird vornehmlich atomstrahl-unterstützte Emissionsspektroskopie eingesetzt [21]. In ohmschen Plasmen sind die Li-Strahlmethode und die Laserablation von Li/C-Gemischen [78] geeignet. Für größere Eindringtiefen mit thermischen Atomen ist ein He-Strahl geeignet [92]. Der prinzipielle Aufbau einer Atomstrahl Diagnostik wird in Abb. 4.8 gezeigt. Z.B. kann ein thermischer Li-Atomstrahl, durch Verdampfung aus Al/Li oder Cu/Li Legierungen erzeugt und geeignet kollimiert, radial in das Plasma injiziert werden. Senkrecht dazu erfolgt die Beobachtung der Li α -Emission, aus dessen Profilform auf das Elektronendichteprofil geschlossen werden kann.



Mit dieser Methode wurde für verschiedene zentrale Dichten bis hin zu detached Plasmen das n_e -Profil an TEXTOR bestimmt. Eine Übersicht über die Variation dieser Größe und einiger anderer Randschichtparameter zusammen mit globalen Größen wird in den Abb. 4.9 und 4.10 gegeben [93].

Abbildung 4.8 *Prinzipieller Aufbau der Li-Atomstrahl Diagnostik*

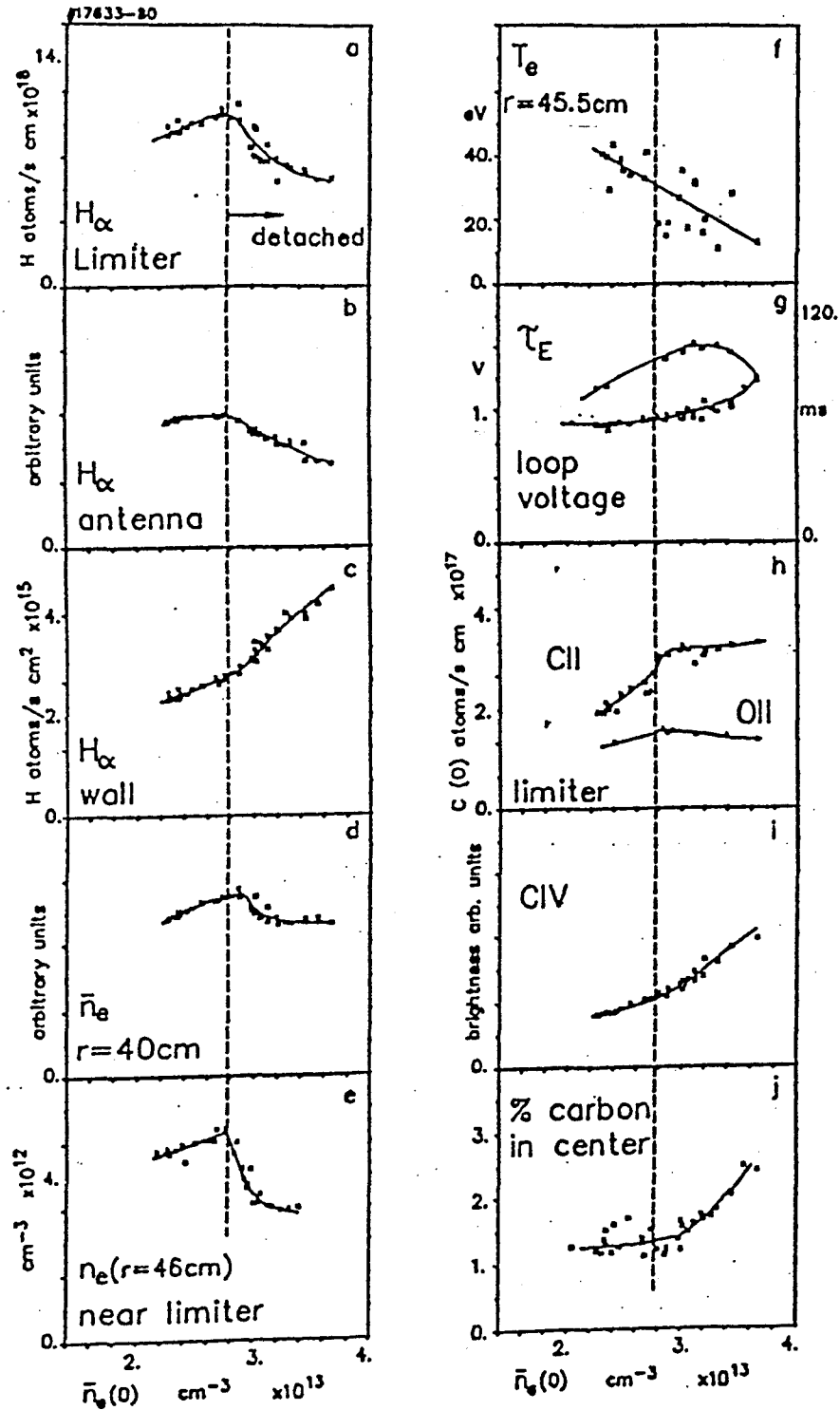


Abbildung 4.9 Variation von Randschichtparametern und einiger globaler Größen mit der zentralen Dichte für quasi-stationäre Bedingungen; a-c) integrale H_{α} Intensitäten, d) liniengemittelte Dichte bei $r=40cm$, e) Elektronendichte bei $r=46cm$ aus Li-Strahlmethode, f) Elektronentemperatur aus Thomsonstreuungsmessungen, g) globale Energieeinschlußzeit, h) Emission von CII und OII am Limiter, i) Emission von CIV aus dem Einschlußgebiet und j) Konzentration von Kohlenstoff im Zentrum aus dem Kontinuum der weichen Röntgenstrahlung.

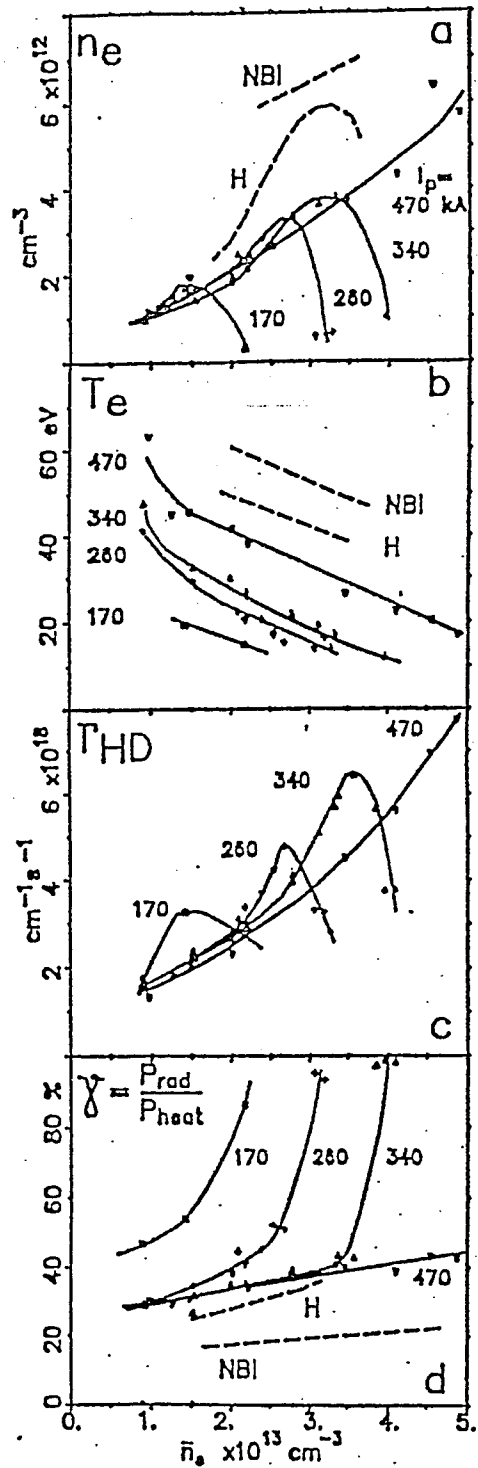


Abbildung 4.10 Variation von Randschichtparametern (Dichte n_e , Temperatur T_e , Deuteriumfluß Γ_D am Limiter und des Strahlungspegels γ mit der zentralen Elektronendichte in Entladungen mit rein ohmscher Heizung, borierter Wand und verschiedenen Plasmaströmen (170 kA, 260 kA, 340 kA, 470 kA). Die Daten für Zusatzheizung mit Neutralteilcheninjektion (NBI) bei 340 kA sind gestrichelt angedeutet.

Die kritische Dichte in der Abb. 4.9 liegt bei $\bar{n}_{e,cr} \approx 2.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Unterhalb von $\bar{n}_{e,cr}$ steigt $n_{e(46)}$ am Limiter mit der zentralen Dichte an. Oberhalb der kritischen Dichte fällt $n_{e(46)}$ stark ab. Die Elektronentemperatur bei $r=45.5 \text{ cm}$ fällt stetig ab. Die damit verknüpften Teilchenflüsse am Limiter, repräsentiert durch das H_{α} -Signal, verhalten sich entsprechend. Je höher der Plasmastrom um so höher ist auch die kritische Dichte wie Abb. 4.10 zeigt. Diese Abhängigkeit wird im nächsten Kapitel diskutiert. Allen detached Plasmen ist gemein, daß die Elektronentemperatur am Plasmarand auf etwa 10 eV absinkt und der Strahlungspegel dann nahe an 100% reicht (Abb. 4.10). Nur bei höchstem Strom tritt kein detachment auf. In Abb. 4.10. ist auch die drastische Erniedrigung des Strahlungspegels mit Zusatzheizung (ca. 1.6 MW Neutralteilchenheizung NBI) angedeutet. Wir erkennen hier, daß in diesem Fall eine reine Dichteerhöhung für Strahlungskühlung nicht ausreicht.

Der Teilchenfluß an der ICRH-Antenne in Abb. 4.9 fällt ebenfalls ab, allerdings weniger ausgeprägt, weil die Antenne etwa 2 cm tief in der Abschältschicht liegt. Je weiter man in die Abschältschicht geht, um so geringer fällt der Flußabfall aus, bis sich das Verhalten an der Wand sogar umkehrt. Die Wandflüsse steigen mit detached Plasmen sogar stärker an. Integral bedeutet dies, daß die Flußaufteilung zwischen Limiter und Wand sich zugunsten der Wand verschiebt. In nicht-detached Plasmen nimmt der Limiter etwa 70 % des Gesamtflusses auf, im detached Plasma sinkt dieser Anteil unter 30%. Der Absolutwert des Gesamtflusses ändert sich aber auch - er wird kleiner mit detached Plasmen, was einer Zunahme der globalen Teilcheneinschlußzeit entspricht. Diese Änderung im Transport wird in Abschnitt 4.2.4 besprochen. Eine Folge des erhöhten Teilcheneinschlusses ist im CIV Signal und in der zentralen Konzentration von Kohlenstoff zu sehen, welche im detached Plasma deutlich ansteigen. Wichtig in diesem Zusammenhang ist die Tatsache, daß die wesentlichen Verunreinigungen C und O auch durch niederenergetische Prozesse (Chemie) freigesetzt werden können, also auch in Plasmen mit kalter Randschicht noch ein hinreichend hoher Verunreinigungsfluß zur Verfügung steht [94]. Wenn physikalische Zerstäubung dominiert, ändert sich das Verhalten grundlegend wie im Kapitel 4.3.2 mit Silizium zu sehen ist.

Der erhöhte Wandfluß bei detachment hat unter anderem mit vergrößerten Transportwegen der Neutralteilchen zu tun. Diese weisen eine deutlich erhöhte Ionisationslänge auf, so daß über Ladungsaustauschprozesse die Teilchen auf große Wandflächen verteilt werden können. Ermöglicht wird die große Eindringtiefe (siehe Abb.

4.7) durch den Dichteabfall am Plasmarand, der sich einige cm in das Einschlußgebiet fortsetzt. In Abb. 4.11 sind die mit der Li-Strahl-Methode gemessenen Dichteprofile für eine Sequenz zentraler Dichtewerte angegeben. Die Plasmen mit $\bar{n}_e > 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ sind detached (d.h. die kritische Dichte ist bei dieser Serie etwas höher, als für das Beispiel in Abb. 4.9). Der Dichteabfall innerhalb von $r < 46$ cm entspricht quasi einer Profilverchiebung, die sich mit der der Verschiebung von H_e deckt. In diesem Gebiet fällt auch die meiste Strahlung an (siehe Abb. 3.3). Auch innerhalb der Abschältschicht sinkt n_e . Die Abfallängen sind etwa konstant, was aber noch nicht repräsentativ für die gesamte Abschältschicht ist, denn diese Messung wurde nur in einer Entfernung von etwa 1 m vom Limiter (entlang Magnetfeld) durchgeführt, also noch im Einflußgebiet des Teilchenrecyclings. In diesem Gebiet sind, nach den Ausführungen in Kap. 2.1.1 (siehe Abb. 2.5), steilere Profile zu erwarten, als weiter entfernt.

Mit Hilfe der Laserablationstechnik wurde in großer Entfernung zum Limiter ein Li/C-Gemisch injiziert. Die Emissionsprofile von C und Li erlauben die Deduktion der n_e - und T_e -Profile [78]. Das Resultat für eine Dichtesequenz ist in Abb. 4.12 zu sehen. Diese Messungen zeigen deutlich, daß im

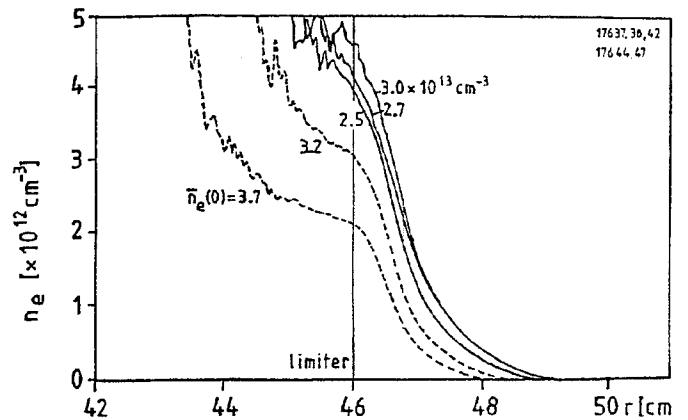


Abbildung 4.11 Elektronendichteprofile für verschiedene Entladungen mit unterschiedlicher zentraler Dichte: detachment setzt oberhalb einer kritischen Dichte von $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ein.

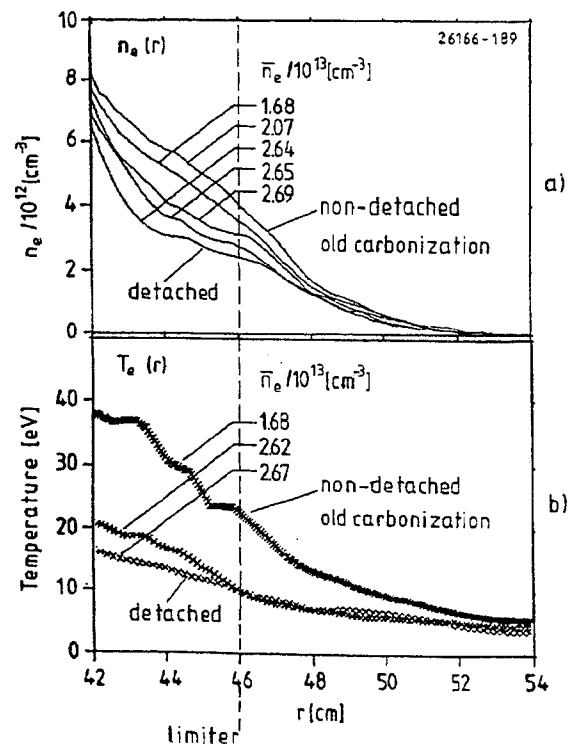


Abbildung 4.12 Profile der Elektronendichte und -temperatur für eine Dichtesequenz quasi-stationärer Plasmen bestimmt mit Hilfe der Laserablationmethode

detached Plasma beide Randschichtparameter, n_e und T_e , absinken. Nun ist aber weiter innerhalb der Abschältschicht, im Gegensatz zur Abb. 4.11, keine starke Reduktion zu sehen. Hier wird die prinzipielle Struktur der Abschältschicht deutlich, die in Kapitel 2.1.1 ausführlich besprochen wurde. Im Nahbereich sind die Profile steiler und der Teilchenfluß variiert mit $n_e c_s$. Im Fernbereich - das ist der größte Teil der Wand - haben wir breitere Profile, deren Abfalllänge nach Gl. 2.12 nur schwach von T_e abhängt. Also spielt auch bei der Verschiebung der Flüsse vom Limiter zur Wand die Randschichtstruktur und deren Änderung durch Strahlungskühlung eine Rolle. Allerdings dominieren Ladungsaustauscheffekte. Dies wird allein klar, wenn man sich einen Extremfall mit verschwindenden Limiterflüssen ($c_s \neq 0$) vorstellt, wo eine Neutralgasschicht an der Wand mit der Plasmasäule nur noch über Ladungsaustausch und Rekombination kommunizieren würde.

4.2.3 Die kritische Dichte und Dichtegrenze

Detached Plasmen werden in Experimenten hauptsächlich durch Hochfahren (Gasblasen) der zentralen Dichte erzeugt. Bereits in den vorangegangenen Beispielen sahen wir, daß detachment bei unterschiedlichen kritischen Dichten $\bar{n}_{e,cr}$ einsetzen kann. Stets erreichen wir in einem detached Plasma einen hohen Strahlungspegel mit $\gamma \approx 1$. Diese Bedingung bestimmt die Dichtegrenze \bar{n}_g . Daraus läßt sich nun ableiten, wie \bar{n}_g von der Heizleistung und der Verunreinigungskonzentration - den wichtigsten Parametern - abhängt. Zu diesem Zweck vereinfachen wir den Ausdruck für die Gesamtstrahlung nach Gl. 3.9 durch Einführung einer effektiven Strahlungsfunktion L_{eff} . Die Gesamtstrahlung kann dann beschrieben werden durch $P_{rad} = L_{eff} n_e n_i$. Mit der Verunreinigungskonzentration $c_i = n_i / n_e$ erhalten wir

$$P_{rad} = L_{eff} c_i n_e^2 \quad (4.2)$$

Der Strahlungspegel $\gamma = P_{rad} / P_{heat}$ ist dann gegeben durch

$$\gamma = \frac{L_{eff} c_i n_e^2}{P_{heat}} \quad (4.3)$$

Mit der Bedingung $\gamma \rightarrow 1$ erhalten wir die Dichtegrenze

$$n_g \approx \sqrt{\frac{P_{\text{heat}}}{L_{\text{eff}} c_i}} \quad (4.4)$$

Der Einsatz des detachments beginnt schon bei kleinerem Strahlungspegel, also bei niedrigerer Dichte $\bar{n}_{e,\text{cr}} < \bar{n}_g$. Eine Analyse von detached Plasmen in unterschiedlichen Maschinen ergab eine Skalierung der kritischen Dichte mit der Plasmaströmdichte j gemäß $\bar{n}_{e,\text{cr}} = \rho j$, wobei ρ eine Konstante ist [86]. Mit den folgenden experimentellen Beispielen wird qualitativ diese Abhängigkeit belegt. In Abb. 4.13 werden die Teilchenflüsse am Limiter für eine Sequenz von Entladungen mit verschiedenen Dichten und unterschiedlichen Plasmaströmen gezeigt. Die kritische Dichte ist gekennzeichnet durch den Abknickpunkt des Flußanstiegs. Je höher der Plasmastrom und damit die ohmsche Heizleistung $P_{\text{heat}} = I_p U$, um so größer ist $\bar{n}_{e,\text{cr}}$. Bei $I_p = 480$ kA wird detachment nicht mehr erreicht, weil das Plasma vorher disruptiert - also die Dichtegrenze erreicht wird. Der Existenzbereich von detached Plasmen zwischen \bar{n}_g und $\bar{n}_{e,\text{cr}}$ ist in Abb. 4.14 zu sehen. Bei kleinen Plasmaströmen finden wir den größten Bereich. Die Erklärung dafür hängt mit den Disruptionsmechanismen zusammen. Es wird angenommen, daß z.B. starke Strahlung auf der $q=2$ Fläche (siehe Kap. 1) Instabilitäten antreiben kann, die zur Disruption führen [95]. In TEXTOR liegt die $q=2$ Fläche für $I_p = 270$ kA bei $r=20$ cm, und für $I_p = 340$ kA bei $r=25$ cm. Beim höchsten Strom $I_p = 480$ kA liegt die $q=2$ Fläche mit $r=37$ cm schon sehr nahe am Plasmarand und innerhalb der Strahlungszone, so daß hier die Erklärung für den verschwindenden Existenzbereich von stabilen detached Plasmen liegt.

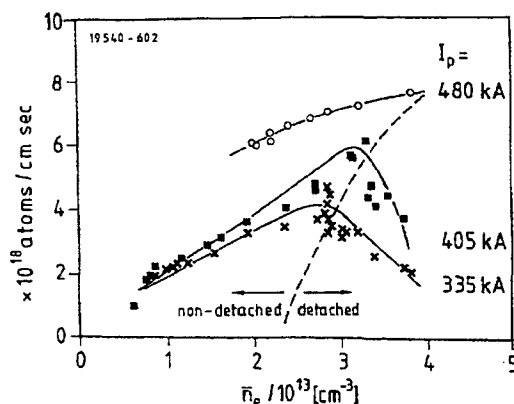


Abbildung 4.13 Teilchenfluß am Limiter in einer rein ohmsch geheizten Entladungssequenz mit verschiedenen Dichten und Plasmaströmen

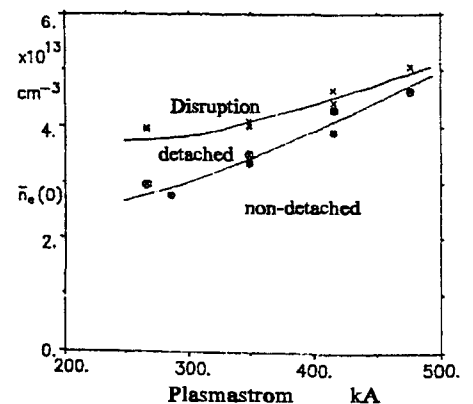


Abbildung 4.14 Existenzbereich für detached Plasmen bei rein ohmscher Heizung und gegebener Verunreinigungskonzentration

Durch Zusatzheizung kann ein detached Plasma verschwinden, wie Abb. 4.15 beweist. Hier wird zunächst ein detached Plasma durch Erhöhung der Dichte erzeugt, welches dann nach einer Erhöhung der Heizleistung (ohmsch 350 kW, ICRH 400 kW) mittels Ionzyklotron-Resonanz-Heizung (ICRH) wieder verschwindet, d.h. die Teilchenflüsse am Limiter steigen wieder an und die Eindringtiefen der Neutralteilchen gehen auf den alten Wert zurück. Die Verdopplung der Heizleistung überkompensiert den leichten Anstieg der zentralen Dichte, der in diesem Fall mit freiwerdendem Wasserstoff aus der Wand durch die Wechselwirkung mit ICRH zu tun hat. Dieser Fluß kann nicht auf den alten Wert zurückgehen, weil mit Zusatzheizung die Teilchenflüsse insgesamt ansteigen [96]. Diese zusätzliche Teilchenquelle erkennt man auch am Anstieg der Flüsse an der Wand.

In Abb. 4.16 ist ein Beispiel gegeben, das zeigt wie der Verunreinigungspegel die kritische Dichte beeinflussen kann. Die Verunreinigungskonzentration c_i wird durch den Zufluß Γ_i dieser Teilchen bestimmt und hängt daher von den Erzeugungsmechanismen und dem Zustand der Wandelemente (Konditionierung) ab. Die zu vergleichenden Entladungssequenzen in Abb. 4.16 wurden unter verschiedenen Konditionierungsbedingungen gewonnen. Nach einer frischen Karbonisierung sind die freigesetzten Kohlenstoffflüsse in der Plasmaentladung

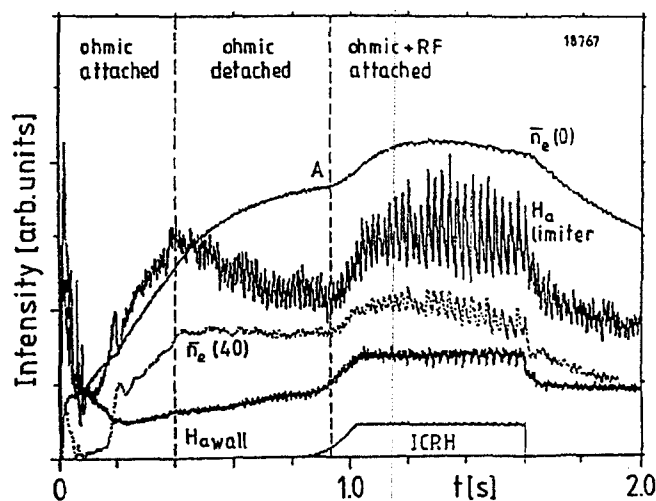


Abbildung 4.15 Relativer Verlauf der Elektronendichten bei $r=0$ und $r=40\text{cm}$, der Teilchenflüsse an Limiter und Wand und der Zusatzheizung durch ICRH

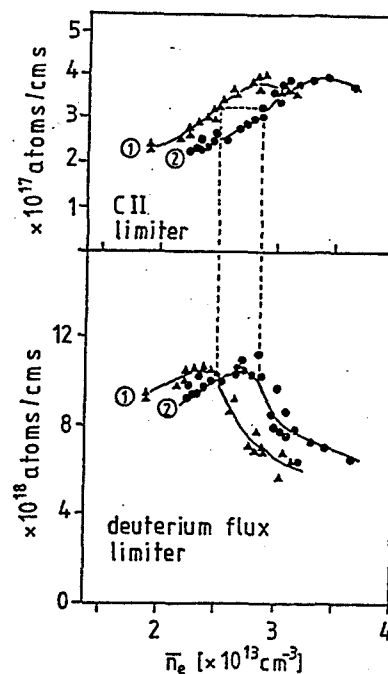


Abbildung 4.16 Kohlenstoff- und Wasserstoffflüsse am Limiter für Entladungssequenzen mit unterschiedlichen Konditionierungsbedingungen (alte ① /frische ② Karbonisierung)

niedriger(!); ein klares Indiz dafür, daß chemische Prozesse, wie z.B. CO Bildung, eine große Rolle spielen. Dieser Situation entspricht die Sequenz 2 in Abb. 4.16. Bei der anderen Sequenz war die Karbonisierung schon etwas älter und teilweise verbraucht.

Der Kohlenstofffluß wurde durch Messung der Intensität der CII -Strahlung bestimmt [73]. In Abb. 4.16 sehen wir, wie bei zunehmender Dichte beide Flüsse, Deuterium und Kohlenstoff, ansteigen, bis bei der jeweiligen kritischen Dichte der Deuteriumfluß am Limiter abfällt und das Plasma detached. Wenn in Sequenz 1 detachment eintritt, ist der Kohlenstofffluß in Sequenz 2 noch zu niedrig. Erst bei höherer Dichte, wie nach Gl. 4.4 zu erwarten, wird der notwendige Strahlungspegel erreicht. Es stellen sich zufällig die gleichen Kohlenstoffflüsse ein; dies ist aber ein kombinierter bezüglich Dichte, Temperatur und Teilcheneinschluß. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß der Kohlenstofffluß auch während eines relativ starken detachments dank chemischer Prozesse noch aufrecht erhalten bleibt.

4.2.4 Teilcheneinschlußzeit

Die globale Teilcheneinschlußzeit ist durch die Gesamtdichte der Elektronen N und den Gesamtfluß am Plasmarand Γ gegeben zu $\tau_p = N/\Gamma$. Im einfachen Diffusionsmodell (siehe Kap. 3.2.2) erhält man einen Ausdruck für Γ über den Diffusionskoeffizienten D und die Ionisationslänge λ_i , so daß

$$\tau_p = \frac{\lambda_i}{D} \frac{O}{V} \quad (4.5)$$

mit der Oberfläche der Wand O und dem Plasmavolumen V . In Abb. 4.7 wurde bereits gezeigt, wie stark sich λ_i durch detachment ändert. Demnach ist ein Einfluß auf die Teilcheneinschlußzeit zu erwarten. Wie groß dieser sein kann, soll nun aus den gemessenen Dichtegradienten (Abb. 4.12) in der Umgebung der Separatrix ($r=46$ cm) abgeleitet werden. Da sich λ_i sehr stark ändert, können wir mögliche Variationen von D zunächst vernachlässigen (siehe Diskussion in Kap. 6). Mit $D = \text{const} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ ergeben sich die in Abb. 4.17 dargestellten Werte für τ_p . Die Absolutwerte hängen natürlich direkt von der Schätzung für D ab, und sind daher mindestens um einen Faktor 2 ungenau. Der relative Verlauf ist aber signifikant - mit detachment steigt die Teilcheneinschlußzeit sprunghaft an.

Man braucht weniger Gaszufuhr, um in einem detached Plasma die Dichte zu halten, was ein Vorteil ist. Wenn allerdings der Teilcheneinschluß so gut wird, daß das von der Wand emittierte Gas schon für eine weitere Dichteerhöhung ausreicht, kann es zu Problemen mit der Dichte- und Strahlungsgrenze kommen. In einem solchen Fall können Pumplimiter oder Divertorpumpen helfen.

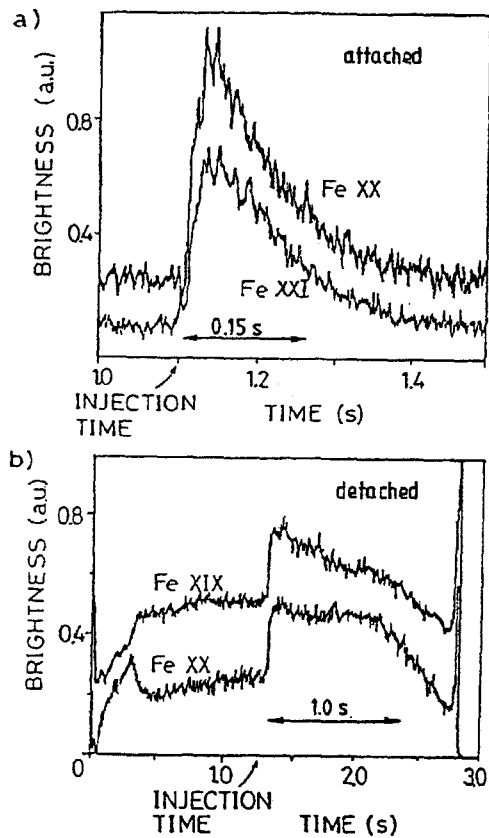


Abbildung 4.18 Intensitätsverlauf von Eisenlinien nach Injektion mittels Laserablation

Hilfe der Laserablation wurde z.B. Eisen in ein detached und ein non-detached Plasma injiziert. Die Auswertung des exponentiellen Abfalls der Intensität der FeXX und FeXXI Linien ergibt die Einschlußzeit [97]. Abb. 4.18 zeigt im Vergleich, wie unterschiedlich die Abfallzeiten sind. Im detached Plasma werden etwa 10mal höhere Werte gemessen. Dieser Effekt kann nicht durch Ionisationslängen am Rand erklärt werden. Detachment muß im Plasmazentrum auf die Transportmechanismen wirken. Damit berühren wir eine der fundamentalen und bis heute noch ungeklärten Fragen. Der Transport von schweren Verunreinigungen stellt

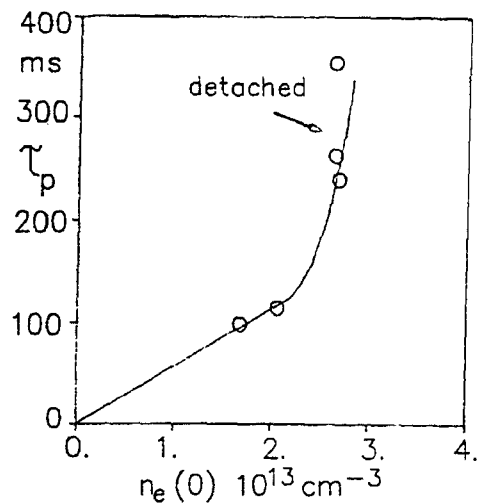


Abbildung 4.17 Teilcheneinschlußzeiten abgeleitet aus gemessenen Dichtegradienten bei $r=46$ cm und $D=0.5$ m²/s

Der in Abb. 4.17 gezeigte Effekt basiert nur auf Prozessen am Plasmarand (Abkühlung, Ionisation). Es gibt aber auch Evidenz für Änderungen des Transport tief im Plasmazentrum. Diese Untersuchungen beziehen sich nur auf schwere Verunreinigungen. Mit

hier ein besonders komplexes Problem dar, da die Injektion bestimmter Mengen auch das Plasma beeinflussen kann.

4.2.5 Energieeinschlußzeit

Im Übersichtsbild 4.8 wurde bereits gezeigt, wie die Energieeinschlußzeit mit detachment sinkt. In Abb. 4.19 wird das gleiche Verhalten während einer Dichterampe gezeigt. Das Plasma detached bei einer Dichte von $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$. Vor und nach dem detachment skaliert die Energieeinschlußzeit näherungsweise linear mit der Dichte, so wie es die Neo-Alcator Skalierung beschreibt $\tau_E \sim \bar{n}_e a R^2 q^{0.8}$ [98]. Nehmen wir für den kleinen Plasmaradius a den effektiven Radius a_{eff} , der durch die Lage der Ionisationszone bestimmt ist (siehe Abb. 4.7) und berücksichtigen, daß sich q mit a_{eff} ändert, dann erhält man eine Übereinstimmung mit der Neo-Alcator Skalierung für beide Plasmazustände - detached und nicht-detached [98]. In der Praxis, wie auch im vorliegenden Fall, wird in den Entladungen meist der Plasmastrom und das Integral der liniengemittelten Dichte konstant gehalten. Die Skalierung mit dem effektiven Plasmaradius ändert sich dann zu

$$\tau_E \sim a_{\text{eff}}^{1.6} \int \bar{n}_e dr$$

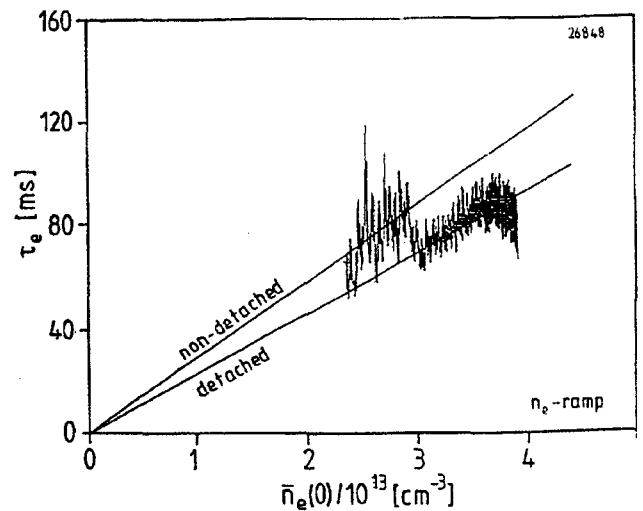


Abbildung 4.19 Variation der Energieeinschlußzeit mit der mittleren Elektronendichte während der Entladung (Dichterampe); detachment bei $3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$

4.2.6 Strahlungspotential von C und O

Das Strahlungspotential E_{rad} (definiert in Kap. 3.1.1) kann sowohl aus globalen Meßdaten als auch aus lokalen, bzw. relativen Daten bestimmt werden. Nach Gl. 3.7. erhält man E_{rad} aus der Gesamtstrahlung und dem Gesamtverunreinigungsfluß zu

$$E_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{\Gamma_i} \quad (4.6)$$

Die Gesamtstrahlung in den hier besprochenen Beispielen wird fast ausschließlich durch Kohlenstoff und Sauerstoff bestimmt. Da wir die Strahlungsanteile nicht trennen können, muß für den Verunreinigungsfluß die Summe beider Spezies eingesetzt werden. Aus der bolometrisch bestimmten Strahlung P_{rad} und den spektroskopisch gemessenen Flüssen Γ_C und Γ_O am Limiter erhalten wir E_{rad} . Dabei variieren die Werte erheblich mit dem Strahlungspegel. Nach den Überlegungen in Kap. 3.1 wissen wir, daß die Elektronentemperatur am Plasrand das Verhältnis von Anregungs- zu

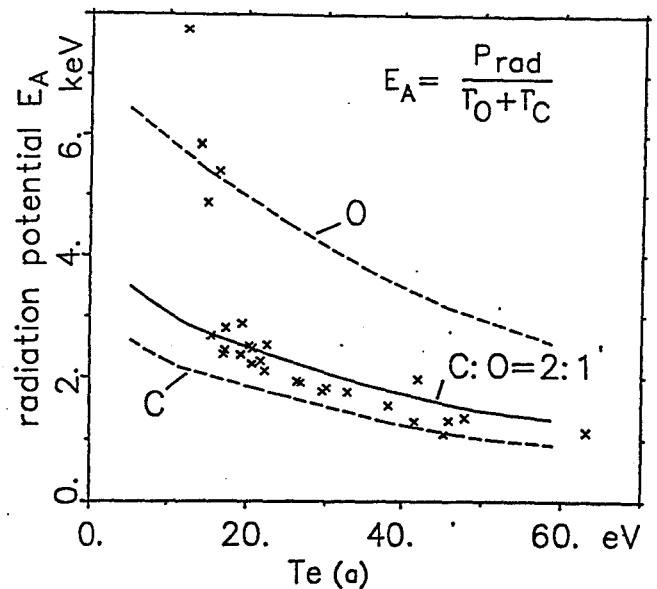


Abbildung 4.20 In TEXTOR experimentell bestimmtes Strahlungspotential aus den Gesamtflüssen von C und O am Limiter und der Gesamtstrahlung als Funktion der Elektronentemperatur am Plasmarand; die Kurven stammen von Modellrechnungen für C und O (gestrichelt) und eine tragend, stellen wir in Abb. 4.20 die Mischung von C und O (durchgezogen)[40]

experimentell bestimmten E_{rad} Werte als Funktion von T_e bei $r=a$ dar. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse von Modellrechnungen angegeben. Wie erwartet, fällt E_{rad} mit T_e ab. Über die Absolutwerte kann man nicht zwischen C und O unterscheiden, weil die Meßgenauigkeit der Gesamtflüsse nicht dazu ausreicht. Die Absolutwerte wurden für ein Flußverhältnis von C:O=2:1 angepaßt. Wir sehen, daß sich für $T_e > 20\text{eV}$ eine relativ gute Übereinstimmung ergibt. Nur bei sehr niedrigen T_e gibt es eine erhebliche Abweichung, die mit dem in der Rechnung festgehaltenen Plasmahintergrund zutun hat. Erst eine selbst-konsistente Behandlung

von Verunreinigungsstrahlung und Transport des Hintergrundplasmas erlaubt den Bereich von detached Plasmen, richtig zu beschreiben (siehe RITM in Abb. 3.8).

Eine andere, von der oben beschriebenen völlig unabhängigen Methode, basiert auf der Auswertung der lokalen Elektronentemperatur und relativen Parametern. Wir können der Beschreibung nach Gl. 2.31 folgen. Die relativen Verunreinigungsflüsse f_i (normiert auf den Wasserstoff) und der Wärmeübergangskoeffizienten δ erlauben eine Verknüpfung mit dem Strahlungspegel $\gamma = P_{\text{rad}}/P_{\text{heat}}$. Wir erhalten

$$E_{\text{rad}} = \frac{\gamma \delta T_e}{(1-\gamma) f_i} \quad (4.7)$$

Die Werte für f_i erhalten wir aus den gemessenen Flüssen Γ_H , Γ_C und Γ_O , wobei wir wieder eine Mischung von C:O=2:1 berücksichtigen müssen. Wir nehmen $\delta=8$ an. Das Ergebnis ist in Abb. 4.21 zusehen. Die Absolutwerte sind im Vergleich zu denen in Abb. 4.20 um einen Faktor 2 höher, was noch innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Bemerkenswert ist die Übereinstimmung des relativen Verlaufs. Bei kleinem T_e tritt offensichtlich ein Anstieg von E_{rad} auf, der deutlich größer ist, als nach den Rechnungen in Abb. 4.20 erwartet. Die Vermutung liegt nahe, daß in einem detached Plasma der relative Anteil von Sauerstoff ansteigt. Die Messungen ergeben tatsächlich eine Absenkung des Flußverhältnisses Γ_C/Γ_O um eine Faktor 2 am

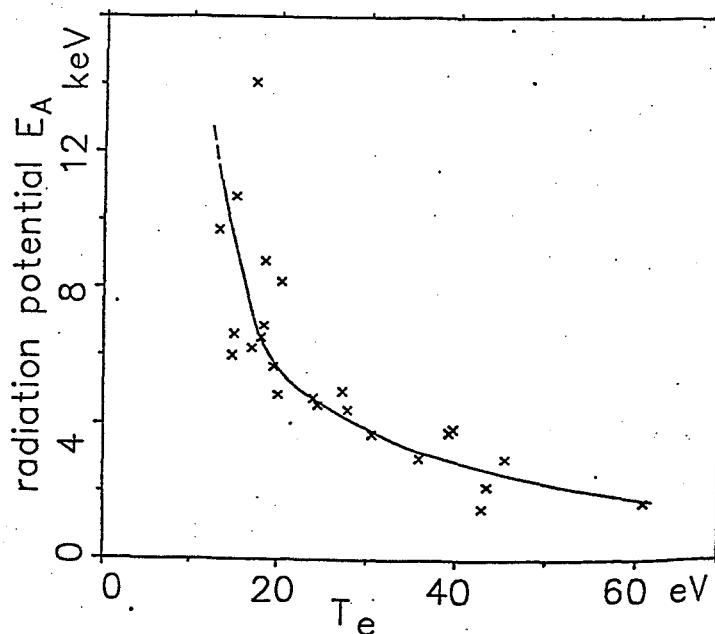


Abbildung 4.21 Experimentell bestimmtes Strahlungspotential nach Gl. 4.7 als Funktion der Elektronentemperatur am Plasmarand nach einer Variation der zentralen Elektronendichte für eine Mischung von Verunreinigungen (C:O=2:1)

Limitier, was aber noch nicht ausreicht. Die Reduktion der Zerstäubung von Kohlenstoff am Limiter wird dafür verantwortlich sein. Bei der Freisetzung von Sauerstoff sind chemische Prozesse wichtiger. Diese spielen im detached Plasma eine große Rolle und sind wahrscheinlich für zusätzliche Freisetzungen an der Wand verantwortlich.

4.2.7 Résumé - detached Plasma

Detached Plasmen in Limitertokamaks repräsentieren einen Typ von Entladung, der als Vorläufer der später entwickelten Plasmen mit kaltem Strahlungsgürtel bei hohen Heizleistungen angesehen werden kann.

Fast 100% der Heizleistung wird quasi-stationär abgestrahlt. Am Plasmarand stellen sich sehr niedrige Elektronentemperaturen von $T_e \leq 10$ eV ein. Damit werden nicht nur die Spitzen in den Wärmeflußdichten am Limiter erheblich reduziert (auf vernachlässigbare Werte), auch die physikalische Zerstäubung von Wandmaterial nimmt stark ab.

Dennoch gibt es Erosion von Wandmaterial, die aber vornehmlich über chemische Prozesse (CO , CH_x) abläuft. Ohne diese spezielle Verunreinigungsquelle, wären stationäre detached Plasmen nicht entstanden. Für einen Fusionsreaktor sind die Erosionsraten aber zu hoch. Darüberhinaus ist eine Kontrolle des Verunreinigungspegels während der Entladung sehr schwierig, da dies nur über eine Änderung der Plasmaparameter (z.B. n_e) möglich ist.

Ein wesentlicher Nachteil des detached Plasmas ist in dem geschrumpften Plasmavolumen zu sehen. Bezogen auf die Neo-Alcator Skalierung nimmt der Energieeinschluß zwar mit renormiertem Plasmaradius nicht ab, in Absolutwerten verlieren wir aber etwa 25% der Energieeinschlußzeit.

Durch Erhöhung der Heizleistung kann das detachment aufgehoben werden. Das gilt auf jeden Fall für Heizleistungsdichten, wie sie für Fusionsanlagen vorgesehen sind. Nur zusätzliche Verunreinigungen, die in gut kontrollierbarer Weise injiziert werden, können hier helfen. Es wird sich im nächsten Kapitel zeigen, daß eine höhere Heizleistungsdichte die Breite des Strahlungsgürtels hinreichend schmal hält, so daß trotz einer Abkühlung am Plasmarand die Zunahme der Eindringtiefen, also die Schrumpfung des Plasmas, unerheblich sein wird.

4.3 Strahlungsgürtel bei hohen Leistungsdichten

In Abb. 4.10 haben wir gesehen, daß durch Zusatzheizung der Strahlungspegel drastisch sinkt. Dies gilt auch für hohe Dichten, die mit rein ohmscher Heizung bereits detached sind, also einen Strahlungspegel von 100% besitzen. Um auch mit Zusatzheizung auf diesen Strahlungspegel zu kommen, müßte die erhöhte Gesamtheizleistung durch gleichzeitig erhöhte Teilchenflüsse (Verunreinigungen) kompensiert werden. Eine Flußerhöhung stellt sich zwar ein, weil mit Zusatzheizung im allgemeinen der radiale Transport verstärkt wird. Dies reicht aber für eine Kompensation nicht aus. Zusätzlich bewirkt ein Anstieg von T_e am Plasmarand eine Absenkung von E_{rad} (Abb. 4.20, 4.21) mit dem Resultat, daß sich ein niedriger Strahlungspegel von unter 20% einstellt. Zusätzliche Verunreinigungen mit höherem Strahlungspegel sind erforderlich.

In diesem Kapitel werden TEXTOR Experimente mit den zusätzlich eingebrachten Verunreinigungen Neon und Silizium in zusatzgeheizten Plasmen beschrieben. Mit diesen Experimenten konnte zum ersten mal in einem Tokamakexperiment demonstriert werden, daß quasi-stationäre Plasmen mit Strahlungsgürtel auch bei hohen Heizleistungsdichten möglich sind. Als Zusatzheizung kommen Neutralteilcheninjektion (NBI) und Radiofrequenzheizung auf der Ionenzyklotron-Resonanzfrequenz (ICRH) zum Einsatz mit Heizleistungen von 1.6 MW bis 3.4 MW zusätzlich zur ohmschen Heizleistung von etwa 0.2 MW. Damit haben wir Heizleistungsflüsse von über 0.1 MW/m² am Plasmarand. Dieser Wert ist vergleichbar mit den geplanten Leistungsflüssen an ITER von etwa 0.2 MW/m².

4.3.1 Neon

Als zusätzliche Verunreinigung zur Erhöhung der Strahlungsleistung in zusatzgeheizten TEXTOR Plasmen wurde zuerst Neon gewählt [12][99][100] - ein Element, welches im Vergleich zu allen später erprobten Verunreinigungen, bis heute als optimale Wahl gelten kann. Neon ist als Edelgas nicht reaktiv. Es lagert sich auch nicht in den Wänden für längere Zeit an. Während der Entladung kann sich zwar ein dynamisches Reservoir von Neon in der Wand bilden, welches aber mit Beendigung der Entladung sofort (in ms) wieder entleert wird. Selbst nach langen Serien von Entladungen mit Neonbeimischung wurde kein restliches Neon in den Wänden gefunden.

Neon ist ein leichtes Element. Die Ionisierungsenergie des Li-ähnlichen Neonions beträgt 239 eV, demnach erwarten wir einen Strahlungsgürtel, der sich bis zu Elektronentemperaturen von etwa 120 eV

erstreckt (siehe Kapitel 3.2.1, Gl. 3.29). Mit zehn Elektronen ($Z=10$) wird das Strahlungspotential E_{rad} höher sein als für Sauerstoff ($Z=8$) oder Kohlenstoff ($Z=6$). Mit der in Kap. 3.1.4 beschriebenen Skalierung erwarten wir etwa einen Faktor 4-5 gegenüber Kohlenstoff, was Werten von $E_{\text{rad}} = 8 \text{ eV} - 50 \text{ eV}$ entspricht.

Die Injektion von Neon erfordert aber einen besonderen Aufwand. Ein Plasma mit hohem Strahlungspegel befindet sich natürlicherweise sehr nahe an einer Disruption - eine geringfügige Erhöhung der Strahlung kann bereits zum thermischen Kollaps führen ($P_{\text{rad}} > P_{\text{heat}}$). Daher ist für stationäre Plasmen ein Regelkreis für die Strahlung unbedingt erforderlich. An TEXTOR wurde ein solcher Regelkreis erstmals erfolgreich eingesetzt. Wichtiges Element dabei ist der Pumplimiter ALT-II, der ausgestattet mit Turbomolekularpumpen auch Neon pumpen kann [15]. Dieser Vorteil stand für längere Zeit nur an TEXTOR zur Verfügung. Mit dem Pumplimiter als Teilchensenke und einem schnellen Gaseinlaßsystem als Quelle [79] wurde ein Regelkreis aufgebaut (Abb. 4.22). Als Regelgröße dient die Emission einer NeVIII Linie (77.4 nm) [75]. Die Strahlung dieses Li-ähnlichen Ions (2s-2p) repräsentiert sehr gut die Gesamtstrahlung.

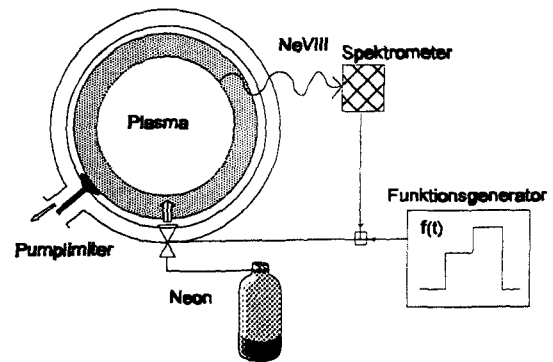


Abbildung 4.22 Regelkreis für Neonstrahlung; schneller Gaseinlaß als Teilchenquelle, Pumplimitier als Teilchensenke. Die charakteristische

Abpumpzeit für Neon variiert zwischen 0.35 s und 1.1 s. D.h., das Regelsystem kann nur sehr schnellen (ms) Erhöhungen der Strahlung folgen, nicht aber plötzlichen und starken Abfällen, wie es z.B. beim Abschalten der Zusatzheizung notwendig wird (Abb. 4.23). Für diese Fälle muß entsprechend vorgehalten werden.

Das Regelsystem erlaubt die Vorwahl des Strahlungspegels zwischen 20% und 100%. Die Basisstrahlung von 20% stammt von Sauerstoff und Kohlenstoff. In Abb. 4.23 ist eine Sequenz von Entladungen mit unterschiedlichen Strahlungspegeln dargestellt. Für mehr als 1 s kann in diesem Beispiel die Strahlung konstant gehalten werden. Die Begrenzung ergibt sich aus dem Flußhub des Tokamaks von 3 Vs (Umfangsspannung ca. 0.5V-1V) abzüglich der Zeit, die benötigt wird, Plasmastrom und -dichte auf- und abzubauen. In TEXTOR-94 mit erhöhtem Flußhub wurden flat-top Zeiten von bis zu 6 s erreicht (s.u.).

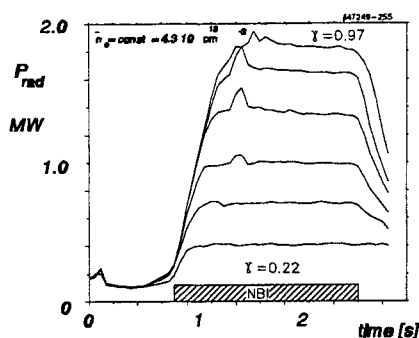


Abbildung 4.23 Sequenz von Entladungen mit unterschiedlich vorprogrammiertem Strahlungspegel (γ -Sequenz)

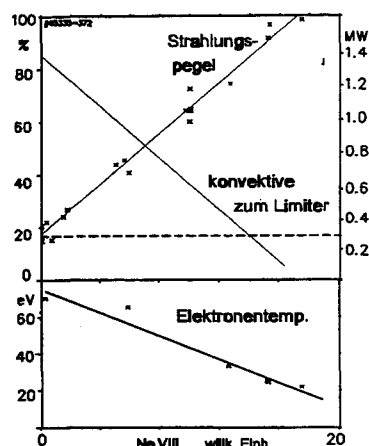


Abbildung 4.24 Strahlungspegel, konvektiver Wärme fluß zum Limiter und T_e am Plasmarand ($r=46 \text{ cm}$) für eine γ -Sequenz mit unterschiedlicher Neonmenge

Für eine Sequenz von Entladungen mit unterschiedlicher Neonmenge sind in Abb. 4.24 der Strahlungspegel γ , die verbleibende konvektive Leistung zum Limiter P_{conv} und die Randschichttemperatur T_e aufgetragen. Die Gesamtheizleistung setzt sich zusammen aus 0.2 MW ohmscher Heizung und 1.6 MW NBI-co. Die linien gemittelte Dichte ist $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und bewegt sich damit im mittleren Bereich. Der Strahlungspegel steigt linear mit der $Ne\ VIII$ Intensität an. Entsprechend fallen $P_{conv} = P_{heat} (1-\gamma)$ und die Elektronentemperatur T_e am Rand ($r=46 \text{ cm}$) ab. Diese Entladungssequenz demonstriert die Möglichkeit, die Belastung des Limiters signifikant zu senken - in diesem Beispiel um mehr als einen Faktor 10.

Auch bei den höchsten Strahlungspegeln tritt kein detachment auf. Die Eindringtiefen ändern sich nur wenig und können auch keine Instabilität entwickeln, die dann zu einem geschrumpften Plasmaradius führt. Nach den Ausführungen in Kap. 3.4.2 befinden wir uns in einem Gebiet, in dem der erhöhte Teilchenfluß durch Zusatzheizung den Instabilitätspunkt zu sehr niedrigen T_e -Werten verschiebt. Solche Werte werden in den vorliegenden Experimenten nicht erreicht.

Die höchsten Heizleistungen mit signifikanter Strahlungskühlung an TEXTOR wurden durch Einsatz von 1.6 MW NBI-co und 1.5 MW ICRH erreicht. Auch hier können quasi-stationäre Bedingungen mit $\gamma > 0.8$ eingestellt werden, wie in Abb. 4.25 b gezeigt wird.

Wir erreichen Leistungsdichten, die nicht weit entfernt sind von den für ITER erwarteten Werten. Der radiale Wärme fluß von 0.1 MW/m^2 , der ohne Strahlung in die Abschältschicht eintreten und den Limiter belasten würde, kann durch Strahlung in diesem Beispiel um mehr als einen Faktor 5 reduziert werden (Abb. 4.26).

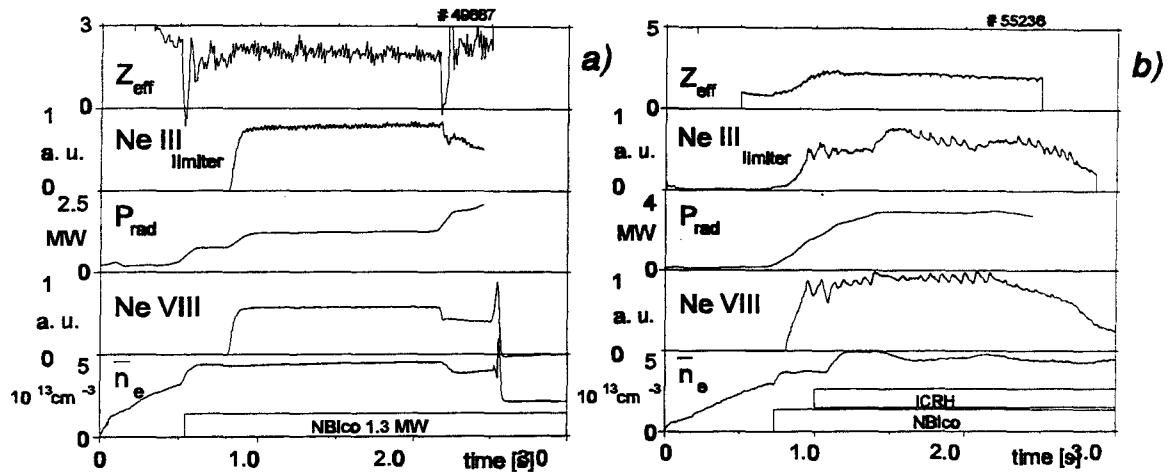


Abbildung 4.25 Zeitlicher Verlauf einiger Signale für Entladungen mit hohem Strahlungspegel; a) $P_{heat} = 1.6 \text{ MW}$, $\gamma = 0.8$, b) $P_{heat} = 3.5 \text{ MW}$, $\gamma = 0.85$; Ne_{VIII} repräsentiert die Gesamtstrahlung, Ne_{III} den Zufluß von Neon am Limiter, Z_{eff} wurde aus dem Bremsstrahlungskontinuum bestimmt

In Abb. 4.25 sind auch Signale dargestellt, die die Stationarität des Verunreinigungs- transports belegen. Der Zufluß von Neon am Limiter (Ne_{III}) bleibt parallel zur Gesamtstrahlung ebenso konstant wie Z_{eff} im Plasmazentrum. D.h. Akkumulation von Verunreinigungen im Laufe der Entladung findet nicht statt.

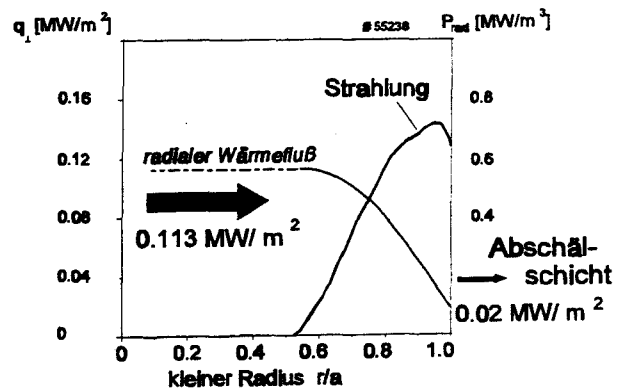


Abbildung 4.26 Reduktion des radialen Wärmeflusses im Plasma durch Strahlung

Die Strahlungsprofile für verschiedene Bedingungen werden in Abb. 4.27 gezeigt. Höhere Heizleistungen führen zu schmaleren Strahlungsgürteln. Im ohmschen Fall wird die Strahlungszone so breit, daß das Maximum der Strahlung bereits innerhalb der $q=2$ Fläche für $I_p=480 \text{ kA}$ liegt. Hierin wurde der Grund für instabile detached Plasmen gesehen (Kap. 4.1). Für die zusatzgeheizten Plasmen trifft dies in keinem Fall zu.

Die höchsten Strahlungsdichten liegen bei 0.6 MW/m³. Damit liegen wir in der Größenordnung, die aus den allgemeinen Überlegungen in Kap. 2.2.2 für ein Fusionsplasma erforderlich ist. Die Strahlungsprofile können durch Modellrechnungen sehr gut reproduziert werden. In Abb. 4.28 wird die Gesamtstrahlung verglichen mit Ergebnissen des RITM-Codes (s. Kap. 3.2.2). Hieraus sind auch die einzelnen Beiträge verschiedener Ionisationsstufen

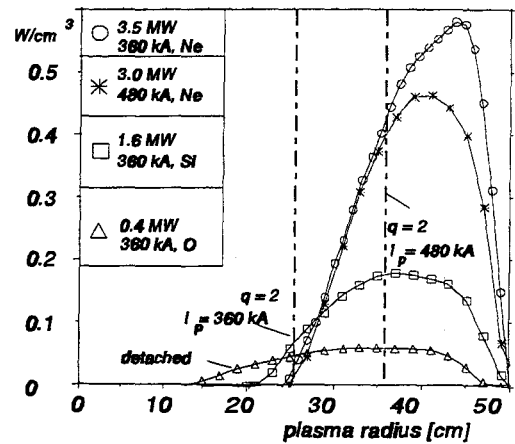


Abbildung 4.27 Strahlungsprofile für unterschiedliche Entladungsbedingungen; $\gamma > 0.75$, Verunreinigungen jeweils Ne, Si oder O

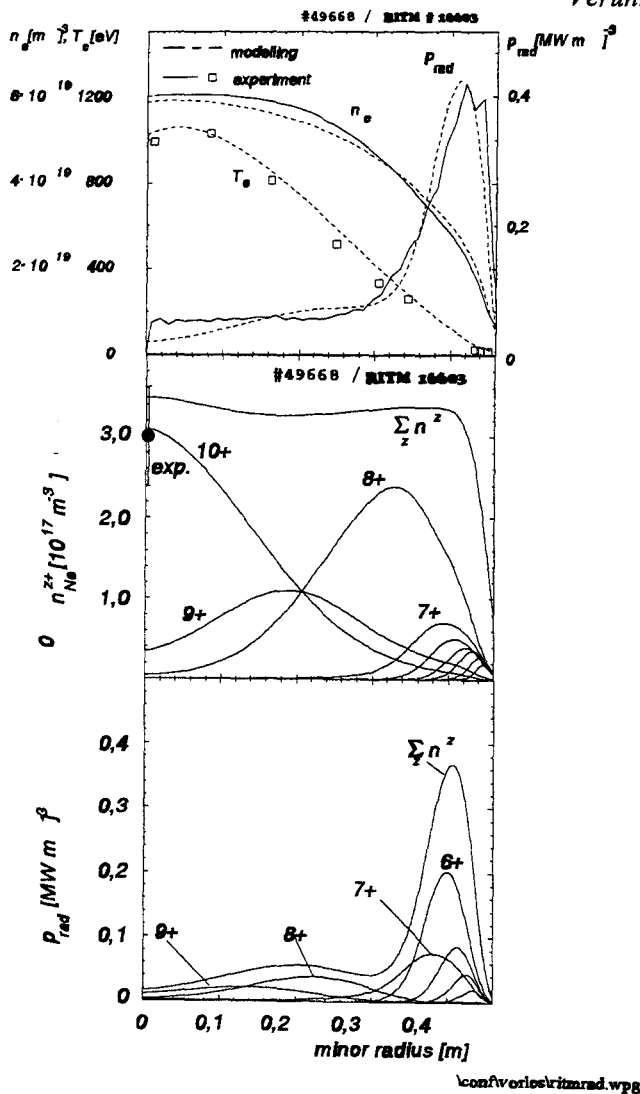


Abbildung 4.28 Gemessenes Strahlungsprofil für Neon und Modellrechnungen mit RITM (Strahlungsdichte p_{rad} , Ionendichten n^{z+} und Strahlungsbeiträge der Ionisationsstufen)

abzulesen.

Diese Beispiele zeigen alle, daß die Abfuhr hoher Heizleistungen über Strahlung möglich ist. Die Grenzen der Methode werden durch die Verunreinigungskonzentrationen im Plasmazentrum bestimmt (siehe Kapitel 4.2.2 und 5). Zunächst soll aber Silizium als eine interessante Variante zu Neon als strahlendes Element besprochen werden.

4.3.2 Silizium

In TEXTOR wurde 1992 Silizium als Wandbeschichtungsmaterial erprobt. Das Ziel dieses Versuchs bestand darin, die kombinierte Wirkung eines guten Sauerstoffgetters mit dem eines guten Strahlers zu bestimmen. Dazu wurde, ähnlich wie bei der Karbonisierung oder Borierung, eine Glimmentladung in einem reaktiven Gas, in diesem Fall Silan (SiH_4), für mehrere Stunden betrieben [70]. Eine etwa 100 nm dicke amorphe Siliziumschicht wird dadurch abgeschieden. Der Wasserstoffanteil in dieser Schicht beträgt etwa 20% [101].

Die Konditionierung von TEXTOR mittels Silizierung wurde erfolgreich betrieben. Neben der günstigen Reduktion von Sauerstoff stellten sich auch vorteilhafte Entladungsbedingungen bezüglich Dichtegrenze, Energieeinschluß und Strahlungspegel aufgrund des durch Erosion freigesetzten Siliziums ein [70].

Die Strahlungseigenschaften von Silizium ($Z=14$) sind sehr ähnlich denen von Neon. Nur der Strahlungsgürtel ist etwas breiter, wie bei einer Ionisierungsenergie der Li-ähnlichen Ionen von 523 eV zu erwarten ist (siehe Abb. 4.27). Quasi-stationäre Entladungen mit hohen Strahlungspegeln sind auch mit Silizium möglich. Der wesentliche Unterschied zu Neon besteht in dem nicht-linearen Zusammenhang zwischen Strahlung und Verunreinigungsfluß [102].

Die Freisetzung von Silizium hängt von den Plasmaparametern am Rand ab, die wiederum durch die Verunreinigungsstrahlung beeinflusst werden. Dadurch erhalten wir eine charakteristische Variation der Strahlungsleistung mit der zentralen Elektronendichte wie in Abb. 4.29 gezeigt. Dabei werden zwei Entladungsserien verglichen. In der ersten Sequenz wird nach einer Silizierung die Entladung in Wasserstoff betrieben. Die Freisetzung von Silizium geschieht in diesem Fall nur über Zerstäubung, was zur Folge hat, daß bei hohen Elektronendichten und niedrigem T_e die Zerstäubungsausbeute abnimmt und damit auch die Strahlung [103]. In der

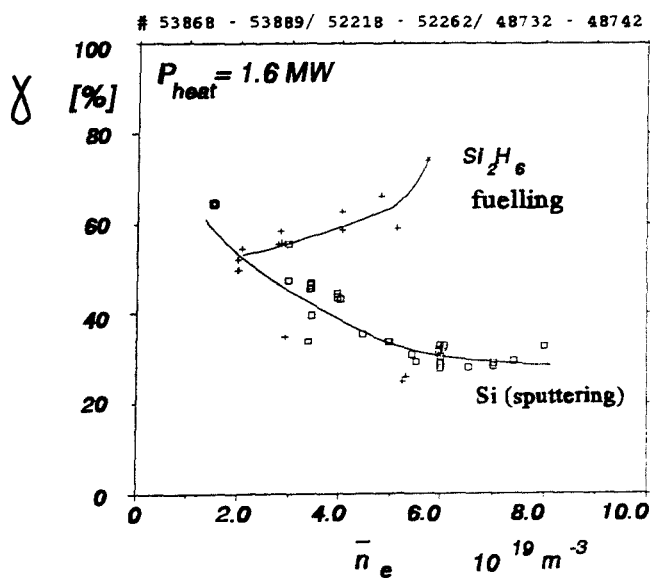


Abbildung 4.29 Strahlungspegel als Funktion der liniengemittelten Elektronendichte nach einer Silizierung; Vergleich von Entladungen mit Deuterium und Di-Silan Füllung

zweiten Sequenz wird der maximal mögliche Siliziumfluß erzeugt, indem das Plasma nur durch Einblasen von Di-Silan aufgebaut wird, also zusätzlich zur Zerstäubung noch eine direkte Injektion von Silizium erfolgt.

Silizium ist im Gegensatz zu Neon ein haftendes Element. Injiziertes Silizium wird nach Verlassen des Plasmas (τ_{Si}) an der Wand gebunden und kann nur noch durch Zerstäubung freigesetzt werden. Der gleichzeitig mit dem Di-Silan-Molekül injizierte Wasserstoff rezykliert an der Wand und verschwindet aus dem Kreislauf nur über den Pumpplimitter mit der Zeitkonstanten τ_p^* . Daraus ergibt sich direkt eine Begrenzung für die Siliziumzufuhr über das Einblasen von Di-Silan. Unter stationären Bedingungen kann nur soviel Wasserstoff eingeblasen werden, wie auch abgepumpt wird, d.h. $\Gamma_H = N/\tau_p^*$. Damit ist die maximale Siliziuminjektion mit Di-Silan gegeben durch $\Gamma_{\text{Si}} = \frac{1}{2} N/\tau_p^*$. Der Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt das Verhältnis von Si zu H im Di-Silanmolekül. Die Zerstäubung von Si wird unter diesen Umständen auch angehoben weil das injizierte Silizium zur Selbstzerstäubung beiträgt. Es ergibt sich ein Fluß, der hoch genug ist, um den Strahlungspegel auf 75% anzuheben.

Weitere Optimierung der Siliziuminjektion könnte die gleichen Strahlungspegel liefern wie Neon. In jedem Fall wäre aber die ständige Injektion während der Entladung notwendig, da die sich natürlich einstellende Freisetzung über Erosion nicht ausreicht, insbesondere bei hohen Dichten. Damit ergibt sich ein schwerwiegender Nachteil. In einem Fusionsreaktor würde innerhalb eines Jahres nahezu eine Tonne Silizium im Gefäß akkumulieren - eine nicht mehr akzeptable Menge.

Die Silizierung ist dennoch eine attraktive Methode zur Wandkonditionierung. Das natürlich freiwerdende Silizium trägt zur Strahlungskühlung bei. Die Regelung des Strahlungspegels muß aber über andere Elemente, wie z.B. Neon, erfolgen. Vergleichen wir das Strahlungspotential von Silizium und Neon (Abb. 4.30), so finden wir erstaunlicherweise ungefähr die gleichen Werte, obgleich aus der Z^3 Skalierung ein Unterschied um einen Faktor 2.7 zu erwarten wäre. Die Ursache liegt in den Transporteigenschaften begründet, die im nächsten Kapitel besprochen werden.

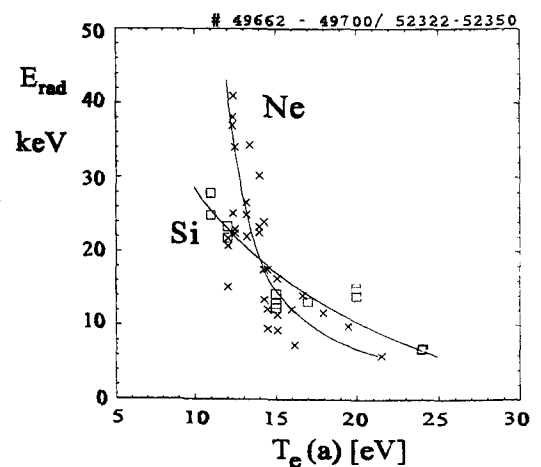


Abbildung 4.30 Strahlungspotential für Neon und Silizium ermittelt aus der Gesamtstrahlung und den Teilchenflüssen am Limiter als Funktion der Randschichttemperatur (Dichtesequenz).

4.3.3 Verunreinigungstransport

Der Transport der Verunreinigungen am Plasmarand und bis zum Plasmazentrum wird zur Schlüsselfrage, wenn wir die Grenzen der Anwendbarkeit von Verunreinigungen in Fusionsplasmen näher betrachten. In Kap. 5 werden diese Bedingungen ausführlich besprochen. Einige experimentell bestimmte Transporteigenschaften von Neon und Silizium sollen im folgenden dargestellt werden.

Effektiver Teilcheneinschluß und Recycling

Die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* wird durch die globale Teilcheneinschlußzeit τ_p und den Recycling-Faktor R bestimmt zu $\tau_p^* = \tau_p / (1-R)$. Silizium ist ein haftendes Element, also $R=0$. Da aber bei einem bestimmten Bedeckungsgrad der Wand Selbstzerstäubung auftritt, kann R Werte von bis zu 0.5 annehmen. Dennoch entspricht die effektive Einschlußzeit ungefähr der globalen Teilcheneinschlußzeit.

Aus Laserablationsexperimenten wurde $\tau_p^* = 25$ ms bestimmt (Abb.4.31). Neon ist ein rezyklierendes Element mit $R=1$. Nur über die Wirkung des Pumplimiters wird Neon während der Entladung abgeführt. In den typischen hier betrachteten Fällen beträgt der abgeführte Anteil etwa 1-2% des Recyclingflusses. Damit wird $R=0.98-0.99$ und τ_p^* ist etwa 100mal größer als die globale Einschlußzeit. Aus Experimenten mit gepulstem Gaseinlaß wurden Zeiten von $\tau_p^* = 0.4$ s - 1.1 s gemessen (NBI, OH).

Damit ist klar, daß im stationären Fall ein Neonfluß von etwa 1% des Recyclingflusses injiziert werden muß, um die abgepumpten Teilchen zu ersetzen. Die typischen Recyclingflüsse für Neon sind $2 \cdot 10^{20} \text{s}^{-1}$. Für gleiche Verunreinigungsdichten muß das Produkt aus injiziertem Fluß und effektiver Einschlußzeit $\Gamma_p \tau_p^*$ gleich sein. Daraus folgt, daß man für Silizium einen etwa 16mal höheren Injektionsfluß benötigt, was zu Schwierigkeiten führen kann (siehe vorheriger Abschnitt).

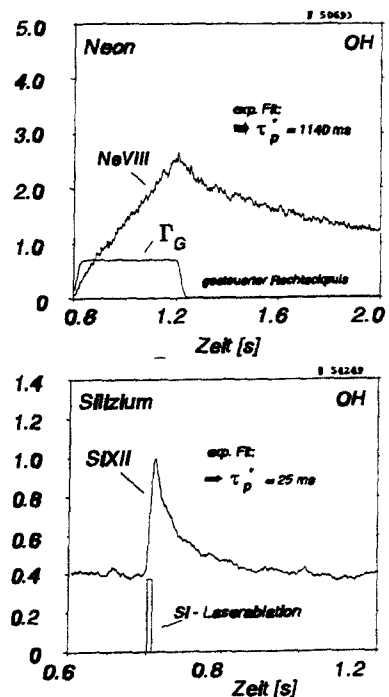


Abbildung 4.31 Effektive Abfallzeiten bestimmt aus dem zeitlichen Verlauf von Ne VIII und Si XII nach Injektion (Linienstrahlung in willk. Einheiten)

Teilchenquellen und Geschwindigkeiten

Die Teilcheneinschlußzeit wird in starkem Maße durch die Eindringtiefe der neutralen Teilchen am Plasmarand bestimmt (Kap. 3.4.2). Diese hängt wiederum von den lokalen Plasmamparametern und der Geschwindigkeit der Atome ab. Die Erzeugungsmechanismen bestimmen die Geschwindigkeit. Mit Hilfe der Dopplerspektroskopie (Abb. 4.32) wurden die Geschwindigkeitsverteilungen von Neon und Silizium an einem Limiter in TEXTOR gemessen. Eine Wellenlängenverschiebung von $\Delta\lambda$ liefert wegen der Beobachtung des Limiters in radialer Richtung die radiale Geschwindigkeitskomponente v_r gemäß $v_r = c(\Delta\lambda/\lambda)$, mit der Lichtgeschwindigkeit c . Für Silizium ergibt sich eine Geschwindigkeitsverteilung, die durch Zerstäubung erklärt werden kann. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome beträgt $5.5 \cdot 10^3$ m/s. In Abb. 4.33 sind gemessene Geschwindigkeitsverteilungen für Neon dargestellt [104].

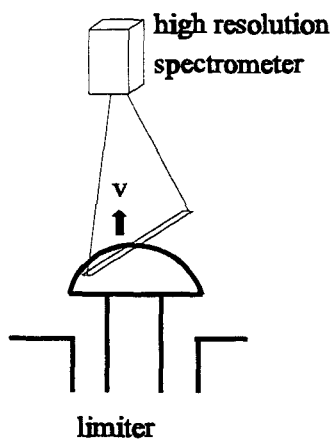


Abbildung 4.32 Prinzip der radialen Geschwindigkeitsmessung mittels Dopplerspektroskopie

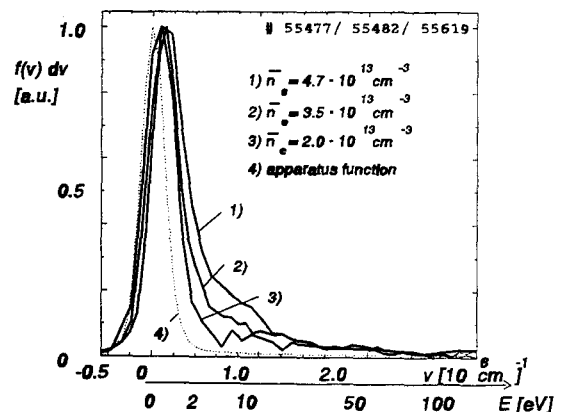


Abbildung 4.33 Verteilungen der radialen Geschwindigkeit von neutralem Neon an einem Limiter

Die mittleren Geschwindigkeiten unterscheiden sich kaum von denen des Siliziums, dennoch sind die Freisetzungsmechanismen völlig verschieden. Die Verteilungen stammen aus Entladungen mit unterschiedlichen liniengemittelten Elektronendichten, d.h. auch unterschiedlichen Randschichttemperaturen. Auffälligerweise sind die Neonatome im Mittel schneller, wenn das Randplasma kälter ist. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der *Reflexion* der Neonteilchen an der Oberfläche begründet. Dies ist der dominierende Prozess für die Freisetzung. Die auf den Limiter auftreffenden Neonionen werden neutralisiert, verlieren beim Stoß mit den Targetatomen einen Teil ihrer Energie und kehren als Atome mit bis zu 50 eV Energie in das Plasma zurück. Der Reflexionskoeffizient steigt mit sinkender Projektilenergie. Das ist der Fall bei kälteren Randplasmen, da die Energiezufuhr des

Projektils im wesentlichen durch die Beschleunigung in der Debyeschicht erfolgt. Das Schichtpotential skaliert mit T_e .

Eindringtiefen und zentrale Dichten

Aus den Geschwindigkeitsprofilen kann man unter Berücksichtigung der T_e - und n_e -Profile die Eindringtiefen der Atome berechnen. Unabhängig davon ist auch eine direkte Messung mit Hilfe spektroskopischer Methoden möglich, wie bereits in Kap. 4.1.1 beschrieben wurde. Beide Methoden führen zu den gleichen Ergebnissen. Eine Zusammenfassung der Daten für typische Randparameter ist in Abb. 4.34 gegeben.

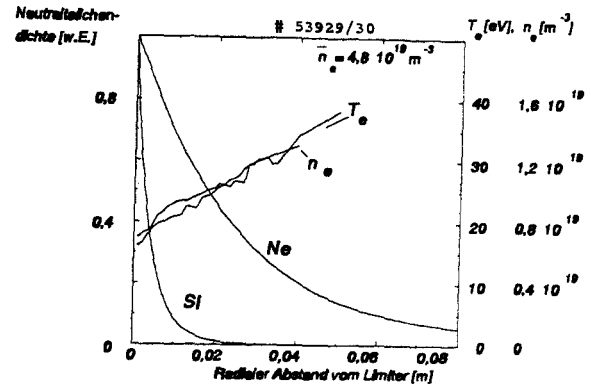


Abbildung 4.34 Radiale Verteilung der Neutralteilchendichte von Neon und Silizium für ein typisches Randplasma in TEXTOR

Neon dringt wesentlich tiefer in das Randplasma ein, obwohl die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen ungefähr gleich groß ist. Die exponentielle Abfalllängen sind $\lambda_{Si} = 4$ mm und $\lambda_{Ne} = 25$ mm. Der Unterschied liegt nur in den unterschiedlichen Ionisierungswahrscheinlichkeiten begründet. Die Ionisierungsenergien sind für Silizium und Neon jeweils 8 eV und 25 eV (siehe Tabelle 3.4). Nach Gl. 3.3 ist im Vergleich zu Silizium eine etwa 5mal höhere globale Teilcheneinschlußzeit für Neon zu erwarten.

Dieser Unterschied in den Eindringtiefen und Einschlußzeiten hat zwei wichtige Konsequenzen. Erstens kann damit das niedrigere Strahlungspotential von Silizium relativ zu Neon bezüglich der Z^3 Skalierung erklärt werden. Zweitens wird man für den gleichen Zufluß von Teilchen, d.h. gleiche Strahlung bei gleichem E_{rad} wesentlich weniger Siliziumdichte im Plasmazentrum finden. Im einfachen Diffusionsbild (Kap. 3.2.2) und unter der Annahme der gleichen Diffusionskoeffizient für beide Spezies, verhalten sich die zentralen Verunreinigungsdichten bei gleichem Zufluß wie

$$\frac{n_{Si}}{n_{Neon}} = \frac{\lambda_{Si}}{\lambda_{Neon}} \quad (4.8)$$

Die Messungen bestätigen dieses Verhältnis. Aus Ladungsaustauschspektroskopie sowie aus Messungen der weichen Röntgenstrahlung erhalten wir für einen Strahlungspegel von 80% bei einer mittleren

Heizleistung von 1.6 MW und einem Flußverhältnis von Neon und Silizium von 1:1 in der selben Entladung jeweils die zentralen Konzentrationen $n_{\text{Siliz}}/n_e = 0.05\%$ und $n_{\text{Neon}}/n_e = 0.3\%$. Also eine gute Übereinstimmung mit Gl. 4.8. Danach kann man mit deutlich weniger Verunreinigung im Plasmazentrum den gleichen Strahlungspegel erreichen. Man muß diesen Vorteil des schwereren Elements allerdings aufwiegen gegen die größere Brennstoffverdünnung und Bremsstrahlungsverlusten im Zentrum eines Fusionsplasmas (siehe Kap. 5). Dennoch bleibt ein Vorteil für Silizium übrig.

Die radiale Verteilung der Neonionen ist von zentraler Bedeutung. Wären die Profile zum Zentrum hin stark aufgestellt, wäre dies äußerst ungünstig für die Methode der Strahlungskühlung. Flache oder gar hohle Profile sind besser, weil nur so ein Minimum an Verunreinigungen im Zentrum und ein Maximum von Strahlung am Rand möglich ist. In den Modellrechnungen für den Transport von Neon (Abb. 4.28) ist die radiale Verteilung der Neonionen (summiert über alle Ionisationsstufen) nahezu flach. Innerhalb der Ionisation der Atome erkennt man nur eine leichte Anhebung des Profils zum Zentrum hin. Ursache dafür sind die neo-klassischen Einwärtsdriften (siehe Kap. 3.2.2).

Hinreichend präzise Messungen, die alle Details der Profilform wiedergeben, liegen leider noch nicht vor. Bislang wurde aber auch noch kein Widerspruch zur Existenz von flachen Profilen gefunden, so daß wir durchaus das vereinfachte Diffusionsmodell ohne Driften (Kap. 3.2.2) als gute Näherung betrachten können.

Mit unterschiedlichen Methoden wurden die Neondichten im Zentrum und am Rand bestimmt. Eine Methode, die auf der Messung der integralen Neonmenge im Plasma beruht, liefert uns eine zuverlässige obere Grenze für die zentrale Dichte je nach

Annahmen über die Profilform. Die Gesamtmenge des injizierten Neons kann aus den Druckmessungen des Gaseinlaßsystems genau bestimmt werden [45]. Da Neon nicht gebunden wird, können wir annehmen, daß sich diese Menge, reduziert um die abgepumpte Menge, auch im Plasma befindet. Dabei ignorieren wir kurzzeitig gespeicherte Mengen von Neon in

der Wand und betrachten die Werte als Obergrenzen. In Abb. 4.35 sind

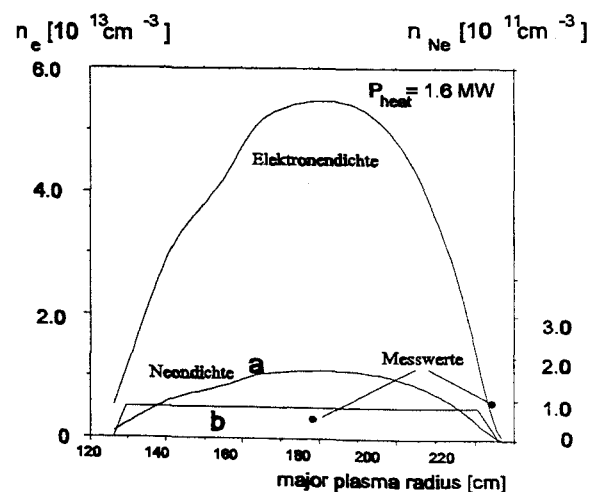


Abbildung 4.35 Gemessene Neondichten und gemessene integrale Neonverteilung verteilt wie a) die Elektronendichte und b) nach Diffusionsmodell

verschiedene fiktive Szenarien von Neonprofilen dargestellt im Vergleich zum gemessenen Elektronenprofil. Die Daten stammen aus einer zusatzgeheizten Entladung (NI-co) mit 1.6 MW Gesamtheizleistung und einem Strahlungspegel von 65%. Das Neonprofil a folgt der Form des Elektronendichteprofls. Das Profil b entspricht einer flachen Verteilung nach dem Diffusionsmodell. Für beide Kurven ist das Volumenintegral gleich und wird durch die Gesamtmenge an Neon bestimmt. Zwei Meßpunkte für die Neonkonzentration sind ebenfalls eingetragen. Die zentrale Konzentration von $n_{Ne}/n_e = 0.35\%$ ist klar im Widerspruch zum Profil a. Mit dem flachen Profil b gibt es innerhalb der Fehlerbalken Übereinstimmung. Der zweite Meßpunkt wurde aus Flußmessungen am Limiter abgeleitet. Unter stationären Bedingungen sind die vom Limiter emittierten und spektroskopisch bestimmten Neutralteilchenflüsse gleich den Ionenströmen zum Limiter. Das gilt sowohl für Wasserstoff wie für Neon. Aus dem Flußverhältnis erhält man unter Berücksichtigung der Strömungsgeschwindigkeiten die Dichteverhältnisse der Ionen. In diesem Fall erreichen die Neonionen mit einem mittleren Z von 5 aufgrund der Reibungskräfte etwa 80% der Ionenschallgeschwindigkeit des Hintergrundplasmas [105]. Das Resultat ist eine Neonkonzentration am Plasmarand von 1.7 %. Auch dieser Meßpunkt ist in Übereinstimmung mit dem kastenförmigen Neonprofil b und klar im Widerspruch zu Kurve a. Die Profile der Neonkonzentration und von Z_{eff} sind hohl.

Für eine endgültige Aussage über den Verunreinigungstransport, die auch eine zuverlässige Extrapolation auf Reaktorverhältnisse zuläßt, fehlt noch die ausreichende Datenbasis. Einigermaßen sicher scheint zu sein, daß die leichten Verunreinigungen wie Neon im wesentlichen flache radiale Profile bilden. Animale Diffusion und Sägezahnaktivität im Zentrum spielen dabei eine Rolle. Nur bei schweren Elementen, wie z.B. Mo oder W, wurde aufgrund neoklassischer Effekte eindeutig eine Aufsteilung des Profils im Zentrum mit signifikanter Strahlung dort beobachtet [55]. Hier liegt also erheblicher Forschungsbedarf, der mit Hilfe verbesserter Diagnostik in den nächsten Jahren als eine zentrale Aufgabe in der Fusionsforschung angegangen werden kann.

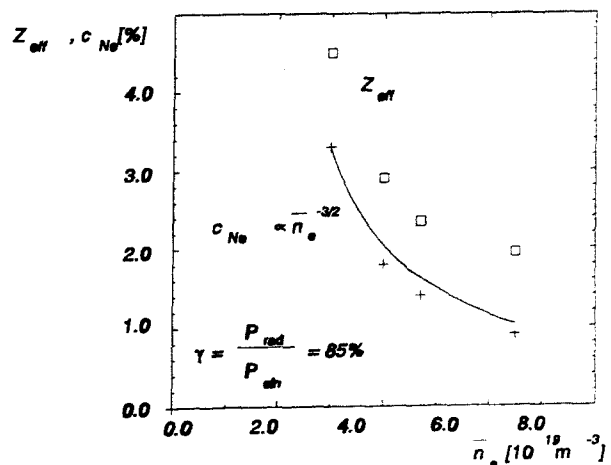


Abbildung 4.36 Gemessene Neonkonzentration und Z_{eff} bei $n_e = 4 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ und Extrapolation für andere Elektronendichten mit $\gamma = const$ unter Verwendung des RITM Codes für TEXTOR

Optimale Bedingungen, d.h. minimale Neondichten im Zentrum erhalten wir bei den höchstmöglichen Elektronendichten. Um

einen bestimmten Strahlungspegel zu erreichen, benötigt man bei steigendem n_e immer weniger Neon. Im Experiment läßt sich eine solche Variation nur mit sehr großem Aufwand realisieren. Daher haben wir eine Mischform von Messung und Rechnung gewählt. Die Neonkonzentration wurde bei einer liniengemittelten Elektronendichte von $4 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ und $\gamma=85\%$ aus Z_{eff} im Plasmazentrum bestimmt. Diese Werte können mit Hilfe des RITM Codes (siehe Kap. 3.2.2) reproduziert werden. Unter Beibehaltung des Strahlungspegels werden dann die notwendigen Neondichten für andere Elektronendichten berechnet. In Abb. 4.36 ist das Resultat dieser Methode zu sehen.

4.3.4 Asymmetrische Strahlung - MARFEs

Parallel zur Erzeugung von detached Plasmen, die ja einen poloidal symmetrischen Strahlungsgürtel bilden, wurden auch sehr früh asymmetrische Strahlungsphänomene beobachtet. Am Tokamak Alcator-C hat man für den auf der Hochfeldseite auftretenden toroidal symmetrischen Strahlungsschlauch das Akronym "MARFE" (multi faceted asymmetric radiation from the edge, oder auch nach den beteiligten Experimentatoren **M**armor und **W**olfe) geprägt [106][107]. MARFEs wurden mittlerweile an allen Tokamaks beobachtet. Das Phänomen MARFE ist eng mit detached Plasmen verwandt. Beide beruhen auf der Entwicklung einer Strahlungsinstabilität, wie in Kap. 3.4.2 beschrieben. Ob sich die Strahlung poloidal symmetrisch oder asymmetrisch entwickelt, hängt hauptsächlich von den radialen Wärmeflüssen ab.

In Abb. 4.37 ist schematisch der Unterschied in der Lage der Flußflächen zwischen Plasmen mit hoher und niedriger Heizleistung, d.h. hohem und niedrigem Plasmadruck, dargestellt. Je höher der Plasmadruck, um so stärker verschieben sich die inneren Flußflächen (Shafranov shift) und damit entstehen auf der äußeren Seite (Niedrigfeldseite) steilere Dichte- und Temperaturgradienten. Dies hat eine Asymmetrie in den radialen Wärmeflüssen zur Folge, deren Minimum auf der Hochfeldseite liegt. Wenn der Wärmefluß, der in die lokale Leistungsbilanz eingeht, einen bestimmten Wert unterschreitet, kann sich eine Strahlungsinstabilität entwickeln. Dabei kühlt das Plasma sehr schnell weiter ab und Strahlung und Dichte steigen an. Die Begrenzung der

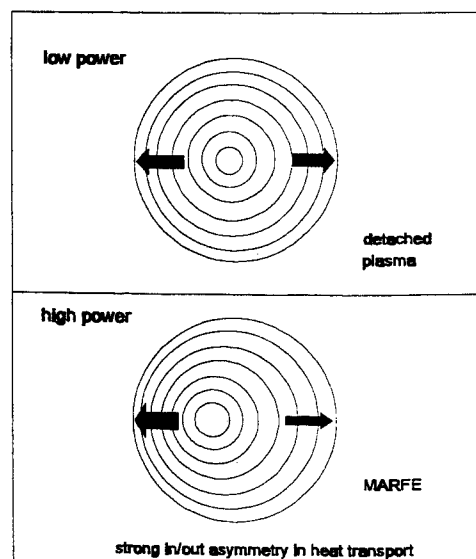


Abbildung 4.37 Schachtelung der Flußflächen im poloidalen Schnitt (schematisch) bei niedrigem und hohem Plasmadruck (Heizleistung) und Entstehung asymmetrischer radialer Wärmeflüsse (Pfeile); rechts befindet sich die Hochfeldseite

Teilchenflüsse und parallele Wärmeleitung wirken stabilisierend.

Die Plasmen mit rein ohmscher Heizleistung in TEXTOR (350 kW) zeigen nur eine geringe Shafranov shift. Bei einem Plasmadruck von $\beta=0.2$ wird die innere Flußfläche um ca. 3.4 cm (6.5 % von a) verschoben. Bei starker Zusatzheizung (3.5 MW) und $\beta=1$ beträgt die Verschiebung bereits 8.8 cm (ca. 20 % von a). Die leichte Asymmetrie im ohmschen Fall reicht nicht aus, um auch asymmetrische Strahlung zu erzeugen - in ohmschen Plasmen beobachten wir in TEXTOR nur detached Plasmen und keine MARFEs. Mit Zusatzheizung ändert sich die Situation. Bei extrem hohen Dichten bilden sich nie detached Plasmen, sondern nur asymmetrische Strahlungszonen auf der Hochfeldseite - also MARFEs.

Eine Aufnahme im H_{α} -Licht (CCD-Kamera) eines MARFEs und dessen typische Entwicklung in TEXTOR ist in den Abbn. 4.38 und 4.39 zu sehen. Dargestellt ist die Verteilung der H_{α} -Intensität im poloidalen Querschnitt. Die einzelnen Bilder repräsentieren den zeitlichen Verlauf der MARFE Entwicklung, die durch das Hochfahren der Elektronendichte bis nahe an die Dichtegrenze angestoßen wurde. In diesem Querschnitt ist auch die intensive H_{α} -Strahlung an den poloidalen Hauptlimitern lokalisiert. Die MARFE-Entwicklung beginnt stets etwa 45° unterhalb der äquatorialen Position auf der Hochfeldseite. Im Vergleich zu dem einfachen

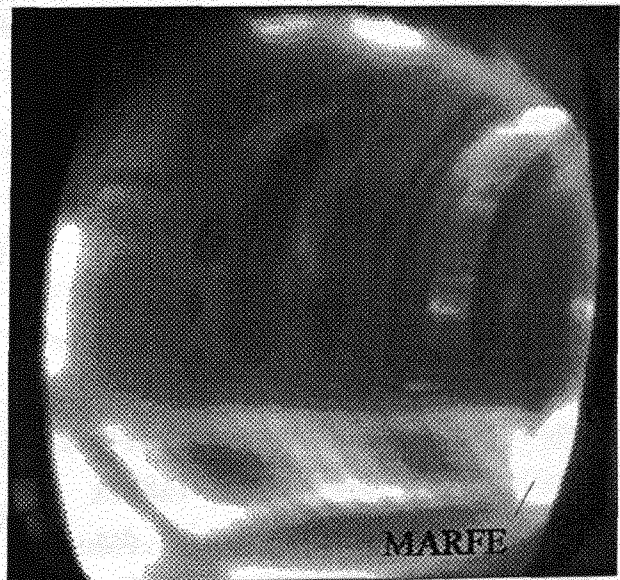


Bild in Abb. 4.37 muß also noch eine poloidale Asymmetrie im Wärmefluß hinzukommen, um diesen Entstehungsort zu erklären. Die H_{α} -Strahlung in der MARFE-Zone steigt um einen Faktor 20-60. Die poloidale Ausdehnung beträgt (10-15) cm und die maximale Strahlung ist ungefähr bei $r=45$ cm lokalisiert mit einer Ausdehnung von (5-10) cm. Wenn die Ausdehnung des MARFEs wächst, bewegt sich der Schwerpunkt der Strahlung im allgemeinen nach oben. Bei maximaler Ausdehnung am oberen Limiter verschwindet der MARFE und es bildet sich ein neuer MARFE. Der Prozeß beginnt von vorn und kann sich mehrmals wiederholen. Oft disruptiert das Plasma aber auch, wenn der MARFE den oberen Bereich erreicht hat. Ob ein MARFE wächst, schrumpft oder gar verschwindet, läßt sich durch drei Parameter beeinflussen. Es sind die Parameter, die, wie beim detached Plasma (Kap. 4.1.3), in die lokale Wärmeflußbilanz eingehen : Elektronendichte, Verunreinigungsfluß und Heizleistung. So kann z.B.

Abbildung 4.38 CCD-Kameraaufnahme eines poloidalen Querschnitts in TEXTOR (s. Abb. 4.2); Bildung eines MARFEs auf der Hochfeldseite (rechts)

durch Variation der Heizleistung ein MARFE ein- und ausgeschaltet werden oder man nimmt über Plasmalageverschiebungen Einfluß auf das lokale Teilchenrecycling und damit auf den Verunreinigungsfluß und die MARFE Entstehung [108].

MARFEs können im Prinzip durch geeignete Regelsysteme stationär gehalten werden. Die Gesamtstrahlung aus einem MARFE kann bis zu 50% der Heizleistung ausmachen. Allerdings wird ein großer Teil dieser Strahlung nur in unmittelbarer Umgebung des MARFEs die Wand belasten. Die vorteilhafte Verteilung auf sehr große Wandflächen ist somit nicht möglich. MARFEs treten nur unmittelbar vor dem Dichtelimit auf. Wird dieser Bereich vermieden, können Plasmen mit hohem Strahlungspegel auch ohne MARFEs aufgebaut werden, wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben wurde.

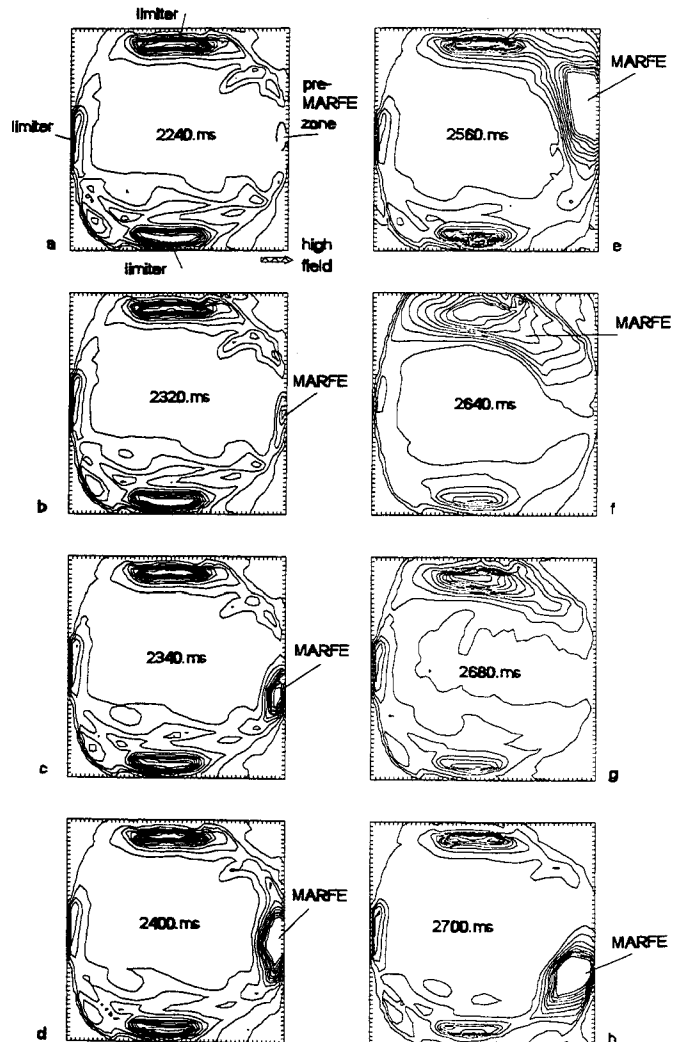


Abbildung 4.39 Linien gleicher H_e -Intensität im poloidalen Querschnitt von TEXTOR als zeitliche Entwicklung von $t=0.234s$ bis $t=0.27s$

4.3.5 Energietransport und Heliumabfuhr

Seit es an TEXTOR möglich ist, routinemäßig Plasmen mit hohem Strahlungspegel zu erzeugen, werden dessen Eigenschaften gründlich untersucht. Es zeigte sich, daß über die vorteilhafte Energieabfuhr hinaus noch andere günstige Eigenschaften hinzukommen, die vielleicht ein neues interessantes Plasmaregime für mögliche Anwendungen im Fusionsreaktor eröffnen. Diese Untersuchungen laufen zur Zeit noch, weshalb es an dieser Stelle noch zu früh wäre, eine Zusammenfassung mit einem abschließenden Urteil zu geben. Es ist vor allem der verbesserte *Energieeinschluß* bei hohen Plasmadichten, der das besondere Interesse an diesen Plasmen weckt. Die erreichten Werte sind vergleichbar mit den besten Daten von Divertormaschinen in der H-mode [4][5]. Allerdings wurden diese Plasmen bislang nur an TEXTOR erzeugt. Entsprechende Experimente an anderen Tokamaks, insbesondere solche mit größeren Dimensionen, stehen noch aus. Im folgenden soll nur eine kurze Zusammenfassung der bisherigen Beobachtungen an TEXTOR bezüglich Energieeinschluß, Teilchentransport und Heliumabfuhr gegeben werden.

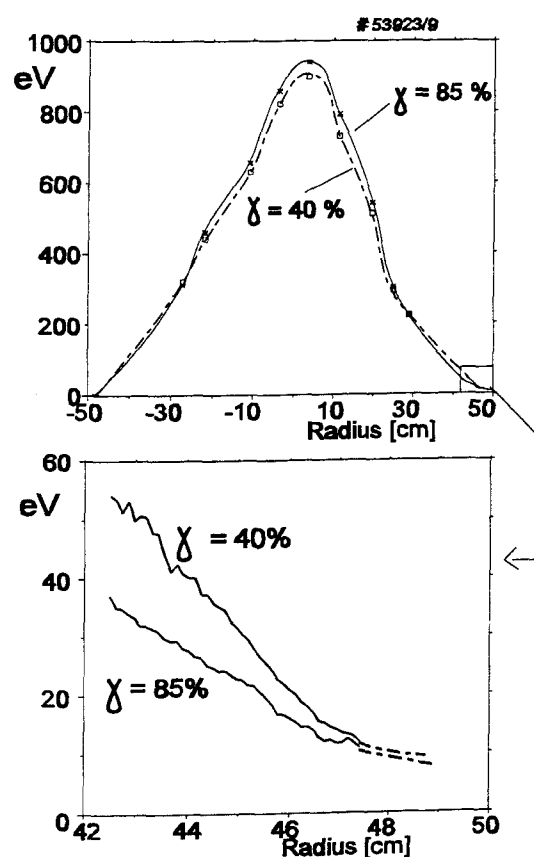


Abbildung 4.40 Elektronentemperaturprofil mit und ohne Neoninjektion bei 1.6 MW Gesamtheizleistung und $n_e = 4.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Bereits in den ersten Experimenten zeigte sich, daß das Plasma sehr selektiv durch Neon gekühlt werden kann. Beim Übergang von 40% Strahlungspegel auf 85% sinkt T_e am Plasmarand signifikant ab, dagegen wird das Zentrum nicht gekühlt, was anhand der gemessenen T_e -Profile in Abb. 4.40 zu sehen ist. Im Gegenteil, es ist sogar ein leichter Anstieg von T_e im Plasmazentrum zu beobachten. Da die Elektronendichte in diesem Fall konstant gehalten wurde, kann man aus dieser Messung bereits darauf schließen, daß der Energieinhalt gleich bleibt oder sogar leicht ansteigt. Mit im wesentlichen konstanter Heizleistung bedeutet dies, daß auch die Energieeinschlußzeit gleich bleibt oder sogar leicht ansteigt. Der Energieinhalt am Rand, wo T_e absinkt, spielt dabei keine Rolle.

Der Abfall von T_e fängt bei einer radialen Position von $r/a=0.7$ an, was ungefähr mit der Ausdehnung der strahlenden Zone übereinstimmt.

In Abb. 4.41 wird der Energieinhalt für eine Sequenz von Entladungen mit verschiedenen Elektronendichten und konstanter

Heizleistung (zwei Fälle: NBI co +ICRH und NBI co+counter) gezeigt. Unterschieden wird zwischen Entladungen mit und ohne Neoninjektion. Ohne Neon finden wir einen typischen Abfall des Energieinhalts mit zunehmender Dichte, d.h. auch die Energieeinschlußzeit fällt. Mit Neon sind die Werte bei hohen Elektronendichten deutlich größer. Zum Vergleich wird die empirische Skalierung ITER-L89-P gezeigt, die aus L-

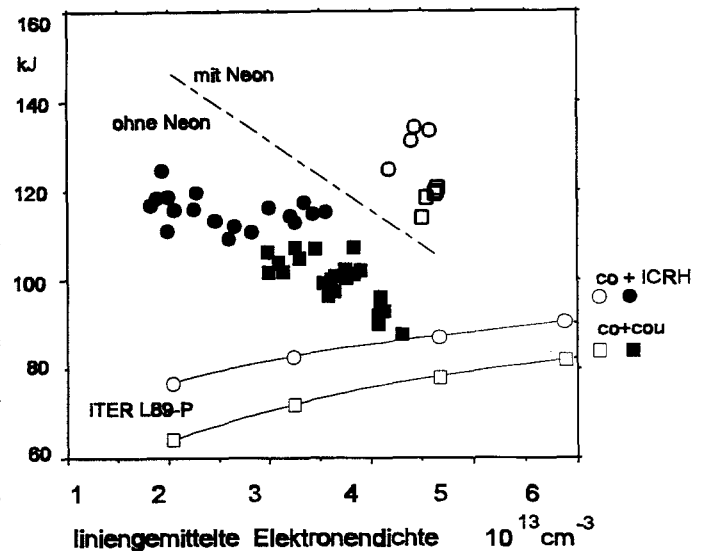


Abbildung 4.41 Energieinhalt von Plasmen einer Dichtesequenz mit und ohne Neoninjektion im Vergleich zur ITER-L89-P Skalierung

relativ zur L-mode-Skalierung auf hohe Plasmadichten ausgedehnt. Das Plasmaregime mit verbessertem Energieeinschluß ohne Neon wurde an TEXTOR I-mode (Improved confinement mode) genannt [110]. Der Zustand mit Neon und Strahlungsgürtel wurde RI-mode (Radiation Improved confinement mode) getauft [111][112][113].

Die RI-mode Bedingungen sind von großem Interesse, da hier mehrere vorteilhafte Eigenschaften zusammen auftreten: hohe Plasmadichte, hoher Strahlungspegel und guter Energieeinschluß. Eine weitere Verbesserung der operativen Bedingungen wurde durch die Einführung eines Regelkreises für den Plasmadruck β erreicht. Bei den hohen Heizleistungen und dem guten Energieeinschluß kommt β nahe an seinen Maximalwert (β -Grenze). Die größten gemessenen Werte (normiert) betragen $\beta_N = \beta \text{ aB/I} \approx 2.0$ [112]. Unter diesen extremen Bedingungen muß mit besonderer Vorsicht vorgegangen werden, um stationäre Bedingungen zu erhalten. Das Regelsystem für β basiert auf der schnellen Verstellbarkeit der Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ICRH). Die besten, gleichzeitig einstellbaren Bedingungen sind zur Zeit eine stationäre Phase von (6-7)s Dauer, ein Strahlungspegel von $>80\%$, eine Heizleistung von 3.5MW, eine Elektronendichte, die ca. 15% oberhalb der Greenwald-Dichte liegt [6] (siehe Gl. 1.6), ein Energieinhalt von ca. 140 kJ und eine absolute Energieeinschlußzeit von etwa 40 ms. Die Verbesserung

des Energieeinschlusses ist auch bemerkenswert, bezogen auf die für das ITER-Design wichtige ITER93-P Skalierung (Gl. 1.5), wie in Abb. 4.42 dargestellt.

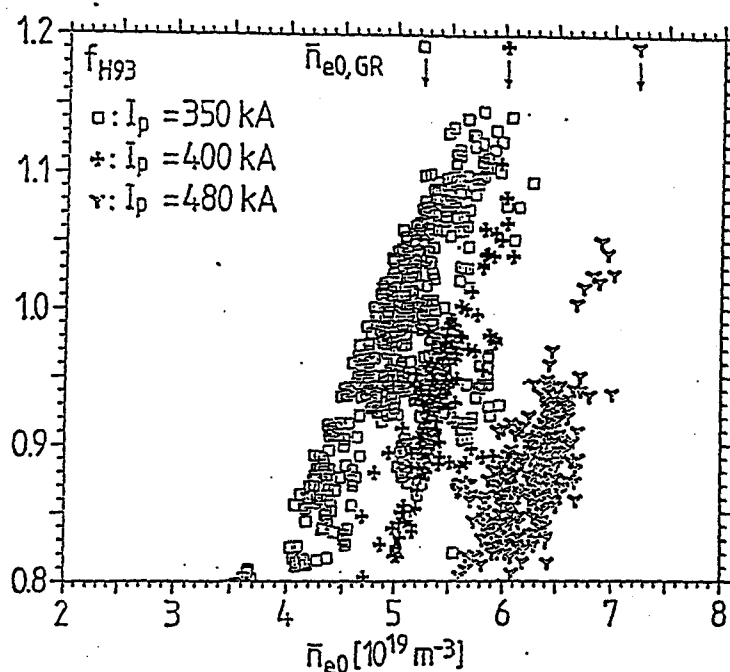


Abbildung 4.42 Variation des Energieeinschlusses (enhancement factor f_{H93}) in der RI-mode von TEXTOR relativ zur ITER93-P Skalierung als Funktion der liniengemittelten zentralen Elektronendichte und des Plasmastroms

Dieser Vergleich mit einer an Divertoren unter anderen Bedingungen gewonnenen Skalierung ist nicht unproblematisch. Eindeutig vergleichbar sind die in TEXTOR gefundenen Einschlußdaten mit Maschinen ähnlicher Größe. Die Skalierung hilft dabei, eine Feinkorrektur bezüglich bestimmter Größen, wie Magnetfeld, Radien etc. anzubringen. Eine Extrapolation mit Hilfe dieser Skalierung zu wesentlich größeren Maschinen ist aber nicht zulässig, zumal offensichtlich ist, daß der Energieeinschluß in der RI-mode mit einigen Parametern, insbesondere mit der Elektronendichte, signifikant anders skaliert (siehe Abb. 4.42). Die dort dargestellte Skalierung mit einem nahezu linearen Anstieg mit der Dichte steht im Gegensatz zur $n^{0.17}$ Skalierung in ITER93-P und zur n^0 Skalierung in ITER-L89-P.

Ein linearer Anstieg des Energieeinschlusses mit der Dichte wurde bereits in früheren Experimenten mit rein ohmscher Heizung beobachtet und wurde "neo-Alcator Skalierung" [114] oder "linear ohmic confinement, LOC" genannt. Oberhalb einer bestimmten Dichte stoppt der Anstieg des Energieeinschlusses, eine Sättigung wird erreicht ("saturated ohmic confinement, SOC"). Durch Konditionierungsverfahren oder auch durch Injektion von Neon war es möglich das lineare Gebiet zu

höheren Dichten hin zu erweitern ("improved ohmic confinement, IOC" [115] oder "Z-mode" [116]). Es scheint, als wäre es in TEXTOR mit der RI-mode gelungen, auch bei starker Zusatzheizung mit der n_e -Abhängigkeit zur neo-Alcator Skalierung zurückzukommen [112]. Geplante RI-mode Experimente mit Limiterentladungen an größeren Tokamaks (TFTR, DIII-D und evtl. JET) werden hoffentlich Aufschluß über die vollständige Skalierung geben.

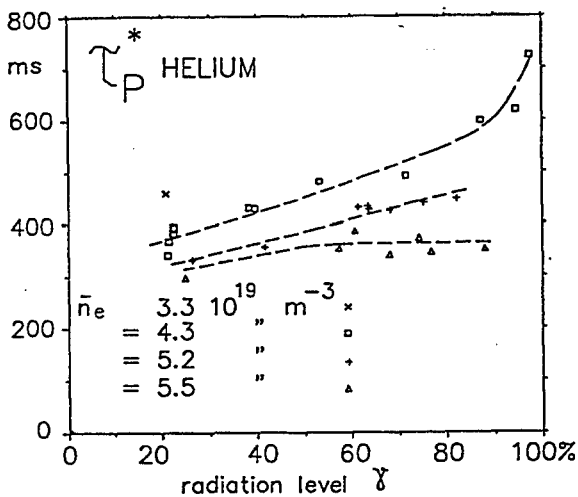


Abbildung 4.43 Effektive Abfuhrzeiten für Helium für unterschiedliche Strahlungspegel und verschiedene Elektronendichten

Ein verbesserter Energieeinschluß geht im allgemeinen mit einem erhöhten *Teilcheneinschluß* einher. Sowohl für das Hintergrundplasma (Deuterium) als auch für Verunreinigungen (Helium, Neon, Metalle) wurden entsprechende Messungen gemacht (siehe Abschnitt 4.2.3). Der Transport von Helium stellt in diesem Zusammenhang eine besonders kritische Größe dar (ausführliche Diskussion in Kapitel 5). Entscheidend ist, wie sich die effektiven *Heliumabfuhrzeiten* relativ zur Energieeinschlußzeit ändern. Das der Pumplimiter ALT-II Helium effizient entfernen kann, wurde unter normalen Bedingungen deutlich gezeigt [117]. Mit Strahlungskühlung

nimmt in jedem Fall der Teilcheneinschluß τ_{He} zu, und damit wird auch die effektive Abfuhrzeit τ_{He}^* größer. Die Beziehung zwischen diesen Größen wird durch den Recyclingkoeffizienten R gegeben durch $\tau_{\text{He}}^* = \tau_{\text{He}} / (1 - R)$. Allerdings kann sich R unter bestimmten Umständen so ändern, daß die τ_{He} -Erhöhung ganz oder teilweise kompensiert wird. Dieser Effekt entsteht durch eine verbesserte Abfuhrwahrscheinlichkeit des Heliums über den Pumplimiter ALT-II und wird bei besonders hohen Elektronendichten maximal (siehe Abb. 4.43)[118]. Es wird vermutet, daß Reibungskräfte zwischen dem in den Limiter einströmenden Deuteriumplasma und den Heliumionen eine Rolle spielen. Auch spielt die reduzierte Re-Ionisationswahrscheinlichkeit der rezyklierenden He-Teilchen eine Rolle. Diese Daten stammen aus einer älteren Serie von Experimenten mit nicht optimierten RI-mode Bedingungen; d.h. z.B. Heizung durch Injektion von Wasserstoff. Unter optimalen RI-mode Bedingungen, d.h. Heizung mit Deuterium, hohe Heizleistungsdichte und β -Regelung (die Zusammenhänge werden noch untersucht) wurden bislang deutlich ungünstigere Abfuhrzeiten gemessen[119]. Allerdings wurde auch in der

Zwischenzeit der Pumplimiter erheblich verändert. Es ist zu vermuten, daß die nun dickeren Graphitkacheln einen wesentlichen Anteil an der Verschlechterung haben. Die Untersuchungen zur Heliumabfuhr laufen noch.

4.4 Divertorexperimente

Die Erzeugung eines hohen Strahlungspegels ($\approx 90\%$) mit geregelter Verunreinigungsinjektion in einem Divertorexperiment gelang erstmals erfolgreich im Tokamak *ASDEX-U* [120][121][122]. Auch hier war

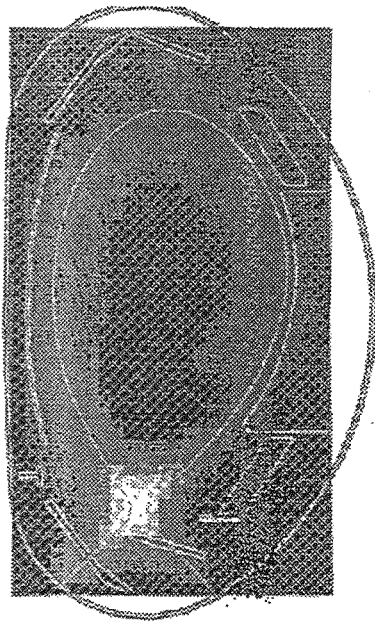


Abbildung 4.44 Verteilung der Gesamtstrahlung in *ASDEX-U* in Entladungen mit einem Strahlungspegel von $>80\%$ durch Injektion von Neon

wesentlich, wie zuvor in TEXTOR, daß mit Hilfe von Turbomolekularpumpen der Strahlungspegel geregelt werden konnte.

In Divertorexperimenten stellt sich die kritische Frage, welchen Einfluß der Strahlungsgürtel auf die H-Mode[4] hat. Dieses Plasmaregime mit gegenüber der L-Mode verbessertem Energieeinschluß benötigt ein Minimum an radialem Leistungsfluß am Plasmarand. Wird vorher zuviel Leistung abgestrahlt, kann sich die H-Mode nicht entwickeln. Die Experimente mit Neon ergaben, daß ca. $\frac{3}{5}$ der Gesamtstrahlung im Hauptraum und $\frac{1}{5}$ innerhalb der Separatrix, vornehmlich im Divertor mit starker Konzentration in der Nähe des x-Punktes (Abb. 4.44), abgestrahlt

wurden. Der verbleibende Wärmefluß an der Separatrix war groß genug, um in der H-Mode zu bleiben. Allerdings zeigt sich ein Einfluß auf die Entwicklung der "Edge Localized Modes" (ELMs); das sind kurzzeitige, quasi-periodische Zusammenbrüche der H-Mode, wobei innerhalb von ms hohe Energie- und Teilchenflüsse an der Wand auftreten. Durch die strahlende Randschicht ändert sich das Erscheinungsbild der ELMs: die besonders gefährlichen Typ I ELMs werden durch mit schnellerer Wiederholrate auftretende, aber in ihrer Intensität schwächere, Typ III ELMs abgelöst. Der Wärmefluß auf die Divertorplatten wird auf ca. 10% des ursprünglichen Wertes reduziert. In diesem Sinne löst sich das Plasma von den Divertorplatten ab - es "detached". Daher wurde dieses Plasmaregime "Complete Detached H-Mode" oder "CDH-Mode" genannt. Es ist zu beachten, daß der Begriff "detachment" hier in einem etwas anderen Zusammenhang benutzt wird, als für die detached Plasmen, die in Kap. 4.2 beschrieben werden. Dort löst sich das Plasma (bei kleiner Heizleistungsdichte) von einem Limitier ab, in dem der heiße Plasmakern deutlich seinen Durchmesser verringert.

Durch Variation des Strahlungspegels oder durch Gasblasen kann der Grad des Divertor-Detachments eingestellt werden. Weiterhin ist es möglich, durch die Wahl der Verunreinigung (N, Ne, Ar) die Aufteilung der Strahlungsleistung zwischen Hauptraum und Divertor zu regulieren. Die meiste (wenigste) Strahlung im Hauptraum erhält man mit Ar (N). Durch weitere Erhöhung des Strahlungspegels kann man die Leistungsflüsse am Plasmarand derart reduzieren, daß das Plasma in die L-Mode zurückfällt. Allerdings ist der Energieeinschluß bei den höchsten Strahlungspegeln in der L-Mode und in der H-mode fast gleich gut. In diesen Fällen ergeben sich relativ hohe Werte für Z_{eff} von ca. 3 oder höher.

Ähnliche Ergebnisse wie die der CDH-Mode wurden im amerikanischen Divertorexperiment *DIII-D* erhalten. Es gelang ebenfalls durch Regelung der Verunreinigungszufuhr, einen Strahlungspegel von ca.

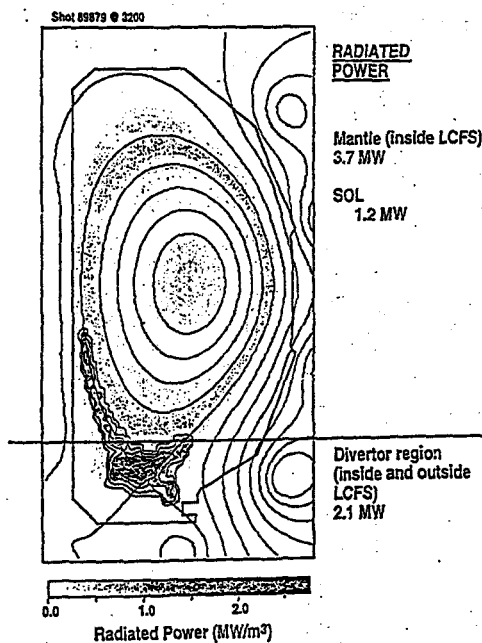


Abbildung 4.45 Verteilung der Gesamtstrahlung in *DIII-D* in Entladungen mit einem Strahlungspegel von >80% durch Injektion von Neon

90% einzustellen [123]. Hier kamen Kryopumpen zum Einsatz, die allerdings aufgrund ihrer endlichen Kapazität Nachteile gegenüber Turbo-Molekularpumpen haben. Der Wärmefluß zu den Divertorplatten wurde um eine Faktor 6 reduziert. Bei Strahlungspegeln über 70% blieb der Energieeinschluß bei etwa dem 1.6fachen der ITER-L89-P Skalierung. In Abb. 4.45 ist die Strahlungsleistung im poloidalen Querschnitt von *DIII-D* gezeigt. Innerhalb der Separatrix ist deutlich ein Strahlungsgürtel zu sehen, der integral gesehen den Hauptteil der Strahlung ausmacht. Die Strahlungsdichte ist allerdings um den x-Punkt herum deutlich höher. Am x-Punkt hat die Plasmatemperatur auf der LCFS ein Minimum, die Dichte ist hoch und die Aufenthaltszeit der

Verunreinigungen ist dort maximal, was zusammengenommen diese starke Asymmetrie bewirkt.

Experimente im japanischen Tokamak JT60 [124] und in der europäischen Anlage JET [125] haben ebenfalls gezeigt, daß Divertor-Detachment nur durch zusätzliche Verunreinigungen möglich ist. Regelsysteme stehen in diesen Experimenten aber noch nicht zur Verfügung. In JET werden nach bisherigem Kenntnisstand Probleme mit der Aufrechterhaltung eines guten Energieeinschlusses bei starker Strahlungskühlung gesehen.

5. Das stationär brennende Fusionsplasma

Das Konzept der Energieabfuhr über Verunreinigungsstrahlung am Plasmarand kann nur erfolgreich für die Leistungsverteilung auf große Wandflächen sein, wenn auch alle anderen Bedingungen für ein stationär brennendes Fusionsplasma gleichzeitig erfüllt werden. Nachdem das Plasma gezündet hat, wird der Fusionsprozeß nur weiter selbständig stationär ablaufen, wenn die Verunreinigungskonzentration im Zentrum hinreichend niedrig bleibt. Dabei müssen alle Verunreinigungen zusammen berücksichtigt werden - Wandmaterialien, injizierte Verunreinigungen zur Strahlungskühlung und die Fusionsasche Helium. Die Zusammenhänge sind komplex, denn die Eigenschaften der Verunreinigungsfreisetzung und des Transports werden ihrerseits durch den Strahlungsgürtel beeinflusst. Die Veränderung der Plasmaparameter am Rand hat z.B. Einfluß auf die Zerstäubungsausbeuten von Wandmaterial, die Pumpeigenschaften für Helium (Kap. 4.2.7) und den Teilcheneinschluß (Kap. 4.2.6). Durch eine geeignete Parametrisierung der Transport- und Strahlungseigenschaften läßt sich dieser Zusammenhang beschreiben [126]. Die Bedingungen für die Heliumabfuhr wurden z.B. auf diese Weise formuliert [127]. Daraus lassen sich Maximalwerte für zusätzliche Verunreinigungen ableiten (Kap. 5.1), woraus man mit Hilfe des Strahlungspotentials den maximal möglichen Strahlungspegel erhält (Kap. 5.2). Die Formeln, mit denen die Verknüpfung zwischen Strahlung und Transport beschrieben werden können, erlauben die für die Optimierung wichtigsten Parameter zu identifizieren (Kap. 5.3).

5.1 Die maximale Verunreinigungskonzentration aus den Bedingungen für Stationarität

In einem stationär brennenden Fusionsplasma muß die Zahl der erzeugten α -Teilchen gleich der Zahl der abgepumpten He-Atome sein. Die Erzeugungsrate R_α ist durch die Heizleistungsdichte der α -Teilchen gegeben

$$P_\alpha = \frac{1}{4} n_{DT}^2 \langle \sigma_f v \rangle E_\alpha = R_\alpha E_\alpha \quad , \quad (5.1)$$

wobei E_α die Energie des erzeugten α -Teilchens ist (3.5 MeV) und n_{DT} stellt die Gesamtdichte von Deuterium und Tritium dar. Verunreinigungen verdünnen den Brennstoff Deuterium und Tritium, d.h. erniedrigen n_{DT} . Mit einer Heliumdichte n_{He} und der Dichte n_z einer Verunreinigung mit der Ladung Z ist die DT-Dichte

$$n_{DT} = n_e - 2 n_{He} - Z n_z \quad , \quad (5.2)$$

oder durch Konzentrationen ausgedrückt

$$c_{DT} = 1 - 2 c_{He} - Z c_z \quad (5.3)$$

Der Energieinhalt des Plasmas in einem effektiven Volumen V_E ist

$$E = \frac{3}{2} T (n_e + n_{DT} + n_{He} + n_z) V_E \quad (5.4)$$

Wir nehmen dabei an, daß alle Teilchen die gleiche Temperatur T besitzen. Mit dem Verdünnungsfaktor

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} c_{He} - \frac{1}{2} (Z-1) c_z \quad (5.5)$$

kann der Energieinhalt auch ausgedrückt werden als

$$E = 3 n_e T \eta V_E \quad (5.6)$$

Der Zusammenhang zwischen E und der Heizleistung ist durch die Energieeinschlußzeit gegeben. Dabei muß allerdings unterschieden werden zwischen der α -Teilchenheizung P_α und der Nettoheizleistung $P_{heat} = P_\alpha - P_R$, die man nach Abzug der zentralen Strahlung P_R (Bremsstrahlung, Linienstrahlung) bekommt. Für jede dieser Heizleistungen gibt es eine Definition der Energieeinschlußzeit

$$\frac{E}{V_E} = P_\alpha \tau_{E1} \quad (5.7)$$

$$\frac{E}{V_E} = P_{heat} \tau_{E2} \quad (5.8)$$

Nur die Einschlußzeit τ_{E1} beinhaltet auch die zentralen Verluste (Strahlung). Es gilt $\tau_{E1} < \tau_{E2}$. Die Gesamtheizleistung erhält man durch $P_{heat,tot} = P_{heat} V_E$.

Die Heliumabfuhr kann durch Einführung der effektiven He-Einschlußzeit τ_{He}^* parametrisiert werden. Diese setzt sich zusammen aus der globalen Teilcheneinschlußzeit für Helium τ_{He} und dem Recyclingkoeffizienten R , so daß gilt $\tau_{He}^* = \tau_{He} / (1-R)$. Die Größe $\epsilon = 1-R$ hat die Bedeutung einer Abfuhrwahrscheinlichkeit für α -Teilchen, die in die Abschältschicht eindringen. Den Bedingungen für Stationarität folgend, können wir nun mit Hilfe dieser Parameter die Abfuhrate und die Erzeugungsrate von Helium gleichsetzen. Mit den Teilchendichten heißt dies

$$\frac{n_{He}}{\tau_{He}^*} = \frac{1}{4} n_{DT}^2 \langle \sigma_{fus} v \rangle \quad (5.9)$$

Mit Gl. 5.7 erhalten wir

$$n_{He} = \frac{E}{E_\alpha V_E} \frac{\tau_{He}^*}{\tau_{E1}} \quad (5.10)$$

Bemerkenswert ist, daß nicht τ_{He}^* allein die Heliumdichte bestimmt, sondern das Verhältnis $\rho_{\text{He}1}^* = \tau_{\text{He}}^* / \tau_{\text{E}1}$. Das gleiche gilt auch wenn wir die Einschlußzeit $\tau_{\text{E}2}$ verwenden ($\rho_{\text{He}2}^* = \tau_{\text{He}}^* / \tau_{\text{E}2}$). Im folgenden werden wir uns auf eine Größe $\rho_{\text{He}}^* = \rho_{\text{He}2}^*$ beschränken, also eine Parametrisierung, bei der die zentralen Strahlungsverluste bereits abgezogen wurden und die Heizleistungsdichte durch P_{heat} repräsentiert ist.

Unter Vorgabe der Parameter τ_{He}^* , $\tau_{\text{E}2}$, ρ_{He}^* , V_E und der Verunreinigungskonzentration c_z können Lösungen für die Gleichung 5.10 gefunden werden. Es zeigt sich, daß für $\rho_{\text{He}}^* > 15$ keine Lösungen mehr existieren, also ein stationär brennendes Fusionsplasma nicht mehr möglich ist [127]. Aus den Lösungen erhält man Werte für die zentrale Plasmatemperatur T und Dichte n_e und die Heliumdichte n_{He} . Dabei können auch unrealistisch hohe Plasmadrücke nT auftreten. Um dies zu vermeiden, werden im folgenden die Lösungen auf das realistisch für ITER zu erwartende Tripleprodukt $nT\tau_{\text{E}2} = 10^{22} \text{ keVs/m}^3$ beschränkt.

Es gibt stets zwei Lösungen - mit hohen und niedrigen T , bzw. hohen und niedrigen n_{He} . Nur die Lösung mit hohen T ist stabil; d.h. Schwankungen von T werden durch entsprechende Änderungen in der Heizleistung stabilisiert. In Abb. 5.1 ist ein Lösungsbeispiel für unterschiedlich vorgegebene Neonmengen dargestellt. Wir erhalten eine Kurvenschar für c_{He} und T , parametrisiert mit dem Abfuhrparameter für Helium ρ_{He}^* und der Neonkonzentration c_{Ne} . Je schneller Helium abgeführt wird (kleineres ρ_{He}^*), um so niedriger sind T und c_{He} und um so größer wird der Spielraum für Neon. Bei der maximalen Neonkonzentration für vorgegebenes ρ_{He}^* fallen die Lösungen zusammen; wir erhalten $c_{\text{Ne,max}}$.

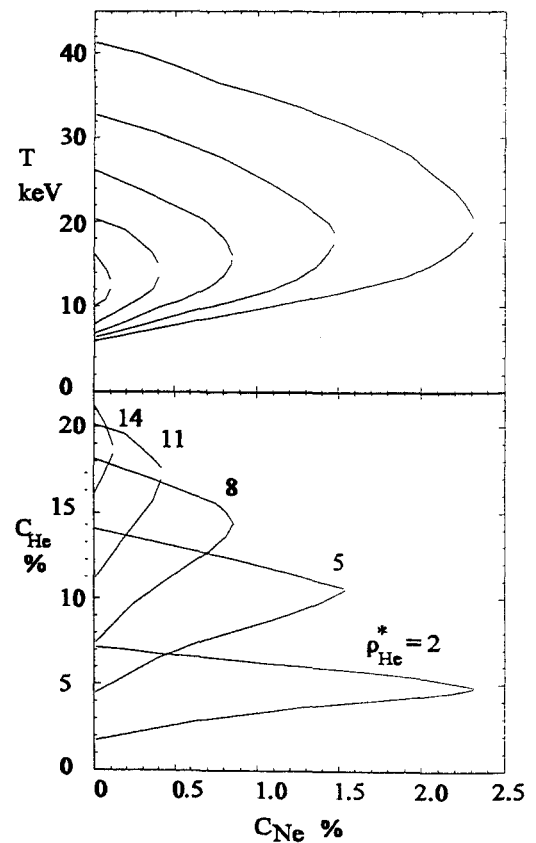


Abbildung 5.1 Lösungen für ein stationär brennendes Fusionsplasma mit $n\tau_{\text{E}2}T = 10^{22} \text{ keVs/m}^3$ und verschiedenen He-Abfuhrparametern ρ_{He}^*

Diese Rechnung kann auch für andere Verunreinigungen durchgeführt werden, so daß wir den Zusammenhang zwischen Heliumabfuhr, Energieeinschluß und maximaler Verunreinigungskonzentration $c_{z,max}$ erhalten. Eine Zusammenfassung der Lösungen für $c_{z,max}$ ist in Abb. 5.2 gegeben. Bei $\rho_{He}^* \approx 15$ gibt es keinen Spielraum für andere Verunreinigungen als Helium. Je leichter die Verunreinigung um so höher ist $c_{z,max}$. Um zu sehen, welchen Einfluß zusätzliche leichte Wandmaterialien auf die Lösungen haben, wurde ein konstanter Pegel von 2% Be hinzugefügt (Abb. 5.2b). Nun gibt es schon ab $\rho_{He}^* \approx 12$ keine Lösung mehr. Die maximalen Konzentrationen werden erheblich gesenkt; z.B. Neon für $\rho_{He}^* = 5$ von 1.8% auf 1%.

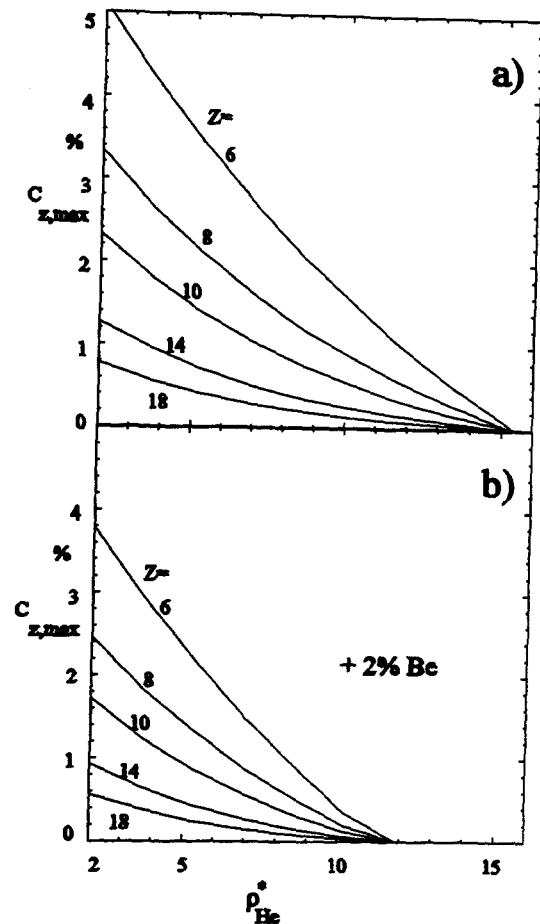


Abbildung 5.2 Maximal erlaubte Konzentration verschiedener Verunreinigungen Z für ein stationär brennendes Fusionsplasma in Abhängigkeit vom He-Abfuhrparameter ρ_{He}^* : a) ohne und b) mit einem zusätzlichen Pegel von 2% Be.

Die Festlegung auf ein bestimmtes Tripleprodukt $nT\tau_{E2}$ stellt keine große Einschränkung dar. Oberhalb von $nT\tau_{E2} = 4 \cdot 10^{22} \text{ keVs/m}^3$ hängen die Lösungen praktisch nicht mehr vom Tripleprodukt ab. In dem gewählten Bereich von $nT\tau_{E2} = 10^{22} \text{ keVs/m}^3$ finden wir eine Empfindlichkeit für die Lösung von c_z , die mit der Skalierung $c_z \sim (nT\tau_{E2})^{0.4}$ angenähert werden kann.

Die gegenläufigen Effekte der besseren Strahlung mit schwerer werdenden Verunreinigungen und der niedrigeren $c_{z,max}$ Werte bei höherem Z müssen gegeneinander aufgewogen werden. Dazu betrachten wir bei festem ρ_{He}^* die Variation von $c_{z,max}$ mit Z . Bei hohen Z (nicht in Abb. 5.2 gezeigt) finden wir die Skalierung Z^{-3} und in dem Bereich leichter Verunreinigungen um $Z=10$ die Skalierung $Z^{-2.3}$. Diese Variation werden wir weiter unten bei den Überlegungen zur Optimierung benutzen (Kap. 5.3).

5.2 Verknüpfung mit dem Strahlungspegel

Die Energieeinschlußzeit τ_E und die effektive Heliumabfuhrzeit τ_{He}^* erlauben die Beschreibung des Energie- und Teilchentransports in Form von Gesamtflüssen (Energie/s oder Teilchen/s). In äquivalenter Weise können wir uns das Strahlungspotential E_{rad} (Kap. 3.1.1) und die Verunreinigungseinschlußzeit τ_z zunutze machen. Der Gesamtfluß der Verunreinigungen ist mit der Gesamtzahl N_z der Verunreinigungsteilchen im Plasma gegeben durch $\Gamma_z = N_z / \tau_z$. Daraus erhalten wir nach Gl. 3.7 die Gesamtstrahlung zu

$$P_{rad} = E_{rad} \frac{N_z}{\tau_z} \quad (5.11)$$

Mit Einführung eines effektiven Verunreinigungsvolumens V_z können wir auch schreiben

$$P_{rad} = E_{rad} \frac{n_e c_z V_z}{\tau_z}, \quad (5.12)$$

wobei c_z die Konzentration der Verunreinigung Z ist. Damit erhalten wir den Strahlungspegel zu

$$\gamma = \frac{P_{rad,tot}}{P_{heat,tot}} = \frac{E_{rad} n_e c_z V_z / \tau_z}{3 n_e T \eta V_E / \tau_{E2}} \quad (5.13)$$

Ähnlich wie bei den Lösungen für die Heliumkonzentration hängt auch der Strahlungspegel nicht allein von τ_z ab, sondern vom Verhältnis $\rho_z = \tau_z / \tau_{E2}$. Mit dieser Definition erhalten wir den Ausdruck

$$\gamma = c_z \left[\frac{E_{rad}}{3 T \eta \rho_z} \frac{V_z}{V_E} \right] \quad (5.14)$$

Die Gl. 5.14 beschreibt den Zusammenhang zwischen Strahlungspegel, Strahlungscharakteristik der Verunreinigungsspezies und den Transporteigenschaften. Durch Einsetzen von $c_{z,max}$ erhalten wir γ_{max} für die jeweils vorgegebenen Parameter. Die zentrale Temperatur T genauso wie $c_{z,max}$ und η müssen wir der Lösung für ein stationär brennendes Fusionsplasma entnehmen (Abbn. 5.1, 5.2). Der Verunreinigungstransportparameter ρ_z kann zunächst nur empirisch aus experimentellen Daten gewonnen werden. Das gleiche gilt für das Verhältnis der Volumina V_z und V_E . Dieses Verhältnis können wir auch als Profilparameter interpretieren, weil sich darin die unterschiedliche Verteilung von Energie und Verunreinigungsteilchen ausdrückt. Ein typischer Wert ist $V_z / V_E = 2$.

Die Gl. 5.14 kann den Strahlungspegel für die in TEXTOR generierten Plasmen mit Strahlungsgürtel und hoher Heizleistung reproduzieren. Mit $\rho_z=0.2$ für Neon in TEXTOR, $E_{rad} = 30$ keV, $c_z=1\%$, $T = 1$ keV, $V_z/V_E=2$ und $\eta=1$ erhalten wir in der Tat den experimentell bestimmten Strahlungspegel von $\gamma=1$.

Für ITER müssen einige Werte extrapoliert werden. Die Energieeinschlußzeit wird hier nach der ITER-

L89-P Skalierung (Lmode) [109] etwa 60mal größer sein als in TEXTOR. Für die Skalierung von τ_z liegen weniger zuverlässige Daten vor. Man kann das einfache Diffusionsmodell (Kap. 3.2.2) für eine Schätzung zugrunde legen. Danach skaliert τ_z u.a. mit dem Verhältnis aus Volumen und Oberfläche V_z/O (Faktor 8 TEXTOR-ITER). Dies allein würde allerdings zu einer Überschätzung führen. Höhere Randdichten werden vermutlich den Anstieg von τ_z dämpfen. Wir nehmen einen pessimistischeren Faktor 6 an und erhalten $\rho_z = 0.02$ in ITER für Neon. Nehmen wir weiterhin $T = 10$ keV und $\eta=0.7$ an, so bleibt der He-Abfuhrparameter als kritische Größe übrig. Mit den Daten aus Abb. 5.2 ist ein Strahlungspegel $\gamma > 0.8$ nur möglich wenn $\rho_{He} < 6$ ist. Mit 2% Be verschärft sich die Anforderung sogar auf $\rho_{He} < 4$. Würde allerdings der Verunreinigungstransport erhöht werden (Faktor 0.5 auf τ_z), wäre $\rho_{He} = 10$ schon ausreichend (ohne Be).

Die Unsicherheiten in den Parameterwerten sind relativ groß, so daß eine zuverlässige Aussage über Absolutwerte von γ oder n_z für ITER nicht möglich ist. Die angegebenen Zahlen sind nur als plausible Schätzwerte zu betrachten. Der eigentliche Wert der Gl. 5.14 liegt in der Beschreibung der Zusammenhänge zwischen Strahlung und Transport. Z.B. kann diese Gleichung bei der Diskussion von relativen Änderungen sehr nützlich sein. In Abb. 5.3 wird Gl. 5.14 graphisch dargestellt. Auf der Ordinate ist der Strahlungspegel aufgetragen und die Abszisse repräsentiert den Ausdruck in Klammern. Die "Steigung" c_z wird aus den Berechnungen für ein stationär brennendes Plasma übernommen (Abb. 5.2). Um Absolutwerte zu erhalten, wurden die oben genannten Extrapolationen von TEXTOR Daten zu ITER übernommen. Das Strahlungspotential wurde nach Kap. 3.1.4 mit Z^3 skaliert.

Der Effekt von Variationen dieser Annahmen auf γ läßt sich nun leicht aus Abb. 5.3 ablesen.

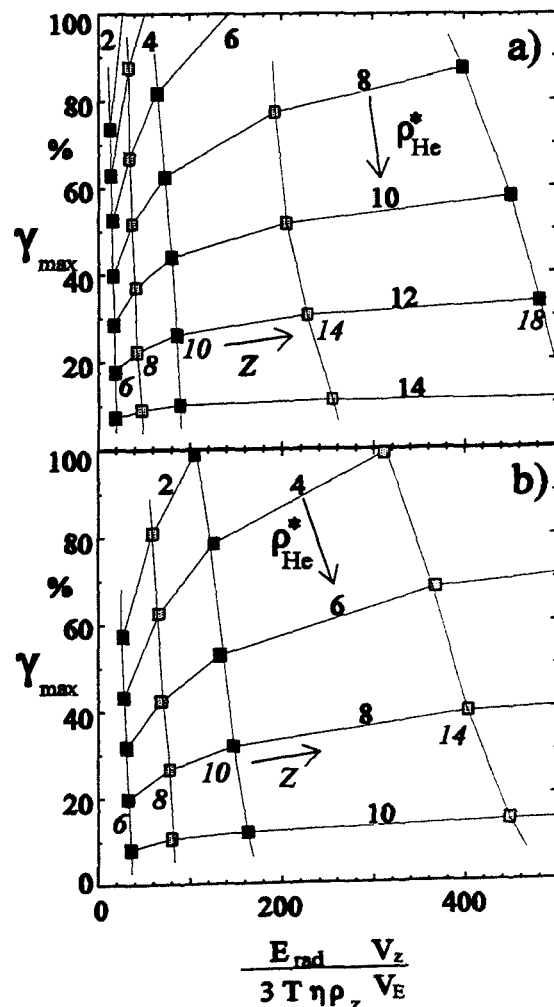


Abbildung 5.3 Parametrisierung des Strahlungspegels nach Gl. 5.14 mit den $c_{z,max}$ Werten aus Abb. 5.2 und Parameterwerten, die von TEXTOR zu ITER Plasmen extrapoliert wurden; Kurven für verschiedene ρ_z und Verunreinigungen Z a) ohne und b) mit 2% Be zusätzlich

Deutlich wird die sehr starke Abhängigkeit von ρ_{He}^* . Dagegen bringt der Übergang zu schwereren Elementen für den Strahlungspegel nicht sehr viel, ist allerdings durchaus noch vorteilhaft. Der Einfluß zusätzlicher Verunreinigungen, wie Be, die nur eine Brennstoffverdünnung bewirken und nicht zur Strahlung beitragen, ist sehr ungünstig, wie der Vergleich von Abb. 5.3a und 5.3b zeigt. Eine wichtige Aufgabe zukünftiger Forschungsarbeit besteht in der Verbesserung der Qualität der eingesetzten Parameter, um auch zuverlässige absolute Aussagen zu erhalten.

5.3 Skalierung und Optimierung des Strahlungspegels

Gl. 5.14 beschreibt den Zusammenhang zwischen Transport und Strahlung allein durch Parametrisierungen und benötigt dazu keine Transportmodelle. Damit wird auch ein Nachteil klar: einige Zusammenhänge zwischen Parametern, wie z.B. E_{rad} und τ_z , werden nicht erfaßt und müssen empirisch berücksichtigt werden. In diesem Kapitel sollen die parametrischen Abhängigkeiten weiter vereinfacht werden, in dem der Transport und die Strahlung mit Hilfe des Diffusionsmodells beschrieben wird. Wie bereits in Kap. 3.2.2 beschrieben, liefert auch das einfache Diffusionsmodell bereits sehr gute Näherungen und wir können davon ausgehen, daß die wesentlichen Zusammenhänge daraus ableitbar sind, was uns erlaubt, Wege zur Optimierung der Strahlungskühlung zu finden.

Bei der Beschreibung der Strahlung als die Summe der Beiträge der verschiedenen Ionen aus Schalen mit der radialen Breite $\sqrt{D}\tau_i$, folgen wir der Arbeit von Tokar [59]. Danach erhalten wir für das Strahlungspotential den Ausdruck (siehe auch Abschnitt 3.2.3)

$$E_{rad} = \frac{\lambda_i}{\sqrt{D}} S \quad (5.15)$$

worin die Summe S über die verschiedenen Ionisationsstufen j

$$S = \sum_j \xi_j \sqrt{n_e^j} \frac{L_j(T_e)}{\sqrt{\langle \sigma v \rangle_j}} \quad (5.16)$$

die Atomphysik repräsentiert, d.h. die lokalen Ionisationsraten $\langle \sigma v \rangle_j^z$, die Strahlungsfunktion $L_j(T_e)$ und die Dichte n_e^j in der strahlenden Schicht. Die Faktoren ξ_j berücksichtigen den Effekt überlappender Ionenschalen. Die Größe S skaliert mit der Ladung der Verunreinigung gemäß $S \sim Z^3$. Mit Hilfe dieser Ausdrücke für E_{rad} erhalten wir eine neue Formel für den Strahlungspegel

$$\gamma = c_z \sqrt{D} S n_e / P_{\text{surf}} \quad (5.17)$$

Dieser Ausdruck zeigt in besonders deutlicher Weise, auf welche Parameter es ankommt: die maximale Verunreinigungskonzentration c_z , bestimmt durch die Bedingungen für Stationarität, der Teilchentransport am Plasmarand D , die Atomphysik der strahlenden Verunreinigungsspezies S , die Elektronendichte n_e und die Heizleistungsdichte P_{surf} . Letzteres ist der Leistungsfluß am Plasmarand, normiert auf die Wandfläche O ($P_{\text{surf}} = P_{\text{heat,tot}}/O$).

Für die oben beschriebenen Bedingungen mit Neon bewegen sich die Werte für das Produkt $\sqrt{D} S$ im Bereich von etwa 1500 keV m/s. Anhand der Variation der Größen auf der rechten Seite von Gl. 5.17 können wir die Möglichkeiten zur weiteren Optimierung der Strahlungskühlung diskutieren und die wichtigsten Parameter in diesem Zusammenhang identifizieren.

Z-Skalierung : Die Z -Abhängigkeit steckt, wenn wir annehmen, daß der Diffusionskoeffizient unabhängig davon ist, im Produkt $c_{z,\text{max}} S$. In Kap. 5.1 wurde aufgrund der Bedingungen für ein stationär brennendes Plasma die maximal erlaubte Verunreinigungskonzentration $c_{z,\text{max}}$ bestimmt. Diese variiert für schwere Elemente mit Z^{-3} . In dem uns interessierenden Bereich mit leichten Verunreinigungen ist die Abhängigkeit schwächer: $c_{z,\text{max}} \sim Z^{-2.3}$. Zusammen mit der Skalierung $S \sim Z^3$ erhalten wir eine relativ schwache Abhängigkeit des Produkts, $c_{z,\text{max}} S \sim Z^{0.7}$. Diese wird für höhere Z schwächer und verschwindet dann sogar fast. Schwerere Verunreinigungen sind also günstiger, helfen aber bei weitem weniger, als man aus der Betrachtung der Strahlungsfunktion allein folgern könnte.

Elektronendichte : Eine hohe Elektronendichte ist eine der wichtigsten Voraussetzungen zur Optimierung. Der Strahlungspegel γ steigt nach Gl. 5.17 mindestens proportional zu n_e . Wenn aber die Dichte n_e^j innerhalb des Strahlungsgürtels auch ansteigt, z.B. proportional zur zentralen Dichte, dann erhalten wir die Skalierung $\gamma \sim n_e^{3/2}$. Diese Abhängigkeit kann noch stärker werden, wenn durch den Abfall der Elektronentemperatur die Strahlungsschalen zu kleineren Radien mit höheren Elektronendichten verschoben werden, so daß die n_e^j überproportional mit der zentralen Dichte wachsen. Dieser nicht-lineare Zusammenhang muß selbstkonsistent behandelt werden, wie es z.B. im Transportcode RITM der Fall ist.

Profilform : Das in Kap. 3.2.2 eingeführte einfache Diffusionsmodell liefert außerhalb des Ionisationsgebiets der Neutralteilchen stets flache Profile der Verunreinigungsdichte. Nur dieser Fall wird

von der Gl. 5.17 abgedeckt. Kämen aber noch Driffterme zum Tragen, wie sie z.B. in der neoklassischen Transporttheorie vorkommen (siehe auch Kap. 3.2.2), könnten auch steile Profile entstehen. Das wäre zum Nachteil der Strahlungskühlung, weil das Verhältnis der Verunreinigungsdichte im Zentrum zu der im Strahlungsgürtel ungünstiger wird. Der maximale Strahlungspegel wird dann kleiner. In Gl. 5.14 kann dieser Effekt durch den Profilmfaktor V_z/V_E berücksichtigt werden. Experimentell gibt es für leichte Verunreinigungen bislang keine Erkenntnis über eine signifikante Aufsteilung von Verunreinigungsdichten, im Gegensatz zu schweren Verunreinigungen, wie Mo oder W, die sich unter bestimmten Bedingungen im Plasmazentrum anhäufen [55][59]. Unter ITER-Bedingungen ist dieser Effekt allerdings nicht zu erwarten.

Transportkoeffizienten : Erhöhter radialer Transport der Verunreinigungen bewirkt bei gleichbleibendem Strahlungspegel niedrigere zentrale Dichten. Im Fall des erhöhten Transports durch Zusatzheizung trat dieser Effekt bereits auf, konnte aber nicht den starken Anstieg der Heizleistung kompensieren, so daß der Strahlungspegel letztendlich sank. Die Entwicklung von Methoden zur aktiven Beeinflussung des Transports stehen noch in ihren Anfängen. Ein bedeutendes Ergebnis konnte durch die Ergodisierung des Magnetfeldes am Plasmarand erreicht werden. Im Tokamak ToreSupra wurde die magnetische Topologie durch von außen angebrachte Störfelder derart "verwirbelt", daß der radiale Transport der Teilchen sich deutlich erhöhte (bis zu einem Faktor 6) [128]. Dabei sank tatsächlich die Verunreinigungsdichte, aber der Strahlungspegel stieg sogar etwas an, so wie es die Gl. 5.17 qualitativ beschreibt. Der Einsatz solcher Methoden könnte zu einem entscheidenden Faktor bei der Optimierung, wenn nicht gar bei der Realisierung der Strahlungskühlung überhaupt, werden. Z.B. würde die Erhöhung von D um einen Faktor 4 den gleichen Effekt haben wie die Verbesserung der Heliumabfuhr von $\rho_{He}^* = 10$ auf $\rho_{He}^* = 6$, wie aus Abb. 5.3a für Neon abzulesen ist.

Andere Ansätze zur Analyse und Vorhersage der Bedingungen für ein stationär brennendes Plasma basieren z.B. auf expliziten Transportmodellen [129][130], d.h. statt einer Parametrisierung werden alle Prozesse detailliert beschrieben, und die Transportgleichungen werden mit bestimmten Annahmen für die Transportkoeffizienten numerisch gelöst. Die große Zahl der teilweise sehr unsicheren Annahmen hat bislang keine zuverlässigen Vorhersagen erlaubt. Ein weiterer Ansatz besteht darin, empirische Daten, wie z.B. Z_{eff} [131], von verschiedenen Maschinen durch Skalierungsgesetze zu beschreiben. Diese Methode orientiert sich an der einigermaßen erfolgreichen Energieeinschlußskalierung. Solche Regressionsmethoden können allerdings die komplexen Zusammenhänge nur sehr schlecht wiedergeben. Das gilt für den Fall der Strahlungskühlung noch mehr als beim Energieeinschluß allein.

6. Schlußbemerkung

Eine Verteilung der Wärmeflüsse auf große Flächen bei Heizleistungen wie in einem Fusionsreaktor ist mittels Linienstrahlung von Verunreinigungen möglich - wie die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente beweisen. Unter stationären Bedingungen kommen dafür nur Edelgase in Frage, weil jedes andere Element durch chemische Prozesse oder einfach durch die Bildung einer Schicht zu einer langfristigen Veränderung der Wand führen würde. Schon relativ geringe Verunreinigungskonzentrationen von wenigen Prozent der Elektronendichte können im Plasmarandbereich die notwendigen Strahlungsleistungsflüsse von etwa 0.2 MW/m^2 liefern. Die räumliche Ausdehnung der Strahlung ins Plasmaintere wird im wesentlichen durch die Ionisation der Li-ähnlichen Ionen begrenzt. Damit ist garantiert, daß die Verunreinigungsstrahlung dort wo sie für den Fusionsprozess schädlich ist, nämlich im Plasmazentrum, gering bleibt.

Allerdings können bereits geringe Verunreinigungskonzentrationen (z.B. 0.8% Neon) den Brennstoff Deuterium und Tritium im Zentrum so stark verdrängen, daß die Fusionsleistung erheblich beeinträchtigt wird. Hierin liegt eine der wesentlichen Begrenzungen für die Anwendung von Verunreinigungen zur Leistungsabfuhr in einem Fusionsreaktor. Zwar ergeben alle Vorhersagen aufgrund der Extrapolation von experimentellen Ergebnissen oder mittels Transportrechnungen eine Verunreinigungskonzentrationen, die gerade noch akzeptabel für ein brennendes Fusionsplasma ist, aber die Unsicherheiten in diesen Vorhersagen sind Anlaß genug, sich um ein besseres Verständnis der Transportprozesse zu bemühen. Damit sollte die Möglichkeit zur weiteren Optimierung der Strahlungsprozesse geschaffen werden.

Optimierungsprozesse sind nur innerhalb von integralen Szenarien möglich. Alle relevanten Prozesse müssen gemeinsam betrachtet werden. Die Wahl des Edelgases spielt dabei ebenso eine Rolle, wie die Art der Wandmaterialien. Der Effizienz der Heliumabfuhr kommt eine Schlüsselrolle zu. Die nicht-lineare Kopplung der Profile von Elektronentemperatur und -dichte mit dem Strahlungsprofil stellt ein besonderes Problem dar. Insbesondere, da sich der Energie- und Teilchentransport durch die Einwirkung der Strahlung (z.B. auf Gradienten) ändert. Die Aufklärung der hier zugrunde liegenden Transportmechanismen stellt die größte Herausforderung dar.

Für den als nächsten großen Schritt geplanten Fusionsreaktor ITER ist die Methode der Strahlungskühlung zur Lösung des Wärmeabfuhrproblems vorgesehen. Relativ große Unsicherheiten herrschen noch bezüglich der Kompatibilität mit dem für ITER vorgesehenen Energieeinschlußszenario (ELMy H-Mode). Nur eine deutlich vergrößerte Datenbasis aus entsprechenden Experimenten kann hier

Abhilfe schaffen. Darin liegt ein wichtiger Forschungsschwerpunkt für die derzeitig laufenden Experimente.

Wie auch immer die Entwicklung von Fusionsmaschinen mit magnetischem Einschluß voranschreiten wird, ob nun durch den Bau von ITER oder auch in Form anderer Konzepte, wobei dem Stellarartor eine besondere Bedeutung zukommt, die Verteilung der Wärmeflüsse auf große Flächen ist ein universelles Problem und Linienstrahlung von Verunreinigungen bietet in jedem Fall einen Beitrag zu dessen Lösung.

Literatur

- [1] Parker R. et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **35** (1993) B23
- [2] Wesson J., "Tokamaks", Clarendon Press, Oxford (1987)
- [3] Connor J.W. and Wilson H.R., *Plasma Phys. and Contr. Fusion* **36** (1994) 719
- [4] Wagner F. et al., *Phys. Rev. Letters* **42** (1982) 1408
- [5] Takizuka T. et al., Proc. of the 16th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion, Montreal (1996), IAEA-CN-64/F-5
- [6] Greenwald M. et al., *Nucl. Fusion* **28** (1988) 2199
- [7] mehrere Autoren, Proceedings of 2nd Carolus Magnus Summer School on Plasma Physics, Transactions of Fusion Technology **29** 2T, FUSTE8 (2) 1-432 (1996)
- [8] Nührenberg J. und Zille R., *Phys. Lett.* **A129** (1988) 113
- [9] Wendelstein 7-X Project Group, Application for Preferential Support, CCFP 62/6.1 (1994)
- [10] Gibson A., Watkins M.L., *Contr. Fusion and Plasma Physics*, 1 (1977) 31
- [11] Lackner K. et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol.26, No. 1A (1984) 105
- [12] Samm U. et al., Proceedings of the 18th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Berlin (1991) Europhysics Abstracts Vol.3, p.157
- [13] Soltwisch H. et al., *Plasma Phys. and Contr. Fusion* **26** 1A (1984) 23
- [14] Bogen P. and Hintz E., in "Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion", Plenum Press, New York, 1986, Eds. D.E. Post and R. Behrisch
- [15] Goebel D.M. et al., *J. Nucl. Mater.* **162-164** (1989) 115
- [16] Van Oost G. et al., *Fus. Technol.* **12** (1987) 449
- [17] Conrads H. et al., Proc. of 16th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Venice (1989), Europhysics Abstracts Vol.3, p.1221
- [18] Kallenbach A. et al. "Radiative boundary in ASDEX upgrade divertor discharges", Proc. of the 15th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Seville (1994), IAEA-CN-60
- [19] Braams B.J., Proc. 11th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Aachen (1983) Europhysics Abstracts Vol.2, p.431
- [20] Stangeby P., in "Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion", Plenum Press, New York, 1986, Eds. D.E. Post and R. Behrisch
- [21] Hintz E. and Schweer B., *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** (1995) A87
- [22] Samm U. et al., 11th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Aachen (1983) Europhysics Abstracts Vol.2 p.413
- [23] Rebut P.H et al. 1993 *JET Report* JET-P(93) 06
- [24] Samm U. et al., *J. Nucl. Mater.* **145-147** (1987) 206
- [25] Gerhauser H. and Claßen H.A., Proc. 12th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Budapest (1985) Europhysics Abstracts Vol.2 p.464
- [26] ASDEX Upgrade Projekt, Jahresbericht Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1994)
- [27] Vlases G.C., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **35** (1993) B67
- [28] Watkins M.L. and Rebut P-H., Proc. 19th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Innsbruck (1992) Europhysics Abstracts Vol.2 p.731
- [29] McCracken G.M. and Pedgley J.M., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **35** (1993) 253
- [30] Harrison M.F.A., in "Applied Atomic Collision Physics", Vol.2 p.395, eds. Massey, McDaniel, Bederson, Academic Press, New York and London (1983)
- [31] Nedospasov G.M. und Tokar' M.Z., Proc. 4th Techn Committee and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology, Yalta (1986) IAEA-TC-392.3/44
- [32] Janeschitz G. et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** (1995) A19
- [33] Griem H.R., "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill Book Company, New York (1964)

- [34] Bell K.L. et al., "Atomic and Molecular Data for Fusion", UKAEA-Report CLM-R 216 (1982)
- [35] Samm U. et al., "Radiation Control in a Limiter Tokamak", KFA-Report Jül-2378 (1990)
- [36] Sobelman I.I., Vainshtein L.A. and Yukov E.A., "Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines", Springer, Berlin (1981)
- [37] Jensen R.V and Post D.E. 1977 "Atomic Data and Nuclear Data Tables" **20** 5
- [38] McWhirter R.W.P. und Summers H.P., in "Applied Atomic Collision Physics", Editors Barnett C.F. und Harrison M.F.A., Academic Press, Inc. (1984)
- [39] Neuhauser J et al. 1986 Nucl. Fus. **26** 12
- [40] Claaßen H.A. et al., J. Nucl. Mater. **176-177** (1990) 398
- [41] Tokar' M.Z., Nucl. Fus. **34** 6 (1994) 853
- [42] Seaton M.J., in "Atomic and Molecular Processes", ed. Bates D.R., Academic Press, New York (1962)
- [43] van Regemorter H., Astrophys. J. **132** (1962) 906
- [44] Itikawa Y. et al., "Atomic Data and Nuclear Data Tables", Vol 33, No.1 (1985)
- [45] Unterberg B., Dissertation, Berichte des Forschungszentrums Jülich **Jül-3036** (1995)
- [46] Ashby D.E.T.F. and Hughes M.H., Nucl. Fusion **21** 8 (1981) 911
- [47] Tokar' M.Z., Nucl. Fus. **34** 6 (1994) 853
- [48] Hulse R., Nucl. Technol. / Fusion **3** (1983) 259
- [49] Cummings J. et al., Journ. of Nucl. Mater. **176-177** (1990) 916 und
Cummings J. et al., report 2702, PPPL (1990)
- [50] Tokar' M.Z., KFA-Report Jül-2988 (1992)
- [51] Unterberg B. und Tokar' M.Z., private Mitteilungen
- [52] Wenzel, Sigmar, Hirschman, Nucl. Fusion **30** (1990) 1117
- [53] Fußmann G. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **33** (1991) 1677
- [54] Miyamoto C., Plasma Physics for Nucl. Fusion, MIT Press, Cambridge (1987)
- [55] Rapp J. et al., Proc. 23rd European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Kiev (1996) Europhysics Abstracts Vol. I, p. 819
- [56] Gianella et al., Plasma Phys. Contr. Fusion **34** (1992) 687
- [57] Tokar' M.Z., Plasma Phys. Control. Fusion **36** (1994) 1819
- [58] Behringer K., Report JET-R (87) 08
- [59] Tokar' M.Z., Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995) A241
- [60] Goldston R.J., Plasma Phys. Contr. Fusion **26** (1984) 87
- [61] Engelhardt W. and Feneberg W., J. Nucl. Mater. **111-112** 337 (1982)
- [62] Isler R.C., Nucl. Fus. **24** 12 (1984) 1599
- [63] Dylla H.F., J. Nucl. Mater. **93-94** (1980) 61
- [64] Stott P.E., Daugney C.C. und R.A. Ellis, Nucl. Fus. **15** (1975) 431
- [65] Hackmann J. und Uhlenbusch J., J. Nucl. Mater. **128-129** (1984) 418
- [66] Isler R.C. et al., Nucl. Fus. **25** (1985) 1635
- [67] Thomas P.R. and the JET team, J. Nucl. Mater. **162-164** (1989) 713
- [68] Winter J., J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 131
- [69] Winter J. et al., J. Nucl. Mater. **162-164** (1989) 713
- [70] Winter J. et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1549
- [71] Winter J., Plasma Phys. Contr. Fusion **38** (1996) 1503
- [72] Jackson G.L. et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3098
- [73] Pospieszczyk A., "Diagnostic of Edge Plasmas by Optical Methods", in *Atomic and Plasma-Material Processes in Controlled Thermonuclear Fusion*, ed. by R.K. Janev and H.W. Darwin, Elsevier, Amsterdam (1993), p. 213
- [74] Rapp J., Dissertation, Berichte des Forschungszentrums Jülich **Jül-3172** (1996)
- [75] Könen L., private Mitteilungen

- [76] Schlüter J., KFA-IPP Jülich, interner Bericht 5000293
- [77] Telesca G. et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 347
- [78] Pospieszczyk A. et al., J. Nucl. Mater. **162-164** (1989) 574
- [79] Bertschinger G., private Mitteilungen
- [80] Bogen P. et al., J. Nucl. Mater. **128&129** (1984) 157
- [81] Strachan J.D. et al., Proceedings of the 12th Europ. Conf. on Plasma Phys. and Control. Fusion, Budapest (1985) Europhysics Abstracts Vol. 1, p.339
- [82] O'Rourke J. et al., Proceedings of the 12th Europ. Conf. on Plasma Phys. and Control. Fusion, Budapest (1985), Europhysics Abstracts Vol.1, p.155
- [83] Samm U. et al., Proceeding of the 11th Symp. on Plasma Engineering, Austin (1985), IEEE CH2251-7, Vol.1, p.66
- [84] McCracken G.M. et al., J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 181
- [85] Boody F.P. et al., J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 196
- [86] Lipschultz B., J. Nucl. Mater. **145-147** (1989) 15
- [87] Strachan J.D. et al., J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 181
- [88] Samm U. et al., "Properties of detached plasmas", KFA-Report Jül-2123 (1987)
- [89] Pospieszczyk A. et al., Proceedings of the 12th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Budapest (1985) Europhysics Abstracts Vol. 2 p. 523
- [90] Reiter D. et al., Plasma Phys. and Contr. Fusion **33** (1992) 1579 und
Reiter D., "The EIRENE code", KFA Jül-Report (1992)
- [91] Samm U. und Weynants R.R., Proceedings of the 16th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Venedig (1985) Europhysics Abstracts Vol.1 p.151
- [92] Schweer B. et al., J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 174
- [93] Samm U. et al., J. Nucl. Mater. **176-177** (1990) 273
- [94] Pospieszczyk A. et al., Nucl. Fusion **27** 11 (1987) 1921
- [95] Wesson J. et al., Proceedings of the 12th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, (1985) Europhysics Abstracts Vol.1 p.147
- [96] Van Oost G. et al., Fusion Engineering and Design **12** (1990) 149
- [97] Castracane J. et al., Nucl. Fusion **27** 11 (1987) 1921
- [98] Weynants R.R et al., Proceedings of the 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (1987) Europhysics Abstracts Vol.1, 197
- [99] Samm U. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **35** (1993) B167
- [100] Samm U. et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1 309 (Proc. 14th Int. Conf. Würzburg 1992, IAEA Vienna 1993),
- [101] v.Seggern J. et al., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 677
- [102] Samm U. et al., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 25
- [103] Unterberg B. et al., Proceedings of the 20th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lisbon (1993) Europhysics Abstracts Vol.2, p.663
- [104] Unterberg B. et al., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 462
- [105] Tokar M.Z., private Mitteilungen
- [106] Terry J.L. et al., Bull. Am. Phys. Soc. **26** (1981) 886
- [107] Lipschultz B. et al., Nucl. Fus. **24** 8 (1984) 977
- [108] Samm U. et al., Proceedings of the 18th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berlin (1991) Europhysics Abstracts Vol.3, p.137
- [109] Yushmanov P.N. et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 1999
- [110] Ongena J. et al., Proceedings of the 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lisbon (1993) Europhysics Abstracts Vol.1, 127
- [111] Messiaen A. et al., Nucl. Fusion **34** 6 (1994) 825
- [112] Messiaen A. et al., submitted to Phys. Rev. Lett.

- [113] Wolf G.H. et al., Proc. of the 16th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion, Montreal (1996), IAEA-CN-64/O2-5
- [114] Goldston R.J., Plasma Phys. Contr. Fusion **26** (1984) 87
- [115] M. Bessenrodt-Weberpals et.al., Plasma Phys. Contr. Fusion **34** (1992) 443
- [116] Lazarus E.A. et al., Nucl. Fusion **25** 2 (1985) 135
- [117] Hillis D.L. et.al., Phys. Rev. Lett., **65**, 19 (1990) 2382
- [118] Samm U., et.al., J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 663
- [119] Mank G. et al., Proc. of 22nd Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth (1995) Europhysics Abstracts Vol.1 p.57
- [120] Gruber O. et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4217
- [121] Kallenbach A. et al., Plasma Phys. Contr. Fusion **38** (1996) 2097
- [122] Neuhauser J. at al., Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995) A37
- [123] Jackson G.L. et al., Proc. 12th Intern. Conf. on Plasma-Surface Interactions and Contr. Fusion Devices, St.Raphael (1996), to appear in J. Nucl. Mater.
- [124] Itami K. et al., Proc. 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal (1996), IAEA-CN-64/A-4-2
- [125] Matthews G.F. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995) A227
- [126] Samm U. et al., Proc. 12th Intern. Conf. on Plasma-Surface Interactions and Contr. Fusion Devices, St.Raphael (1996), to appear in J. Nucl. Mater.
- [127] Reiter D., Wolf G.H., Kever H. Nucl. Fusion **30** **10** (1990) 2141
- [128] A. Grosman et al., "Radiative layer control experiments within an ergodized edge zone in Tore Supra", Journ. of Nucl. Mater. **220-222** (1995) 188
- [129] Becker G., Nucl. Fusion **35** **1** (1995)
- [130] Mandrekas J. and Stacey W.M., Nucl. Fusion **35** **7** (1995)
- [131] Matthews G.F. et al., Proc. 12th Intern. Conf. on Plasma-Surface Interactions and Contr. Fusion Devices, St.Raphael (1996), to appear in J. Nucl. Mater.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3651
April 1999
ISSN 0944-2952