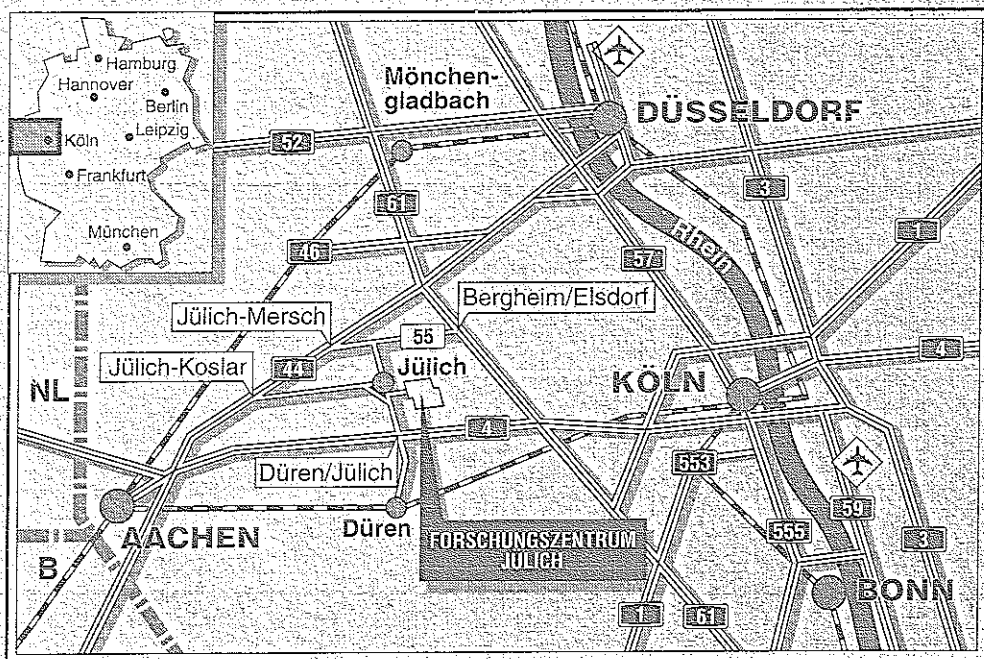


*Institut für Plasmaphysik
Assoziation EURATOM-KFA*

**Strahlungskühlung durch Verunreinigungen
in der Plasmarandschicht des Tokamaks
TEXTOR – vergleichende Untersuchungen
zur Injektion von Neon und Silizium**

Bernhard Unterberg

1



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3036

ISSN 0944-2952

Institut für Plasmaphysik Jülich-3036

Assoziation EURATOM-KFA

D 294 (Diss. Universität Bochum)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833556-70 kfa d

**Strahlungskühlung durch Verunreinigungen
in der Plasmarandschicht des Tokamaks
TEXTOR – vergleichende Untersuchungen
zur Injektion von Neon und Silizium**

Bernhard Unterberg

— Handwritten text, mostly illegible due to blurriness.

Handwritten text, mostly illegible due to blurriness.

Handwritten text, mostly illegible due to blurriness.

Abstract

The concept of a cold radiating plasma mantle might help to solve the problem of energy exhaust in a fusion reactor. Line radiation of impurities localized at the boundary of the bulk plasma could distribute the heating power onto the whole vessel wall and avoid dangerous heat loads at the plasma facing components as limiters or divertor plates. Important requirements have to be fulfilled within such a concept: on the one hand a stationary impurity concentration at the edge on a high level, sufficient to radiate a substantial fraction of the heating power and to reduce the plasma temperature at the boundary and the convective heat flow to the limiters or divertor plates, but on the other hand a limitation of the central impurity concentration to values compatible with ignition in a fusion reactor at the same time.

First experiments at the tokamak TEXTOR with neon as the radiating impurity gave evidence for the feasibility of this concept. Within this work further experiments with neon and a comparison with silicon as the radiating impurity have been performed. The results are discussed with the help of model calculations to judge these two elements with respect to their suitability for radiation cooling by characterizing the mechanisms of their plasma wall interaction and the properties of radiation and transport.

Whereas up to 95 % of a heating power of 1.6 MW can be radiated by neon under quasi-stationary conditions using a feed-back system to adjust the neon-level, the maximum fraction of radiated power is limited to 75% with silicon as radiating impurity for the same heating power. In contrast to the highly recycling neon silicon has a high probability to stick at the limiters and wall. Therefore the wall and limiters of the tokamak TEXTOR have been coated by a silicon containing film (siliconization). In that case silicon is released by physical sputtering, the effective sputtering yield is depending on the plasma edge temperature which is decreased by radiation from the sputtered particles. Because of this competition between sputtering and cooling the silicon flux into the plasma is restricted. Additional puffing of silane (SiH_4) or disilane (Si_2H_6) increases the radiated power and the plasma density at the same time. Altogether the silicon flux depends on the density and heating power of the plasma. It cannot be adjusted freely and is limited for given conditions, leading to the observed limitation of the radiated power.

The radiated power from neon and silicon is dominated by line radiation and restricted to the plasma boundary, accordingly a selective cooling of the edge can be observed while no temperature reduction occurs in the central plasma. The local heat flux at the limiters decreases to the same extent as the radiated power increases. Model calculations of the density and radiation density of different ionization stages of the impurity species used show that the radiating plasma mantle is extended up to the radial position where the lithium-like ionization stage exists. There the local electron temperature amounts to about half the corresponding ionization energy of the lithium-like ion.

The ion densities of neon and silicon measured at the plasma center show that the transport of these species is dominated by particle diffusion for the conditions investigated. Detailed modelling confirms that the effect of neoclassical drifts towards the center on the shape of the impurity density profile is small compared to the effect of anomalous diffusion. The resulting profiles are essentially flat in contrast to the peaked electron density profiles. This leads to hollow impurity concentration profiles and conditions very favorable for radiation cooling: high impurity concentration at the edge where high radiation losses are necessary, but moderate concentration at the center (in the case of neon max. 0.6% for 90% radiation) where temperature reduction and dilution have to be avoided. Additionally it turns

out that due to the dominant influence of diffusive particle transport the processes of plasma wall interaction and ionization of neutrals at the edge, both together determining the penetration depth of impurity neutrals, are of major importance for the resulting central impurity density.

Although the averaged velocity of silicon atoms released by physically sputtering is similar to that of neon atoms - composed of desorbed and reflected particles - the penetration depth of silicon atoms is a factor of 5 smaller than the penetration depth of neon atoms under comparable conditions due to the smaller ionization energy of silicon neutrals. This fact leads to lower ion densities in the plasma bulk for a given flux of neutrals. Therefore the resulting radiation potential - the radiated energy of an impurity particle during its dwell time in the plasma - is surprisingly about the same for neon and silicon in spite of the difference in the charge number Z . The radiation potential rises non-linearly as the plasma edge temperature drops and the penetration depth accordingly increases. As a result the largest radiated power for a given fuel dilution and bremsstrahlung in the center is observed at high plasma densities. Silicon radiates for a given fuel dilution in the center of the tokamak TEXTOR about 2.5-3.5 times more than neon. This factor reduces if additional losses by bremsstrahlung in the center are taken into account. With respect to the limitations by fuel dilution and bremsstrahlung silicon is a more powerful radiator as neon, the experimental difficulties to inject silicon on a level sufficient for a radiated power close to the heating power nevertheless restrict this advantage.

The experiments with radiative edge cooling by neon and silicon show that it is possible to control of the impurity flux into the plasma, and to establish a high radiation power at the edge and a moderate impurity concentration at the center at the same time. The application of the concept in a fusion reactor will strongly depend on the possibility to remove the helium ash from the plasma sufficiently fast because otherwise the play to inject additional impurities will be restricted too strongly. The use of a sticking impurity as silicon may cause problems because of excess wall deposition. This in fact requires an integrated concept for the choice of the radiating impurity and the material of the first wall.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Das Tokamakprinzip und das Konzept der strahlenden Plasmarandschicht ...	5
3.	Physikalische Grundlagen der Randschichtkühlung durch Verunreinigungsstrahlung	11
3.1	Teilchen- und Wärmetransport im Tokamakplasma	11
3.1.1	Radialer Transport im Bereich geschlossener Feldlinien	12
3.1.2	Paralleler Transport im Bereich offener Feldlinien	19
3.2	Plasma- Wand- Wechselwirkung und Freisetzungsmechanismen für Verunreinigungen	22
3.2.1	Charakterisierung der Plasma- Wand- Wechselwirkung durch den Recycling- Koeffizienten	22
3.2.2	Reflexion	25
3.2.3	Absorption und Desorption	25
3.2.4	Physikalische Zerstäubung	26
3.3	Strahlung von Verunreinigungen in der Plasmarandschicht	28
3.3.1	Anregungs- und Ionisationsgleichgewicht im Randschichtplasma	29
3.3.2	Ionisationsverteilung und Linienstrahlung am Beispiel Kohlenstoff	35
3.4	Einfluß der Verunreinigungsstrahlung auf die Teilchen- und Energiebilanz der Plasmarandschicht	42
4.	Experimentelle Grundlagen	45
4.1	Der Tokamak TEXTOR	45
4.2	Diagnostik	46
4.2.1	Diagnostik der Plasmarandschicht	47
4.2.2	Diagnostik des Plasmakerns	53
4.3	Einrichtungen zur Verunreinigungskontrolle in Experimenten zur Strahlungskühlung	57
4.3.1	Neoninjektion	57
4.3.2	Injektion von Silizium in wasserstoffhaltigen Verbindungen ...	58
4.3.3	Beschichtung der Gefäßwände und Limiter durch siliziumhaltige Schichten	59
4.3.4	Siliziuminjektion durch Laserablation	59

5.	Ergebnisse und Diskussion	61
5.1	Kontrolle der Verunreinigungskonzentration in der Plasmarand- schicht	61
5.1.1	Teilchenbilanz und Recycling	61
5.1.2	Variation der Verunreinigungsflüsse	64
5.1.3	Geschwindigkeitsverteilung von Neon- und Siliziumatomen am Limiter und deren Eindringtiefe ins Plasma	68
5.2	Strahlung und Transport der zugeführten Verunreinigungen	71
5.2.1	Strahlungsleistung und räumliche Verteilung der Strahlung ...	71
5.2.2	Randschichtkühlung und Reduktion der konvektiven Wärme- flüsse auf die Limiteroberfläche	76
5.2.3	Verunreinigungstransport ins Plasmazentrum	77
5.2.4	Charakterisierung der Verunreinigungsstrahlung mit Hilfe des Strahlungspotentials und maximale Strahlungsleistung bei gegebener Brennstoffverdünnung	86
6.	Ausblick auf die Anwendung des Konzepts der Strahlungskühlung im Fusions- reaktor	91
7.	Zusammenfassung	99
Anhang A:	Berechnung der Ausbeuten für physikalische Zerstäubung	103
Anhang B:	Strahlungsraten von Kohlenstoff im Korona- Anregungsgleichge- wicht	107
Abbildungsverzeichnis		111
Tabellenverzeichnis		113
Literaturverzeichnis		115

1. Einleitung

Die Fusion leichter Atomkerne im Innern der Sterne ist die Energiequelle unseres Universums seit Milliarden von Jahren. Kontrollierte Kernfusion könnte eine Lösung für das drängende Problem des steigenden Energiebedarfs der Menschheit auf dieser Erde sein und eine langfristige Energieversorgung gewährleisten. Daher ist kontrollierte Kernfusion seit etwa 45 Jahren Gegenstand intensiver weltweiter Forschung.

Den leichtesten Zugang verspricht die Fusion von Deuterium (D)- und Tritium (T)- Kernen zu einem Heliumkern (He) und einem Neutron (n), wobei die im Fusionsprozeß gewonnene Energie als kinetische Energie der Fusionsprodukte frei wird.



Die Energie der Brennstoffteilchen muß dabei so hoch sein, daß diese das abstoßende Coulombpotential überwinden und in das bindende Potential der Kernkräfte gelangen können. Ein Brennstoffgemisch aus Deuterium und Tritium bildet bei derart hohen Temperaturen ein vollionisiertes Plasma. Während im Innern der Sterne das Fusionsplasma durch das eigene Gravitationsfeld zusammengehalten wird, sind auf der Erde alternative Einschlußverfahren anzuwenden.

Beim *Trägheitseinschluß* werden die Brennstoffe hochverdichtet ($n \approx 10^{32} \text{ m}^{-3}$) durch intensive Laserpulse so schnell aufgeheizt, daß die erforderlichen Temperaturen erreicht sind, bevor das heiße Plasma aufgrund seiner thermischen Bewegung expandieren kann. Beim *Magnetfeldeinschluß* werden die geladenen Plasmaionen und -elektronen bei vergleichsweise geringer Dichte ($n \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$) durch die auf sie wirkenden Lorentzkkräfte in einer geeigneten Magnetfeldkonfiguration zusammengehalten. Dabei ist das Anfang der sechziger Jahre entwickelte Tokamak- Konzept mit einer toroidal symmetrischen Magnetfeldkonfiguration am weitesten fortgeschritten (siehe z.B. [1]).

Die Mindesttemperatur, bei der die Fusionsreaktion selbsterhaltend abläuft ("gezündetes" Fusionsplasma), folgt aus der Bedingung, daß die ins Plasma zur Aufheizung rückgeführte Fusionsleistung die Energieverluste durch Strahlung und Wärmetransport aus dem Plasma heraus kompensiert. Die Verluste können durch eine Energieeinschlußzeit τ_E charakterisiert werden, die durch das Verhältnis zwischen thermischer Energie der Plasmaionen und gesamter Verlustleistung gegeben ist. Geheizt wird das Plasma durch Stöße mit den beim Fusionsprozeß erzeugten und als geladene Teilchen durch das Magnetfeld eingeschlossenen, hochenergetischen Heliumkernen (α - Teilchen, $E_\alpha = 3,5 \text{ MeV}$). Die Zündbedingung für ein reines Plasma (50% Deuterium und 50% Tritium) lautet im Hinblick auf das Produkt aus Plasmadichte $n = n_D + n_T$, Energieeinschlußzeit τ_E und Plasmatemperatur T (unter der Annahme gleicher Elektronentemperatur T_e und Ionentemperatur T_i):

$$n \tau_E T \geq 4,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}^1$$

¹ In der Plasmaphysik werden Temperaturen üblicherweise in Energieeinheiten dargestellt ($1 \text{ eV} = 1,16 \cdot 10^4 \text{ K}$)

Mit größer werdenden Dimensionen der Tokamakexperimente und entsprechend längeren Transportwegen mit besserem Einschluß ist heute der zur Zündung notwendige Wert des Fusionsprodukts bis auf einen Faktor 5 erreicht worden [2][3]. Der letzte Schritt auf dem Weg zu einem gezündeten Fusionsplasma soll durch das Tokamak- Experiment ITER (International Tokamak Experimental Reactor) [4] erfolgen. Dort soll mit einer Dichte von $1,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, einer Plasmatemperatur von 19 keV und einer Energieeinschlußzeit von 4 s das erforderlichen Fusionsprodukt erreicht werden [5].

Mit dem Erreichen der Zündung des Fusionsplasmas rücken nun jedoch die bislang ungelösten Probleme der Wechselwirkungen zwischen Plasma und Wand des Tokamak in den Vordergrund: das *Entfernen der im Fusionprozeß erzeugten Heliumkerne* ("Fusionsasche") aus dem Plasma und die *Abfuhr der Energie*, die aus dem Plasma heraus auf eine relativ kleine Fläche transportiert wird, wo die Magnetfeldlinien die Wandelemente der Brennkammer schneiden (sog. Limiter oder Divertorplatten, s. Kap. 2). Die dabei auftretende thermische Belastung und Zerstäubung von Wandmaterial kann zu starker Materialerosion führen. Für ITER wird bei einer Heizleistung durch α - Teilchen von 600 MW eine Wärmeflußdichte von 50 MW m^{-2} senkrecht zu den das Plasma begrenzenden Wandelementen erwartet. Das ist etwa 10 mal mehr, als für einen stationären Betrieb technisch akzeptabel ist.

Zur Lösung dieses Problems sind bereits in den siebziger Jahren verschiedene *Konzepte der Strahlungskühlung* vorgeschlagen worden. Dabei wurden unterschiedliche Möglichkeiten diskutiert, die Energie durch *Verunreinigungsstrahlung* am Plasmarand *gleichmäßig* auf die gesamte Wand des Tokamak zu verteilen: Ein Beispiel ist die Injektion von Neutralteilchenstrahlen in die Plasmarandschicht, um Plasmadichte und -temperatur zu regulieren, eine Barriere für Verunreinigungen zu bilden, die durch Plasma- Wand- Wechselwirkung freigesetzt werden, und so einen kalten Plasmamantel aufzubauen [6]. Zusätzlich zur Strahlungskühlung mit freigesetztem Wandmaterial ist die geregelte Zufuhr gasförmiger Verunreinigungen vorgeschlagen worden [7]. Mit dem Aufbau einer strahlenden Plasmarandschicht nimmt dann die Temperatur des Randschichtplasmas ab (d.h. weniger Zerstäubung), und der konvektive Wärmefluß, d.h. die thermische Spitzenbelastung der Wandelemente, wird reduziert.

Allerdings erfordert die Durchführung der Strahlungskühlung geeignete Maßnahmen zur Verunreinigungskontrolle. Im Prinzip muß das Plasma nämlich möglichst frei von Verunreinigungen sein, weil sie durch ihre Strahlung die Energieverluste im Plasma erhöhen und darüberhinaus die Brennstoffionen (Deuterium und Tritium) verdrängen, wodurch die Fusionsleistung reduziert wird. Dieser Widerspruch zwischen dem Einsatz von Verunreinigungen zur Strahlungskühlung am Plasmarand und der Vermeidung von Beeinträchtigungen des Fusionsprozesses durch Strahlung und Brennstoffverdünnung kann durch die richtige Wahl der Verunreinigungsspezies überwunden werden. Der Fusionsprozeß findet nämlich aufgrund der zum Plasmarand abfallenden Profile von Dichte und Temperatur ohnehin in den inneren 65% des Plasmavolumens statt. Verunreinigungen, die im äußeren Bereich des Plasmas strahlen und nur dort das Plasma kühlen, haben demzufolge keine negativen Auswirkungen auf die Fusionsleistung. In diesem Sinn sind leichte Verunreinigungen, die im Fusionsvolumen voll ionisiert sind und dort keine Linienstrahlung emittieren, zu bevorzugen.

Aus diesem Grund sind am Jülicher Tokamak TEXTOR spezielle Konditionierungsverfahren entwickelt worden, mit denen alle dem Plasma ausgesetzten Oberflächen im Tokamak mit Elementen niedriger Kernladungszahl Z beschichtet werden [8]. Diese Schichten behindern die Freisetzung des Strukturmaterials von Limiter und Wand und binden darüberhinaus im Plasma vorhandenen Sauerstoff.

Die Experimente am Tokamak TEXTOR haben gezeigt, daß die leichten Verunreinigungen wie Bor ($Z=5$), Kohlenstoff ($Z=6$) und Sauerstoff ($Z=8$), die sich nach Beschichtung der Gefäßwände noch in geringem Umfang als Verunreinigungen in jeder Plasmaentladung befinden, nicht genug Leistung durch Strahlung abführen können. Durch die Zufuhr etwas schwererer Elemente wie Neon ($Z=10$) kann die erforderliche Leistung jedoch abgestrahlt werden, wenn geeignete Maßnahmen zur Verunreinigungskontrolle zur Verfügung stehen [9][10].

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung von weitergehenden Experimenten zur Randschichtkühlung, die am Tokamak TEXTOR mit den Verunreinigungselementen *Neon* und *Silizium* ($Z=14$) durchgeführt worden sind. Ziel der Untersuchung ist es, die charakteristischen Eigenschaften der Elemente hinsichtlich ihrer Plasma- Wand- Wechselwirkung, die wesentlich die Möglichkeiten zur Kontrolle der Verunreinigungszufuhr beeinflusst, hinsichtlich der Strahlung und deren räumlicher Verteilung sowie des Verunreinigungstransports zu beschreiben.

Im Bezug auf die Kontrollierbarkeit der Verunreinigungen steht dabei die Frage im Vordergrund, ob die Verunreinigungen so zugeführt werden können, daß ihre Konzentration in der Plasmarandschicht stationär und gleichzeitig hinreichend hoch ist, um eine effektive Strahlungskühlung zu bewirken. Neon und Silizium werden dazu als zwei Elemente mit ganz unterschiedlicher Plasma- Wand- Wechselwirkung vergleichend gegenüber gestellt.

Die resultierende Strahlungsleistung und ihre räumliche Verteilung bestimmt den Einfluß der Verunreinigungen auf die Energiebilanz des Plasmas und damit auf Temperatur und Wärmeflüsse. Es ist daher zu untersuchen, ob die im Rahmen des Konzepts zur Strahlungskühlung angestrebte Reduktion der Randschichttemperatur und der konvektiven Wärmeflüsse zu den Limitern erreicht werden kann und inwieweit diese mit der beobachteten Strahlung und ihrer räumlichen Verteilung im Einklang ist.

Durch Bestimmung der Verunreinigungskonzentration im Plasmazentrum muß geklärt werden, in welchem Umfang die zugeführten Verunreinigungen ins Zentrum transportiert werden und welche Transportprozesse dabei besonders wichtig sind. Die Beurteilung der eingesetzten Verunreinigungsspezies im Hinblick auf ihre Eignung zur Strahlungskühlung hat dann unter gleichzeitiger Berücksichtigung von erzielter Strahlungsleistung und in Kauf zu nehmender Beeinträchtigung des Plasmazentrums durch Strahlungsverluste und Brennstoffverdünnung zu erfolgen.

Bei der Verallgemeinerung der gewonnen Ergebnisse auf die Anwendbarkeit des Konzepts der Strahlungskühlung in einem Fusionsreaktor stellt sich die Frage, inwiefern die im Fusionsprozeß erzeugten Heliumkerne den Spielraum für den Einsatz zusätzlicher Verunreinigungen zur Strahlungskühlung einschränken.

Zur Untersuchung der bis hierher beschriebenen Fragestellungen ist diese Arbeit wie folgt gegliedert:

Im 2. Kapitel dieser Arbeit wird zunächst das Funktionsprinzip eines Tokamaks beschrieben und das Konzept zur Randschichtkühlung durch Verunreinigungsstrahlung sowie dessen wichtige Randbedingungen eingehend erläutert. Im 3. Kapitel werden dann die physikalischen Grundlagen zur Kühlung des Randschichtplasmas durch Verunreinigungsstrahlung dargestellt. Das beinhaltet zunächst die Beschreibung des Teilchen- und des Wärmetransports in der Plasmarandschicht. Daran schließt sich die Darstellung der Wechselwirkungsmechanismen zwischen Plasma und Wand an, die für die eingesetzten Verunreinigungselemente wesentlich sind. Zur Charakterisierung der Verunreinigungsstrahlung in der Randschicht eines Tokamak werden Anregungs- und Ionisationsgleichgewicht der Verunreinigungen unter Berücksichtigung des Transports in der Plasmarandschicht beschrieben. Für das Randschichtplasma im Tokamak TEXTOR werden die aufgezeigten Zusammenhänge anhand eines einfachen Modells zur Dichteverteilung der Verunreinigungsionen im Vergleich mit Ergebnissen numerischer Transportrechnungen erläutert und die verschiedenen Beiträge zur Gesamtstrahlung diskutiert. Zum Abschluß dieses Kapitels werden die nichtlinearen Verknüpfungen der dargestellten Prozesse aufgezeigt und Möglichkeiten zu deren selbstkonsistenter Modellierung beschrieben.

Im 4. Kapitel der Arbeit werden der Jülicher Tokamak TEXTOR und die Plasma-Diagnostiken beschrieben, mit Hilfe derer das Verhalten der zugeführten Verunreinigungen und ihre Auswirkung auf das Plasma untersucht worden sind. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Techniken zur Verunreinigungszufuhr und -kontrolle werden vorgestellt. Im 5. Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente mit Neon und Silizium am Tokamak TEXTOR beschrieben, die zur Untersuchung der Plasma- Wand- Wechselwirkung, der Strahlungscharakteristik und des Verunreinigungstransports durchgeführt worden sind. Die Resultate werden mit Modellrechnungen verglichen, die speziell für die Bedingungen dieser Experimente durchgeführt worden sind, und hinsichtlich ihrer Bedeutung für die Randbedingungen des Konzepts der Strahlungskühlung diskutiert. Im 6. Kapitel werden die am Tokamak TEXTOR mit den Verunreinigungen Neon und Silizium erzielten Ergebnisse im Hinblick auf andere Verunreinigungen und auf eine Anwendung in einem Fusionsreaktor verallgemeinert. Die Arbeit endet schließlich mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick im 7. Kapitel.

2. Das Tokamakprinzip und das Konzept der strahlenden Plasmarandschicht

In einem Tokamak wird das heiße Plasma durch starke Magnetfelder in einer toroidalen Konfiguration eingeschlossen (Abb. 2-1, nach [11]). Durch die Hauptfeldspulen des Tokamak, die das torusförmige Vakuumgefäß ringförmig umschließen, wird ein toroidales Magnetfeld B_T erzeugt. Im Plasma wird ein toroidaler Strom induziert, wobei das Plasma die Sekundärspule (eine Windung) eines Transformators bildet. Das durch den Plasmastrom hervorgerufene poloidale Magnetfeld B_P überlagert sich mit dem Toroidalfeld und führt

so zu einer helikalen Verschraubung der Magnetfeldlinien und ineinander geschachtelten toroidalen magnetischen Flußflächen. Zusätzliche Vertikalfeld-Spulen halten das Plasma in einer stabilen Lage. In dieser Gleichgewichtskonfiguration werden die durch den Druckgradienten des Plasmas getriebenen Kräfte durch die magnetischen Kräfte kompensiert. Die Verschraubung der Feldlinien wird durch den magnetischen Sicherheitsfaktor q gekennzeichnet, der die Anzahl der toroidalen Umläufe angibt, die eine Feldlinie durchläuft, um einen poloidalen Umlauf zu durchlaufen. Für einen kreisförmigen poloidalen Plasmaquerschnitt gilt für die Abhängigkeit des Sicherheitsfaktors vom kleinen Plasmaradius r bei einem großen Radius R des Torus (in der Näherung $R/r \gg 1$)

$$q(r) \approx \frac{r}{R} \frac{B_T}{B_P} \quad (2-1)$$

Ist $q(r)$ eine rationale Zahl m/n , so sind die Feldlinien nach m toroidalen und n poloidalen Umläufen geschlossen. Diese magnetischen Flußflächen heißen resonante Flächen, weil dort toroidal und poloidal periodische, magnetohydrodynamische Instabilitäten (Moden) anwachsen können. Derartige Instabilitäten können zu plötzlichen Stromabbrüchen (Disruptionen) führen, bei denen die Plasmaenergie innerhalb von Millisekunden verloren geht. Eine dieser Instabilitäten (sog. "m=2 tearing-Mode") begrenzt den Sicherheitsfaktor am Plasmarand $q(a)$ auf 2 [12]. Aus dem Zusammenhang zwischen poloidalem Magnetfeld und Plasmastrom I_p , nach dem Ampèreschen Gesetz folgt, daß durch diese Einschränkung des Sicherheitsfaktors der Plasmastrom bei gegebenem toroidalem Magnetfeld limitiert ist.

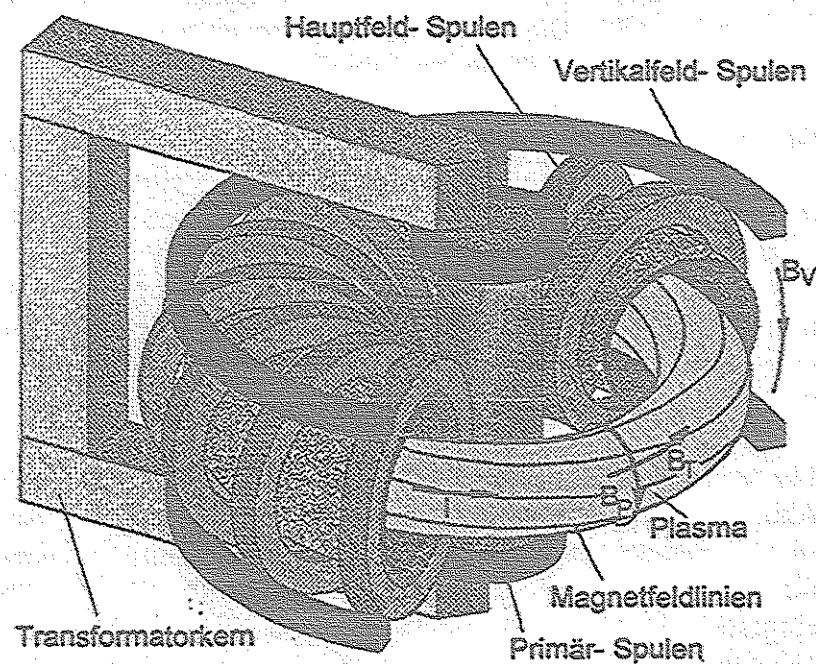


Abb. 2-1 Prinzipieller Aufbau eines Tokamak

Der Plasmastrom führt zu einer ohmschen Heizung des Plasmas aufgrund des Plasmawiderstands. Wegen der Begrenzung des Plasmastroms werden zur weiteren Aufheizung des Plasmas in den heutigen Tokamakexperimenten zusätzliche Heizverfahren wie die Injektion hochenergetischer Neutralteilchenstrahlen (NBI) oder die Einkopplung von Radiofrequenzwellen zur Elektronen (ECRH)- und Ionen- Zyklotron- Resonanzheizung (ICRH) angewandt (siehe z.B. [13]). Die Dauer der Plasmaentladung ist im Tokamak wegen des induzierten Stroms durch den Flußhub des Transformators begrenzt.

Der magnetische Einschluß ist nicht vollkommen. Radialer Transport senkrecht zu den magnetischen Flußflächen wird durch Stöße, Driften und Turbulenzen hervorgerufen. Die resultierenden Transportgeschwindigkeiten sind dabei etwa 10^3 mal kleiner als die thermische Geschwindigkeit der Plasmaionen. Die Folge des radialen Transports ist ein permanenter Teilchen- und Energiefluß zur Wand des Tokamaks. Um das Vakuumgefäß vor der resultierenden Belastung zu schützen, müssen geeignete Begrenzungselemente eingeführt werden, an denen in der Folge Teilchen- und Wärmeflüsse konzentriert sind. Dazu existieren zwei Konzepte:

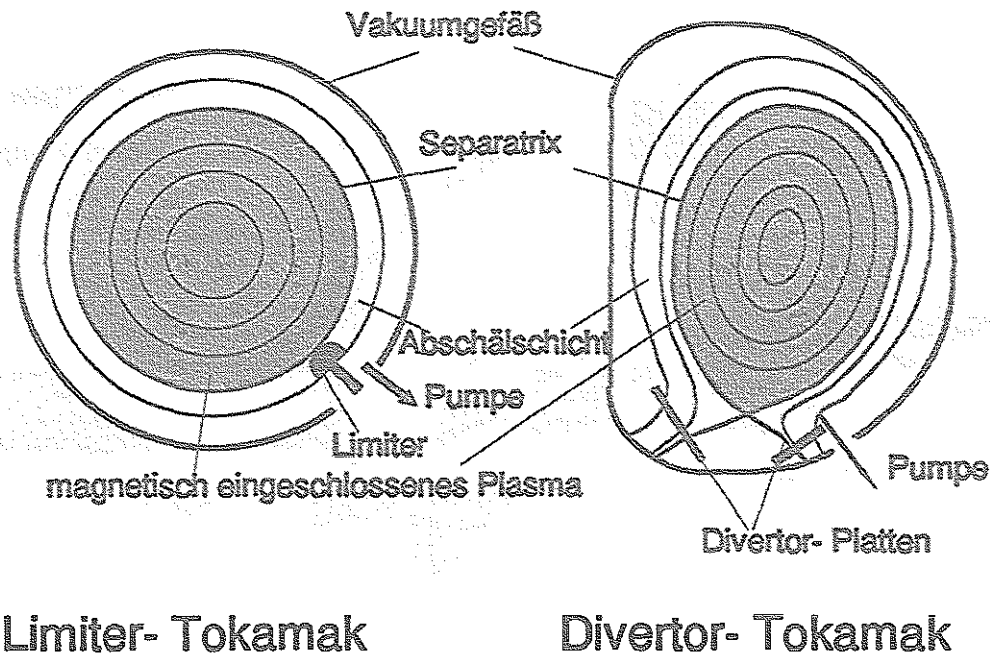
Limiter sind mechanische Hindernisse, die von der Gefäßwand ins Plasma hereinragen (s. Abb. 2-2). Im Bereich zwischen Wand und Limiterspitze, der *Abschälschicht* genannt wird, sind die magnetischen Feldlinien nicht mehr geschlossen, sondern schneiden den Limiter oder die Wand. Die letzte geschlossene Flußfläche, die die Abschälschicht vom magnetisch eingeschlossenen Plasma trennt und tangential die Limiterspitze berührt, wird *Separatrix* genannt.

Im Fall des *Divertors* werden die Feldlinien am Rande des Plasmas durch zusätzliche Poloidalfeldspulen (Divertorspulen) zu den Divertor- Prallplatten abgelenkt. Dadurch wird die Wechselwirkung des Plasmas mit den Prallplatten räumlich vom magnetisch eingeschlossenen Plasma getrennt.

Der am Limiter oder den Divertorplatten konzentrierte Teilchenfluß kann dann mit Hilfe von Pumpen entfernt werden, was notwendig zur Abfuhr der Heliumasche aus dem Plasma ist. Limiter sind eine relativ einfache und billige Methode zur Plasmabegrenzung, Divertoren sind wegen der zusätzlichen Magnetfelder weitaus aufwendiger. Da in Divertorkonfigurationen jedoch ein Einschlußregime mit einem um etwa einen Faktor 2 verbesserten Energieeinschluß gefunden wurde (sog. "H- mode" [14]), ist das Fusionsexperiment ITER als Divertor- Tokamak konzipiert.

Die Begrenzung des Plasmas durch Limiter oder Divertor führt zur Ausbildung einer *Plasmarandschicht*, die in zwei Bereiche unterteilt werden kann, die *Strahlungszone* und die oben schon erwähnte *Abschälschicht* (vergl. Definition der Plasmarandschicht in [15]).

Die Strahlungszone ist derjenige Bereich innerhalb der Separatrix, in dem durch die Atomphysik von Brennstoffteilchen und Verunreinigungen (Ionisation, Anregung und Strahlung) die Teilchen- und Energiebilanz des Plasmas stark beeinflusst wird. Hier dominiert wie im gesamten Bereich des magnetisch eingeschlossenen Plasmas der *radiale* Transport senkrecht zu den magnetischen Flußflächen. Auf den Flußflächen ist der Plasmadruck konstant, so daß parallel zum Magnetfeld keine makroskopische Teilchenströmung auftritt.



Limiter- Tokamak

Divertor- Tokamak

Abb. 2-2 Schematische Darstellung der magnetischen Flussflächen in einem Limiter- und Divertor- Tokamak

Da in der Abschälschicht die Magnetfeldlinien die Limiter oder Divertorplatten schneiden, bilden diese Energie- und Teilchensenken für das Plasma durch Neutralisation an den Begrenzungselementen. Die daraus resultierende Plasmaströmung führt zu einem Transport *parallel* zum Magnetfeld, der aufgrund der weitaus größeren Geschwindigkeiten entlang der Feldlinien den radialen Transport dominiert.

So notwendig die Konzentration des Teilchenflusses an Limitern und Divertorplatten zur Abfuhr der Heliumasche ist, so problematisch ist die Konzentration des Wärmeflusses. Die Deposition der gesamten Fusionsleistung auf dieser kleinen Fläche kann nicht stationär bewältigt werden und führt unvermeidlich zu starker Materialerosion.

Das Konzept der kalten strahlenden Plasmarandschicht könnte helfen, dieses Dilemma zu überwinden. Dazu wird durch Linientrahlung von Verunreinigungen in der Plasmarandschicht die zum Rand transportierte Leistung gleichmäßig auf die gesamte Gefäßwand verteilt. Der konvektive Wärmefluß zum Limiter oder zur Divertorplatte und die Randschichttemperatur werden reduziert, so daß zu starke lokale Wärmebelastung vermieden und Zerstäubung von Materialoberflächen eingeschränkt werden kann. Gleichzeitig bleibt der zur Heliumabfuhr notwendige lokalisierte Teilchenfluß erhalten. Abbildung 2-3 illustriert dieses Konzept.

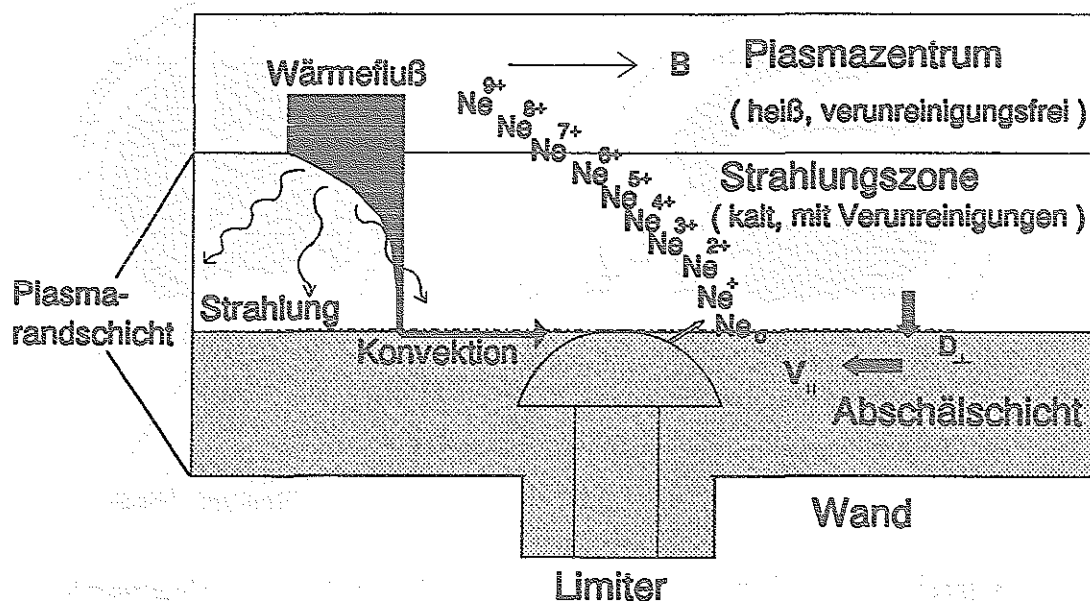


Abb. 2-3 Das Konzept der kalten strahlenden Plasmarandschicht

Um dieses Konzept der Strahlungskühlung in einem Fusionsreaktor anwenden zu können, müssen einige wichtige Randbedingungen erfüllt sein:

1. Die Konzentration der Verunreinigungen in der Randschicht muß stationär und kontrollierbar sein.
2. Die Verunreinigungskonzentration muß hinreichend hoch sein, um einen Großteil der Heizleistung abstrahlen und den konvektiven Wärme fluß zu den Limitern oder Divertorplatten zu reduzieren. Wünschenswert ist eine Strahlungsleistung von mindestens 90% der Heizleistung, um den Wärme fluß so um einen Faktor 10 auf einen technisch akzeptablen Wert zu senken.
3. Durch die Verunreinigungsstrahlung soll die Randschichttemperatur reduziert werden, so daß die Zerstäubung der Materialoberflächen beschränkt wird.
4. Die Verunreinigungskonzentration im Plasmazentrum soll möglichst klein sein, um nicht durch Strahlungsverluste verbunden mit einer Temperaturerniedrigung und durch Brennstoffverdünnung den Fusionsprozeß zu beeinträchtigen oder gar unmöglich zu machen.
5. Die Plasmaentladung muß thermisch und magnetohydrodynamisch stabil sein.
6. Die Randschichtkühlung darf die Heliumabfuhr und den Energieeinschluß nicht beeinträchtigen.

Die Forderung nach Stationarität und Kontrollierbarkeit der Verunreinigungen verlangt die Regelbarkeit der Verunreinigungszufuhr, die ihrerseits eng mit der Plasma- Wand- Wechselwirkung der betrachteten Verunreinigungsspezies verknüpft ist. Eine Untersuchung der Freisetzungsmechanismen der Verunreinigungen und eine Entwicklung geeigneter Zufuhrmechanismen ist also eine erste Voraussetzung zur praktischen Anwendung des Konzepts (s. ausführliche Beschreibung in Kap. 3.2 und Beschreibung der experimentellen Techniken zur Verunreinigungszufuhr in Kap. 4.3).

Hohe Strahlungsverluste in der Plasmarandschicht einerseits und gleichzeitige Vermeidung von Beeinträchtigungen des Fusionsprozesses andererseits sind scheinbar widersprechende Forderungen. Doch Abbildung 2-4 zeigt, daß für Temperatur- und Dichteprofile, wie sie im Fusionsexperiment ITER erwartet werden [16], der äußere Rand des Plasmas nicht zum Fusionsprozeß beiträgt. Dazu ist die normierte Heizleistungsdichte P_α und die radial integrierte Heizleistung in Abhängigkeit vom Radius (normiert auf den Radius der letzten geschlossenen Flußfläche $r=a$) aufgetragen. Die Heizleistungsdichte hängt von der Dichte der Brennstoffionen ($n=n_D+n_T$) und vom Ratenkoeffizienten des Fusionsprozessen $\langle\sigma v\rangle_{D-T}$ ab, der sich aus der Integration des Wirkungsquerschnitts über die durch eine Maxwell- Verteilung charakterisierten Geschwindigkeiten der Ionen ergibt und daher mit der Plasmatemperatur variiert. Die Energie der erzeugte α - Teilchen E_α beträgt 3,5 MeV. Für P_α gilt:

$$P_\alpha = \frac{1}{4} n^2 \langle\sigma v\rangle_{D-T} E_\alpha \quad (2-2)$$

Der Bereich mit $r/a > 0,8$ leistet keinen Beitrag zur Fusionsprozeß, demzufolge sind strahlende Verunreinigungen dort nicht schädlich.

Die Verunreinigungsstrahlung setzt sich aus Linienstrahlung (Strahlungszerrfälle von angeregten Zuständen in nicht vollionisierten Ionisationszuständen) und Kontinuumsstrahlung (Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung) zusammen, wobei Linienstrahlung den Hauptbeitrag zur Gesamtstrahlungsleistung liefert (s. ausführliche Beschreibung in Kap. 3.3). Die zur Strahlungskühlung eingesetzte Verunreinigungsspezies muß also so gewählt werden, daß ihre Linienstrahlung im wesentlichen auf den Randbereich beschränkt ist, d.h. die Verunreinigungen im Fusionsvolumen vollionisiert sind. Die Ausdehnung des Bereichs, in dem Linienstrahlung dominiert, hängt dabei vor allem von der Kernladungszahl Z der Verunreinigungsspezies ab, sie bestimmt, wieviele Ionisationszustände bis zur vollständigen Ionisation durchlaufen werden müssen und wie hoch die entsprechenden Ionisationsenergien

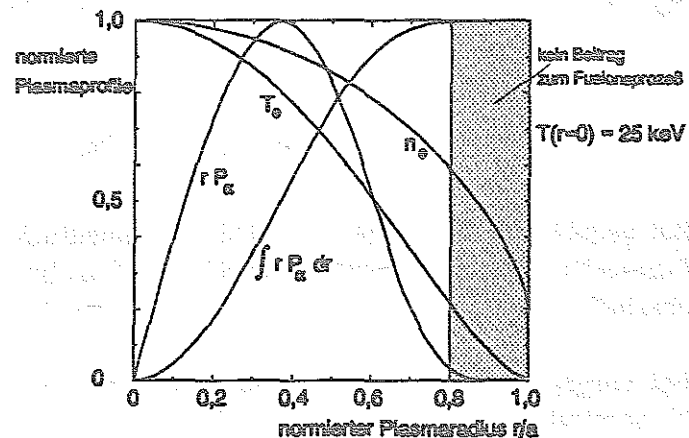


Abb. 2-4 Radiale Verteilung der Heizleistungsdichte und der integrierten Heizleistung im Fusionsexperiment ITER

sind. Doch auch der Verunreinigungstransport beeinflusst die Verteilung der einzelnen Ionisationszustände im Tokamak. Verunreinigungen mit hoher Kernladungszahl Z , die im Fusionsvolumen nicht vollständig ionisiert sind und daher neben Bremsstrahlung auch hohe Strahlungsverluste durch Linienstrahlung hervorrufen, sind nicht zur Randschichtkühlung geeignet.

Verunreinigungen beeinträchtigen den Fusionsprozeß über die von ihnen hervorgerufenen Strahlungsverluste hinaus, weil sie zum Gesamtdruck p des magnetisch eingeschlossenen Plasmas beitragen, der mit Elektronendichte n_e , Dichte der Deuteriumionen n_D , Dichte der Tritiumionen n_T , Verunreinigungsdichte n_i , Elektronentemperatur T_e und Ionentemperatur T_i gegeben ist durch

$$p = n_e T_e + (n_D + n_T + n_i) T_i \quad (2-3)$$

Bei gegebenem Magnetfeld B ist der Plasmadruck durch ein maximales Verhältnis β von Plasmadruck p zum Magnetfelddruck $B^2 / 2 \mu_0$ begrenzt ist (μ_0 : magn. Permeabilitätszahl), oberhalb dessen Instabilitäten auftreten, die zur Disruption des Plasmas führen können.

Bei vorgegebener Elektronendichte reduzieren vollionisierte Verunreinigungen mit der Konzentration $c_i = n_i / n_e$ und Kernladungszahl Z die Leistungsdichte P_α der α -Teilchen auf den Bruchteil

$$f = \frac{P'_\alpha}{P_\alpha} = (1 - Z c_i)^2 \quad (2-4)$$

Unter Berücksichtigung der Strahlungsleistungsdichte durch Bremsstrahlung [1]

$$\begin{aligned} P_B(Z, T) &= c_B Z^2 c_i n_e^2 \sqrt{T} \\ &= 5,35 \cdot 10^{-37} Z^2 c_i n_e^2 \sqrt{T} \text{ Wm}^{-3}, T_e \text{ in keV} \end{aligned} \quad (2-5)$$

können schließlich die Strahlungsverluste durch vollionisierte Verunreinigungen in Bezug auf die reduzierte Heizleistung ausgedrückt werden durch das Verhältnis

$$R = \frac{Z^2 c_i c_B \sqrt{T}}{(1 - Z c_i)^2 \frac{1}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha} \quad (2-6)$$

Die Anwendbarkeit des Konzepts der strahlenden Plasmarandschicht hängt also von der Begrenzung des Verunreinigungstransports ins Fusionsvolumen und der resultierenden Verunreinigungskonzentration ab.

3. Physikalische Grundlagen der Randschichtkühlung durch Verunreinigungsstrahlung

Die Strahlungskühlung in der Plasmarandschicht eines Tokamak wird von verschiedenartigen physikalischen Prozessen beeinflusst. Zur weiteren Beschreibung des Konzepts und zur Interpretation der Resultate der Experimente und Modellrechnungen sollen in diesem Kapitel wichtige Grundlagen und Begriffe zur Physik des Teilchen- und Wärmetransports in Tokamakplasmen, zu den Mechanismen der Plasma- Wand- Wechselwirkung, zur Strahlung von Verunreinigungsionen, sowie zur nicht- linearen Verknüpfung dieser physikalischen Prozesse im Randschichtplasma dargestellt werden.

3.1 Teilchen- und Wärmetransport im Tokamakplasma

Jede Teilchenspezies a im Plasma (Elektronen, Wasserstoff- bzw. Deuteriumionen, Verunreinigungsionen in verschiedenen Ionisationszuständen) wird durch ihre Verteilungsfunktion f_a im Phasenraum charakterisiert. Die Beschreibung von Teilchen- und Wärmetransport erfolgt mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung für die Teilchendichte der Spezies, der Impulsgleichung und der Energiebilanzgleichung, die sich aus einer Momentenentwicklung der Fokker- Planck- Gleichung für die Verteilungsfunktion f_a ergeben [17].

a) *Kontinuitätsgleichung* für die Teilchendichte n_a :

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \nabla(n_a \bar{v}_a) = S_{n_a} \quad (3-1)$$

Dabei ist $\bar{v}_a$ die mittlere Geschwindigkeit der Spezies a , S_{n_a} bezeichnet Teilchenquellen und Senken (z.B. Ionisation und Rekombination).

b) *Impulsgleichung*:

$$m_a n_a \left(\frac{\partial \bar{v}_a}{\partial t} + (\bar{v}_a \nabla) \bar{v}_a \right) = -\nabla p_a - \nabla \Pi_a + e_a n_a (\bar{E} + \bar{v}_a \times \bar{B}) + \bar{R}_a + S_{mv,a} \quad (3-2)$$

Hier sind m_a die Masse der Spezies a und e_a seine Ladung, $p_a = n_a T_a$ der Teilchendruck, Π der anisotrope Viskositätstensor, $\bar{E}$ bzw. $\bar{B}$ das auf die Teilchen wirkende elektrische und magnetische Feld, $\bar{R}_a$ die durch Stöße mit allen übrigen Spezies hervorgerufene Reibungskraft und $S_{mv,a}$ Impulsquellen bzw. -senken.

c) *Energiebilanzgleichung:*

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{n_a m_a}{2} v_a^2 + \frac{3}{2} n_a T_a \right) + \nabla \cdot \left(\left[\frac{n_a m_a}{2} v_a^2 + \frac{5}{2} n_a T_a \right] \vec{v}_a + \vec{\Pi} \vec{v}_a + \vec{q}_a^m \right) = e_a n_a \vec{v}_a \cdot \vec{E} + \vec{R}_a \cdot \vec{v}_a + Q_a \quad (3-3)$$

T_a ist die Temperatur der Spezies a (in Energieeinheiten), $\vec{q}_a^m$ ist der mikroskopische Wärme flu ß. Q_a bezeichnet Wärmequellen und -senken (z.B. Energieübertrag durch Stöße zwischen unterschiedlichen Spezies, Strahlungsverluste, Wechselwirkung mit Neutralteilchen und externe Heizung). Der erste Term auf der rechten Seite von Gl. (3-3) beschreibt die ohmsche Heizung der Spezies a.

Wie bereits im Kapitel 2 erläutert, dominiert im magnetisch eingeschlossenen Plasma (geschlossene Magnetfeldlinien) *radialer Transport* senkrecht zum Magnetfeld, in der Abschä l schicht (offene Magnetfeldlinien) *paralleler Transport*. Zur weiteren Beschreibung der relevanten Teilchen- und Wärme flu ß dichten ist es daher sinnvoll, Bereiche mit geschlossenen und offenen Feldlinien zu unterscheiden. Bei der folgenden Darstellung der Transportprozesse wird dabei der Schwerpunkt auf den Teilchentransport der Verunreinigungen gelegt, da dieser als Randbedingung im Konzept der Strahlungskühlung eine zentrale Rolle einnimmt (vergl. Kap. 2).

3.1.1 Radialer Transport im Bereich geschlossener Feldlinien

Stoßbestimmter Transport

Stöße und Driften bewirken einen radialen Teilchentransport. Dabei kann unterschieden werden zwischen *klassischem Transport* (Transport in zylindrischer Geometrie) und *neoklassischem Transport* (Transport, der durch Effekte der toroidalen Geometrie im Tokamak bestimmt wird). Zur Verdeutlichung der dem stoßbestimmten Transport zugrundeliegenden Prozesse soll zunächst der klassische Transport kurz dargestellt werden (nach [18]).

Radiale Gradienten des Druckes p in einem zylindrischen Plasma erzeugen poloidale Strömungen, die durch die Radialkomponente der Impulsgleichung (Gl. (3-2)) für eine Spezies a beschrieben werden:

$$e_a n_a \left[E_r + (\vec{v}_a \times \vec{B})_r \right] = \frac{\partial p_a}{\partial r} \quad (3-4)$$

Für die poloidale Relativgeschwindigkeit zweier Spezies a und b folgt daraus

$$(\vec{v}_a - \vec{v}_b)_{pol} = \left(\frac{1}{e_a n_a} \frac{\partial p_a}{\partial r} - \frac{1}{e_b n_b} \frac{\partial p_b}{\partial r} \right) \quad (3-5)$$

Aus dieser Geschwindigkeitsdifferenz resultiert eine Reibungskraft auf die Spezies a, deren poloidale Komponente gegeben ist durch

$$R_{a, pol} = -m_a n_a v_{ab} (\vec{v}_a - \vec{v}_b)_{pol} \quad (3-6)$$

Dabei gilt für die Stoßfrequenz ν_{ab} zwischen Spezies a und b nach [19]

$$\nu_{ab} = \frac{16\sqrt{\pi}}{3m_a} \left(\frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} \right) \frac{e_a^2 e_b^2 \ln \Lambda}{(4\pi\epsilon_0)^2 (v_{th,a}^2 + v_{th,b}^2)^{3/2}} n_b \quad (3-7)$$

Hier ist $v_{th} = (2T/m)^{1/2}$ die thermische Geschwindigkeit der Teilchen und $\ln \Lambda$ der Coulomb-logarithmus. ϵ_0 bezeichnet die Dielektrizitätskonstante.

Die radiale Teilchendrift senkrecht zum Magnetfeld lautet dann:

$$\Gamma_r = \frac{R_a}{e_a B} = -\frac{1}{e_a B^2} m_a n_a v_{ab} \left(\frac{1}{e_a n_a} \frac{\partial p_a}{\partial r} - \frac{1}{e_b n_b} \frac{\partial p_b}{\partial r} \right) \quad (3-8)$$

Zusätzlicher radialer Transport erfolgt durch Thermokräfte proportional zum radialen Temperaturgradienten, die aus der Temperaturabhängigkeit der Stoßfrequenzen resultieren. Betrachten wir nun ein Plasma, indem sich Deuteriumionen der Dichte n_D und Verunreinigungen mit Dichte n_i , Ladung $Z_i \gg 1$ und Masse $m_i \gg m_D$ befinden, so kann der radiale Verunreinigungsfluß unter der Annahme $T_D = T_i = T$ beschrieben werden als:

$$\Gamma_i^{mass} = \frac{n_i m_i v_{iD} T}{e^2 B^2 Z_i} \left[\left(\frac{\partial n_D}{n_D \partial r} - \frac{\partial n_i}{Z_i n_i \partial r} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial T}{T \partial r} \right] \quad (3-9)$$

Aus der Impulserhaltung für die elastischen Stöße, die dem Transportmechanismus zugrunde liegen, folgt die Ambipolarität der resultierenden Flüsse von Verunreinigungs- und Deuteriumionen:

$$\vec{\Gamma}_D + Z_i \vec{\Gamma}_i = 0 \quad (3-10)$$

Deuteriumionen und Verunreinigungen driften also in entgegengesetzte Richtung und tauschen unter Wahrung der Quasineutralität des Plasmas ihre Positionen aus. Dabei strömen die Verunreinigungen ins Plasmazentrum, während die Deuteriumionen nach außen transportiert werden.

Formal kann der in Gl. (3-9) dargestellte Fluß in einen diffusiven Anteil (proportional zum Gradienten der Verunreinigungsdichte) und einen konvektiven Anteil (proportional zur Verunreinigungsdichte) aufgespalten werden:

$$\Gamma_i^{Z_i} = -D_i^{Z_i} \frac{\partial n_i}{\partial r} + v_i^{Z_i} n_i \quad (3-11)$$

Die Betrachtung des konvektiven Anteils zeigt, daß der Verunreinigungsfluß durch steile Dichtegradienten der Deuteriumionen ins Plasmazentrum, durch steile Temperaturgradienten jedoch aus dem Plasma heraus getrieben wird (sog. "temperature screening").

Bei der Beschreibung des *neoklassischen Transports* sind zusätzlich die Effekte der toroidalen Geometrie des Tokamaks zu berücksichtigen (s. [20] zum neoklassischen Transport im allgemeinen und [21] zum neoklassischen Verunreinigungs-transport). Der radiale Teilchenfluß wird hier durch die toroidalen Komponenten der Reibungskräfte und des elektrischen Feldes bestimmt. Nach Mittelung über die magnetischen Flußflächen kann er dargestellt werden als:

$$\Gamma_{Z_i r} = - \left\langle \frac{R_{\text{tor}}}{Z_i e B_{\text{pol}}} + \frac{n_{Z_i} E_{\text{tor}}}{B_{\text{pol}}} \right\rangle \quad (3-12)$$

Insgesamt können nun drei Anteile unterschieden werden:

- 1) Klassischer Fluß aufgrund der Reibungskräfte senkrecht zum Magnetfeld, wie er oben bereits beschrieben worden ist.
- 2) Radialer Fluß aufgrund von Reibungskräften parallel zum Magnetfeld, die durch sog. Pfirsch- Schlüter- Ströme hervorgerufen werden.
- 3) Radialer Fluß aufgrund von Viskositätskräften, die in der Anisotropie des Viskositätstensors in toroidaler Geometrie begründet sind.

Die Bedeutung der einzelnen neoklassischen Beiträge hängt von der Häufigkeit der Stöße zwischen den Plasmaspezies ab. Die Charakterisierung der unterschiedlichen Stoßregime erfolgt mithilfe der *Stößigkeit* ν^* , der Verunreinigungen, die Stöße mit allen übrigen Plasmaspezies beinhaltet und wie folgt definiert ist:

$$\nu_i^* = \frac{Rq}{v_{i,th} \epsilon^{3/2}} \sum_j \nu_{ij} \quad (3-13)$$

Hier sind R der große Radius des Torus, q der magnetische Sicherheitsfaktor (vergl. Kap. 2, Gl. 2-1) und $\epsilon = r/R$ das inverse Aspekterhältnis. Die Summation erfolgt über alle Spezies einschließlich $j=i$. Das Regime niedriger Stößigkeit mit $\nu^* < 1$ bezeichnet man als *Bananen-Regime*, das Regime mittlerer Stößigkeit mit $1 < \nu^* < \epsilon^{-3/2}$ als *Plateau-Regime* und das Regime hoher Stößigkeit mit $\nu^* > \epsilon^{-3/2}$ als *Pfirsch- Schlüter- Regime*.

Im letzteren Regime dominiert der oben unter 2) beschriebene Anteil zum radialen Fluß. Für eine Verunreinigungsspezies mit gegebenem $Z_i \gg 1$ lautet er unter Berücksichtigung von Stößen mit den Deuteriumionen des Hintergrundplasmas:

$$\Gamma_i^{PS} = 2q^2 \frac{n_i m_i v_D T}{e^2 B^2 Z_i} \left[K \left(\frac{\partial n_D}{n_D \partial r} - \frac{\partial n_i}{Z_i n_i \partial r} \right) + H \frac{\partial T}{T \partial r} \right] \quad (3-14)$$

Die Koeffizienten K und H hängen von der Verunreinigungskonzentration und der Stößigkeit der Deuteriumionen ab und sind in [22] aufgeführt. Solange H negativ ist, wirken die Temperaturgradienten einer Verunreinigungsakkumulation im Zentrum entgegen. Für kleine Verunreinigungskonzentrationen und niedrige Stößigkeit der Deuteriumionen ist $K=1$ und $H=-0,5$. Der resultierende Fluß ist dann um einen Faktor $2 q^2$ größer als der klassische Fluß. Zur vollständigen Beschreibung der radialen Flüsse einer Verunreinigungsspezies müssen allerdings die Stoßprozesse mit allen anderen Spezies berücksichtigt werden.

Im Gebiet mittlere und kleiner Stößigkeit dominieren durch Viskositätskräfte getriebene Flüsse, die in komplizierter Form von den Elementen des Viskositätstensors abhängen. Einfachere Ausdrücke ergeben sich, wenn die Deuteriumionen im Bananen- Regime und die Verunreinigungen im Plateau- Regime sind (sog. BP- Regime). In diesem Fall gilt nach [22]:

$$\Gamma_i^{BP} = 1,25 \frac{q}{R} \sqrt{m_i} \frac{T^{3/2} c^2 n_i}{B_T^2 Z_i e^2} \left(\frac{\partial n_D}{n_D \partial r} - \frac{\partial n_i}{Z_i n_i \partial r} + \frac{3}{2} \frac{\partial T}{T \partial r} \right) \quad (3-15)$$

Der konvektive Anteil des Flusses ist in diesem Fall immer ins Plasmazentrum gerichtet.

Anomaler Transport

Die Experimente zum Magnetfeldeinschluß zeigten früh, daß die beobachteten Teilchen- und Wärmeflüsse um Größenordnungen höher sind als die durch die neoklassische Theorie vorhergesagten. Der experimentell gefundene Teilchen- und Wärmefluß wird *anomal* Transportmechanismen zugeschrieben, die durch Turbulenzen im Plasma hervorgerufen werden können (neuerer Übersichtsartikel in [23]). Die resultierenden anomalen Diffusionskoeffizienten können in der Randschicht von Plasmen mit starker Zusatzheizung z.B. durch die sog. Bohm- Skalierung beschrieben werden:

$$D_B = 0,0625 T_e / B \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, T_e \text{ in eV, } B \text{ in Tesla}$$

Gegenüber diesem anomalen Diffusionsprozeß können die in den neoklassischen Flüssen enthaltenen diffusiven Anteile vernachlässigt werden ($D^{an} \approx 100-1000 \cdot D^{neo}$). Im Plasmazentrum sagt diese Skalierung jedoch zu hohe Diffusionskoeffizienten voraus. Oft werden daher empirische Beschreibungen der radialen Variation des Diffusionskoeffizienten gewählt. Die gemessenen Profile des Hintergrundplasmas konnten jedoch nicht allein durch anomale Diffusion erklärt werden. Die zugespitzte Form der Elektronendichteprofile erfordert eine zusätzliche anomale Driftgeschwindigkeit $v_{\perp}$, die einwärts gerichtet ist. Sie wird in Abhängigkeit von Diffusionskoeffizienten ausgedrückt als

$$v_{\perp}^{\text{an}} = -SD_{\perp}^{\text{an}} \cdot \frac{r}{a^2} \quad (3-16)$$

S ist dabei ein willkürlicher Formfaktor und a die radiale Position der Separatrix. Die Natur dieser anomalen Pinch- Geschwindigkeit ist bis heute ungeklärt.

Der gesamte Teilchenfluß einer Spezies a setzt sich dann in allgemeiner Form aus dem anomalen Fluß und dem neoklassischen Fluß (mit Beiträgen nach Gl. 3-9, 3-14 und 3-15) zusammen. Dabei kann davon ausgegangen werden, daß beide Transportprozesse sich ungestört überlagern, da der anomale Transport durch kollektive, makroskopische Turbulenz-Phänomene, der neoklassische Transport jedoch durch mikroskopische Stoßprozesse bestimmt wird [24].

$$\Gamma_{\perp,a} = -D_{\perp}^{\text{an}} \frac{\partial n_a}{\partial r} + v_{\perp}^{\text{an}} n_a + \Gamma_{\perp,a}^{\text{neo}} \quad (3-17)$$

Die anomalen Transportkoeffizienten werden dabei üblicherweise als unabhängig von der Masse und dem Ladungszustand der Teilchenspezies angenommen (vergl. [18]). Diese Hypothese wurde experimentell bislang allerdings nur im Hinblick auf den anomalen Diffusionskoeffizienten bestätigt [24]. Neoklassische Verunreinigungsflüsse können zu einer Verunreinigungsakkumulation im Zentrum führen, die allerdings stark durch das Verhältnis von anomalen zu neoklassischen Transportkoeffizienten bestimmt wird. In der Tat sind für Bedingungen mit reduziertem anomalen Transport derartige Akkumulationsphänomene festgestellt worden [25].

Die gesamte Wärme flußdichte $q_{\perp}$ des radialen Transports kann durch einen konduktiven Anteil (bedingt durch Stöße aufgrund der thermische Bewegung von Elektronen und Ionen) und einen konvektiven Anteil (Wärmetransport durch Materietransport) beschrieben werden als

$$q_{\perp} = -n\chi_{\perp} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{5}{2} \Gamma_{\perp} T \quad (3-18)$$

mit einem Wärmediffusionskoeffizienten $\chi_{\perp}$, der im allgemeinen anomal hoch gegenüber den aus der neoklassischen Theorie folgenden Wärmetransportkoeffizienten ist.

Einfaches Diffusionsmodell zur Beschreibung des Teilchentransports von Wasserstoff

In einem vereinfachten Bild kann der Teilchenfluß als rein diffusiv beschreiben werden [26]. Neutralteilchen mit einer Flußdichte Γ_0 dringen eine Strecke λ_i^0 (ihre Ionisationslänge) radial ins Plasma ein und bilden dort die lokalisierte Quelle für die Plasmaionen. Diese diffundieren über die Strecke λ_i^0 nach außen und im Gleichgewicht gilt:

$$\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} = \Gamma_0 \quad (3-19)$$

mit einem konstanten Dichtegradienten $\partial n / \partial r = - (n(0) - n(a)) / \lambda_i^0$, der Ionendichte im Plasmazentrum $n(0)$ und der Dichte an der Separatrix (Radius $r=a$) $n(a)$. Für die Dichte im Zentrum ($r=0$) folgt bei gegebener Flußdichte Γ_0 der Neutralteilchen

$$n(0) = \frac{\lambda_i^0}{D_{\perp}} \Gamma_0 + n(a) \quad (3-20)$$

Der Ionisationsprozeß erfolgt durch Elektronenstoß (s. Kap. 3.3.1), so daß λ_i^0 in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v_0 der Atome mit einem Mittelwert für die Elektronendichte $n_e = (n(0) + n(a)) / 2$ (Elektronen- gleich Ionendichte) und für den Ratenkoeffizienten der Ionisation $\langle \sigma v \rangle_0^{\text{ion}}$ entlang der Eindringtiefe ausgedrückt werden kann

$$\lambda_i^0 = \frac{2 v_0}{(n(0) + n(a)) \langle \sigma v \rangle_0^{\text{ion}}} \quad (3-21)$$

Das resultierende Dichteprofil steigt damit linear zwischen $r=a$ und $r = a - \lambda_i^0$ an und ist innerhalb von $r = a - \lambda_i^0$ flach (s. Abb. 3-1)

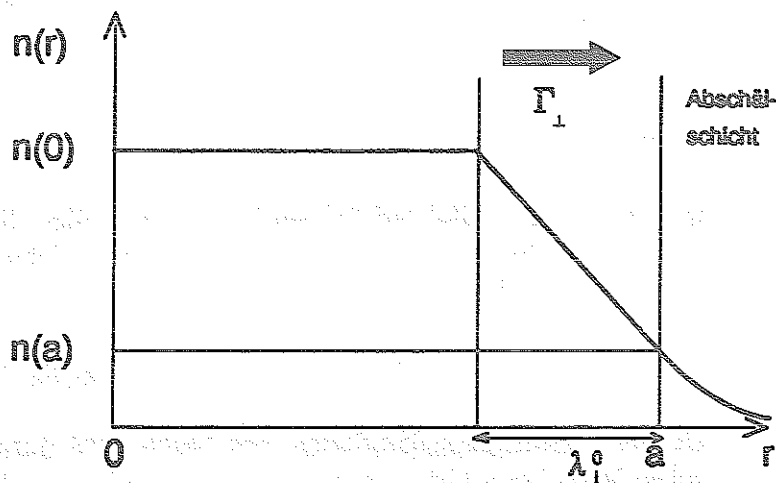


Abb. 3-1 Dichteprofil im Diffusionsmodell

Die Teilcheneinschlußzeit $\tau_p = n V / \Gamma_0$ der Ionen ist in diesem Modell gegeben durch

$$\tau_p = \frac{2 a v_0}{D_{\perp} \langle \sigma v \rangle (n(0) + n(a))} \quad (3-22)$$

Trotz der vereinfachten Annahmen zum Teilchenfluß kann mit Hilfe dieses Transportmodells die Variation der Randschichtdichten und -temperaturen mit von außen vorgegebenen Parametern wie der gesamten Teilchenzahl im Einklang mit experimentellen Ergebnissen dargestellt werden. Ein einfaches 0-dimensionales Modell zur Teilchen- und Energiebilanz, das die Transportzeiten des Diffusionsmodells benutzt, ist in Kap. 3.4 beschrieben. Das Diffusionsmodell kann auf die verschiedenen Ionisationsstufen von Verunreinigungen erweitert werden und stellt dann die Verteilung der Ionen in den verschiedenen Ladungszuständen dar (s. Kap. 3.3.2).

Numerische Transportrechnungen mit dem Transportmodell RITM

Zur genaueren Berechnung der Dichteprofile und der Beschreibung des Wärmetransports sind numerische Modelle notwendig, die die Kontinuitätsgleichung (3-1) und die Energiebilanzgleichung (3-3) mit geeigneten Ausdrücken für Teilchen- und Wärmeflüsse durch Integration lösen. Ein solches Modell ist der Verunreinigungstransportcode RITM [27][28][29], der im Rahmen dieser Arbeit zur Berechnung des radialen Verunreinigungstransports und der Verunreinigungsstrahlung benutzt worden ist. Dieses Modell berechnet selbstkonsistent, d.h. unter Berücksichtigung der nichtlinearen Wechselwirkung zwischen Verunreinigungen und Hintergrundplasma (s. dazu Kap. 3.4) die radialen Profile von Elektronen- und Ionentemperatur, Elektronen-, Hintergrundionen- und Verunreinigungsdichten in den unterschiedlichen Ladungszuständen sowie die Strahlungsprofile der Verunreinigungen. Die Berechnung der Strahlungsverluste der Verunreinigungen erfolgt dabei im Korona-Anregungsgleichgewicht (s. ausführliche Diskussion der Strahlungsverluste in Kap. 3.3). Die zur Beschreibung des radialen Teilchen- und Wärmeflusses benutzten Transportkoeffizienten sollen hier kurz aufgeführt werden:

Teilchen und Wärmetransport des Hauptplasmas:

Ohmsche Heizung: Der anomale Teilchendiffusionskoeffizient aller Spezies und der Wärmediffusionskoeffizient der Elektronen mit Dichte n_e werden durch eine Alcator-Skalierung beschrieben:

$$D_{OH} = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} / n_e, \quad \chi_{e, OH} = 3 D_{OH}$$

Der Wärmediffusionskoeffizient der Ionen wird durch den neoklassischen Wert nach [20] dargestellt. Die anomale Pinchgeschwindigkeit wird nach Gl. 3-16 mit $S=q$ berechnet, wobei q der magnetische Sicherheitsfaktor ist.

Zusatzheizung: Der anomale Teilchendiffusionskoeffizient wird um den Bohmkoeffizienten (begrenzt auf den Wert bei 100 eV und linear zum Plasmazentrum abnehmend) erhöht:

$$D = D_{OH} + D_B (T_e < 100 \text{ eV}) \cdot r/a$$

Der zusätzliche Wärmetransport von Elektronen und Ionen wird nach [30] und [31] wie folgt beschrieben:

$$\chi = \chi_{OH} + m_p/m_i \rho_i^2 c_s / |L_n| q^2 \nu \epsilon$$

Hier ist m_p/m_i das Verhältnis aus Protonmasse und Masse betrachteten Hintergrundionen, $\rho_i = m_i c_s / (eB)$ der Ionen- Larmorradius, c_s die Ionenschallgeschwindigkeit, $L_n = (\partial \ln n_e) / (n_e \partial r)^{-1}$ die charakteristische Abfalllänge des Elektronendichteprofiles und $\epsilon = r/R$ das inverse Aspektverhältnis.

Mit Hilfe dieser Transportkoeffizienten können die Profile von Elektronendichte und Elektronentemperatur in guter Übereinstimmung mit den am Tokamak TEXTOR gemessenen Profilen berechnet werden (s. Kap. 5).

Die Beschreibung des Verunreinigungstransports erfolgt durch die für das Hintergrundplasma angesetzten anomalen Diffusionskoeffizienten. Neoklassische Verunreinigungsflüsse werden zusätzlich berücksichtigt, wobei die diffusiven Anteile (proportional zum Dichtegradienten) gegenüber der anomalen Diffusion vernachlässigt werden.

3.1.2 Paralleler Transport im Bereich offener Feldlinien

In der Abschältschicht schneiden die Magnetfeldlinien Limiter oder Divertorplatten bzw. die Gefäßwand, wo die Plasmaionen dann neutralisiert werden (s. auch Kap. 2). Die resultierende Teilchenströmung parallel zu den Feldlinien kann in einem Plasma, das durch Stöße dominiert wird und die mittlere freie Weglänge der Plasmaionen und -elektronen demzufolge kurz gegenüber der Verbindungslänge L_C zwischen den Limitern ist, in einem 1-dimensionalen Flüssigkeitsbild beschrieben werden [32]. Darin werden die Ionen vom sog. Staupunkt aus, der sich in der Mitte der Verbindungslänge befindet, auf der Strecke L_C zum Limiter beschleunigt und erreichen dort ihre Ionenschallgeschwindigkeit c_s ("Bohm-Kriterium")

$$c_s = \sqrt{\frac{T_e + T_i}{m_i}} \quad (3-23)$$

Dabei bezeichnet m_i die Ionenmasse, T_e die Elektronentemperatur und T_i die Ionentemperatur. Die Plasmadichte nimmt auf die Hälfte ihres Wertes im Staupunkt ab.

Unmittelbar von der Limiteroberfläche bildet sich als Folge der größeren Beweglichkeit der Elektronen, d.h. ihrer höheren thermischen Geschwindigkeit gegenüber den Ionen, ein negatives elektrisches Potential im Bezug auf das Plasmapotential aus. Die räumliche Ausdehnung liegt in der Größenordnung der Debey-Länge $\lambda_D = (\epsilon_0 T_e / n e^2)^{1/2}$. Diese sog. *Debey-Schicht* sorgt dafür, daß der resultierende Nettostrom aus Elektronen und Ionen Null ist. Die Elektronendichte n_e ist in diesem Potential $V < 0$ reduziert auf

$$n_e = n_0 e^{\frac{eV}{T_e}} \quad (3-24)$$

Die Größe des Potentials ergibt sich aus der Forderung nach Ladungserhaltung

$$\begin{aligned} j_{ion} &= j_e \\ n c_s &= \frac{1}{4} n \bar{c}_e e^{\frac{eV}{T_e}} \end{aligned} \quad (3-25)$$

mit der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen $\bar{c}_e = (8 T_e / \pi m_e)^{1/2}$ als

$$V = \frac{T_e}{2} \ln \left[\left(2 \pi \frac{m_e}{m_i} \right) \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right] \quad (3-26)$$

Der Einfluß von Sekundärelektronenemission vom Limiter ist in dieser Darstellung vernachlässigt. Für ein Deuteriumplasma ist ein typischer Wert des Schichtpotentials $3 T_e$. Dieses Potential beschleunigt die Ionen zur Oberfläche hin. Dadurch treffen die Ionen steiler auf die Oberfläche als die Magnetfeldlinien.

Die mittlere Energie $\bar{E}$ der Ionen, mit der sie auf die Oberfläche treffen, setzt sich zusammen aus einem Anteil aufgrund der thermischen Bewegung der Ionen, dem die makroskopische Strömung mit der Geschwindigkeit v_D überlagert ist, und dem Energiegewinn in der Debye-Schicht $e \cdot V$ (e : Elementarladung). Im allgemeinen lassen sich thermische und makroskopische Bewegung nicht entkoppeln, für $v_D \ll v_{therm}$ gilt näherungsweise

$$\bar{E} = \frac{1}{2} m_i v^2 + \frac{5}{2} T_i + e|V| \quad (3-27)$$

Verunreinigungsionen mit Ladung z können durch Reibungskräfte mit dem Hintergrundplasma die Ionenschallgeschwindigkeit c_s der Hintergrundionen erreichen und gewinnen dazu das z -fache der Schichtenergie $e \cdot V$, so daß ihre Energie um ein Vielfaches größer sein kann als die der Hintergrundionen.

Die gesamte Wärmeflußdichte auf die Oberfläche durch Plasmaionen und -elektronen kann unter der Annahme $T_e = T_i = T$ mit Hilfe des Wärmeübergangskoeffizienten δ beschrieben werden als

$$q_s = n c_s T \delta \quad (3-28)$$

δ kann mit Hilfe des 1- dim. Flüssigkeitsmodells berechnet werden. Für ein reines Deuteriumplasma gilt $\delta \approx 8$ [15].

Die Dicke der Abschälschicht ist durch das Verhältnis von parallelem zu radialem Transport bestimmt. Unter der vereinfachenden Annahme, daß die Strömungsgeschwindigkeit entlang der Magnetfeldlinien linear zum Limiter hin zunimmt und der radiale Transport als diffusiv beschrieben werden kann, nehmen Teilchen- und Wärmeflußdichten in radialer Richtung exponentiell mit den charakteristischen Längen λ_r bzw. λ_q ab. In diesem Bild wachsen die Abfallängen mit zunehmenden Verbindungslängen L_c (d.h. größeren Gefäßdimensionen) an, da die Transportzeit $\tau_{\parallel}$ parallel zum Feld entsprechend größer wird.

Die Dicke der Abschälschicht ist für die thermische Belastung von Limiter bzw. Divertorplatte sehr wichtig: In dickeren Abschälschichten verteilt sich der konvektive Wärmefluß auf größere Materialoberflächen. Daher ist in der Abschälschicht im Gegensatz zum magnetisch eingeschlossenen Plasma ein hoher radialer Wärmefluß wünschenswert. Allerdings führen nichtlineare Effekte beim parallelen Transport zu einem Aufsteilen der Abschälschicht in der Nähe des Limiters [33]. Somit ist in größeren Tokamaks nicht zwangsläufig eine größere Abfallänge zu erwarten. Zu einer genaueren Beschreibung der Abschälschicht unter Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte aufgrund von Teilchen- und Energiequellen und -senken entlang der Feldlinien sowie der Wechselwirkung zwischen Ionen, Elektronen und Neutralteilchen sind komplexe numerische Modelle entwickelt worden. Derartige Modelle sind z.B. SOLXY [34] für die Limitergeometrie am Tokamak TEXTOR oder B2- EIRENE [35][36] für beliebige Geometrien, mit denen erhebliche Fortschritte erzielt worden sind. Weitere Entwicklungen dieser Modelle sind im Gange, insbesondere zur genaueren Berücksichtigung von Verunreinigungen. Der Beitrag der Verunreinigungen in der Abschälschicht zur Gesamtstrahlung ist allerdings wegen der kurzen Transportzeiten entlang der Feldlinien gering, wie im Kap. 3.3.2 noch weiter erläutert wird.

Abb. 3-2 faßt die Ausführungen dieses Kapitels über den Aufbau der Plasmarandschicht schematisch zusammen.

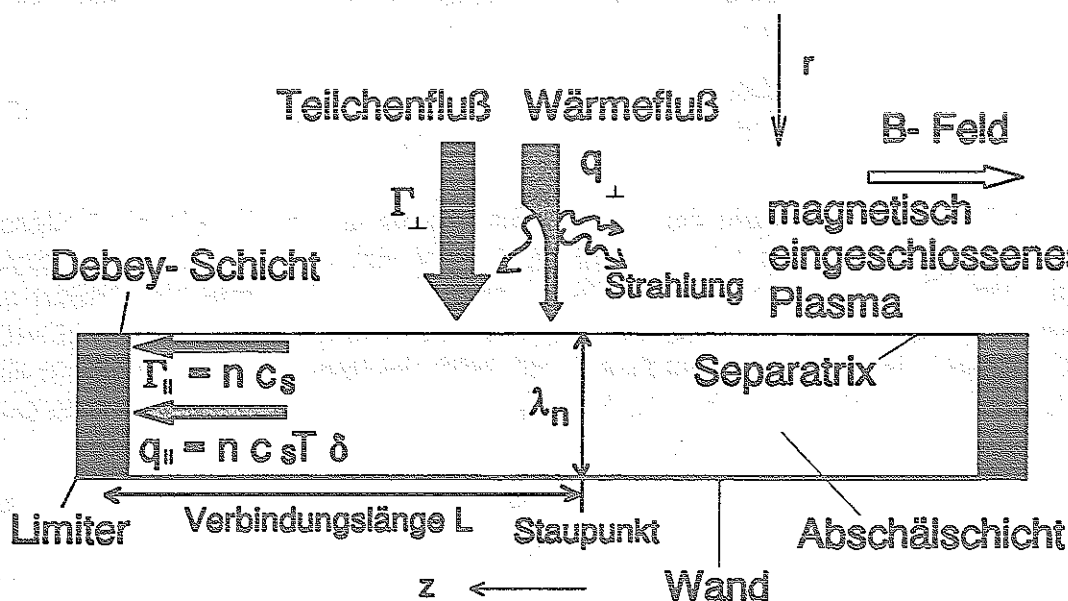


Abb. 3-2 Teilchen- und Wärmetransport in der Plasmarandschicht

3.2 Plasma- Wand- Wechselwirkung und Freisetzungsmechanismen für Verunreinigungen

Die Wechselwirkung zwischen dem Plasma und den begrenzenden Oberflächen (Limiter, Divertorplatten und Gefäßwände) und die damit verbundene Freisetzung von Verunreinigungsteilchen ist von großer Bedeutung für die Anwendung des Konzeptes der Randschichtkühlung. Zum einen muß nämlich die Verunreinigungszufuhr in so einem Umfang erfolgen, daß hinreichend Strahlung in der Plasmarandschicht möglich ist, zum anderen ist auch die Kontrolle dieses Zuflusses erforderlich, um die Stationarität der Plasmaentladung zu gewährleisten. Die Natur der Plasma- Wand- Wechselwirkungsmechanismen beeinflusst entscheidend die Geschwindigkeit der freigesetzten Verunreinigungsatome und damit deren Eindringtiefe in das Plasma, die sich wiederum direkt auf die Verunreinigungskonzentration im Plasmakern und den Teilcheneinschluß auswirkt (vergl. das einfache Teilchendiffusionsmodell in Kapitel 3.1). Plasmarandschichtparameter wie Dichte und Temperatur sowie der Grad der Verunreinigungsfreisetzung hängen dabei voneinander ab. In diesem Kapitel werden die Effekte der Plasma- Wand- Wechselwirkung auf die globale Teilchenbilanz im Plasma vorgestellt und im Anschluß daran einige wichtige Wechselwirkungsmechanismen erläutert.

3.2.1 Charakterisierung der Plasma- Wand- Wechselwirkung durch den Recycling-Koeffizienten

Die Natur der Wechselwirkung von Ionen in einem Hochtemperaturplasma mit den umgebenden Oberflächen läßt sich in allgemeiner Weise mit Hilfe des Recyclingkoeffizienten R beschreiben. Dieser bezeichnet die Wahrscheinlichkeit eines Plasmaions (Brennstoff oder Verunreinigung), nach dem Verlassen des Plasmas durch Wechselwirkung an einer Materialoberfläche neutralisiert zu werden und ins Plasma zurückzugelangen. Alternativ kann auch ein gleichartiges Atom freigesetzt werden, das ins Plasma gelangt. Damit kann die Teilchenbilanz für eine Teilchensorte wie folgt beschrieben werden

$$\frac{dN(t)}{dt} = \Gamma_{\text{aus}} + \Gamma_{\text{ein}} = -\frac{N(t)}{\tau_p} + \Gamma_{\text{ein}} \quad (3-29)$$

$N(t)$ bezeichnet die Gesamtzahl der Teilchen im Plasma und τ_p die globale Teilcheneinschlußzeit. Der Zufluß der Teilchen ins Plasma Γ_{ein} setzt sich zusammen aus dem Recyclingfluß (das sind die Teilchen, die nach Diffusion aus dem Plasma heraus neutralisiert zurück ins Plasma gelangen) und externen Quellen Γ_{ext} , die unabhängig von der Gesamtzahl $N(t)$ sind (z.B. Gaszufuhr). Der Recyclingfluß Γ_R kann mit Hilfe des Recyclingkoeffizienten R auf den Fluß Γ_{aus} bezogen werden ($R = \Gamma_R / \Gamma_{\text{aus}}$), so daß der Zufluß Γ_{ein} dargestellt werden kann als

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{ein}} &= \Gamma_R + \Gamma_{\text{ext}} \\ &= R \frac{N(t)}{\tau_p} + \Gamma_{\text{ext}} \end{aligned} \quad (3-30)$$

Die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^*

$$\tau_p^* = \frac{\tau_p}{1 - R} \quad (3-31)$$

berücksichtigt die Recyclingwahrscheinlichkeit eines Teilchens an Limiter bzw. Wand und gibt so die charakteristische Zeit zur Entfernung des Teilchens aus dem Kreislauf an. Damit vereinigt sie in sich die Physik des Teilchentransports im Plasma und der Plasma- Wand- Wechselwirkung. Mit Hilfe von τ_p^* läßt sich die Bilanzgleichung (3-29) schreiben als

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t)}{\tau_p^*} + \Gamma_{\text{ext}} \quad (3-32)$$

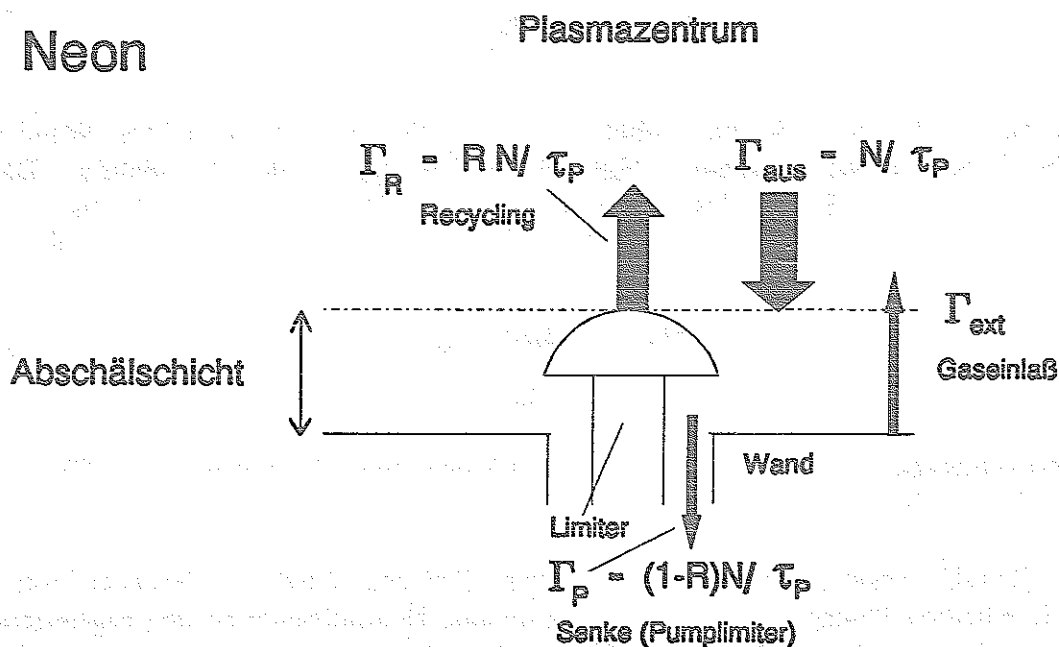
Ihrem Recyclingkoeffizienten R entsprechend können zwei Kategorien von Elementen unterschieden werden:

1) Rezyklierende Elemente: $R \approx 1$. Diese Teilchen führen den Kreislauf mit den Teilschritten Transport aus dem Plasma heraus, Neutralisation an den begrenzenden Oberflächen und Rückführung ins Plasma viele Male durch, bis sie endgültig verloren gehen. Demzufolge ist die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* sehr viel größer als die globale Teilcheneinschlußzeit τ_p (das ist die Zeit für einen Umlauf). Ihrer Natur nach handelt es sich dabei um Elemente, die keine chemische Bindung mit den Festkörperoberflächen eingehen und daher dort kaum deponiert und gespeichert werden können. Ihre Plasma- Wand- Wechselwirkung besteht aus Absorption und Desorption sowie Reflexion an den Oberflächen (s. Kap. 3.2.2 und 3.2.3). Eine Senke für derartige Elemente kann durch aktives Abpumpen von Neutralgas wie z.B. durch Pumplimiter oder gepumpte Divertoren dargestellt werden. Beispiele für derartige Elemente sind Edelgase wie *Neon*.

2) Haftende (oder kondensierende) Elemente: R ist klein gegen 1. Die Wahrscheinlichkeit $(1-R)$ ist hoch, daß diese Teilchen an den Oberflächen haften bleiben. Die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* ist daher nicht viel größer als die globale Teilcheneinschlußzeit τ_p . Diese Elemente können in der Regel chemisch an die Festkörperoberflächen gebunden werden, so daß die Deposition eine Teilchensenke für derartige Spezies darstellt. Sie werden freigesetzt durch Prozesse wie physikalische Zerstäubung (s. Kap. 3.2.4). Für den Fall, daß die umgebenden Oberflächen aus demselben Material bestehen oder damit beschichtet sind, kann der Recyclingkoeffizient R mit der Selbstzerstäubungsausbeute gleichgesetzt werden. Externe Quellen können dann neben dem Gaseinlaß durch die Zerstäubung des betrachteten Materials durch andere Plasmaspezies gebildet werden. Beispiele für diese Elemente sind *Kohlenstoff* oder *Silizium*.

Abb. 3-3 stellt die Quellen und Senken der globalen Teilchenbilanzen in Tokamakplasmen von rezyklierenden und haftenden Elementen gegenüber.

Neon



Silizium

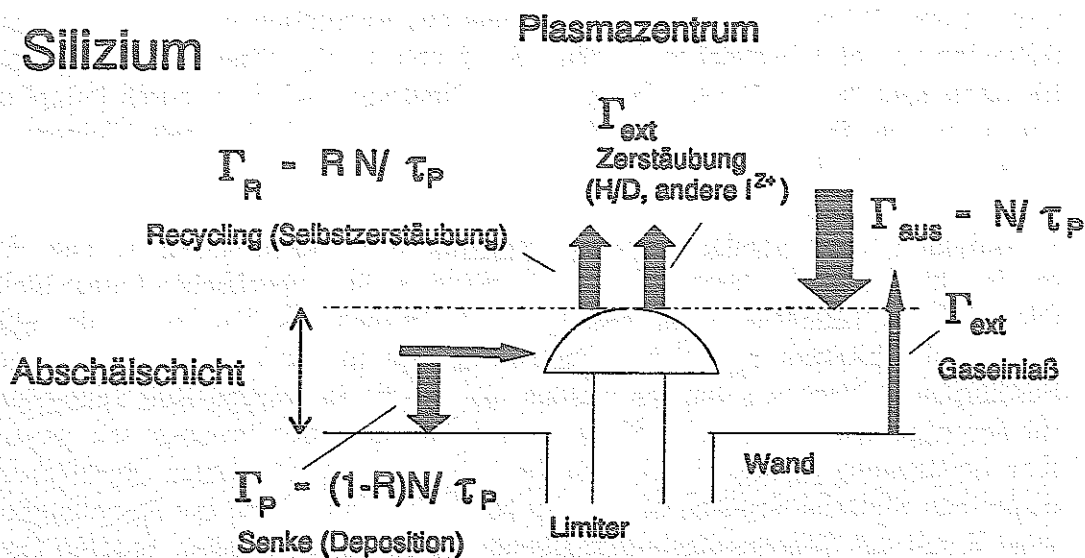


Abb. 3-3 Teilchenbilanz von rezyklierenden und haftenden Verunreinigungen

In dieser Arbeit soll die Kontrollierbarkeit von Verunreinigungszuflüssen in der Plasmarandschicht eines Tokamak zum Zweck der Strahlungskühlung an den Beispielen Neon und Silizium dargestellt werden. Daher sollen diejenigen Plasma - Wand- Wechselwirkungsmechanismen weitergehend erläutert werden, die für Neon als rezyklierende (Kap. 3.2.2 und 3.2.3) bzw. Silizium als haftende Verunreinigungsspezies (Kap. 3.2.4) typisch sind.

3.2.2 Reflexion

Ionen, die auf die das Plasma begrenzenden Oberflächen auftreffen, können in den Festkörper eindringen und dort durch elastische Stöße mit den Gitteratomen gestreut werden. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit können sie dabei zur Oberfläche zurückgestreut werden und mit reduzierter kinetischer Energie als Neutralteilchen aus dem Festkörper wieder austreten. Die Teilchen- und Energiereflexionskoeffizienten R_N bzw. R_E für diesen Prozeß sind definiert als mittlere Anzahl der reflektierten Teilchen und mittlere reflektierte Energie bezogen auf die Gesamtzahl der auftreffenden Teilchen bzw. die auftreffende Energie. Sie hängen von der Energie E_0 des auftreffenden Ions und dem Winkel α zur Oberflächennormalen ab. Die mittlere Energie $\bar{E}$ der reflektierten Teilchen ist dann gegeben durch die Beziehung

$$\bar{E}(E_0, \alpha) = \frac{R_E(E_0, \alpha)}{R_N(E_0, \alpha)} E_0 \quad (3-33)$$

Die Wahrscheinlichkeit für Reflexion nimmt dabei mit abnehmender Energie E_0 und zunehmendem Verhältnis zwischen der Masse des Targets (Festkörperatom) und des Projektils (auftreffendes Ion) zu. Diese Zunahme erklärt sich zum einen durch die geringere Eindringtiefe, zum anderen durch den geringeren Energieverlust pro Stoß. Aus denselben Gründen nimmt die Reflexion mit steigendem α zu. Bei streifendem Einfall gilt $R_N \rightarrow 1$. Reflektierte Teilchen können bei hohen Reflexionskoeffizienten zu hohen Neutralteilchengeschwindigkeiten führen, damit große Eindringtiefen bewirken und zu einer hohen Verunreinigungsdichte im Plasma führen. Eine quantitative Analyse dieses Wechselwirkungsmechanismus ist mit Hilfe von Monte- Carlo Methoden wie z.B. dem TRIM- Code [37][38] möglich.

3.2.3 Absorption und Desorption

Ist der Energieverlust im Festkörper für ein eindringenden Iones zu groß, um Reflexion zu erlauben, thermalisiert das Teilchen und verbleibt im Festkörper. Die Kapazität zur Absorption im Wandmaterial ist jedoch begrenzt, so daß sich aufgrund der hohen Teilchenflüsse auf die Oberfläche von Limiter oder Divertorplatte in einem Tokamak in kurzer Zeit in der Größenordnung von Millisekunden ein Gleichgewicht einstellt, in dem die Oberfläche mit der auftreffenden Spezies gesättigt ist. Dann resultiert jede weitere Absorption von Ionen im Festkörper in einer Desorption von entsprechenden Neutralteilchen. Die Energie der desorbierten Atome ist im Fall von thermischer Desorption durch die Oberflächentemperatur des Festkörpers bestimmt, sie kann im Fall einer ioneninduzierten Desorption aber auch beträchtlich größer sein [39].

3.2.4 Physikalische Zerstäubung

In einen Festkörper eingedrungene Ionen können beim Stoß mit Gitteratomen so viel Energie übertragen, daß diese ihre Plätze verlassen. Falls derart freigesetzte Gitteratome mit weiteren Gitteratomen zusammenstoßen und diese aus dem Gitterverband lösen, kommt es zur Ausbildung einer Stoßkaskade [40]. Angestoßene Atome, die in Richtung auf die Festkörperoberfläche gestreut werden, können diese verlassen, wenn ihre Energie ausreicht, das Oberflächenpotential U_s (Sublimationsenergie des Materials) zu überwinden. Dieser Prozeß wird als *physikalische Zerstäubung* bezeichnet.

Die maximale Energie γ , die bei einem zentralen Stoß auf ein Targetatom mit Masse m_2 übertragen werden kann, beträgt bezogen auf die Energie des einfallenden Teilchens mit Masse m_1

$$\gamma = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (3-34)$$

Für den Fall der Selbstzerstäubung ($m_1 = m_2$) ist γ gleich 1.

Zur Freisetzung von Gitteratomen aus dem Festkörper sind bei senkrechtem Auftreffen der Projektile mindestens zwei Stöße erforderlich. Beim ersten erfolgt die notwendige Impulsumkehr in Richtung Oberfläche, beim zweiten wird das Oberflächenatom gegen seine Bindungsenergie aus der Oberfläche befreit. Daher existiert eine Schwellenergie E_{th} , unterhalb der keine Zerstäubung stattfinden kann

$$E_{th} = \frac{U_s}{\gamma(1 - \gamma)} \quad (3-35)$$

Die gesamte Zerstäubungsausbeute Y ist definiert als die Zahl der emittierten (abgestäubten) Atome pro einfallendem Ion. Sie kann für senkrechten Einfall der Ionen auf die Festkörperoberfläche durch semi-empirische Formeln abgeschätzt werden [41]. Diese sind in Anhang A dargestellt und werden im Rahmen dieser Arbeit zur Beschreibung der Freisetzung von haftenden Verunreinigungen durch Zerstäubung benutzt. Wenn auch mit diesem Modell aufgrund der vorgenommenen Vereinfachungen (monoenergetische Projektile, senkrechter Einfall, ein mittlerer Ladungszustand der zerstäubenden Verunreinigungen statt einer Verteilung etc.) und der hohen Zahl unbekannter Parameter (z.B. Bedeckung der Limiteroberfläche) absolute Ausbeuten nur ungefähr bestimmt werden können, so ist es doch möglich, die Variation der Verunreinigungsfreisetzung unter verschiedenen Plasmabedingungen im Einklang mit experimentellen Ergebnissen vorherzusagen (s. Kap. 5.1.2).

Zur genaueren Beschreibung des Zerstäubungsprozesses existiert eine Reihe von numerischen Modellen und Monte-Carlo-Codes (z.B. TRIMSP [42]), die insbesondere die Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeuten vom Auftreffwinkel der Ionen berücksichtigen.

In der Randschicht eines Tokamak wird die Energie der zerstäubenden Ionen durch die Temperatur von Elektronen und Ionen bestimmt. Alle im Plasma vorhandenen Spezies tragen zur Zerstäubung bei. Für den Gesamtfluß der freigesetzten Atome einer Spezies i gilt

$$\Gamma_i^0 = \Gamma_{HD}^+ Y_{HD}^i + \sum_{j \neq i} \Gamma_j^+ Y_j^i + \Gamma_i^+ Y_i^i \quad (3-36)$$

mit Ionenflüssen Γ auf die Oberfläche und Zerstäubungsausbeuten Y für jede Kombination zwischen Projektil und Target i . Im Gleichgewicht ($\Gamma_i^0 = \Gamma_i^+$, keine Netto-Erosion oder -Deposition) folgt für die effektive Zerstäubungsausbeute α_i , das ist der freigesetzte Neutralteilchenfluß der Verunreinigungen bezogen auf den Wasserstofffluß Γ_{HD}

$$\alpha_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{HD}} = \frac{Y_{HD} + \sum_{j \neq i} \alpha_j Y_j^i}{1 - Y_i^i} \quad (3-37)$$

Dabei bezeichnet α_j den relativen Verunreinigungsfluß aller zusätzlichen Verunreinigungspezies j . Insbesondere durch den Effekt der Selbstzerstäubung mit der Ausbeute Y_i^i kann der Zufluß von Verunreinigungen dramatisch verstärkt werden. Wegen der Abhängigkeit der Ausbeuten von der Randschichttemperatur kann die Kühlung des Plasmas durch Verunreinigungsstrahlung die Freisetzung andererseits reduzieren (s. auch Kap. 3.4).

Die Energie- und Winkelverteilung $\phi(E, \theta)$ der abgestäubten Atome kann in Abhängigkeit von ihrer Energie E und dem Winkel θ zur Oberflächennormalen durch eine Thompson-Verteilung beschrieben werden [43]

$$\phi(E, \theta) dE d\theta \sim \frac{E}{(E + U_s)^3} \cos(\theta) dE d\theta \quad (3-38)$$

Diese Verteilung hat ein Maximum bei $E = U_s / 2$ und fällt für große Energien mit E^{-2} bis zur maximal übertragbaren Energie $\gamma \cdot E$ ab. Für die Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ gilt mit $E = 1/2 m \cdot v^2$:

$$f(v) dv \sim \frac{v^2}{(v^2 + v_s^2)^3} dv \quad (3-39)$$

Hier ist $v_s = (2 U_s / m)^{1/2}$ eingeführt worden.

3.3 Strahlung von Verunreinigungen in der Plasmarandschicht

Grundlage der Randschichtkühlung durch Verunreinigungsstrahlung ist eine in Bezug auf die dem Plasma zugeführte Heizleistung hinreichend hohe Strahlungsleistung P_{rad} im Randschichtplasma. Die Gesamtstrahlung der Verunreinigungen setzt sich zusammen aus Linienstrahlung der Verunreinigungen in den verschiedenen Ionisationsstufen (L), Bremsstrahlung (B) und Rekombinationsstrahlung (R)

$$P_{\text{rad}}^{\text{tot}} = P_{\text{rad}}^L + P_{\text{rad}}^B + P_{\text{rad}}^R \quad (3-40)$$

(Zur Übersicht über die Strahlungsprozesse in Plasmen siehe z.B. [44] und [45] .)

Elektronendichte n_e und -temperatur T_e sind dabei in der Randschicht eines Tokamak typisch von der Größenordnung

$$\begin{aligned} n_e &= 10^{18} - 10^{19} \text{ m}^{-3} \\ T_e &= 10^1 - 10^2 \text{ eV} \end{aligned}$$

In diesem Bereich erfolgt der überwiegende Teil der Abstrahlung durch *Linienstrahlung* [46], die sich aus den verschiedenen Strahlungsübergängen zwischen Niveaus k und i der Ionisationsstufen z zusammensetzt. Für den Emissionskoeffizienten ϵ_{ki}^z einer solchen Linie gilt

$$\epsilon_{ki}^z = \frac{1}{4\pi} n_k^z A_{ki} \Delta E_{ki} \quad (3-41)$$

n_k^z bezeichnet die Ionendichte im Ladungszustand z und Anregungszustand k , A_{ki} die Übergangswahrscheinlichkeit des Strahlungsübergangs und ΔE_{ki} die Energie des Übergangs.

Die gesamte Linienstrahlung der Verunreinigungsspezies erfolgt dann durch Summation über alle Übergänge und Ladungszustände sowie Integration über Raumwinkel und Plasmavolumen V

$$P_{\text{rad}}^L = \int_V dV \sum_z \sum_{k,i} 4\pi \epsilon_{ki}^z \quad (3-42)$$

Zur Bestimmung der Strahlungsleistung nach Gl. (3-42) muß also die Besetzung der Anregungs- und Ionisationszustände der Verunreinigungsspezies bekannt sein. Die dazu notwendigen Besetzungsmodelle sollen im folgenden Teilkapitel beschrieben werden, bevor danach Ionisationsverteilung und resultierende Linienstrahlung in der Randschicht eines Tokamak am Beispiel Kohlenstoff dargestellt werden.

3.3.1 Anregungs- und Ionisationsgleichgewicht im Randschichtplasma

Die Besetzung der verschiedenen Anregungs- und Ionisationszustände einer Verunreinigungspezies wird durch die unterschiedlichen Strahlungs- und Stoßprozesse im Plasma bestimmt:

- Emission und Absorption von Linienstrahlung
- Strahlungsrekombination und Photoionisation
- Emission von Bremsstrahlung und Absorption durch inverse Bremsstrahlung
- Stoßanregung und Stoßabregung
- Stoßionisation und Drei- Körper- Rekombination
- Dielektronische Rekombination und Autoionisation

In optisch dünnen Plasmen sind die Strahlungsprozesse der Photoabsorption, Absorption durch inverse Bremsstrahlung und Photoionisation gegenüber den entsprechenden Stoßprozessen zu vernachlässigen. Unter den Stoßprozessen dominieren Elektronenstöße aufgrund des effektiveren Energieübertrags auf die gebundenen Elektronen gegenüber Ionenstößen. Eine Ausnahme davon bilden Ladungsaustauschprozesse zwischen hochionisierten Verunreinigungen und neutralem Wasserstoff. Die Stoßrate R^c ist das Produkt aus den Teilchendichten der beteiligten Stoßpartnern und dem Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle$ des betrachteten Prozesses

$$R^c = n_e n_k^z \langle \sigma v \rangle = n_k^z C \quad (3-43)$$

wobei man C als die Stoßwahrscheinlichkeit des Prozesses bezeichnet.

Der Ratenkoeffizient ergibt sich durch Integration des entsprechenden Wirkungsquerschnitts σ über die Maxwell- Verteilung für die Geschwindigkeiten der Elektronen mit der Masse m_e

$$f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m_e v^2}{2T_e}} dv \quad (3-44)$$

Die Elektronentemperatur T_e wird in Energieeinheiten eingesetzt.

Die zeitabhängige Besetzung eines angeregten Zustands n_k^z kann dann mit Hilfe der allgemeinen Ratengleichung ermittelt werden

$$\frac{dn_k^z}{dt} = -n_k^z A_k + R_{-k}^r + R_{-k}^c - n_k^z C_{k-} \quad (3-45)$$

dabei bedeuten $A_k = \sum_{i < k} A_{ki}$ die Summe aller Übergangswahrscheinlichkeiten in tiefer liegende Niveaus durch Strahlung, R_{-k}^r die Rate für Strahlungsübergänge in das Niveau k (z.B. Strahlungsrekombination und Strahlungskaskaden aus höher liegenden Niveaus), R_{-k}^c die Rate stoßbedingter Übergänge ins Niveau k und C_{k-} die Stoßwahrscheinlichkeit für stoßbedingte Übergänge in andere Niveaus und ins Kontinuum. Für den Fall, daß sich die Plasmamparameter n_e und T_e in Zeiten groß gegenüber den atomaren Relaxationszeiten ändern, gilt für die Dichte n_k^z im stationären Zustand ($dn_k^z/dt = 0$)

$$n_k^z = \frac{R_{-k}^c + R_{-k}^r}{C_{k-} + A_k} \quad (3-46)$$

Aufgrund der Vielzahl der beteiligten Übergänge und der zur Berechnung der Raten notwendigen atomaren Daten ist die Bestimmung der Besetzungsdichten nach Gl. 3-46 im Rahmen eines solchen *Stoß-Strahlungsmodells* sehr aufwendig. Die Besetzungsmodelle vereinfachen sich jedoch beträchtlich im Grenzfall sehr hoher bzw. niedriger Elektronendichten.

Lokales thermodynamisches Gleichgewicht

In einem optisch dünnen Plasma dominieren bei sehr hohen Dichten die Stoßprozesse gegenüber den Strahlungsprozessen:

$$R_{-k}^c > R_{-k}^r; \quad C_{k-} > A_k \quad (3-47)$$

Für die atomaren Prozesse und ihre Umkehrprozesse gilt das *Prinzip des detaillierten Gleichgewichts* und die Besetzung der Anregungszustände n_k^z erfolgt nach der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{n_k^z}{n^z} = \frac{g_k^z}{U_z(T_e)} e^{-\frac{\Delta E_{k1}}{T_e}} \quad (3-48)$$

Dabei ist n^z die Gesamtdichte des Ladungszustands z , g_k^z das statistische Gewicht des Anregungszustands k , ΔE_{k1} die Energie des Zustands k und $U_z(T_e)$ die Zustandssumme des Systems.

$$U_z(T_e) = \sum_k g_k^z e^{-\frac{\Delta E_{k1}}{T_e}} \quad (3-49)$$

Das Besetzungsverhältnis zwischen zwei aufeinanderfolgende Ionisationszustände n_z und n_{z-1} ist durch die Saha- Boltzmann Gleichung gegeben

$$n_e \frac{n_{z+1}}{n_z} = 2 \frac{U_{z+1}(T_e)}{U_z(T_e)} \frac{(2\pi m_e T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{I_z}{T_e}} \quad (3-50)$$

I_z ist das Ionisationspotential des Zustands z . Korrekturen der Ionisationsenergie bei sehr hohen Dichten wurden hier vernachlässigt.

Korona- Gleichgewicht

Bei sehr niedrigen Dichten und schwachem Strahlungsfeld

$$R_{-k}^r < R_{-k}^c; \quad C_{-k} < A_k \quad (3-51)$$

sind Elektronenstoßanregung und Strahlungszerfall im Gleichgewicht, für die Besetzungsdichte n_k^z gilt das Anregungsgleichgewicht

$$n_k^z = \frac{R_{-k}^c}{A_k} \quad (3-52)$$

Aufgrund der niedrigen Elektronendichte sind die Besetzungsdichten der angeregten Zustände sehr klein. Alle Ionen befinden sich in ihrem Grundzustand 1 bzw. in einem metastabilen Zustand m, falls das betreffende Ion einen solchen besitzt. Somit kann der Emissionskoeffizient einer Linie ϵ_{kl}^z beschrieben werden als

$$\epsilon_{kl}^z = \frac{1}{4\pi} \frac{A_{kl}}{A_k} n_e n_1^z \left(\langle \sigma v \rangle_{1k}^{\alpha} + \frac{n_m^z}{n_1^z} \langle \sigma v \rangle_{mk}^{\alpha} \right) \Delta E_{kl} \quad (3-53)$$

wobei $\langle \sigma v \rangle_{1,mk}^{\alpha}$ den Ratenkoeffizienten für die Anregung in den angeregten Zustand k aus dem Grundzustand 1 bzw. einem metastabilen Zustand m durch Elektronenstoß darstellt. Für Ionen ohne metastabile Zustände kann anstelle der Grundzustandsdichte n_1^z die Gesamtdichte n^z eingesetzt werden.

Das Ionisationsgleichgewicht ist bestimmt durch Elektronenstoß- Ionisation mit Ratenkoeffizient $\langle \sigma v \rangle_z^{\text{ion}}$ sowie dielektrischer und Strahlungsrekombination mit Ratenkoeffizienten α_z^{diel} bzw. α_z^{rad} . Für das Verhältnis benachbarter Ionisationszustände $z+1$ und z gilt

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} = \frac{\langle \sigma v \rangle_z^{\text{ion}}}{\alpha_{z+1}^{\text{diel}} + \alpha_{z+1}^{\text{rad}}} \quad (3-54)$$

Damit hängt die Verteilung der Ionisationszustände nicht von der Elektronendichte, sondern allein von der Elektronentemperatur ab.

In der Plasmarandschicht sind die Voraussetzungen zur Beschreibung der Linienemission durch das Korona- Anregungsgleichgewicht (Gl. 3-53) insbesondere für Strahlungsübergänge mit hoher Übergangswahrscheinlichkeit A_{kl} wie z.B. optisch erlaubte, elektrische Dipolübergänge (E1) erfüllt. Da weiterhin im Fall von leichten Verunreinigungen, wie sie zur Strahlungskühlung im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt werden, die gesamte Linienstrahlung durch elektrische Dipolübergänge dominiert wird [47], kann die Strahlungsleistung P_{rad}^L durch

Übergänge in den Grundzustand mit Hilfe von Gl. (3-42) und (3-53) abgeschätzt werden. Unter Vernachlässigung der Besetzung von metastabilen Zuständen gilt für die durch den Strahlungsübergang $k1$ abgestrahlte Leistungsdichte

$$P_{k1}^z = n_e n^z \langle \sigma v \rangle_{1k}^{\text{ex}} \Delta E_{k1} = n_e n^z L_{k1}^z(T_e) \quad (3-55)$$

L_{k1}^z bezeichnet die sog. *Strahlungsrates* des Übergangs. Das Verzweigungsverhältnis A_{k1} / A_k kann dabei gleich eins gesetzt werden, da es für die abgestrahlte Leistung keine Rolle spielt, ob der Übergang direkt oder über eine Strahlungskaskade erfolgt. Mit Hilfe der Strahlungsraten L_{k1}^z kann nun die relative Bedeutung einzelner Übergänge ermittelt werden (s. Anhang B). Zur weiteren Diskussion sollen die Übergänge in drei Kategorien unterteilt werden:

- Resonanzlinien (E1 - Übergänge zum ersten angeregten Niveau)
- E1- Übergänge mit $\Delta n \geq 0$
- andere Übergänge (magnetische Dipolübergänge, Multipolübergänge höherer Ordnung, Interkombinationslinien)

Zur Berechnung der Strahlungsraten wird nun der Ratenkoeffizient $\langle \sigma v \rangle^{\text{ex}}$ für die Elektronenstoßanregung benötigt. Das verlangt eine quantenmechanische Berechnung des Wirkungsquerschnitts σ_{ex} , in der eine Multipolentwicklung der Streumatrix unter bestimmten Annahmen für die Wellenfunktionen der beteiligten Stoßpartner erfolgt [48]. Dann sind Näherungsformeln möglich, die die Ergebnisse numerischer Berechnungen in analytischen Ausdrücken mit Hilfe von Fitparametern beschreiben. Darüberhinaus sind semi-empirische Formeln gebräuchlich. Große Bedeutung kommt in diesem Zusammenhang der experimentellen Bestimmung von Ratenkoeffizienten und dem Vergleich mit den verschiedenen theoretischen Berechnungen zu.

Für optisch erlaubte Dipolübergänge kann der Ratenkoeffizient semi-empirisch mit Hilfe der dimensionslosen Oszillatorstärke f_{ki} ausgedrückt werden [49]

$$\langle \sigma v \rangle_{ik}^{\text{ex}} = \frac{16 \pi^{3/2}}{\sqrt{3}} f_{ki} \frac{E_H^{3/2} a_0^2 c \alpha}{\Delta E_{ki} \sqrt{T_e}} \langle \bar{g} \rangle e^{-\frac{\Delta E_{ki}}{T_e}} \quad (3-56)$$

E_H ist die Rydberg- Energieeinheit $E_H = 13,6 \text{ eV}$, $\langle \bar{g} \rangle$ der effektive Gaunzfaktor, a_0 der Bohrsche Atomradius, c die Lichtgeschwindigkeit, $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und T_e die Elektronentemperatur in eV.

In der Born- Coulomb- Approximation kann der Ratenkoeffizient $\langle \sigma v \rangle^{\text{ex}}$ von erlaubten oder verbotenen Übergängen durch folgenden Ausdruck dargestellt werden [50]

$$\langle \sigma v \rangle_{ik}^{\text{ex}} = 10^{-8} \left(\frac{E_H}{\Delta E_{ik}} \right)^{3/2} \left(\frac{I_k}{I_i} \right)^{3/2} \frac{Q_{|l_i - l_k|}}{2l_i + 1} G \left(\frac{\Delta E_{ik}}{T_e} \right) e^{-\frac{\Delta E_{ik}}{T_e}} [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] \quad (3-57)$$

I_i und I_k sind die Ionisationsenergien aus dem Zustand i bzw. k , Q ein Drehimpulsfaktor, l_i und l_k die Drehimpulsquantenzahlen der Niveaus i und k und G eine für verschiedene angeregte Niveaus in [50] tabellierte Funktion.

Ratenkoeffizienten für eine Vielzahl von Stoßübergängen in Kohlenstoff- und Sauerstoffionen sind in [51] zusammengestellt.

Die Beiträge von Strahlungskaskaden nach Ladungsaustauschprozessen zwischen hochionisierten Verunreinigungen und neutralem Wasserstoff, bei denen das Elektron vom Verunreinigungszustand in einem hochangeregten Zustand eingefangen wird, können für die Bedingungen am Tokamak TEXTOR im Vergleich zur Gesamtstrahlung nach Elektronenstoßanregung vernachlässigt werden. Bei Wasserstoffdichten in der Größenordnung 10^{16} - 10^{17} m^{-3} und Dichten der hochionisierten Verunreinigungen in der Größenordnung 10^{16} m^{-3} betragen z.B. die Strahlungsdichten nach Ladungsaustausch zwischen Neonkernen und neutralem Wasserstoff mit etwa 10^{-3} - 10^{-2} MWm^{-3} (Ladungsaustauschquerschnitt $\sigma_{CX} \sim 10^{-20} \text{ m}^2$ nach [52]) weniger als 5% der Leistungsdichte der gesamten Neonstrahlung (vergl. Resultate in Kap. 5.2).

Zur Berechnung der gesamten Strahlungsleistung P_{rad}^L einer Verunreinigungsspezies in allen Ladungszuständen z ist schließlich die Verteilung der Verunreinigungsdichten n^z in der Plasmarandschicht zu bestimmen. Sie unterscheidet sich wesentlich vom Ionisationsgleichgewicht, das im Korona-Modell nach Gl. (3-54) ermittelt werden kann. Charakteristisch für das Randschichtplasma eines Tokamak ist der Transport aus dem Plasma heraus auf Limiter bzw. Divertorplatten, wo die Ionen durch die Plasma-Wandwechselwirkung neutralisiert werden und verloren gehen (s. Kap. 3.1). Durch diesen Transport ist die räumliche Verteilung der Ionisationsstufen z nicht wie im Falle des Korona-Ionisationsgleichgewichts nur von T_e abhängig. Bei der Bestimmung der Ionendichteprofile kann innerhalb der Separatrix aufgrund der geschlossenen magnetischen Flußflächen mit konstantem Druck in erster Näherung poloidale und toroidale Symmetrie angenommen werden. Dann wird die Verteilung der Ionisationszustände z in Zylindergeometrie durch miteinander gekoppelte Kontinuitätsgleichungen in Abhängigkeit von den lokalen Werten der Elektronendichte und -temperatur beschrieben werden (siehe z.B. [53]). Dabei sind auch Ladungsaustauschreaktionen mit neutralem Wasserstoff der Dichte n_H^0 zu berücksichtigen.

$$\frac{\partial n^z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma^z) = n_e \left(n^{z-1} \langle \sigma v \rangle_{z-1}^{\text{ion}} + n^{z+1} \alpha_{z+1} - n^z (\langle \sigma v \rangle_z^{\text{ion}} + \alpha_z) \right) + n_H^0 \left(n^{z+1} \langle \sigma v \rangle_{z+1,z}^{\text{CX}} - n^z \langle \sigma v \rangle_{z,z-1}^{\text{CX}} \right) \quad (3-58)$$

Die Quellen und Senken für den Ladungszustand z auf der rechten Seite der Gl. (3-58) durch Ionisation, Rekombination und Ladungsaustausch werden mithilfe der Ratenkoeffizienten für Ionisation durch Elektronenstoß $\langle \sigma v \rangle_z^{\text{ion}}$, Rekombination α_z^{ion} und Ladungsaustausch $\langle \sigma v \rangle_z^{\text{CX}}$ bestimmt.

Der Ratenkoeffizient für Ionisation aus dem Grundzustand durch Elektronenstoß kann beschrieben werden als [50]

$$\langle \sigma v \rangle_z^{\text{ion}} = 10^{-8} \left(\frac{E_H}{I_z} \right)^{3/2} \frac{Q_i}{2l_i + 1} G_i \left(\frac{I_z}{T_e} \right) e^{-\frac{I_z}{T_e}} \text{ [cm}^3 \text{s}^{-1}] \quad (3-59)$$

Dabei ist I_z die Ionisationsenergie aus dem Grundzustand, Q_i und G_i sind analog zu Gl. (3-57) definiert und in [50] aufgeführt. Eine Übersicht über Ratenkoeffizienten für Ionisation aus dem Grundzustand für Elemente bis $Z = 28$ in allen Ionisationsstufen gibt [54]. Der Ratenkoeffizient für die Rekombination setzt sich aus Strahlungsrekombination [55] und dielektronischer Rekombination [56] zusammen. Eine Zusammenstellung der Rekombinationsraten für verschiedene Elemente bis $Z = 28$ findet man in [57]. Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten für Ladungsaustauschprozesse sind in [58], [59] und [52] zu finden.

Teilchenverluste durch Transport zu den Limitern bzw. Divertorplatten in der Abschälschicht bestimmen die Randbedingung zu Gl. (3-58): Bei gegebener Abfalllänge λ_z der Ionendichte in der Abschälschicht gilt für die Dichtegradianten des Ionisationszustands z an der Separatrix ($r=a$)

$$\frac{\partial n^z(a)}{\partial r} = \frac{n^z(a)}{\lambda_z} \quad (3-60)$$

Das durch Lösung von Gl. (3-58) bestimmte Ionisationsgleichgewicht wird als *Transportgleichgewicht* bezeichnet. Ein Vergleich der resultierenden Ionisationsverteilung mit dem Korona-Modell kann durchgeführt werden, wenn der Teilchentransport global mit Hilfe der Teilcheneinschlußzeit τ_z charakterisiert (vergl. Teilchenbilanz in Kap. 3.1) und statt des Divergenzterms für die Teilchenflüsse in die Kontinuitätsgleichung eingeführt wird [60]. Für die Besetzung benachbarter Ionisationszustände gilt dann analog zu Gl. (3-54) unter Vernachlässigung von Ladungsaustauschprozessen

$$\frac{n^{z-1}}{n^z} = \frac{\alpha_z + \frac{1}{n_e \tau_z}}{\langle \sigma v \rangle_{z-1}^{\text{ion}}} \quad (3-61)$$

Die Abweichung vom Korona-Ionisationsgleichgewicht wird durch das Verhältnis der Einschlußzeit τ_z und der Rekombinationszeit $\tau_{\text{Rek}} = (n_e \alpha_z)^{-1}$ bestimmt. Die Einschlußzeit innerhalb der Separatrix läßt sich mit Hilfe des Diffusionskoeffizienten $D_\perp$ und einer Schicht der Dicke d_z , in der sich die Ionen des Zustands z aufhalten, als $\tau_z \approx d_z^2/D_\perp$ abschätzen [61].

Beispiel: Einfach geladene Kohlenstoffionen (C II), $n_e = 1,0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ eV}$,
 $d_z = 0,04 \text{ m}$, $D_\perp = D_{\text{Bohm}}(10 \text{ eV}, 2,25 \text{ T}) = 1,4 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$
 $\Rightarrow$ Rekombinationszeit τ_{Rek} [57] = $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ s}$ / Einschlußzeit $\tau_z = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$

Insbesondere für niedrige Ionisationsstufen am Plasmarand ist Rekombination gegenüber dem Transport senkrecht zu den Feldlinien zu vernachlässigen. Im Zentrum von magnetisch eingeschlossenen Plasmen, wo die Teilcheneinschlußzeit größer ist, kann hingegen die Ionisationsverteilung durch die Korona-Ionisationsverteilung beschrieben werden [62].

3.3.2 Ionisationsverteilung und Linienstrahlung am Beispiel Kohlenstoff

Zur Illustration der im vorherigen Kapitel dargestellten Zusammenhänge soll die Verteilung der unterschiedlichen Ionisationszustände und die resultierende Linienstrahlung am Beispiel Kohlenstoff für das Randschichtplasmas des Tokamaks TEXTOR (s. Kap. 4.1) beschrieben werden. Kohlenstoff ist gewählt worden, weil eine besonders umfangreiche Sammlung von Ratenkoeffizienten zur Bestimmung der Strahlungsraten L_{λ}^z zur Verfügung steht [51]. Verteilung auf die einzelnen Ionisationsstufen z und Beitrag der verschiedenen Kategorien von Strahlungsübergängen ist jedoch typisch für die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten leichten Verunreinigungen. Bei der Berechnung der Strahlungsverluste ist es sinnvoll, sich auf den Bereich geschlossener Magnetfeldlinien innerhalb der Separatrix zu beschränken, weil in der Abschältschicht durch den schnellen Transport zu den Wandelementen die Aufenthaltszeit $\tau_z^I \approx L_c/c$, kurz gegenüber der Aufenthaltszeit im magnetisch eingeschlossenen Plasma und der Beitrag zur Gesamtstrahlung demzufolge klein ist.

Die Verteilung der einzelnen Ionisationszustände z über den Radius r des Plasmas wird durch Erweiterung des einfachen Diffusionsmodells (s. Kap. 3.1) wie folgt bestimmt:

Die Profile der Elektronendichte sind als Resultate einer eindimensionalen selbstkonsistenten Modellierung des Wärme- und Teilchentransports für typische Bedingungen im Plasma des Tokamak TEXTOR unter Berücksichtigung von Verunreinigungsstrahlung (Transportcode RITM [28]) vorgegeben. Die im einfachen Diffusionsmodell berechneten Ionendichten können dann direkt mit den Ergebnissen des Transportcodes verglichen werden. Die Gesamtdichte der betrachteten Verunreinigungsspezies $n_i = \sum_z n_i^z$ mit Kernladung Z ist im Diffusionsmodell bei gegebenem Neutralteilchenfluß allein durch die Eindringtiefe der Atome bestimmt. Die Neutralteilchen starten an der Separatrix ($r=a$) mit einer von der Art der Plasma-Wand-Wechselwirkung abhängenden Geschwindigkeit v_0 (s. Kap. 3.2). Die Atome ins Plasma verfolgend wird an jedem Ort r eine lokale Ionisationszeit $\tau_i(r) = (n_e(r) \langle \sigma v \rangle_{ion}(T_e(r)))^{-1}$ berechnet. Wenn die *lokale* Ionisationslänge $\lambda_i(r) = \tau_i(r) / v_0$ dem halben Abstand $|a - r|$ entspricht, werden die Atome als ionisiert angenommen, $|a - r|$ ist dann ihre Eindringtiefe. Die Energie der ins Plasma startenden Kohlenstoffatome ist mit 3 eV als Mittelwert für die Energie von zerstäubten Kohlenstoffatomen (vergl. Kap. 3.2.4) abgeschätzt worden. Unter diesen Bedingungen beträgt die Eindringtiefe der Atome 2 cm.

Analog dazu haben die nachfolgenden Ionisationszustände mit Ladung z diskrete Quellen an Orten r_z . Von dort aus diffundieren sie nach innen, bis sie ionisiert sind, und nach außen in die Abschältschicht über die Strecke $(a + \lambda_{sol} - r_z)$. Die Dichteverteilung der Ionen im Zustand z bildet damit ein Dreieck. Rekombination von Ionen wird in dieser Abschätzung vernachlässigt. Die Orte r_z werden sukzessiv berechnet, indem vom Ort r_{z-1} aus die lokale Ionisationszeit für jeden Ort r bestimmt und entsprechend der diffusiven Natur des Transports mit Hilfe eines vorgegebenen Diffusionskoeffizienten D_1 (z.B. Bohm-ähnlich, vergl. Kap. 3-1) eine lokale Ionisationslänge $\lambda_i^z = (D_1 \tau_i)^{1/2}$ berechnet wird. Die Quelle des Zustands z ist dann am Ort $r = r_z$, falls die lokalen Ionisationslänge dem halben Abstand $|r_{z-1} - r_z|$ entspricht. Mit dem willkürlich eingeführten Faktor zwischen lokaler Ionisationslänge und Abstand zum nächstniedrigeren Quellort lassen sich die Maxima der aufeinander folgenden Zustände entlang der Radiusachse verschieben, die relativen Dicken der Ionenschalen sind jedoch nur durch die Ionisationsenergien der einzelnen Stufen bestimmt.

Die maximale Dichte der Ionen im Zustand z , $n_{\max}^z(r_z)$, wird aus der Bedingung $n_i = \sum_z n_i^z$ bestimmt, indem bei der höchsten Ionisationsstufe $z = Z$ beginnend an jedem Quellort r_z die Dichten der Ionen höherer Ladung subtrahiert werden

$$n_{\max}^z(r_z) = \sum_{i=1}^Z n_i^z - \sum_{i=z+1}^Z n_{\max}^i \left(1 - \frac{|r_i - r_z|}{|a + \lambda_{\text{SOL}} - r_z|} \right) \quad (3-62)$$

Dichteverteilung der Ionisationsstufen

Das Ergebnis einer solchen Rechnung ist für das Beispiel Kohlenstoff ($Z=6$) in Abb. 3-4 a) zu sehen. Aus der Abfolge der Ionisationsstufen und der Lage der Maxima ist die Schalenstruktur des Kohlenstoffatoms ersichtlich. Die ersten vier Ionisationszustände folgen dicht aufeinander entsprechend der relativ niedrigen Ionisationsenergien des neutralen Kohlenstoffs ($I=11$ eV), des Bor-ähnlichen ($I=24$ eV), Beryllium-ähnlichen ($I=48$ eV) und Lithium-ähnlichen ($I=65$ eV) Ionisationszustands. Die höheren Ionisationsenergien von Helium-ähnlichem ($I=392$ eV) bzw. Wasserstoff-ähnlichem Kohlenstoff ($I=490$ eV) äußern sich in einer breiteren Verteilung dieser Ionen und einem weiter zum Plasmazentrum hin verschobenen Maximum.

Für dieselben Elektronendichte- und -temperaturprofile des Hintergrundplasmas ist in Abb. 3-4 b) die Dichteverteilung der Ionisationszustände des Kohlenstoffs dargestellt, wie sie sich durch numerische Lösung der Kontinuitätsgleichungen (Gl. 3-58) an jedem Ort r durch den RITM-Code ergeben. Auch in diesem Fall ist der Fluß Γ_z als rein diffusiv angenommen, Rekombination der Ionen ist jedoch berücksichtigt worden. Es zeigt sich, daß die qualitative Übereinstimmung recht gut ist und sowohl die Lage der Maxima als auch deren Höhe bereits durch das stark vereinfachte Diffusionsmodell mit diskreten Quellen richtig wiedergegeben werden.

Zum Vergleich ist in der Abb. 3-4 b) (gepunktete Linien) zusätzlich die Verteilung der von RITM bestimmten Gesamtdichte $\sum n^z$ auf die verschiedenen Ionisationszustände im *Korona-Ionisationsgleichgewicht* (kein Transport, $\tau_z = \infty$) angegeben. In diesem Fall existieren bei einer Elektronentemperatur von $T_e = 14$ eV an der Separatrix keine Kohlenstoffionen mit $z < 4$. Im Transportgleichgewicht gelangen also Ionisationszustände in Temperaturbereiche, in denen sie im Korona-Ionisationsgleichgewicht nicht mehr existieren.

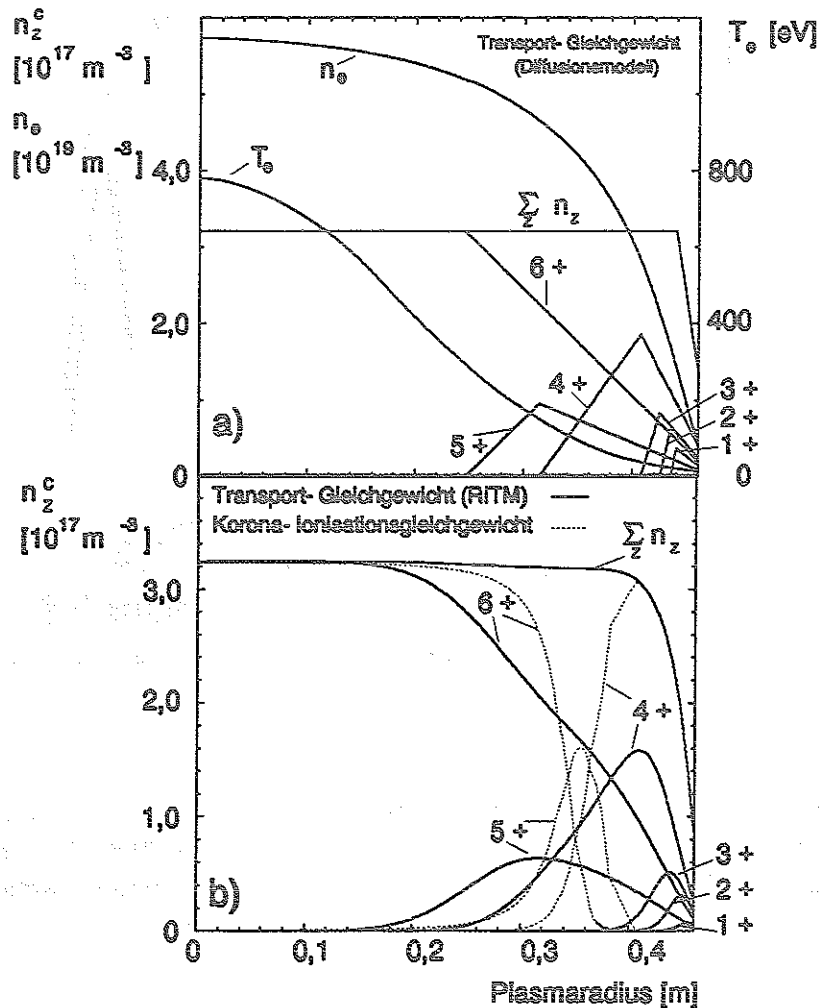


Abb. 3-4 Radiale Verteilung der Ionisationszustände von Kohlenstoff: a) vereinfachtes Diffusionsmodell, b) numerische Berechnung mit dem RITM-Code

Radiale Strahlungsprofile und Beiträge der einzelnen Ionisationszustände und der verschiedenen Strahlungsübergänge zur Gesamtstrahlung

Die Linienstrahlung der Ionisationsstufen C^{1+} - C^{5+} ist für die in Abb. 3-4 b) dargestellten Dichteprofile nach Gl. (3-55) berechnet worden. Abb. 3-5 zeigt die Profile der Strahlungsleistungsdichte für Strahlungsraten L^2 mit Beiträgen aller Übergänge, der optisch erlaubten Dipolübergänge und der Resonanzübergänge allein (s. Anhang B zur Auswahl der Übergänge).

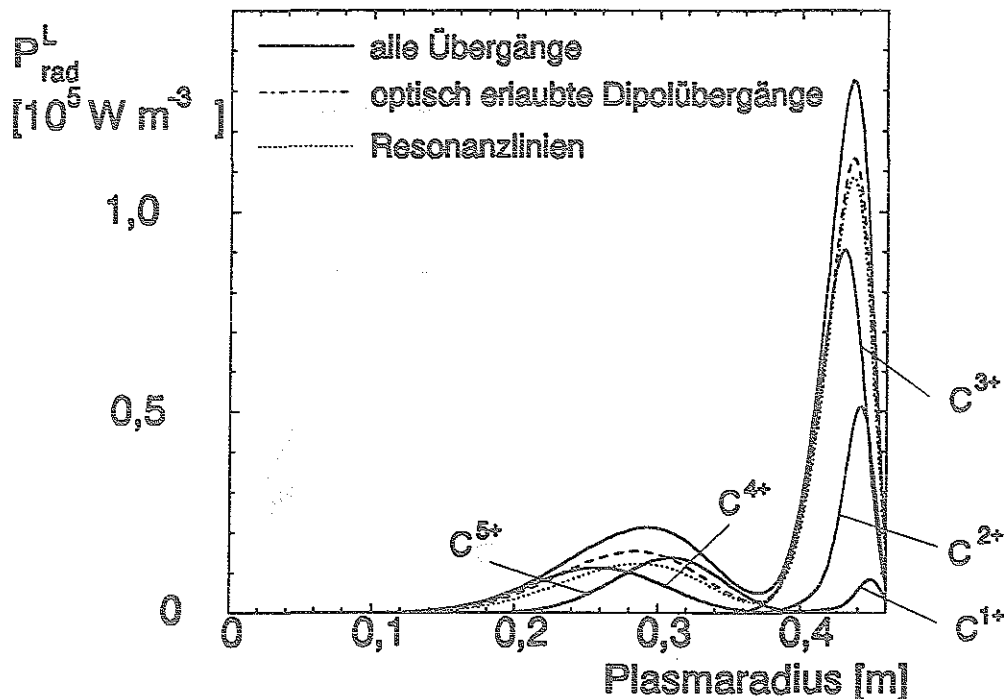


Abb. 3-5 Radiale Verteilung der Strahlungsleistungsdichten für die Ionisationszustände von Kohlenstoff

Das Profil der Gesamtstrahlung zeigt ein am Plasmarand bei $r = 43$ cm lokalisiertes Maximum, wo sich die Lithium-ähnlichen Ionen befinden. Zur Mitte hin fällt es dann steil ab, der Beitrag der Helium- und Wasserstoff-ähnlichen Ionisationszustände ist deutlich geringer. Dabei machen die optisch erlaubten Dipolübergänge bereits einen Großteil der Strahlung aus.

Zur weiteren quantitativen Beschreibung der einzelnen Beiträge sind in Tab. 3-1 die durch Integration der entsprechenden Profile berechneten Strahlungsleistungen in den einzelnen Ionisationszuständen z und für die verschiedenen Übergänge aufgeführt.

Ladungs- zustand	Strahlung durch Reso- nanzlinien	Strahlung durch optisch erlaubte Dipol- Übergänge	Strahlung aller Übergänge (erlaubt und verboten)	Strahlung aller Übergänge für Ionenvertei- lung nach Korona- Ioni- sationsgleich- gewicht
$z = 1$ (B- ähnlich)	1,4 kW	4,7 kW	6,3 kW	10^{-3} kW
$z = 2$ (Be- ähnlich)	34,9 kW	34,9 kW	44,7 kW	0,1 kW
$z = 3$ (Li- ähnlich)	90,0 kW	93,3 kW	106,6 kW	3 kW
$z = 4$ (He- ähnlich)	11,9 kW	13,9 kW	27,3 kW	9 kW
$z = 5$ (H- ähnlich)	16,9 kW	21,9 kW	23,7 kW	12 kW
$\sum z$	155,0 kW	168,6 kW	208,4 kW	24,1 kW

Tab. 3-1 Beiträge der einzelnen Ladungszustände und Strahlungsübergänge von Kohlenstoff zur Gesamtstrahlung

Die Strahlung durch Resonanzübergänge trägt zu 75% zur Gesamtstrahlung bei, unter Berücksichtigung aller optisch erlaubter Dipolübergänge dieser Auswahl erhält man 80%. Ein Vergleich der Strahlungsleistung für die verschiedenen Ionisationsstufen (alle Übergänge) zeigt, daß die Li- und Be- ähnlichen Ionen den dominierenden Beitrag leisten (zusammen etwa 73% der Gesamtstrahlung). Obwohl sich weitaus mehr Ionen in den höher ionisierten Stufen C^{4+} (He- ähnlich) und C^{5+} (H- ähnlich) befinden - die Zahl dieser Ionen ist etwa 5 mal größer als die der Li- und Be- ähnlichen Ionen -, tragen diese zur Strahlung weniger als 25% bei. Diese Tatsache läßt sich durch eine einfache Abschätzung nachvollziehen, die die enge Verknüpfung von Strahlung und Transport in der Randschicht aufzeigt [63]:

Im oben dargestellten vereinfachten Diffusionsmodell für den Verunreinigungstransport entspricht die Transportzeit der Ionen τ_z ihrer mittleren Ionisationszeit $\langle \tau_i \rangle$ in dem radialen Bereich, in dem sie sich aufhalten. Die während der Lebensdauer eines Ionisationszustands abgestrahlte Energie E_{tot}^z ist also das Produkt aus Dichte der Strahlungsleistung eines Ions $\Sigma_z P_{kl}^z$ (vergl. Gl. (3-55)) pro Dichte des Ions n^z und aus Ionisationszeit τ_i .

$$E_{\text{tot}}^z = \frac{\sum_k P_{ki}^z}{n^z} \tau_i = \frac{\sum_k \Delta E_{ik} \langle \sigma v \rangle_{ik}^{\text{ex}}}{\langle \sigma v \rangle_z^{\text{ion}}} \quad (3-63)$$

Beschränkt man sich nun auf einen Übergang (z.B. die Resonanzlinie), läßt sich das Verhalten von E_{tot}^z mit Hilfe der Born- Coulomb- Ratenkoeffizienten für Anregung und Ionisation (Gl. (3-57) und (3-59)) unter Vernachlässigung der schwachen Variation der Gauntfaktoren abschätzen als

$$E_{\text{tot}}^z \propto \frac{I_k^{3/2}}{\Delta E_{ik}^{1/2}} e^{-\frac{I_k}{T_s}} \quad (3-64)$$

Dabei bezeichnet I_k die Ionisationsenergie aus dem oberen Niveau k des betrachteten Übergangs. Gl. (3-64) zeigt, daß diejenigen Ionisationszustände einen großen Beitrag zur abgestrahlten Energie leisten, bei denen die Anregungsenergie der wichtigsten Strahlungsübergänge klein ist gegenüber der Ionisationsenergie aus dem angeregten Zustand.

Das ist insbesondere für den Resonanzübergang Li- ähnlicher Ionen ($2s-2p$) der Fall, für He- und H- ähnliche Ionisationszustände ist demgegenüber die Anregungsenergie für $1s-2p$ - Übergänge sehr groß. Abb. 3-6 zeigt im Vergleich die Energieniveaus für Li- und H- ähnlichen Kohlenstoff und illustriert die für hohe Strahlung günstigere Konfiguration des Li- ähnlich Zustands.

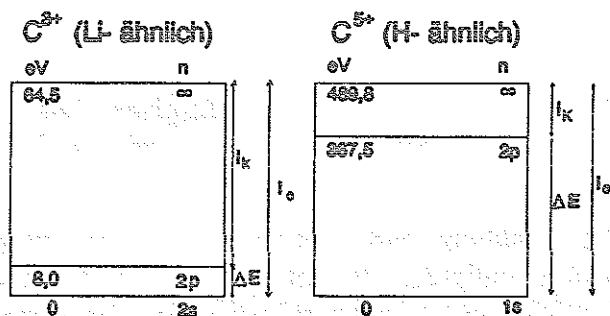


Abb. 3-6 Energieniveaus von C^{3+} und C^{5+}

Der Beitrag zur Gesamtstrahlung ist somit für die höchsten Ionisationsstufen reduziert. Auch für die niedrigsten Ionisationsstufen nimmt er dann wieder ab, weil aufgrund der niedrigen Ionisationsenergien die Ionisationszeit sehr kurz ist.

Gleichung (3-64) weist noch auf eine weitere wichtige Abhängigkeit der abgestrahlten Energie hin. Mit abnehmender Elektronentemperatur nimmt die Strahlung wegen der anwachsenden Ionisationszeit stark zu. Berücksichtigt man, daß die Strahlungsleistung als Senke in die Energiebilanz des Plasmas eingeht und damit die resultierenden Temperaturen erniedrigt, so wird die nicht-lineare Verknüpfung der Prozesse deutlich. Die Verstärkung des Kühlungseffektes durch weitere Absenkung der Randschichttemperaturen birgt dabei die Gefahr thermischer Instabilitäten, was im Kap. 3.4 noch weiter diskutiert werden wird.

Im Fall von Kohlenstoff ist der Einfluß des Transports auf die Strahlung besonders groß, wie ein Vergleich mit den Strahlungsleistungen im Korona- Ionisationsgleichgewicht (Ionisationsverteilung in Abb. 3-4 b), gepunktete Linien) in der letzten Spalte von Tabelle Tab. 3-1 zeigt. Da die stark strahlenden Ionisationszustände C^{2+} und C^{3+} bei einer Temperatur von 14 eV an der letzten geschlossenen Flußfläch ($r = 46$ cm) nicht mehr existieren, wird die durch Linienstrahlung abgestrahlte Gesamtleistung auf ein Neuntel der Strahlungsleistung reduziert, die für das transportdominierte Ionisationsgleichgewicht berechnet wurde.

Charakterisierung der Gesamtstrahlung mit Hilfe des Strahlungspotentials

Die Gesamtstrahlung einer Teilchenspezies kann mit Hilfe des *Strahlungspotentials* E_{rad} charakterisiert werden [10]. Diese Größe beschreibt die insgesamt durch ein Verunreinigungszion während seiner Aufenthaltszeit τ_p im Plasma abgestrahlte Energie und beinhaltet damit sowohl die Strahlungsprozesse als auch den Transport der Verunreinigung in allen Ionisationsstufen z .

$P_{\text{rad}}^{\text{tot}}$ ist die Gesamtstrahlung aller N_{tot}^i Verunreinigungen der betrachteten Spezies. Im Gleichgewicht $d N_{\text{tot}}^i / d t = 0$ kann das Strahlungspotential auch durch den gesamten Neutralteilchenfluß in das Plasma Γ_0 ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} E_{\text{rad}} &= \frac{P_{\text{rad}}^{\text{tot}} \tau_p}{N_{\text{tot}}^i} \\ &= \frac{P_{\text{rad}}^{\text{tot}}}{\Gamma_0} \end{aligned} \quad (3-65)$$

Da die Gesamtstrahlung $P_{\text{rad}}^{\text{tot}} = \int dV \sum_z n_i^z n_e L^z(T_e)$ von den Profilen der Elektronendichte und -temperatur abhängt, wird das Strahlungspotential auch durch den Wärme- und Teilchentransport des Hintergrundplasmas bestimmt. E_{rad} ist die Summe der abgestrahlten Energien in allen Ionisationszuständen z , die Temperaturabhängigkeit entspricht daher dem in Gl. (3-64) beschriebenen Verhalten. Da die Einschlußzeit der Verunreinigungen durch die Eindringtiefe der Neutralteilchen bestimmt ist (vergl. Diffusionsmodell Kap. 3.1 und Gl. (3-21)), ist vor allem die Temperatur an der Separatrix für die Höhe des Strahlungspotentials maßgebend. Darüberhinaus hängt die Eindringtiefe von der Geschwindigkeit der Neutralteilchen ab, so daß auch die Natur der Plasma- Wand- Wechselwirkung und der Freisetzungsmechanismen von Verunreinigungen einen Einfluß auf das Strahlungspotential hat (vergl. Kap. 3.2).

Das Strahlungspotential beinhaltet alle physikalischen Prozesse, die im Konzept der Randschichtkühlung durch Verunreinigungsstrahlung wichtig sind, und bietet sich damit zur Charakterisierung der verschiedenen Verunreinigungsspezies hinsichtlich ihrer Eignung zur Strahlungskühlung an. Nach Gl. (3-65) läßt sich das Strahlungspotential als integrale Größe experimentell aus der Messung der Gesamtstrahlung und der Neutralteilchenflüsse am Rand bestimmen.

3.4 Einfluß der Verunreinigungsstrahlung auf die Teilchen- und Energiebilanz der Plasmarandschicht

Die bisher dargestellten Prozesse des Teilchen- und Wärmetransports, der Verunreinigungs-freisetzung und Verunreinigungsstrahlung sowie ihre Abhängigkeit von bzw. Auswirkung auf die Plasmaparameter Elektronentemperatur und Elektronendichte bilden ein komplexes physikalisches System mit stark nichtlinearen Wechselwirkungen. Diese können zur Dämpfung von dynamischen Prozessen, aber auch zu deren Verstärkung führen bis hin zur Instabilität des Plasmas. Für die Beschreibung des Plasmas durch numerische Modelle bedeutet dies, daß die Einbeziehung von Verunreinigungen in die Berechnung des Teilchen- und Wärmetransports in *selbstkonsistenter* Weise erfolgen muß, d.h. Berücksichtigung aller durch die Anwesenheit von Verunreinigungen begründeten Terme in den Bilanzgleichungen des Hintergrundplasmas (Wasserstoffionen und Elektronen) und Bestimmung der Teilchen- und Wärmefflüsse in Abhängigkeit von Temperaturen und Dichten sowie den Teilchen- und Wärmetransportkoeffizienten (vergl. Kap. 3.1).

Abb. 3-7 soll die einzelnen Prozesse und ihre wechselseitigen Abhängigkeiten verdeutlichen.

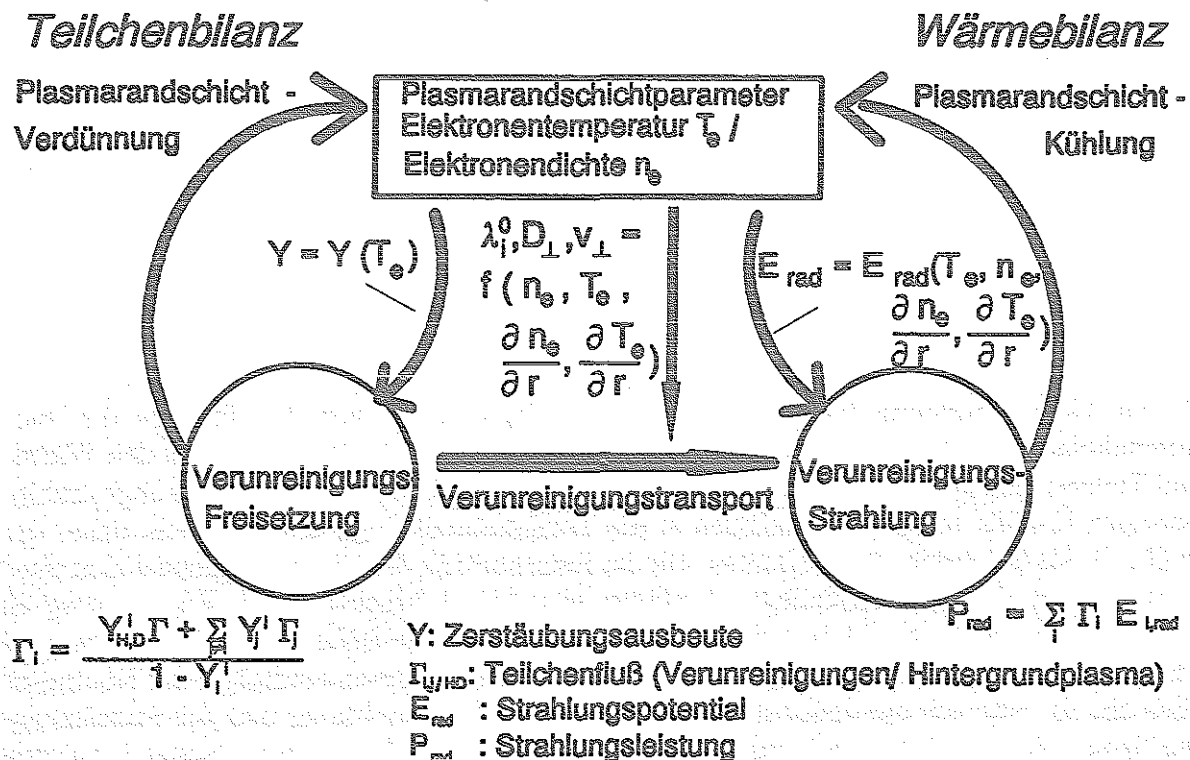


Abb. 3-7 Nichtlineare Wechselwirkung zwischen den verschiedenen physikalischen Prozessen in der Plasmarandschicht

Die in die Teilchen- und Energiebilanz eingehenden Teilchen- und Wärmefflüsse sind von Elektronendichte und -temperatur abhängig. Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e sowie deren Gradienten bestimmen aber auch die verschiedenartigen physikalischen Prozesse:

Im Fall von haftenden Verunreinigungen ist die *Verunreinigungsfreisetzung* von der Zerstäubungsausbeute Y abhängig (vergl. Kap. 3.2.4), die durch die Energie der zerstäubenden Ionen und damit von der Temperatur des Plasma vor der Materialoberfläche bestimmt ist. Die durch Verunreinigungen bewirkte *Strahlung* ist durch Stoßprozesse mit Elektronen und das Strahlungspotential damit durch die Elektronentemperatur bestimmt (vergl. Kap. 3.3.2, insbesondere Gl. (3-64)).

Der *Verunreinigungstransport* (charakterisiert durch Transportparameter $D_{\perp}$ und $v_{\perp}$) und die Eindringtiefe der neutralen Verunreinigungen ins Plasma λ_i^0 , die die Verteilung der freigesetzten Verunreinigungen im Plasma bestimmen, sind durch Elektronentemperatur und -dichte sowie deren Gradienten beeinflusst (s. Kap. 3-1, Gl. (3-21)).

Ionisierte Verunreinigungen tragen wiederum als Quellterm zur Elektronendichte bei und verdrängen bei gegebenem Plasmadruck die Wasserstoffionen des Hintergrundplasmas (s. Kap. 2). Die Strahlung P_{rad} der Verunreinigungen ist eine Senke in der Energiebilanz der Elektronen und reduziert deren Temperatur. Unterschiedliche Elektronen- und Ionentemperaturen führen zu einer Leistungsübertragung durch Stöße von der heißeren auf die kältere Spezies, wodurch sich bei hohen Dichten Elektronen- und Ionentemperaturen angleichen.

Abgesehen von der 1-dim. Modellierung des Teilchen- und Wärmetransport innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche mit Hilfe numerischer Transportmodelle wie dem RITM-Code können die nichtlinearen Zusammenhänge in der Plasmarandschicht bereits in einem vereinfachten 0-dim. Modell studiert werden, das die Elektronendichte und -temperatur an der Separatrix (im Staupunkt, vergl. Kap. 3.1) aus der Teilchen- und Energiebilanz berechnet [64] [65]. Dabei werden vereinfachend die Dichte und Temperaturen von Elektronen und Ionen gleichgesetzt. Die Flüsse senkrecht zum Magnetfeld aus dem eingeschlossenen Plasma heraus werden mit den konvektiv auf die Limiteroberfläche strömenden Flüsse gleichgesetzt.

Unter der Annahme, daß die Strahlung durch Verunreinigungen P_{rad} in der Hauptsache innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche erfolgt, wird der gesamte Wärme fluß ϕ_q in die Abschälschicht bei gegebener Heizleistung P_{in} und Oberfläche A_{LCFS} des torusförmigen Plasmas an der letzten geschlossenen Flußfläche beschrieben durch

$$\phi_q = P_{in} - P_{rad} = P_{in} - \phi_T \sum_i \alpha_i E_{rad}^i \quad (3-66)$$

Die Strahlung wird mit Hilfe des Strahlungspotentials E_{rad} bestimmt, wobei über alle Verunreinigungsspezies i summiert wird. Die aus 1-dim. Modellrechnungen [RITM] oder dem Experiment für das vorgegebene Transportverhalten entnommen Werte für E_{rad} sind dabei in Abhängigkeit von der Randschichttemperatur $T_e(a)$ gegeben. Damit sind die durch radialen Transport bedingten Effekte im Hinblick auf die Strahlung näherungsweise berücksichtigt. Die Verunreinigungsflüsse ins Plasma werden als Bruchteil α_i des gesamten Wasserstoffflusses ϕ_T ausgedrückt. Für rezyklierende Verunreinigungen (vergl. Kap 3.2.1) ist der Bruchteil vorgegeben, für haftende Verunreinigungen wird er mit Hilfe eines Zerstäubungsmodells nach Gl. (3-37) unter Berücksichtigung aller auf den Limiter aufströmenden Ionenspezies in Abhängigkeit von der Randschichttemperatur berechnet (s. Anhang A). ϕ_q

wird mit dem konvektiven Wärmefluß zum Limiter gleichgesetzt, der durch die parallele Wärmeflußdichte $q_{\parallel}$ nach Gl. (3-28) in Verbindung mit Gl. (3-23) (Ionenschallgeschwindigkeit) am Limiter, der Abschälsschichtdicke λ_q , der poloidalen Ausdehnung w des Limiters und dem Wärmetransmissionskoeffizienten δ berechnet wird.

Die Teilchenbilanz ergibt sich aus dem Gleichsetzen des Teilchenflusses $\phi_r = N/\tau_p$ aus dem Plasma in die Abschälsschicht mit dem parallelen Teilchenfluß zum Limiter. Dabei ist N die vorgegebene Gesamtzahl der Teilchen und τ_p die aus dem einfachen Diffusionsmodell nach Gl. (3-22) bestimmte Teilcheneinschlußzeit sind, mit dem konvektiven Teilchenfluß zum Limiter (mit Abschälsschichtdicke λ_r und poloidaler Breite w). Auch τ_p ist wegen der Temperaturabhängigkeit des Ionisationsratenkoeffizienten und des Diffusionskoeffizienten im Fall einer Bohm-Skalierung (s. Kap. 3.1) eine Funktion von $T_e(a)$.

Aus Teilchen- und Energiebilanz ergeben sich zwei unabhängige implizite Gleichungen für $T_e(a)$ und $n_e(a)$ im Staupunkt, aus denen das Lösungspaar n_e/T_e numerisch bestimmt werden kann.

$$\frac{N}{\tau_p(T_e)} = n_e \sqrt{T_e} \sqrt{\frac{2}{m_i}} \lambda_r w \quad (3-67)$$

$$P_{in} - \frac{N}{\tau_p(T_e)} \sum_i \alpha_i(T_e) E_{rad,i}(T_e) = n_e T_e^{3/2} \delta \sqrt{\frac{2}{m_i}} \lambda_q w \quad (3-68)$$

Obwohl in dieses Modell viele vereinfachende Annahmen eingehen und insbesondere die Strahlung mit dem aus 1-dim. Rechnungen oder dem Experiment entnommenen Strahlungspotential nicht selbstkonsistent berechnet wird, können das Verhalten von Randschichttemperatur und -dichte bei Variationen der äußeren Parameter N und P_{in} für vorgegebene Geometrie und verschiedene Verunreinigungen im Einklang mit bestimmten experimentellen Ergebnissen vorhergesagt und so einige nicht-lineare Effekte verdeutlicht werden (s. Kapitel 5).

4. Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst das Jülicher Tokamakexperiment TEXTOR vorgestellt, an dem die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente durchgeführt worden sind. Im Anschluß daran werden die Diagnostiken beschrieben, die zur Beobachtung der verschiedenartigen physikalischen Prozesse genutzt worden sind. Zum Abschluß werden die zur Verunreinigungszufuhr und -kontrolle von Neon und Silizium verwandten Techniken dargestellt.

4.1 Der Tokamak TEXTOR

Das Jülicher Tokamakexperiment TEXTOR (Tokamak Experiment for Technology Oriented Research) [66] wurde im Jahr 1981 mit dem Ziel in Betrieb genommen, die physikalischen Prozesse der Plasma- Wand- Wechselwirkung zu studieren. Dazu wurden ein besonders guter Zugang für Diagnostiken zur Plasmarandschicht und die Möglichkeit zur aktiven Optimierung der Wand und Plasmarandschicht geschaffen.

Der Tokamak TEXTOR besitzt ein Vakuumgefäß mit einem großen Torusradius von 1,75m, das von 16 Toroidalfeldspulen umgeben ist. Darüberhinaus ist TEXTOR mit einem auswechselbaren und auf 600° heizbaren inneren Torus aus Edelstahl (Liner) ausgestattet. Zur Plasmabegrenzung existieren drei Limitersysteme aus Graphit [33], mit deren Hilfe der kleine Plasmaradius (die radiale Position der letzten geschlossenen Flußfläche) von $r = 0,488$ m bis $r = 0,40$ m variiert werden kann:

Der *toroidale PumpLIMITER ALT II* [67], der aus acht Blättern mit einer Gesamtlänge von 12 m besteht, die sich einzeln auf verschiedene radiale Positionen setzen lassen. Mit Hilfe von Turbopumpen können dadurch neutraler Wasserstoff sowie Verunreinigungsatome wie Neon und Helium aus dem Teilchenkreislauf entfernt werden.

Drei *poloidale HauptLIMITER* von je 0,25 m poloidalem Umfang, die sich oben, außen und unten am Vakuumgefäß befinden, und wie der ALT II - LIMITER jeweils in radialer Richtung beweglich sind.

Ein *innerer SchutzLIMITER* ("Bumper"- LIMITER), der sich auf der Innenseite des Torus auf einem festen Radius von $r = 0,488$ m befindet und dort die Metallwände vor dem Kontakt mit dem Plasma schützen soll.

Weiterhin ist TEXTOR mit einem TestLIMITER aus Graphit sowie einer Limiterschleuse ausgestattet, durch die weitere TestLIMITER aus verschiedensten Materialien ohne Bruch des Vakuums in das Gefäß geführt werden können.

Der Plasmastrom beträgt maximal $I_p = 600$ kA, das toroidale Magnetfeld maximal $B_T = 2,8$ T. Falls nicht anders angegeben, sind die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente bei einem Plasmastrom von 350 kA und einem toroidalen Magnetfeld von 2,25 T durchgeführt worden.

Das Plasma kann zusätzlich zur ohmschen Heizung durch zwei Neutralteilchen- Injektoren - in (NBI co) und entgegen (NBI counter) der Stromrichtung - mit jeweils 1,5 MW und durch Ionen- Zyklotron- Resonanzheizung (ICRH) mit maximal 4 MW aufgeheizt werden. Zum Schutz der Gefäßwände und zur Reduzierung von Metall- sowie Sauerstoffverunreinigungen werden am Tokamak TEXTOR Beschichtungsverfahren durch Elemente mit niedriger Kernladungszahl Z durchgeführt (Karbonisierung, Borierung [8] und Silizierung [68]), bei denen Limiter und Wand durch Glimmentladungen in entsprechenden Gasgemischen konditioniert werden (s. auch Kap. 4.3.3).

Eine Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR mit seinen Limitersystemen und den Einrichtungen zur Zusatzheizung ist in Abb. 4-1 dargestellt.

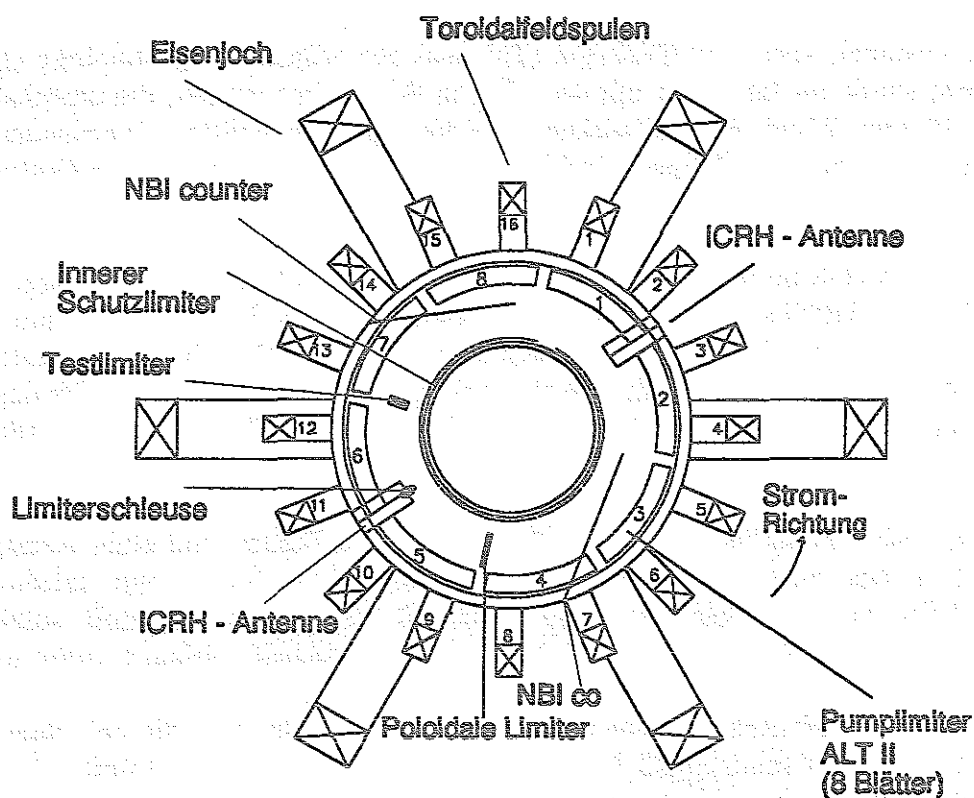


Abb. 4-1 Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR

4.2 Diagnostik

Die im Rahmen dieser Arbeit genutzten Diagnostiken können durch ihren Meßort und die gemessenen Plasmaparameter charakterisiert werden. Die hier verwandte Einteilung unterscheidet zum einen Diagnostiken des magnetisch eingeschlossenen Plasmakerns und zum anderen Randschichtdiagnostiken, die über die Abschälschicht hinaus bis in den magnetisch eingeschlossenen Bereich hinein messen. Beide Gruppen sind im Hinblick auf den vielfältigen Einfluß der Randschichtkühlung auf das gesamte Plasma wichtig.

Die meisten der hier vorgestellten Diagnostiken sind Standard-Diagnostiken am Tokamak TEXTOR, deren Meßdaten automatisch und für jede Plasmaentladung ausgewertet werden (s. dazu die jeweilig zitierten Arbeiten). Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die spektroskopischen Messungen an den Limitern und die Messung der Kontinuumsstrahlung mit der Pulshöhenanalyse der weichen Röntgenstrahlung spezielle Auswertungen der Rohdaten durchgeführt, um die Eindringtiefen und die Geschwindigkeiten der Verunreinigungsatome bzw. die Konzentrationen leichter Verunreinigungen im Plasmazentrum zu bestimmen. Darüberhinaus sind die thermographische Beobachtung der Testlimiter in der Limiterschleuse aufgebaut, durchgeführt und die aufgenommenen Meßdaten analysiert worden.

4.2.1 Diagnostik der Plasmarandschicht

In der Plasmarandschicht eines Tokamak können starke Gradienten der Dichten und Temperaturen aller Plasmaspezies (Elektronen, Wasserstoff- und Verunreinigungsatome und -ionen) entlang und senkrecht zu den Magnetfeldlinien auftreten. Daher ist zur Bestimmung dieser Parameter eine hohe Ortsauflösung der verwendeten diagnostischen Methoden notwendig. Darüberhinaus ist eine möglichst geringe Beeinflussung des Plasmas durch den Meßvorgang selbst zu erstreben. Diese Anforderung werden von *optischen Meßmethoden* erfüllt (s. Übersichtsartikel [69] und [70]). Sie arbeiten auf der Grundlage von Ionisations-, Anregungs- und Strahlungsprozessen von intrinsischen und mit Hilfe von Atomstrahlen injizierten Verunreinigungen, die durch Stöße mit Elektronen (Emissionsspektroskopie) oder neutralem Wasserstoff (Ladungsaustauschspektroskopie) hervorgerufen werden.

a) Messung der Teilchendichten vor Limitern, Bestimmung der Eindringtiefen und Teilchenflüsse

Die Intensität von Spektrallinien wird im Korona- Anregungsgleichgewicht (vergl. Kap. 3.3.1) durch Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand bestimmt. Daher kann mit Hilfe des Emissionskoeffizienten ϵ_{kl} einer Linie die lokalen Teilchendichte $n(r)$ und deren Eindringtiefe λ_i^0 , sowie bei gegebener Teilchengeschwindigkeit v der Teilchenfluß $\Gamma = n \cdot v$ durch Integration über die Gesamtdicke der emittierenden Schicht vom Limiter aus berechnet werden. Voraussetzung ist, daß die Ratenkoeffizienten für Anregung der gemessenen Linie und Ionisation der beobachteten Teilchenspezies bekannt sind.

Ist das Verhältnis der Ratenkoeffizienten für Ionisation $\langle \sigma v \rangle_0^{\text{ion}}$ und Anregung $\langle \sigma v \rangle_{lk}^{\text{ex}}$ nur schwach vom Ort (d.h. der Elektronentemperatur) abhängig, gilt eine einfache Beziehung zwischen Teilchenfluß und Gesamtintensität $I_{\text{ex}} = \int dx \epsilon_{kl}$:

$$\Gamma_0 = \frac{4\pi}{b_r} \frac{I_{\text{ex}}}{\Delta E_{kl}} \frac{\langle \sigma v \rangle_0^{\text{ion}}}{\langle \sigma v \rangle_{lk}^{\text{ex}}} \quad (4-1)$$

Dabei bezeichnen $b_r = A_{k1}/A_k$ das Verzweigungsverhältnis für den gemessenen Strahlungsübergang und ΔE_{kl} dessen Energie. Im allgemeinen sind jedoch die Profile von Elektronentemperatur und -dichte zu berücksichtigen, um die effektive Anzahl der Ionisationsprozesse pro Anregungsvorgang für die eindringenden Teilchen zu bestimmen.

Im Tokamak TEXTOR können Neutralteilchendichten und -flüsse an den poloidalen und am toroidalen Hauptlimiter gemessen werden [70]. Dazu werden die Limiter in einem poloidalen Querschnitt des Torus tangential zum toroidalen Magnetfeld beobachtet (s. Abb. 4-2). Unter Berücksichtigung der toroidalen Symmetrie können dann die Gesamtflüsse ins Plasma extrapoliert werden.

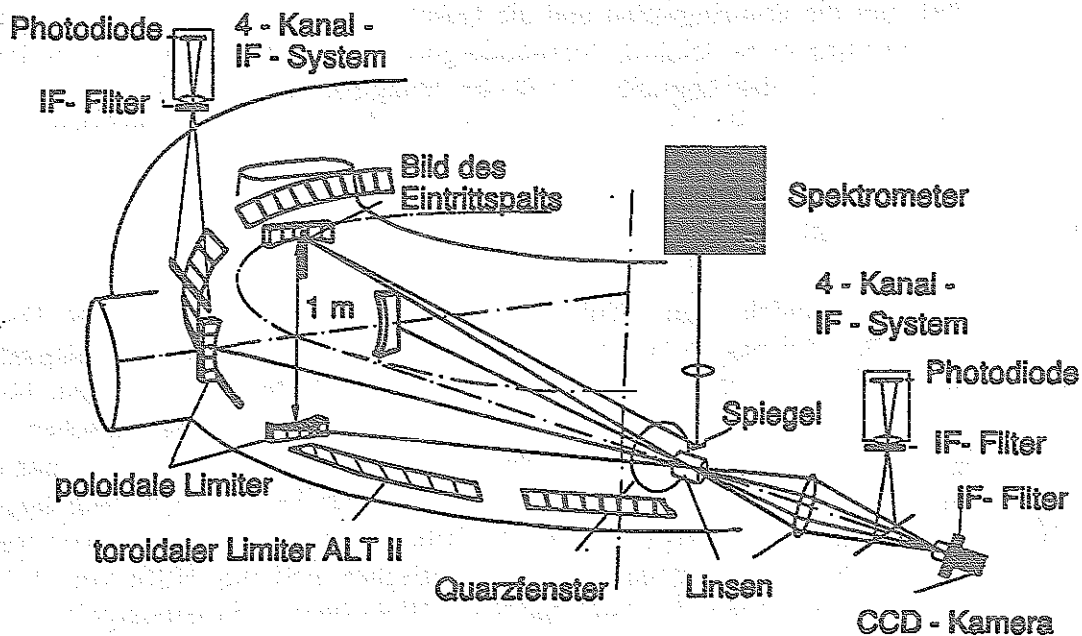


Abb. 4-2 Experimentelle Anordnung der Flußmessung an den Limitern des Tokamaks TEXTOR mit Hilfe von Emissionsspektroskopie

Die Tabelle 4-1 faßt die in dieser Arbeit verwendeten Diagnostiken zur Teilchenflußmessung mit ihren wichtigsten Eigenschaften zusammen. Der aufgeführte Sektor bezeichnet die toroidale Position entsprechend der in Abb. 4-1 vorgenommenen Numerierung der Hauptfeldspulen.

Die mit den CCD-Kameras gemessenen Signale werden dabei auf Videoband gespeichert und mit Hilfe eines Bildverarbeitungsrechners digitalisiert. Alle anderen Signale werden durch CAMAC-Datalogger ausgelesen und digitalisiert.

Meßort	Nachweis- verfahren	Spektralbereich und Auflösung	Ortsauflösung	Zeitauflösung
Poloidale Limiter, Sek- tor 8/9	Interferenz- filter (IF) und Photodioden	200 - 1200 nm $\lambda / \Delta\lambda = 200$	-	0,2 ms
	Spektrometer und Photomul- tiplier/ CCD - Kamera	200 - 900 nm $\lambda / \Delta\lambda = 10^4$	1 mm	0,2 ms / 20 ms
Toroidaler Limiter, Sek- tor 9/10	IF - Filter und Photodioden	200 - 1200 nm $\lambda / \Delta\lambda = 200$	-	0,2 ms
Poloidaler Querschnitt, Sektor 8/9	IF- Filter und CCD- Kamera	200 - 1200 nm $\lambda / \Delta\lambda = 200$	3 mm	20 ms

Tab. 4-1 Teilchenflußmessung mit Hilfe von Emissionsspektroskopie am Tokamak TEXTOR

b) Messung der Elektronentemperatur und -dichte mit Hilfe von Atomstrahlen

Die Erniedrigung der Randschichttemperatur der Elektronen T_e zur Reduzierung der konvektiven Wärme-flüsse und der Zerstäubungsausbeuten ist das Ziel der Strahlungskühlung (vergl. Kap. 2). Andererseits beeinflussen die Randschichtparameter die Strahlungs- und Transportprozesse im Plasma (vergl. Kap. 3.4). Der Messung von Elektronentemperatur und -dichte kommt daher bei den Experimenten zur Strahlungskühlung besondere Bedeutung zu.

Mit Hilfe der Emissionsspektroskopie kann die lokale Elektronendichte $n_e(r)$ durch den Vergleich von lokaler Intensität und der entlang der Eindringtiefe integrierten Intensität in einfacher Weise berechnet werden, falls das Verhältnis der Ratenkoeffizienten für Anregung und Ionisation unabhängig von der Elektronentemperatur ist (s. [69]). Auf dieser Grundlage erfolgt die Dichtemessung mit Lithium - Atomstrahlen ([71][72]). Elektronendichte und -temperatur können aus dem Verhältnis von verschiedenen Emissionslinien derselben Atomsorte abgeleitet werden. Dazu ist allerdings die Besetzung der atomaren Niveaus mit Hilfe eines Stoß- Strahlungsmodells adäquat zu bestimmen. Am Tokamak TEXTOR wird auf diese Weise mit einem thermischen Heliumstrahl Elektronendichte und -temperatur gemessen [73]. Auch die Kombination von zwei verschiedenen Elementen ist möglich, von denen eins zur Dichte- und das andere zur Temperaturbestimmung geeignet ist. Dazu wird mit einem Laser ein Lithium- und Kohlenstoffsubstrat durch Ablation ins Plasma injiziert [74] (zur Laserablation s. auch Kap. 4.3.4).

Tabelle 4-2 faßt die wichtigsten Kenndaten der Diagnostiken zur n_e - und T_e -Profilmessung zusammen, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Bei allen Diagnostiken wird die Emission der jeweiligen Elemente senkrecht zur Strahlrichtung mit Hilfe von linearen Detektionsfelder beobachtet.

Diagnostik/ Meßort	Meßbereich	Ortsauflösung	Zeitauflösung	Zeit zur Mes- sung eines Profils
Thermischer Heliumstrahl, Sektor 12/13, horizontal	$10^{18} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 10^{19} \text{ m}^{-3}$ $10 \text{ eV} \leq T_e \leq 200 \text{ eV}$	1,1 mm	max. 0,5 ms	0,5 ms
Thermischer Lithiumstrahl, Sektor 12/13, horizontal	$n_e \leq 7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$	1,1 mm	max. 0,5 ms	0,5 ms
Li/ C-Laser- ablation (6 eV), Sektor 11/12, oben	$n_e \leq 1,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ $T_e \leq 100 \text{ eV}$	1,1 mm	max. 0,15 ms	0,15 ms ein Profil pro Entladung
Lithiumstrahl (25 keV) Sektor 9/10, horizontal	$n_e \leq 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	5 mm	4 ms	200 ms

Tab. 4-2 Messung der Elektronendichte und -temperatur mit Hilfe von Atomstrahlen am Tokamak TEXTOR

c) Messung der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien und Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung und Ionentemperatur

Die Linienverbreiterung von Spektrallinien ist in der Randschicht eines Tokamak vor allem durch den Zeeman- und den Dopplereffekt bestimmt [69]. Für die π -Komponenten der Zeemanaufspaltung mit $\Delta m = 0$ ist die Wellenlängenverschiebung in erster Ordnung Null, wenn die Landé-Faktoren der Energieniveaus gleich sind (siehe z.B. [75]). Die π -Komponenten können dann durch einen Polarisator selektiert werden. Für andere Übergänge oder falls Aufspaltungen höherer Ordnung berücksichtigt werden müssen, ist der Zeemaneffekt bei der Interpretation der Linienbreiten explizit einzubeziehen [76].

Für die Dopplerverbreiterung von Spektrallinien, die von Atomen mit einer Geschwindigkeit v emittiert werden, gilt

$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0 = -\frac{v}{c} \lambda_0 \quad (4-2)$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit und λ_0 die Wellenlänge des Übergangs, wenn das Atom ruht. Aus dem Doppler- verbreiterten Profil $L(\lambda)$ folgt dann die Geschwindkeitsverteilung $f(v)$ der Atome. Aus der Dopplerverbreiterung der Spektrallinien von Verunreinigungsionen mit der Masse m_i , die durch eine Maxwell- Geschwindigkeitsverteilung charakterisiert sind, läßt sich deren Ionentemperatur T_i berechnen. Die Linienform eines einzelnen Übergangs ist dann ein Gaußprofil mit der charakteristischen Breite

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}} \quad (4-3)$$

Für höher ionisierte Ionisationszustände stimmt die so ermittelte Temperatur mit der Ionentemperatur des Hintergrundplasmas überein, da in diesem Fall die Ionisationszeiten groß sind im Vergleich zu den charakteristischen Energie- Ausgleichszeiten.

Im Tokamak TEXTOR werden Ionentemperatur aus Emissionslinien nach Ladungsaustausch von Verunreinigungsionen mit einem 25 keV- Lithiumstrahl [77] und dem Neutralteilchenheißstrahl [76] durchgeführt. Die Messung der Geschwindigkeiten von Neutralteilchen, die vom Limiter aus ins Plasma eindringen, erfolgt mit Hilfe eines hochauflösenden Gitterspektrometers ($\lambda / \Delta \lambda = 10^5$), das die Emissionsspektren $I(\lambda)$ von Neutralteilchen mißt [78]. Aus der resultierenden Geschwindigkeitsverteilung können dann Rückschlüsse auf die Natur der Plasma- Wandwechselwirkung und der Freisetzungsmechanismen der beobachteten Spezies gezogen werden (vergl. Kap. 3.2).

d) Messung der Wärmeflüsse und der Limitertemperaturen mit Hilfe von Infrarotthermographie

Die Reduzierung der konvektiven Wärmeflüsse auf Limiter und Divertorplatten durch Strahlungskühlung, die sich aus der Abnahme der Randschichttemperatur ergibt, kann auch direkt an den belasteten Oberflächen beobachtet werden. Dazu wird mit Hilfe der Infrarotthermographie die Oberflächentemperatur von Limitern und Divertorplatten gemessen und daraus die lokalen Wärmeflußdichten $q_{\perp}$ berechnet [69].

Für den Zusammenhang zwischen Temperaturerhöhung ΔT und lokaler Wärmeflußdichte $q_{\perp}$ gilt unter der Annahme, daß der Limiter einen unendlich ausgedehnten Halbraum darstellt und $q_{\perp}$ konstant ist [79]

$$\Delta T(t) = \frac{2q_{\perp}}{\kappa} \sqrt{\frac{\lambda_{Temp}}{\pi}} t \quad (4-4)$$

wobei κ den Wärmeleitungskoeffizienten und λ_{Temp} den Temperaturleitungskoeffizienten darstellen.

Für die lokale Wärmeflußdichte $q_{\perp}(r)$ auf einer gekrümmten Limiteroberfläche gilt

$$q_{\perp}(r) = q_{\parallel}(r=a) e^{-\frac{r-a}{\lambda_q}} \cos \alpha \quad (4-5)$$

$q_{\parallel}$ ist die Wärmeflußdichte entlang der Feldlinien auf dem Limiterradius $r=a$ (Gl. (3-28)), λ_q die Abfalllänge des Wärmeflusses am Limiter und α der Winkel zwischen Oberflächennormalen und Magnetfeld (Teilchenströmung erfolgt in Magnetfeldrichtung). Maximaler Wärmefluß und damit maximale Temperatur stellt sich in einem Abstand x_{max} entlang der Feldlinien von Berührungspunkt der Limiterkuppe ein [80]

$$x_{\text{max}} = \sqrt{\lambda_q \sqrt{r_0 + \frac{\lambda_q^2}{4}} - \frac{\lambda_q^2}{2}} \quad (4-6)$$

Mit Hilfe des Krümmungsradius r_0 des Limiters läßt sich daraus die Abfalllänge λ_q des Wärmeflusses am Limiter bestimmen.

Am Tokamak TEXTOR können Testlimiter, die durch die Limiterschleuse (vergl. Kap. 4.1) von unten in das Gefäß eingebracht werden, von oben mit einer CCD-Kamera beobachtet werden. Vor diese Kamera werden Infrarotfilter, die Wellenlängen unterhalb von 850 nm unterdrücken, und verschiedene Kombinationen von Transmissionsfilter zur Erweiterung des dynamischen Bereichs in einem Filterwechsler positioniert. Die langwellige Grenze des Meßbereichs ist durch den Si-Chip der CCD-Kamera bestimmt und beträgt 1100 nm. Da die gemessene Wärmestrahlung vom Emissionskoeffizienten des verwendeten Limitermaterials abhängt, wird das ganze System mit Teststreifen aus dem entsprechenden Material geeicht. Dabei werden die Teststreifen am Meßort durch Stromdurchgang auf eine bestimmte Temperatur aufgeheizt, nachdem die Strom-Temperatur-Charakteristik des Teststreifens zuvor im Labor gemessen worden ist [81].

Die experimentelle Anordnung der Infrarotthermographie an der Limiterschleuse des Tokamak TEXTOR ist in Abb. 4-3 dargestellt.

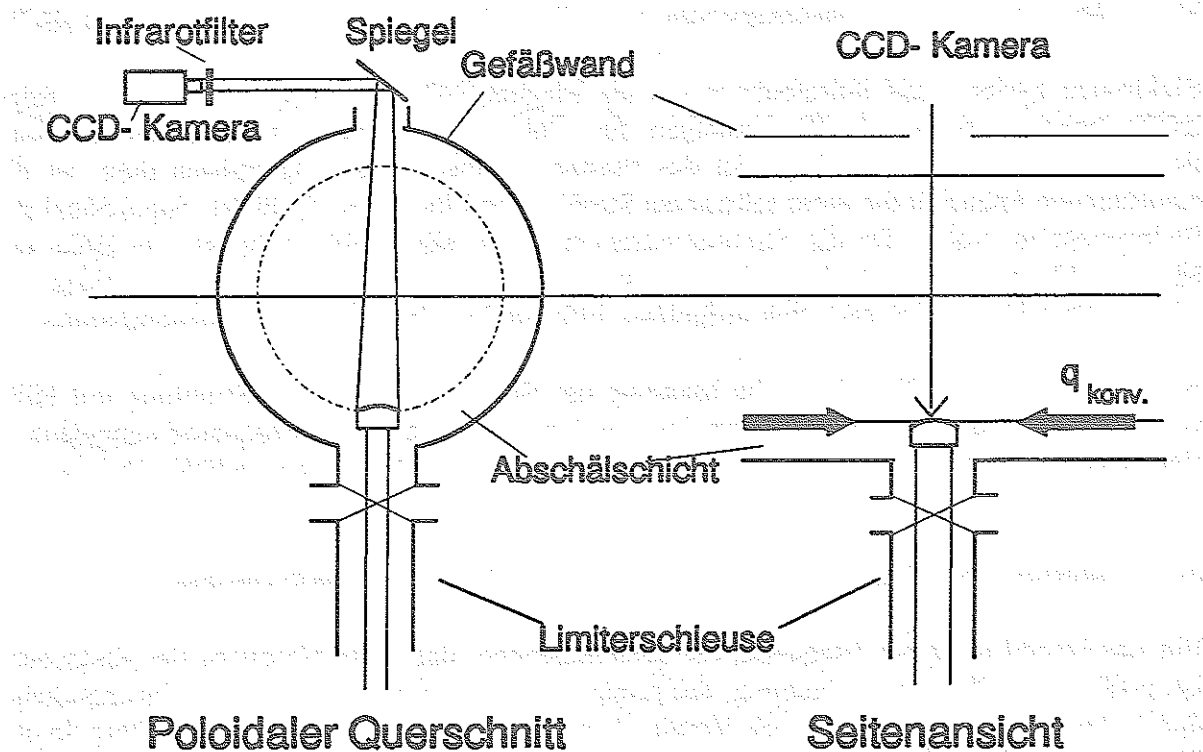


Abb. 4-3 Experimentelle Anordnung der Infrarotthermographie von Testlimitern am Tokamak TEXTOR

4.2.2 Diagnostik des Plasmakerns

Der Einfluß auf das Plasmazentrum (in einem Fusionsreaktor das Volumen, in dem die Plasmadichten und -temperaturen ausreichend hoch für den Fusionsprozeß sind, vergl. Abb. 2-4 in Kap. 2) ist letztlich die limitierende Randbedingung für das gesamte Konzept der Randschichtkühlung durch Verunreinigungsstrahlung. Daher sind neben den Randschichtdiagnostiken auch die Plasmakerndiagnostiken von Bedeutung, die die Dichte und Temperatur des Hintergrundplasmas sowie die Strahlung und Dichte der Verunreinigungen messen.

a) Messung der Strahlungsleistung durch Bolometrie

Die Leistung, die das Plasma durch Strahlung und Neutralteilchen verläßt, wird über den Temperaturanstieg bestimmt, den die absorbierenden Detektoren des Bolometers erfahren. Am Tokamak TEXTOR bestehen die Detektoren aus dünnen Goldfolien [82]. Die durch die absorbierte Leistung bewirkte Temperaturänderung wird aus der Änderung des Widerstands der Folie bestimmt. Die Korrektur auf den Untergrund durch Erwärmung der Halterungen u.ä. wird mit Hilfe von Referenzdetektoren durchgeführt, die gegen die Primärstrahlung abgeschirmt sind. 10 Bolometerkameras messen die vom Plasma emittierte Leistung entlang ihrer Sehstrahlen auf der Innenseite des Plasmas. Aus einer Abelinversion der linienintegrierten Signale kann dann unter der Annahme poloidaler Symmetrie das Strahlungsprofil berechnet werden.

b) *Messung der Elektronentemperatur mit Hilfe von Elektron- Zyklotron- Emission (ECE)*

Elektronen gyrieren auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien und emittieren demzufolge Zyklotronstrahlung, deren Wellenlängen für Tokamakplasmen typischerweise im mm-Bereich liegen (siehe z.B. [83]). Ist das Plasma für diese Strahlung optisch dick, ist die resultierende Intensität die eines schwarzen Strahlers und für $\hbar\omega \ll T_e$ direkt proportional zur Elektronentemperatur. Da die Strahlungsfrequenz vom Magnetfeld abhängt, die Höhe des Magnetfeldes im Tokamak aber mit dem großen Torusradius variiert, liefert ein gemessenes Emissionsspektrum eine räumlich aufgelöste Information über die Elektronentemperatur.

Am Tokamak TEXTOR erfolgt die Messung der Elektron- Zyklotron- Strahlung mit Hilfe von 8 Mikrowellen - Heterodyn- Strahlungsempfängern, die auf feste Frequenzen abgestimmt sind [84]. Sie messen damit die Elektronentemperatur an 8 definierten radialen Positionen.

c) *Messung der Elektronendichte mit Hilfe von Vielkanal- Interferometrie*

Ein Laserstrahl mit einer Frequenz, die groß gegenüber der Plasmafrequenz der Elektronen ist, erfährt eine Phasenverschiebung, die proportional zur linienintegrierten Elektronendichte durch das Plasma ist [83]. Durch Vergleich mit einem Referenzstrahl, der außerhalb des Plasmas die gleiche Wegstrecke durchquert, kann mit einem Mach-Zehnder- Interferometer die resultierende Phasenverschiebung gemessen werden.

Am Tokamak TEXTOR messen 9 Strahlen eines HCN- Laser die linienintegrierten Elektronendichten an 9 verschiedenen radialen Positionen [85]. Aus der Abelinversion der Signale wird dann das Dichteprofil berechnet.

d) *Messung der Verunreinigungs-konzentration durch Spektroskopie im Bereich der weichen Röntgenstrahlung*

Im Spektralbereich der weichen Röntgenstrahlung ($\lambda = 0,1 - 1 \text{ nm}$) setzt sich die lokale Emissivität des Plasmas zusammen aus der Kontinuumsstrahlung aller Plasmaionen und aus der Linienstrahlung von nicht vollionisierten Verunreinigungen (nicht vollionisiert sind bei einer Elektronentemperatur von 1 keV im Korona- Ionisationsgleichgewicht alle Verunreinigungen mit $Z > 10$).

Zur Kontinuumsstrahlung tragen Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung bei. Mißt man den Faktor ξ , um den die Kontinuumsstrahlung gegenüber der Bremsstrahlung von einem reinem Wasserstoffplasma gleicher Elektronendichte verstärkt ist, läßt sich daraus die Konzentration der Verunreinigungen im Plasma bestimmen [86]. Berücksichtigt man nur Bremsstrahlung, entspricht ξ der effektiven Ladungszahl Z_{eff} des Plasmas (unter Vernachlässigung der Gauntfaktoren)

$$Z_{\text{eff}} = \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{n_e} \quad (4-7)$$

wobei n_i und Z_i die Dichte und die Ladung der einzelnen Plasmaspezies i in den verschiedenen Ionisationszuständen (einschl. Hintergrundplasma) beschreiben. Berücksichtigt man für die Verunreinigungen nur Bremsstrahlung und Rekombinationsprozesse in den wasserstoff-ähnlichen Grundzustand und für Wasserstoff nur Bremsstrahlung, so gilt im Fall von leichten vollionisierten Verunreinigungen für den Verstärkungsfaktor ξ [86]

$$\xi = \frac{\sum_i n_i Z_i^2 \left(1 + 2 \frac{I_i}{T_e} e^{\frac{I_i}{T_e}} \right) + n_H \cdot g_{ff}^H}{n_e g_{ff}^H} \quad (4-8)$$

Dabei ist n_i und Z_i die Dichte und die Kernladungszahl der vollionisierten Verunreinigungsspezies i , I_i das Ionisationspotential aus dem Grundzustand des entsprechenden wasserstoff-ähnlichen Ions, n_{H+} die Dichte der Wasserstoffionen und g_{ff}^H der Gauntfaktor für Wasserstoffbremsstrahlung ($g_{ff}^H \approx 0,6$ für $T_e = 1$ keV, wenn über Photonenenergien von 1 - 8 keV gemittelt wird [87]). Die Gauntfaktoren der Brems- und Rekombinationsstrahlung der Verunreinigungen wurden mit eins angenähert. Mit Hilfe der Quasineutralitätsbedingung für das Plasma $n_e = n_{H+} + \sum_i Z_i n_i$ läßt sich aus Gl. 4-8 die Verunreinigungskonzentration $c_i = n_i/n_e$ bestimmen, falls nur eine einzige Verunreinigungsspezies im Plasma vorhanden ist. In Anwesenheit von verschiedenen Verunreinigungen können die Konzentrationen der einzelnen Spezies nur bestimmt werden, wenn das relative Mengenverhältnis aus anderen Messungen bekannt ist.

Die Konzentration von hochionisierten schweren Verunreinigungen kann im Korona-Anregungsgleichgewicht aus dem Emissionskoeffizienten ϵ_k der Spektrallinien mit Hilfe der entsprechenden Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung $\langle \sigma v \rangle_k^{ex}$ berechnet werden (vergl. Kap. 3.3.1).

$$\frac{n_i}{n_e} = \frac{4 \pi \epsilon_k}{n_e^2 \langle \sigma v \rangle_k^{ex} \Delta E_k} \quad (4-9)$$

Am Tokamak TEXTOR erfolgt die Spektroskopie im Bereich der weichen Röntgenstrahlung mit Hilfe der Impulshöhenanalyse [88]. Das Beobachtungssystem besteht aus fünf Lochkamas, deren linienintegrierte Signale durch Abelinversion in Meßwerte für eine bestimmte radiale Position umgesetzt werden können. Dabei werden die Photonen durch Siliziumdetektoren nachgewiesen, bei denen die Höhe der vom Detektor erzeugten Spannungspulse der Photonenenergie proportional sind. Die Messung der Spannungspulse mit einem Vielkanalanalysator liefert dann ein Energiespektrum der Photonen.

Das spektrale Auflösungsvermögen des Apparats ist zu gering, um die Linien der verschiedenen Ionisationsstufen einzelner Elemente zu trennen. Daher werden die Ratenkoeffizienten der einzelnen Stufen mit ihren relativen Häufigkeiten in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur gewichtet, gemittelt und durch einen mit Anpassungsparametern beschriebenen funktionalen Zusammenhang in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur dargestellt [88].

e) *Messung des spezifischen Plasmawiderstands und Bestimmung der effektiven Ladungszahl Z_{eff} im Plasmazentrum*

Der spezifische Widerstand η eines Plasmas ist bestimmt durch Stöße zwischen Elektronen und Ionen [89]

$$\eta = \frac{\pi^{3/2} \sqrt{m_e} Z_{\text{eff}} e^2 c^2 \ln \Lambda}{2 (2 T_e)^{3/2} \gamma_E(Z_{\text{eff}})} \quad (4-10)$$

Dabei ist m_e die Masse und e die Ladung des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, $\ln \Lambda$ der Coulomblogarithmus, T_e die Elektronentemperatur in Energieeinheiten und γ_E ein Korrekturfaktor zur Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Stößen, der von der effektiven Ladungszahl des Plasmas abhängt. Eine Messung des spezifischen Widerstands im Plasmazentrum mit Hilfe der Stromdichte $j_{\parallel}(0)$ nach dem Ohmschen Gesetz $j_{\parallel} = E_{\parallel} \eta^{-1}$ erlaubt also eine Ableitung von Z_{eff} , falls T_e bekannt ist. $E_{\parallel}$ bezeichnet dabei die Komponente des elektrischen Feldes parallel zum Magnetfeld und kann aus der gemessenen Umfangsspannung $U = 2 \pi R E_{\parallel}$ berechnet werden. Die Stromdichte $j_{\parallel}(0)$ hängt vom toroidalen Magnetfeld B_T und dem Sicherheitsfaktor q_0 im Plasmazentrum ab. Aus dem Ampèreschen Gesetz und der Definition des Sicherheitsfaktors (vergl. Kap. 2.) folgt [11]

$$j_{\parallel}(0) = \frac{2 B_T}{\mu_0 R q_0} \quad (4-11)$$

Der zentrale Wert der Sicherheitsfaktors q_0 im Plasmazentrum des TEXTOR-Tokamaks wurde mit Hilfe von Infrarot-Polarimetrie bestimmt [85] und beträgt unter ohmschen Entladungsbedingungen 0,67 ($I_p = 485$ kA, $B_T = 1,58$ T) bis 0,88 ($I_p = 191$ kA, $B_T = 2,00$ T). Insbesondere für Plasmaentladungen, die mit Neutralteilchenstrahlen geheizt werden, ist q_0 nicht bestimmt worden. Bei der Berechnung der effektiven Ladungszahl Z_{eff} wird ein mittlerer Wert von $q_0 = 0,8$ eingesetzt, was im Hinblick auf die mögliche Variation von q_0 eine Meßunsicherheit von $\pm 15\%$ bewirkt.

Neoklassische Korrekturen zum spezifischen Widerstand, die durch gefangene, nicht zum toroidalen Strom beitragende Teilchen ("Bananen-Teilchen") hervorgerufen werden [90], und parallele Ströme aufgrund der radialen Dichtegradienten (sog. "Bootstrap"-Ströme [91]) können im Plasmazentrum vernachlässigt werden. Dagegen führen Ströme $j_{\parallel}^{\text{CD}}$, die z.B. durch tangential zum Magnetfeld injizierte Neutralteilchenstrahlen getrieben werden, zu einer Überschätzung des spezifischen Widerstands. Bei kleinen Plasmadichten von $\bar{n}_e = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ kann im Tokamak TEXTOR der mit einem Heizstrahl (NBI co) getriebene Strom bis zu 50% des gesamten Plasmastroms betragen [92], mit steigender Dichte nimmt er jedoch bis auf 10% bei einer liniengemittelten zentralen Elektronendichte von $\bar{n}_e = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ab [93]. Ist f_{CD} der Anteil des nicht-induktiv getriebenen Stroms am Gesamtstrom, so muß die aus dem spezifischen Plasmawiderstand bestimmte Ladungszahl mit dem Faktor $(1-f_{\text{CD}})^{-1}$ korrigiert werden.

4.3 Einrichtungen zur Verunreinigungskontrolle in Experimenten zur Strahlungskühlung

Die Einflußmöglichkeiten zur Kontrolle der Verunreinigungszufuhr ins Tokamakplasma werden wesentlich von der Natur der Plasma- Wandwechselwirkung der jeweiligen Verunreinigungsspezies bestimmt. Rezyklierende gasförmige Verunreinigungen wie Neon können mit Hilfe von Gaseinlaßsystemen in das Plasma injiziert werden. Haftende Verunreinigungen wie Silizium sind jedoch fest und können nur als Bestandteil von gasförmige Verbindungen (im Fall von Silium z.B. als Silan, SiH_4) durch Gaseinlaßsysteme ins Plasma gebracht werden. Aufgrund ihres hohen Haftvermögens an den Wänden und Limitern können sie jedoch als Schichten dort angelagert werden und dann durch Wechselwirkung zwischen Plasma und den beschichteten Oberflächen freigesetzt werden. Darüberhinaus ist es möglich, haftende Verunreinigungen durch Laserablation ins Plasma zu injizieren, wobei die Zahl der insgesamt eingebrachten Teilchen aber durch die Repetitionsfrequenz des Lasers begrenzt ist. Eine Alternative dazu stellt der Einschub von Pellets in die Plasmaentladung dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Gaseinlaßsysteme, Beschichtung und Laserablation zur Verunreinigungszufuhr verwandt und sollen im folgenden kurz beschrieben werden.

4.3.1 Neoninjektion

Die Zufuhr von Neon erfolgte in den Experimenten zur Strahlungskühlung mit Hilfe von zwei verschiedenen Gaseinlaßsystemen am Tokamak TEXTOR:

a) Gaseinlaßsystem am oberen poloidalen Limiter

Durch fünf nebeneinander angeordnete Schlitze im oberen poloidalen Hauptlimiter können Gase in die Plasmaentladung injiziert werden. Die Länge des Gaspulses kann dabei vorgegeben werden, die eingelassene Menge wird durch den Vordruck im Gasvorratsbehälter bestimmt. Die injizierten Teilchenflüsse werden mit Hilfe der Emissionsspektroskopie an diesem Limiter gemessen (vergl. Kap. 4.2.1). Da die Gesamtmenge des eingelassenen Gases aus dem Druckabfall im Vorratsbehälter folgt, ist es möglich, gemessene Emissionssignale zu eichen.

b) Schnelles Gaseinlaßsystem Sektor 13/14

Dieses Gaseinlaßsystem arbeitet mit einem piezo- elektrischen Gasventil, das mit einem Funktionsgenerator gesteuert werden kann. Aufgrund der schnellen Ansteuerbarkeit des Ventils und der kurzen Zuleitungen sind Ansprechzeiten im Bereich von 10 ms möglich [94]. Es eignet sich damit als Teil eines Regelkreises, der am Tokamak TEXTOR zur Kontrolle des Neonflusses aufgebaut worden ist [9]. Die Intensität der Resonanzlinie des Lithium- ähnlichen Neonions (NeVIII , $2s-2p$, $\lambda = 77,4 \text{ nm}$) dient dabei als Regelgröße. Die mit einem VUV- Monochromator (Seyanamioka) [95] gemessene linienintegrierte Intensität dieses Strahlungsübergangs ist proportional zur Neon- Gesamtstrahlung. Unabdingbar zur Regelung der Neonmenge im Plasma ist eine Teilchensenke, die durch den Pumplimiter ALT II gebildet wird.

Im Gleichgewicht ($dN_{\text{Ne}}/dt = 0$, vergl. Kap. 3.2.1, Gl. (3-29)) ist die durch den schnellen Gaseinlaß injizierte Rate gleich der Pumprate des Limiters. Zum Aufbau des Regelsystems s. Abb. 4-4 (nach [96]).

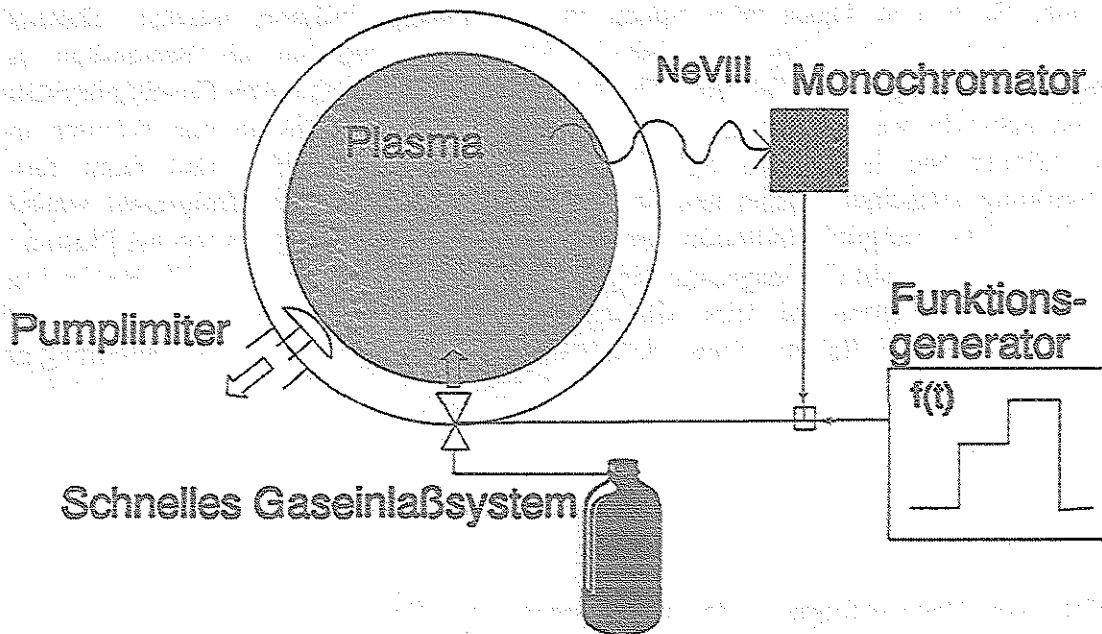


Abb. 4-4 Der Neonregelkreis am Tokamak TEXTOR

4.3.2 Injektion von Silizium in wasserstoffhaltigen Verbindungen

Silizium kann mit Hilfe der in Kap. 4.3.1 beschriebenen Gaseinlaßsysteme nur in Form von gasförmigen Verbindungen ins Plasma injiziert werden. In den Experimenten zur Strahlungskühlung wurde dazu Silan (SiH_4 / SiD_4) und Disilan (Si_2H_6) verwendet. Da der zusammen mit Silizium injizierte Wasserstoff im Gegensatz zum Silizium einen hohen Recyclingkoeffizienten hat und der Wasserstoffzufluß dadurch verstärkt wird, gelangt weitaus mehr Wasserstoff als Silizium ins Plasma. Aufgrund des resultierenden Anstiegs der Plasmadichte kann die Siliziumkonzentration im Plasma nicht unabhängig von der Dichte geregelt werden. Die maximale Siliziumzufuhr durch Gaseinlaß erfolgt, wenn wasserstoffhaltige Verbindungen mit möglichst hohem Siliziumanteil als Arbeitsgas der Plasmaentladung eingesetzt werden. Im Rahmen der hier dargestellten Experimente wurde dazu Disilan (Si_2H_6) verwendet. Die Siliziumzufuhr wird dann indirekt über die Dichteregelung bestimmt.

4.3.3 Beschichtung der Gefäßwände und Limiter durch siliziumhaltige Schichten

Am Tokamak TEXTOR wurden Gefäßwände und Limiter mit kohlenstoff- und borhaltigen Schichten (Karbonisierung [97] und Borierung [8]) konditioniert, um die Freisetzung von Metallen zu verhindern und den Sauerstoffgehalt zu reduzieren. Auch Silizium hat eine hohe Bindungskapazität für Sauerstoff, so daß ein neuartiges Verfahren zur Konditionierung der Wände und Limiter mit siliziumhaltigen Schichten entwickelt worden ist, die *Silizierung* [68][98], um Wandkonditionierung und strahlende Randschicht zu kombinieren.

Die Beschichtung erfolgt durch eine hochfrequenzunterstützte Glimmentladung (zum Verfahren s. [99]) mit einem durchströmenden Gasgemisch aus Silan und Helium (20% SiH_4 , 80% He). In dieser Entladung dient eine in das Gefäß eingeführte Elektrode als Anode und Wand sowie Limiter als Kathode. Die ionisierten Silanmoleküle werden auf die Wand und Limiter zu beschleunigt, dissoziieren beim Aufprall und lagern sich bei geeigneter Wahl der Prozeßparameter als amorphe a/Si:H- Schichten an. Die Freisetzung von Silizium von den beschichteten Oberflächen erfolgt in der Tokamakentladung durch die Wechselwirkung zwischen Plasma und Wand bzw. Limiter (s. Kap. 3.2).

4.3.4 Siliziuminjektion durch Laserablation

Die Erzeugung von Atomstrahlen durch Laserablation [100] bietet eine Möglichkeit zur Injektion von haftenden Verunreinigungen in ein Tokamakplasma. Dazu wird ein gepulster Laserstrahl mit einem Fleckdurchmesser von einigen Millimetern auf eine Glasplatte fokussiert, auf deren Rückseite eine wenige Mikrometer dünne Schicht des entsprechenden Materials aufgedampft worden ist. Bei einer Laserenergie von 400 mJ und einer Pulsdauer von 20 ns können auf diese Weise bis zu 10^{18} Atome mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung 10^4 ms^{-1} pro Laserpuls freigesetzt werden [101].

Im Tokamak TEXTOR können durch Laserablation Atomstrahlen mit Hilfe eines Rubinlasers mit einer Laserenergie von 400 mJ erzeugt werden. Da mit diesem System nur ein Laserpuls während einer Tokamakentladung möglich ist, ist dieses System nicht geeignet, die Verunreinigungen in dem Umfang zu injizieren, der zur Wärmeabfuhr durch Verunreinigungsstrahlung notwendig ist. Die Laserablation ist jedoch zur Analyse des Teilchentransports von Verunreinigungen besonders geeignet, weil die Pulsdauer des Lasers klein gegen alle Transportzeiten im Plasma ist. Der experimentelle Aufbau des Laserablationssystems ist in [102] beschrieben.

5. Ergebnisse und Diskussion

Mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten am Tokamak TEXTOR soll untersucht werden, ob die Randbedingungen zum Konzept der kalten strahlenden Plasmarandschicht im Hinblick auf Kontrollierbarkeit der zugeführten Verunreinigungen, hohe Strahlungsleistung in der Randschicht und geringe Beeinflussung des Plasmazentrums zu erfüllen sind, welche Kriterien sich zur Beurteilung der eingesetzten Verunreinigungsspezies ergeben und wo deren Anwendbarkeit Grenzen gesetzt sind. Die Darstellung und Diskussion der Ergebnisse erfolgt daher in der Reihenfolge, in der die Randbedingungen des Konzepts in Kap. 2 formuliert worden sind.

5.1 Kontrolle der Verunreinigungskonzentration in der Plasmarandschicht

In diesem Kapitel soll eine Charakterisierung der Plasma- Wand- Wechselwirkung von Neon und Silizium durchgeführt werden. Dazu werden Messungen der Teilchenflüsse und ihrer Verteilung, eine Ableitung von Recyclingkoeffizient R und effektiver Teilcheneinschlußzeit τ_p^* aus der Teilchenbilanz, sowie die Messung der Geschwindigkeitsverteilung $f(v_0)$ der Neutralteilchen und ihrer Eindringtiefe vorgestellt. Die prinzipiellen Unterschiede zwischen rezyklierenden und haftenden Verunreinigungen können anhand der Beispiele Neon und Silizium verdeutlicht werden. Die dabei genutzten Verfahren zur Verunreinigungszufuhr sind in Kap. 4.3 beschrieben worden.

5.1.1 Teilchenbilanz und Recycling

Der Recyclingkoeffizient R und die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* können in Experimenten zur Verunreinigungsinjektion (z.B. Gasinjektion) bestimmt werden. Dazu werden die Injektionsraten Γ_{ext} und der resultierende Recyclingfluß Γ_R an Limitern und Wänden gemessen (zur Methode der Teilchenflußmessung s. Kap. 4.2.1) und die Teilchenzahl N sowie deren zeitliche Variation mit Hilfe der Bilanzgleichung für die injizierte Teilchenspezies berechnet.

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma_{\text{ext}} - \frac{1-R}{R} \Gamma_R = \Gamma_{\text{ext}} - \frac{N}{\tau_p^*} \quad (5-1)$$

Zur quantitativen Bestimmung von R und τ_p^* können im Hinblick auf die Bilanzgleichung Gl. (5-1) drei verschiedene Fälle unterschieden werden:

a) $\Gamma_{\text{ext}} = 0$:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_p^*}} \quad (5-2)$$

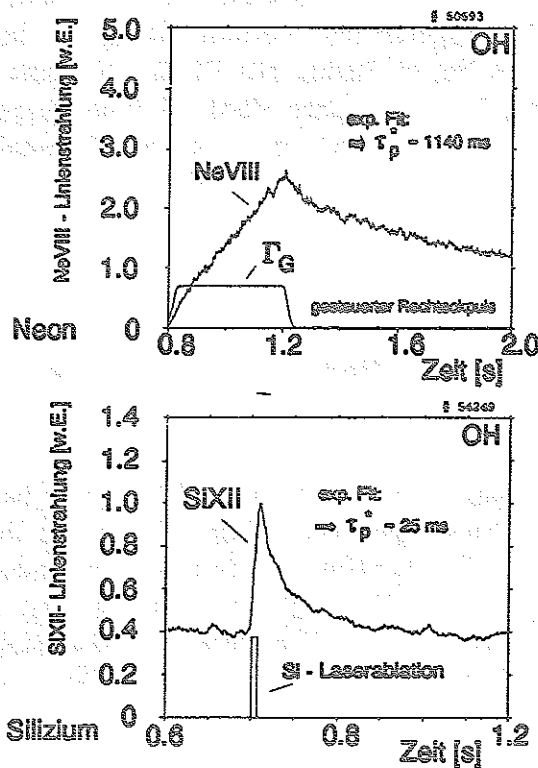


Abb. 5-1 Effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* von Neon und Silizium

clingingkoeffizienten und einer dementsprechend hohen Wahrscheinlichkeit, an Limiter und Wand zu haften, in kürzerer Zeit aus dem Plasma entfernt wird. In zusätzlich geheizten Plasmen beträgt τ_p^* für Neon aufgrund des erhöhten Teilchentransports (s. Kap. 3.1) nur etwa 450 ms.

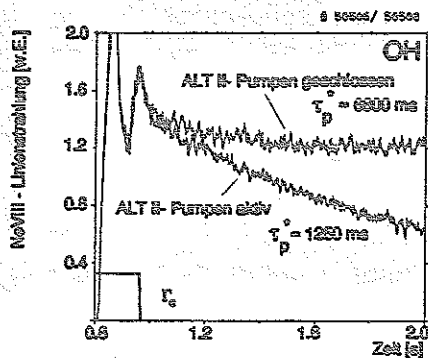


Abb. 5-2 Einfluß des ALT II- Pump- limiters auf die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^*

τ_p^* kann aus dem zeitlichen Verlauf des gemessenen Recyclingflusses $\Gamma_R \sim N$ oder der Intensität eines Strahlungsübergangs einer Ionisationsstufe im Plasma bestimmt werden. Abb. 5-1 zeigt die Ergebnisse einer solchen Messung für Neon und Silizium. Im Fall von Neon erfolgt die Injektion durch einen gesteuerten Rechteckpuls mit dem schnellen Gas-einlaßsystem (verg. Kap. 4.3.1), im Fall von Silizium mit Hilfe der Laserablation (s. Kap. 4.3.4). Dadurch ist gewährleistet, daß die Zeit zum Ausschalten der externen Quelle Γ_{ext} kurz im Vergleich zur Zeit τ_p^* ist. Die Injektionen wurden in beiden Fällen in ohmschen Plasmaentladungen ($P_{\text{in}} \approx 400$ kW) durchgeführt. Unter diesen Bedingungen beträgt die effektive Teilcheneinschlußzeit für Neon $\tau_p^* = 1140$ ms, für Silizium hingegen nur $\tau_p^* = 25$ ms. Diese beiden Werte sind ein erster Nachweis des unterschiedlichen Recyclingverhaltens der beiden Elemente, wie es in Kap. 3.2.1 beschreiben worden ist. Neon hat eine sehr hohe Recyclingwahrscheinlichkeit, so daß es sehr lange im Plasma bleibt, während Silizium aufgrund des geringen Recy-

Ein Vergleich der effektiven Teilcheneinschlußzeit τ_p^* von Neon mit bzw. ohne Einsatz des Pump-limiters ALT II zeigt deutlich, daß dieser in der Tat wie in Kap. 3.2.1 beschrieben die Hauptsinke von Neonteilchen in diesem Kreislauf darstellt. Aus Abb. 5-2 wird ersichtlich, daß die Effizienz $\varepsilon = 1 - R \sim 1/\tau_p^*$, mit der die Teilchen entfernt werden, mit Pump-limitern etwa 5 mal so groß ist wie in einem vergleichbaren Fall ohne aktives Pumpen.

b) $dN/dt = 0$:

$$\Gamma_{\text{ex}} = \frac{1-R}{R} \Gamma_R \quad (5-3)$$

Dieser Fall kann mit Hilfe des Neon-Regelkreises (s. Kap. 4.3.2) realisiert werden. Abb. 5-3 zeigt für eine Heizleistung von 1,6 MW (Neutrarteilcheninjektion) den injizierten Gasfluß und den resultierenden Recyclingfluß. Daraus läßt sich nach Gl. (5-3) ein mittlere Recyclingkoeffizient von $R=98,7\%$ berechnen. Beim Übergang zu ohmscher Heizung ändert sich der Recyclingkoeffizient von Neon nicht.

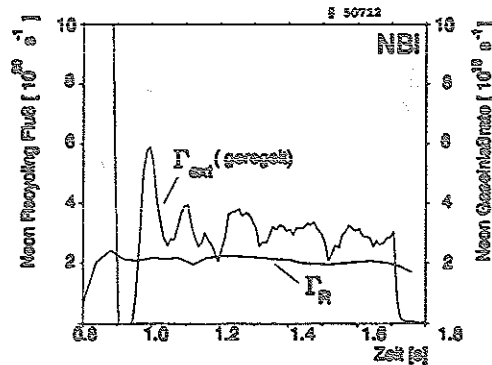


Abb. 5-3 Vergleich von Recyclingfluß und Gaseinlaßrate im Neonregelkreis

c) $dN/dt \neq 0$:

Die Teilchenzahl $N(t)$ kann durch Integration der Bilanzgleichung (5-1) ermittelt werden.

$$N(t) = \frac{\tau_p}{R} \Gamma_R = \int_0^t dt' \left(\Gamma_{\text{ex}}(t') - \frac{1-R}{R} \Gamma_R(t') \right) \quad (5-4)$$

Unter der Annahme, daß τ_p während des Gaseinlasses konstant ist (erfüllt, falls sich die Randschichttemperatur nicht wesentlich ändert, vergl. Gl. (3-22)), kann der Recyclingkoeffizient R in Gl. (5-4) so lange variiert werden, bis die Form des zeitlichen Verlaufs $N(t)$ der des gemessenen Recyclingflusses entspricht.

Abb. 5-4 zeigt im Vergleich die Injektion von Neon und Silizium durch den oberen poloidalen Hauptlimiter (s. Kap. 4.3.1) und den resultierenden Recyclingfluß Γ_R mit ohmscher Heizung. Im Fall von Neon beträgt der Recyclingkoeffizient 98,8% und ist damit ebenso hoch wie mit Zusatzheizung. Der gesamte Neonfluß ins Plasma Γ_{ex} ist weitgehend vom Recyclingfluß dominiert. Die Limiter stellen damit unter stationären Bedingungen die Hauptquelle der Neonzufuhr dar. Die Zufuhr von Silizium erfolgt durch Injektion von Silan (SiH_4) in die Plasmaentladung. Da sich im letzteren Fall während des Gaseinlasses Plasmadichte und Deuterium- sowie andere Verunreinigungsflüsse (C, O) am Limiter nicht ändern, kann die Zunahme des Siliziumflusses als Recyclingfluß interpretiert werden. Für Silizium ist der so bestimmte Recyclingfluß Γ_R nur etwa halb so groß wie der Gaszufluß Γ_{ex} , daraus läßt sich ein Recyclingkoeffizient von etwa 25-35% ableiten. Die Unsicherheit resultiert aus der geringen Flußdichte am Meßort im Vergleich zur Flußdichte, die durch

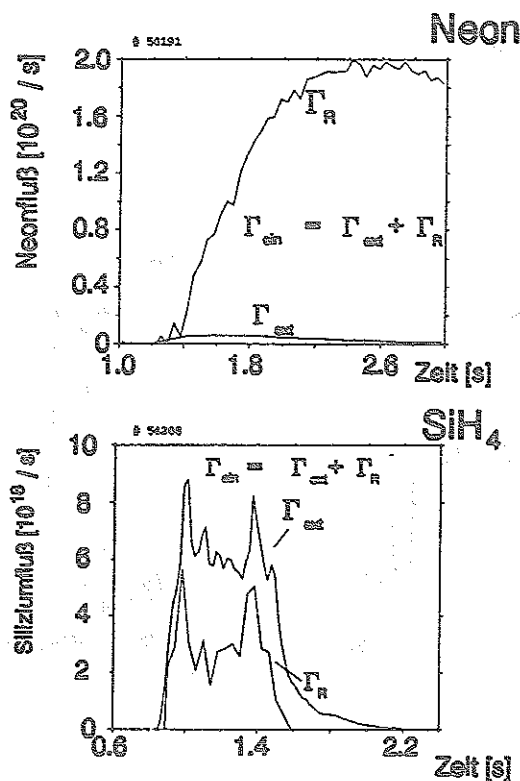


Abb. 5-4 Gaseinlaß von Neon und Silizium und resultierende Recyclingflüsse

5.1.2 Variation der Verunreinigungsflüsse

Aufgrund der in Kap. 5.1.1 beschriebenen Unterschiede im Recyclingverhalten und in den zugrunde liegenden Freisetzungsmechanismen zwischen Neon und Silizium sind auch die Möglichkeiten zur Kontrolle der Verunreinigungsflüsse verschieden.

Neon

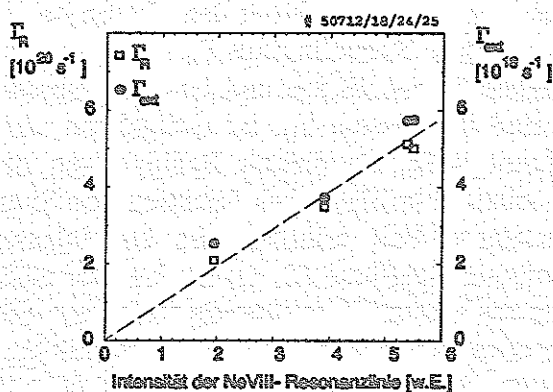


Abb. 5-5 Variation der Neonflüsse mit Hilfe des Neon- Regelkreises

Zerstäubung durch Deuterium, Kohlenstoff und Sauerstoff hervorgerufen wird. Der experimentell bestimmte Recyclingkoeffizient ist mit der Selbstzerstäubungsausbeute $Y_{\text{Si}}^{\text{Si}}$ zu vergleichen, die für die gemessene Elektronentemperatur von 20 eV zu erwarten ist. Sie ist insbesondere abhängig von der mittleren Ladung der Siliziumionen, die auf den Limiter treffen. Auf der Basis des in Anhang A beschriebenen Zerstäubungsmodells beträgt die Ausbeute im Bereich $z=3$ bis $z=6$ etwa 30-50%. Beim Vergleich zwischen gemessenem Recyclingkoeffizienten und berechneter Selbstzerstäubungsausbeute muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß sich aufgrund von Kodeposition von Kohlenstoff auf der Siliziumschicht ein Bedeckungsfaktor $f < 1$ ergibt, um den die Zerstäubungsausbeuten reduziert sind. Dieser Tatsache wegen und unter Berücksichtigung der dargestellten Meßunsicherheiten für R stimmt der gemessene Recyclingkoeffizient mit den zu erwartenden Selbstzerstäubungsausbeuten von Silizium überein.

Da Neon atomar injiziert wird, kann der Zufluß unabhängig vom Hintergrundplasma erfolgen. Die Regelbarkeit der Flüsse auf hohem Niveau und die Ausbildung eines Gleichgewichts (s. Gl. (5-3)) mit Hilfe des Neon- Regelkreises (s. Kap. 4.3.1) beruht allerdings auf der Möglichkeit zum Abpumpen der am Limiter neutralisierten Teilchen. Für vollständiges Recycling ($R=1$) ist keine Regelung möglich. Abb. 5-5 zeigt, wie Gaszufluß Γ_{ext} und resultierender Recyclingfluß Γ_R durch Variation der Regelgröße (Intensität

des Strahlungsübergangs 2p-2s des Litium- ähnlichen Ionisationszustands NeVIII, $\lambda = 77,4$ nm) beeinflusst werden können. Der Recyclingkoeffizient ist dabei konstant. Bei niedrigen Plasmadichten kann die Regelung der Neonmenge auf hohem Niveau im Konflikt mit der Dichteregelung der Plasmaentladung sein. Neonionen mit einer Dichte n_{Ne} tragen entsprechend ihrer mittleren Ladung Z zur Gesamtdichte der Elektronen $n_e = Z \cdot n_{Ne} + n_D$ bei. Bei konstant gehaltener Elektronendichte verdrängen die Neonionen die Deuteriumionen. Aufgrund der hohen Recyclingwahrscheinlichkeit des Deuteriums ist es möglich, daß die Deuteriumabfuhr mit Hilfe des Pump limiters die Neonzufuhr nicht ausgleichen kann und in der Folge die Elektronendichte steigt.

Silizium

Eine Variation der durch Zerstäubung hervorgerufenen Flüsse von haftenden Verunreinigungen wie Silizium ist allein durch Änderung der entsprechenden Zerstäubungsausbeuten möglich, die ihrerseits von der Energie der zerstäubenden Ionen und damit von der Randschichttemperatur abhängen. Da die Randschichttemperatur aus der Energie- und Teilchenflußbilanz an der Separatrix folgt (s. Kap. 3.4), kann sie nur durch Variation äußerer Parameter wie Plasmadichte und Plasmaheizung beeinflusst werden.

Abb. 5-6 zeigt die Variation der gemessenen Siliziumflüsse am Limiter bezogen auf den Deuteriumfluß, $\alpha_{Si} = \Gamma_{Si} / \Gamma_D$, in Abhängigkeit von der liniengemittelten zentralen Elektronendichte $\bar{n}_e$ bei einer Heizleistung von 1,6 MW (Neutralteilchenheizung NBI).

Mit zunehmender Dichte nimmt α_{Si} aufgrund der gleichzeitigen Abnahme der Elektronentemperatur T_e an der Separatrix von 11% bei $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ($T_e = 25$ eV) auf weniger als 1% bei $\bar{n}_e = 6,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ($T_e = 10$ eV) drastisch ab. Diese starke Variation ist typisch für Verunreinigungen, die durch physikalische Zerstäubung freigesetzt werden. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer Rechnung mit Hilfe des in Kap. 3.4 beschriebenen 0-dim. Modells zur Teilchen- und Energiebilanz an der Separatrix. α_{Si} ist dabei auf der Basis

des in Anhang A beschriebenen Zerstäubungsmodells unter Berücksichtigung der übrigen Verunreinigungen im Plasma (hier Kohlenstoff und Sauerstoff) nach Gl. (3-37) bestimmt worden. Die Sauerstoffflüsse sind den Meßwerten entsprechend eingesetzt worden, die Kohlenstoffflüsse sind mit Hilfe des Zerstäubungsmodells berechnet worden. Für die Bedeckung des Limiters ist aufgrund der Kodeposition von Kohlenstoff auf der Silizium-

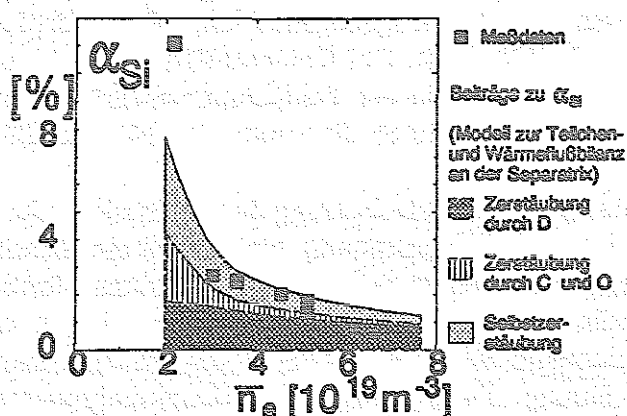


Abb. 5-6 Variation der Siliziumflüsse am Limiter mit der Plasmadichte $\bar{n}_e$

schicht ein Verhältnis von Si zu C von 60:40 angenommen worden. Zur Veranschaulichung sind die Beiträge der verschiedenen Ionenspezies zum gesamten Siliziumfluß gekennzeichnet. Aufgrund ihrer hohen Masse und größeren Energie, die sie wegen ihres höheren Ladungszustands in der Debey-Schicht gewinnen, tragen Kohlenstoff und Sauerstoff bei niedrigen Dichten in etwa gleichem Umfang wie Deuterium zur Siliziumfreisetzung bei, obwohl der jeweilige Fluß von C bzw. O nur etwa 4-5% des Deuteriumflusses ausmacht. Selbstzerstäubung verstärkt die Freisetzung um den Faktor $(1 - Y_{\text{Si}}^{\text{Si}})^{-1}$, wobei $Y_{\text{Si}}^{\text{Si}}$ die entsprechende Ausbeute ist (vergl. Gl. (3-37)). Mit zunehmender Dichte nimmt der Einfluß der Zerstäubung durch Verunreinigungen ab, weil der Fluß von C und O bezogen auf den Deuteriumfluß mit steigender Plasmadichte bis auf 0,4% im Fall von Kohlenstoff bzw. 0,3% im Fall von Sauerstoff zurückgeht.

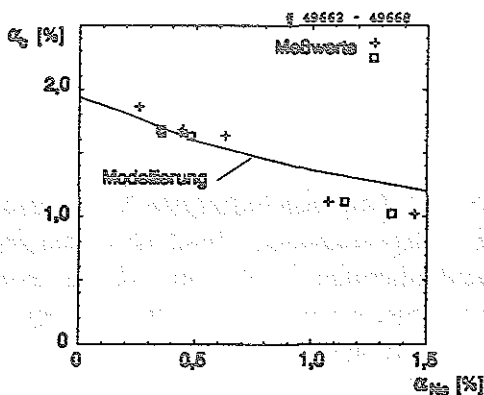


Abb. 5-7 Einfluß der Neonzufuhr auf die Kohlenstofffreisetzung

der relative Kohlenstoffflusses $\alpha_{\text{C}} = \Gamma_{\text{C}}/\Gamma_{\text{D}}$ am Limiter in Abhängigkeit vom relativen Neonfluß $\alpha_{\text{Ne}} = \Gamma_{\text{Ne}}/\Gamma_{\text{D}}$ am Limiter dargestellt. Zum Vergleich ist das Ergebnis einer Rechnung mit Hilfe des 0-dim. Modells zur Teilchen- und Energiebilanz an der Separatrix eingetragen (durchgezogene Linie). Das Bedeckungsverhältnis von Kohlenstoff zu Bor wurde auf 70:30 gesetzt. Der Kohlenstofffluß ins Plasma nimmt mit steigender Neonzufuhr deutlich ab, da der Effekt der Temperaturerniedrigung auf α_{C} in diesem betrachteten Fall stärker ist als der Effekt durch die zusätzliche Neonzerstäubung.

Verunreinigungsfreisetzung durch physikalische Zerstäubung und Randschichtkühlung durch Verunreinigungsstrahlung bilden also ein nichtlineares System. Insbesondere das Verhalten von Materialsystemen, die aus mehreren Verunreinigungen bestehen, kann nur durch eine selbstkonsistente Modellierung beschrieben werden. Für hinreichend stark strahlende Elemente wie z.B. Silizium besteht eine starke Konkurrenz zwischen Freisetzung und Kühlung. Dadurch wird die Verunreinigungszufuhr mit sinkender Randschichttemperatur gedämpft, wie aus Abb. 5-6 ersichtlich ist.

In Ergänzung zur Freisetzung durch Zerstäubung kann Silizium durch Injektion von molekularen Gasen bestehend aus Silizium und Wasserstoff dem Plasma zugeführt werden (s. Kap. 4.3.2). Aufgrund des enthaltenen Wasserstoff ist jedoch auch in diesem Fall die Zufuhr begrenzt. Wasserstoff als rezyklierendes Element bewirkt nämlich eine Erhöhung der Plasmadichte, während Silizium als haftendes Element durch Deposition dem Plasma schnell verloren geht ($\tau_{\text{p}}^{\text{H}} \gg \tau_{\text{p}}^{\text{Si}}$). Moleküle mit hohem Siliziumanteil sind also zu bevorzugen.

Die Anwesenheit von zusätzlichen Verunreinigungen führt jedoch nicht zwangsläufig zu mehr Zerstäubung. Durch die Strahlung der Verunreinigungen wird die Randschichttemperatur erniedrigt, wodurch die Ausbeuten aller Zerstäubungsprozesse abnehmen. Das kann insgesamt zur Verringerung der Verunreinigungsfreisetzung führen. Ein Beispiel für derartiges Verhalten ist die Zugabe von Neon mit Hilfe des Neonregelkreises in eine Plasmaentladung, die mit Limitern und Wänden mit einer Bor-/Kohlenstoffschicht nach einer Borierung stattfindet. Dazu ist in Abb. 5-7

Im Rahmen dieser Arbeit ist Disilan (Si_2H_6) eingesetzt worden. Maximale Injektion ist beim Gebrauch von Disilan als Füllgas der Plasmaentladung zu erreichen. Dieses Experiment wurde unter silizierten Bedingungen durchgeführt, so daß der gesamte Siliziumfluß bezogen auf den Wasserstoff durch Zerstäubung mit einer effektiven Zerstäubungsausbeute $\alpha_{\text{Si}}^{\text{Zerst}}$ nach Gl. (3-37) und Gasinjektion (Γ^{ext}) von Silizium und Wasserstoff im Verhältnis 1:3 hervorgerufen wird:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Si}}^{\text{tot}} &= \frac{\Gamma_{\text{Si}}^{\text{tot}}}{\Gamma_{\text{H}}^{\text{tot}}} = \frac{\Gamma_{\text{Si}}^{\text{ext}} + \Gamma_{\text{Si}}^{\text{Zerst}}}{\Gamma_{\text{H}}^{\text{ext}} + \Gamma_{\text{H}}^{\text{R}}} \\ &= \frac{\Gamma_{\text{Si}}^{\text{ext}}}{\Gamma_{\text{H}}^{\text{ext}} \left(1 + \frac{R_{\text{H}}}{1-R_{\text{H}}}\right)} + \frac{\Gamma_{\text{Si}}^{\text{Zerst}}}{\Gamma_{\text{H}}^{\text{R}} \left(1 + \frac{1-R_{\text{H}}}{R_{\text{H}}}\right)} \quad (5-5) \\ &= \frac{1-R_{\text{H}}}{3R_{\text{H}}} + \frac{\alpha_{\text{Si}}^{\text{Zerst}}}{R_{\text{H}}} = \frac{1-R_{\text{H}} + 3\alpha_{\text{Si}}^{\text{Zerst}}}{3R_{\text{H}}} \end{aligned}$$

Hier ist der Gesamtfluß des Wasserstoffs mit Hilfe des Recyclingkoeffizienten R_{H} im ersten Summanden durch den Gaszufluß Γ^{ext} bzw. im zweiten Summanden durch den Recyclingfluß Γ^{R} ausgedrückt (dabei gilt im Gleichgewicht: $\Gamma_{\text{H}}^{\text{ext}} = (1-R_{\text{H}})/R_{\text{H}} \cdot \Gamma_{\text{H}}^{\text{R}}$) und das o.a. Injektionsverhältnis von Si und H eingesetzt worden. Es ist ersichtlich, daß die Siliziumzufuhr durch effektives Pumpen (mit Pumpeffizienz $\epsilon = 1-R$) des Wasserstoffs begünstigt wird. In den Experimenten mit Disilan als Füllgas betrug die Pumpeffizienz etwa 2-4%, so daß der gesamte Siliziumfluß in Bezug auf den Wasserstofffluß von etwa 1% (effektive Zerstäubungsausbeute bei hoher Dichte und einer Elektronentemperatur von etwa 15 eV) auf insgesamt 2,4% ($\epsilon=4\%$), d.h. um maximal einen Faktor 2,4 erhöht werden konnte. Bei einer Pumpeffizienz von 10% könnte $\alpha_{\text{Si}}=4,8\%$ erzielt werden. Daraus folgt, daß eine effektive Teilchensenke für den Wasserstoff durch den Pumplimitier für eine Siliziumzufuhr in Form von Disilan von besonderer Bedeutung ist.

Beim Einsatz von Disilan als Füllgas der Plasmaentladung erfolgt die Beeinflussung des Siliziumflusses über die Dichteregelung des Plasmas, so daß auch in diesem Fall die Verunreinigungszufuhr nicht unabhängig von äußeren Parametern möglich ist.

Aufgrund der in diesem Kapitel beschriebenen nichtlinearen Verknüpfungen von Verunreinigungsfreisetzung und Plasmahintergrund und den daraus resultierenden begrenzten Zufuhrmöglichkeiten für Silizium ist die Kontrollierbarkeit dieser haftenden Verunreinigungsspezies weitaus eingeschränkter als die des rezyklierenden Neons. Darüberhinaus muß bei haftenden Elementen die Deposition der Verunreinigungsspezies auf den Gefäßwänden mit einer möglichen Beschichtung zur Wandkonditionierung kompatibel sein. Innerhalb eines solchen integrierten Konzepts ist es dann allerdings vorstellbar, daß durch die Injektion von reaktiven Gasen wie Silian gleichzeitig eine Erhöhung der Strahlungsleistung und eine Reparatur von erodierten Schichten durch gezielte Deposition hervorgerufen wird [103].

5.1.3 Geschwindigkeitsverteilung von Neon- und Siliziumatomen am Limiter und deren Eindringtiefe ins Plasma

Neon

Die Geschwindigkeitsverteilung, mit der Neonatome ins Plasma eindringen, wurde durch die Messung der Dopplerverbreiterung einer Emissionslinie des neutralen Neons bei $\lambda = 585,248$ nm (Übergang $3p'[1/2]_{j=0}$ nach $3s'[1/2]_{j=1}$, keine Zeemanaufspaltung der π -Komponente in 1. Ordnung) mit Hilfe eines hochauflösenden Spektrometers an einem Testlimiter bestimmt (s. Kap. 4.2.1), der auf gleichem Radius wie die letzte geschlossene Flußfläche ($r = 46$ cm) positioniert war. Abb. 5-8 zeigt die Verteilungen $f(v)$ für drei verschiedene liniengemittelte zentrale Elektronendichten $\bar{n}_e$. Alle Verteilungen zeigen eine intensive zentrale Komponente und einen Flügel von schnellen Atomen.

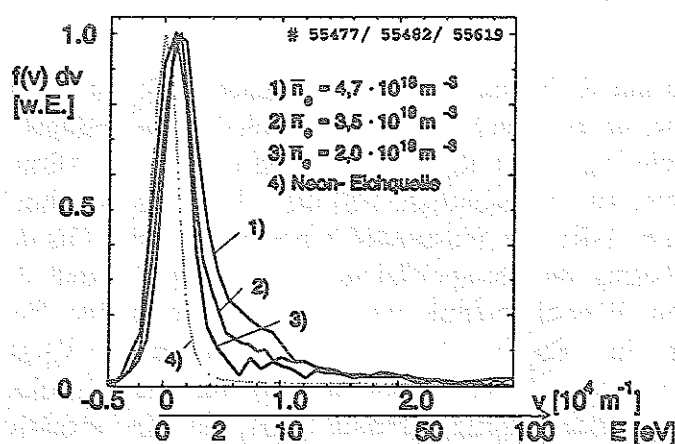


Abb. 5-8 Geschwindigkeitsverteilung von Neonatomen an einem Kohlenstofflimiter

Diese Energie ist viel höher als die von thermischen Teilchen, die vom Limiter mit einer Oberflächentemperatur von 0,04 eV spontan emittiert werden, was auf eine ioneninduzierte Desorption der Neonatome von der Limiteroberfläche hindeutet.

Der Anteil der schnellen, nicht desorbierten Atome wird durch Subtraktion einer Maxwell-Verteilung mit einer mittleren Energie von 0,3 eV von der gemessenen Verteilung ermittelt. Er wächst mit steigender Dichte $\bar{n}_e$ (d.h. abnehmender Randschichttemperatur) von 30% bei $\bar{n}_e = 2,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ auf 40% bei $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und 50% bei $\bar{n}_e = 4,7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Die mittlere Geschwindigkeit der schnellen Neonatome sinkt während dessen von $3,6 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ ($E = 135 \text{ eV}$) über $1,9 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ ($E = 38 \text{ eV}$) auf $1,2 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ ($E = 15 \text{ eV}$). Diese Variation des Anteils und der mittleren Geschwindigkeit bzw. Energie mit der Randschichttemperatur, die ihrerseits die Energie der auf den Limiter treffenden Ionen bestimmt (vergl. Gl. (3-27)) legt nahe, daß es sich bei der schnellen Komponente in den gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen um reflektierte Teilchen handelt.

Die zentrale Komponente kann durch eine Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung beschrieben und desorbierten Neonatomen zugeordnet werden (zur Desorption s. Kap. 3.2.3). Sie ist gegenüber der Nullage, die durch eine Neon-Lampe (entspricht der Apparatfunktion) bestimmt wurde, um eine Geschwindigkeit $v = 1,7 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$ verschoben, was einer Energie der Neonatome von 0,3 eV entspricht.

Eine detaillierte Analyse des Reflexionsvorgangs unter Berücksichtigung der genauen Limitergeometrie und der Energie und Winkelverteilung der auftreffenden Ionen, sowie der Wechselwirkung der Neonatome mit dem Hintergrundplasma auf dem Weg ins Beobachtungsvolumen erfordert die Anwendung von numerischen Modellen (z.B. TRIM- Code zur Beschreibung der Reflexion und EIRENE- Code zur Beschreibung der Neutralteilchen) [104].

Für die höchste Dichte $\bar{n}_e = 4,7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ist die radiale Intensitätsverteilung der Emission der Neonatome in der Wellenlänge $\lambda = 640,2 \text{ nm}$ mit Hilfe eines weiteren Spektrometers am oberen poloidalen Hauptlimiter gemessen worden. Die daraus ermittelte Eindringtiefe der Neonatome beträgt $\lambda_i^0 = 2,5 \text{ cm}$. Zum Vergleich wurde die Emission mit Hilfe der gemessenen Profile von Elektronendichte und -temperatur sowie der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung berechnet. Das Ergebnis der Rechnung ist zusammen mit dem experimentellen Meßergebnis (Quadrate) in Abb. 5-9 dargestellt. Die Rechnung bestätigt die experimentellen Resultate, insbesondere die Existenz der schnellen Komponente in der Geschwindigkeitsverteilung, wie aus einem Vergleich mit einer Rechnung hervorgeht, die auf der Basis einer Maxwell- Geschwindigkeitsverteilung mit einer mittleren Energie von 0,3 eV durchgeführt wurde (gestrichelte Linie).

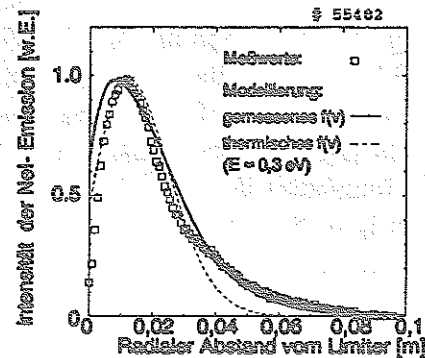


Abb. 5-9

Radiale Intensitätsverteilung der Emission von neutralem Neon ($\lambda = 640,2 \text{ nm}$)

Silizium

Die Geschwindigkeitsverteilung der am Limiter freigesetzten Siliziumatome kann durch eine Thompson- Verteilung mit einer Oberflächenbindungsenergie von $U_s = 5 \text{ eV}$ beschrieben werden [105]. Die am poloidalen Limiter gemessene radiale Intensitätsverteilung einer Emissionslinie von neutralem Silizium (SiI , $\lambda = 251,7 \text{ nm}$) wurde mit einer Berechnung der Intensitätsverteilung auf der Basis einer solchen Geschwindigkeitsverteilung analog zum Neonfall verglichen. Das Ergebnis für eine liniengemittelte zentrale Elektronendichte von $\bar{n}_e = 2,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ist in Abb. 5-10 zu sehen. Die Eindringtiefe von Silizium beträgt in diesem Fall $\lambda_{\text{Si}}^0 = 0,7 \text{ cm}$. Das gemessene Intensitätsprofil (Sternchen) ist mit der Rechnung (durchgezogene Linie) in guter Übereinstimmung.

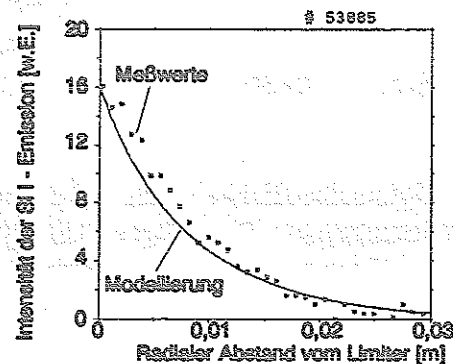


Abb. 5-10

Radiale Intensitätsverteilung der Emission von neutralem Silizium ($\lambda = 251,7 \text{ nm}$)

Die oben dargestellten Messungen zur Eindringtiefe sind unter verschiedenen Plasmabedingungen durchgeführt worden. Zum direkten Vergleich der Eindringtiefen von Neon und Silizium bei gleichen Bedingungen wurde mit Hilfe gemessener Profile von Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e sowie der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ die radiale Verteilung der Neutralteilchendichte $n^0(r)$ von Neon und Silizium für ein typischer TEXTOR-Randschichtplasma bei einer liniengemittelten zentralen Elektronendichte von $\bar{n}_e = 4,8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnung (normiert auf gleiche Dichten am Limiter) ist in Abb. 5-11 zu sehen. Es zeigt sich, daß unter diesen Bedingungen die Eindringtiefe von Neon mit $\lambda_{\text{Ne}}^0 = 2,5 \text{ cm}$ etwa fünf mal so groß ist wie die von Silizium mit $\lambda_{\text{Si}}^0 = 0,5 \text{ cm}$. Da die mittlere Geschwindigkeit, mit der die beiden Spezies ins Plasma starten, mit $v = 5,5 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$ etwa gleich groß ist, beruht dieser Unterschied vor allem in der Höhe des Ionisationspotentials I der Atome und den damit verbundenen Ratenkoeffizienten für die Ionisation durch Elektronenstoß (s. Kap. 3.3.1). Für Neon gilt $I_0 = 21,6 \text{ eV}$, für Silizium $I_0 = 8,2 \text{ eV}$.

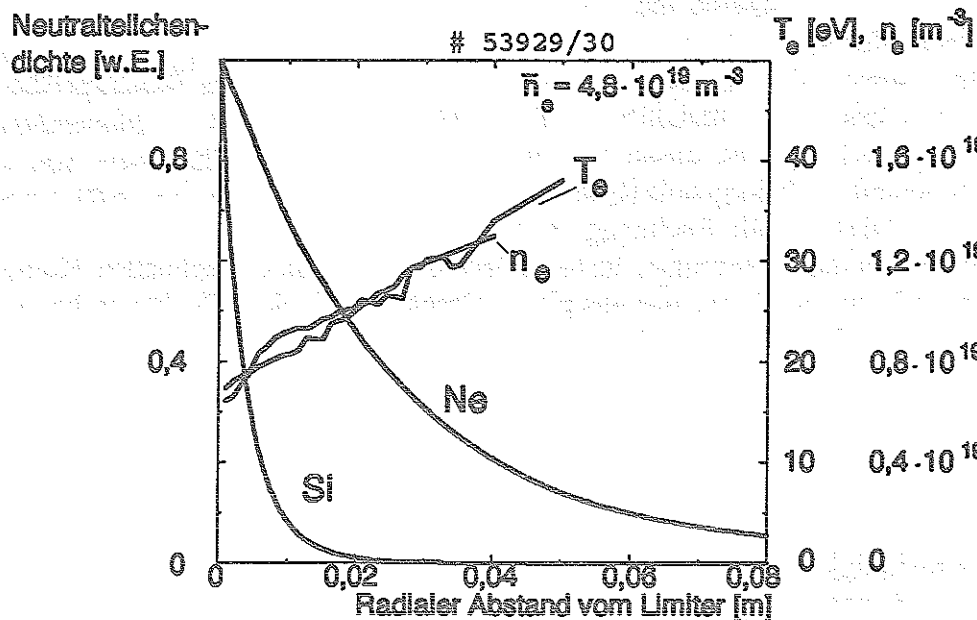


Abb. 5-11 Radiale Verteilung der Neutraltelchendichte von Neon und Silizium

Die Unterschiedlichkeit der Eindringtiefen von Neon und Silizium hat weitreichende Auswirkungen auf Transport und Strahlung der beiden Verunreinigungen im Plasma und wird bei der Diskussion in den folgenden Kapiteln eine wichtige Rolle spielen.

5.2 Strahlung und Transport der zugeführten Verunreinigungen

Die durch Neon und Silizium abgestrahlte Leistung und ihre räumliche Verteilung hängt eng mit dem Transport dieser zugeführten Verunreinigungen zusammen. Strahlungscharakteristik und Transportverhalten sollen daher im weiteren gemeinsam diskutiert werden.

5.2.1 Strahlungsleistung und räumliche Verteilung der Strahlung

$$\text{Strahlungspegel } \gamma = P_{\text{rad}} / P_{\text{ein}}$$

Die Zufuhr von Neon und Silizium hat zur Folge, daß ein Großteil der Heizleistung durch Strahlung abgeführt werden kann. Wenn nicht anders gekennzeichnet, sind die beschriebenen Experimente mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion und einer Gesamtleistung von 1,6 MW (einschließlich der ohmschen Heizung) durchgeführt worden.

Mit *Neon* konnte der Anteil γ der abgestrahlten Leistung P_{rad} (gemessen mit Hilfe des Bolometers, s. Kap. 4.2.2) an der gesamten Heizleistung P_{ein} durch geregelte Zufuhr (s. Kap. 4.3.1 und Abb. 5-5) bis auf 95% erhöht werden. Abb. 5-12 a) zeigt diesen Strahlungspegel γ bei einer liniengemittelten zentralen Elektronendichte von $\bar{n}_e = 4,0\text{--}4,5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ in Abhängigkeit von der Intensität einer Linie des Lithium- ähnlichen Neons NeVIII (Resonanzübergang 2s-2p), die als Regelgröße im Neonregelkreis dient. Der Strahlungspegel durch die intrinsischen Verunreinigungen Kohlenstoff, Bor und Sauerstoff (im borierten Gefäß) beträgt etwa 20%. Die Strahlungsleistung wurde in quasi- stationären Entladungen erreicht, d.h. konstante Bedingungen für Plasmadichte, Verunreinigungskonzentration und Strahlung.

Mit Hilfe von *Silizium* konnte maximal 75% einer Gesamtheizleistung von 1,6 MW abgestrahlt werden, indem die Plasmaentladung mit Disilan Si_2H_6 als Füllgas aufgebaut wurde. Die Gefäßwände waren dabei durch Silizierung mit Silizium beschichtet (s. Kap. 4.3.3). Die Variation der Siliziumflüsse wurde durch Variation der Plasmadichte $\bar{n}_e$ bewirkt (s. Kap. 5.1.2). Abb. 5-12 b) zeigt den resultierenden Strahlungspegel γ in Abhängigkeit von $\bar{n}_e$ für die Disilan- Entladungen (Kreuze) und reine Wasserstoffentladungen (Quadrate), in denen die Siliziumfreisetzung allein durch physikalische Zerstäubung erfolgt. Die in Kap. 5.1.2 im Zusammenhang mit der Siliziumzufuhr diskutierte Begrenzung des Zuflusses verursacht hier die Begrenzung der abgestrahlten Leistung.

Auffällig ist die Variation des Strahlungspegels γ mit der Dichte für den Fall der Wasserstoffentladungen in siliziertem Gefäß. Aufgrund der starken Reduzierung der effektiven Zerstäubungsausbeute α_{Si} mit absinkender Randschichttemperatur bei steigender Dichte nimmt γ von etwa 65% bei einer Dichte von $\bar{n}_e = 1,5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ bis auf 35% bei höchsten Dichten von $\bar{n}_e = 7,5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ab. In Plasmaentladungen mit Deuterium als Arbeitgas variiert γ im gleichen Dichtebereich von etwa 70% bis 50%. Das Dichtelimit ist in beiden Fällen durch das Auftreten von thermischen Instabilitäten gegeben. Der Strahlungspegel ist dort im Vergleich zu Wasserstoffentladungen etwas höher, weil wegen der höheren Masse der Hintergrundionen die effektive Zerstäubungsausbeute α_{Si} größer ist (zur Variation

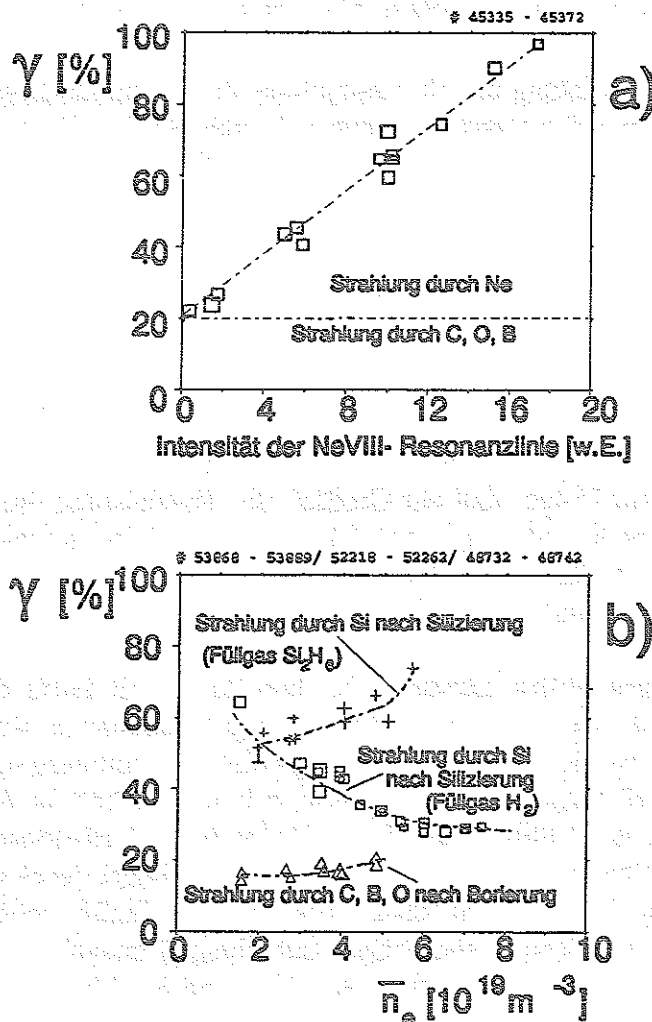


Abb. 5-12 Variation der Strahlungspegel $\gamma = P_{\text{rad}} / P_{\text{ein}}$ für die Randschichtkühlung mit Neon und Silizium

recycling an Limitern und Wänden dominiert, so daß insbesondere bei kleinen Plasmadichten die Zufuhr des im Disilan gebundenen Siliziums gegenüber der physikalischen Zerstäubung der Siliziumschichten klein ist (vergl. Gl. 5-5).

Um den Strahlungspegel γ in siliziertem Gefäß über das durch die Zerstäubung von Silizium hervorgerufene Maß von maximal 40-50% bei hohen Plasmadichten zu steigern, ist in einem weiteren Schritt Neon mit Hilfe des Neonregelkreises in diese Plasmaentladungen injiziert worden. Dadurch konnten Strahlungspegel von über 90% erreicht werden. Der dazu benötigte Neonfluß betrug jedoch aufgrund des höheren Ausgangsniveaus der Strahlung ($\gamma=45\%$ statt $\gamma=20\%$ wie in boriertem Gefäß, vergl. Abb. 5-12) nur 1% des Deuteriumflusses anstelle der im borierten Gefäß erforderlichen 1,5-2%. Der durch physikalische Zerstäubung hervorgerufene Siliziumfluß änderte sich mit steigender Neonzufuhr nicht und betrug konstant etwa 1% des Deuteriumflusses. Effekte durch Randschichtkühlung und zusätzliche Zerstäubung durch die zugeführten Neonionen kompensieren sich also im Hinblick auf die Freisetzung von Silizium.

von α_{Si} siehe Abb. 5-6). In beiden Fällen wirkt sich die Abnahme der Siliziumquellen $\alpha_{\text{Si}} = \Gamma_{\text{Si}} / \Gamma_{\text{H/D}}$ stärker als die Zunahme der Wasserstoffflüsse $\Gamma_{\text{H/D}}$ und des Strahlungspotentials E_{rad} aufgrund der abnehmenden Elektronentemperatur auf die resultierende Gesamtstrahlung aus: $P_{\text{rad}} = \Gamma_{\text{Si}} E_{\text{rad, Si}} = \alpha_{\text{Si}} \Gamma_{\text{H/D}} E_{\text{rad, Si}}$. Damit steht die Variation der Strahlung im Gegensatz zu deren Verhalten in karbonisierten oder borierten Gefäßen, wo diese vor allem durch Kohlenstoff und Sauerstoff bestimmt ist und zur Verunreinigungsfreisetzung auch chemische Prozesse beitragen. In diesem Fall variieren die relative Verunreinigungsflüsse α_i weniger stark als im Fall der Siliziums, so daß der Strahlungspegel in Plasmaentladungen in boriertem oder karbonisiertem Gefäß stets mit steigender Dichte zunimmt (s. Dreiecke in Abb. 4-12 b)).

Der Einsatz von Disilan als Füllgas bewirkt erst bei hohen Dichten eine signifikante Erhöhung der Strahlung gegenüber den reinen Wasserstoffentladungen in siliziertem Gefäß. Der Zufluß des Wasserstoffs, der zum Aufbau der Plasmadichte führt, ist nämlich durch das Wasserstoffre-

Radiale Strahlungsprofile

Die Strahlung von Neon und Silizium von Neon und Silizium ist auf den Bereich der Plasmarandschicht beschränkt. Zur Illustration zeigt Abb. 5-13 die räumliche Verteilung der Strahlungsleistungsdichte P_{rad} (gefüllte Kreise), der Elektronentemperatur T_e (Quadrate) sowie der Elektronendichte (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit vom kleinen Plasmaradius r . Der durch die Zufuhr von Neon mit Hilfe des Neonregelkreises hervorgerufene Strahlungspegel γ beträgt in diesem Fall 85% bei einer Heizleistung von 1,6 MW und einer liniengemittelten zentralen Elektronendichte von $\bar{n}_e = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Der Neonfluß am Limiter in Bezug auf den Deuteriumfluß beträgt 1,5%.

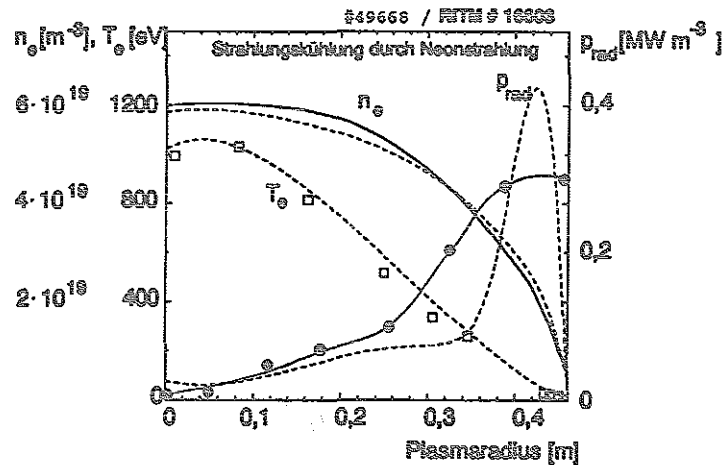


Abb. 5-13 Radialprofile von Elektronendichte, -temperatur und Strahlungsleistung (Neonkühlung, Modellierung gestrichelt)

Deutlich ist ein ausgeprägtes Maximum der Strahlungsleistung am Plasmarand bei $r = 0,42 \text{ m}$ und ein steiler Abfall des Profils im Bereich zwischen $r = 0,40 \text{ m}$ und $r = 0,30 \text{ m}$. Zum Vergleich ist das Ergebnis einer selbstkonsistenten Rechnung mit dem RITM-Code (gestrichelte Kurven) mit eingezeichnet. Als äußere Randbedingungen für die Modellierung sind entsprechend den experimentellen Bedingungen Heizleistung, Dichte und der Neonfluß ins Plasma vorgegeben worden. Die gemessenen und gerechneten Profile zeigen eine gute Übereinstimmung. Das gemessene Strahlungsprofil ist etwas breiter als das berechnete, hier ist jedoch eine Ortsunsicherheit durch die Abelinversion der Bolometerdaten zu berücksichtigen.

Aus der Aufgliederung der berechneten Strahlungsleistung nach Ionisationsstufen und deren Dichteverteilung (s. Abb. 5-14) wird ersichtlich, daß die Kante des Strahlungsgürtels mit dem Übergang vom Lithium- zu Helium-ähnlichen Ladungszustand zusammenfällt. Wie schon in Kap. 3.3.2 für das Beispiel Kohlenstoff eingehend erläutert, bewirkt der Sprung in der Höhe der Ionisationspotentiale für die entsprechenden Ionen ($I = 239 \text{ eV}$ für Ne^{7+} bzw. $I = 1196 \text{ eV}$ für Ne^{8+}) eine Verteilung des höheren Ladungszustands in einem weiteren radialen Bereich und ein wesentlich kleineres Verhältnis der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung und -ionisation. Letzteres beeinflusst wesentlich die von einem Zustand z abgestrahlte Energie (verg. Kap. 3.3.2, Gl. (3-64)). Den Hauptbeitrag zur Strahlungsleistung leisten die Beryllium- und Lithium-ähnlichen Ionisationsstufen des Neons. Die Elektronentemperatur am inneren Rand des Strahlungsgürtels beträgt etwa 150 eV , wodurch eine einfache Faustregel bestätigt wird, nach der der Strahlungsgürtel sich bis zu einer Elektronentemperatur ausdehnt, die etwa der Hälfte des Ionisationspotentials des Lithium-ähnlichen Ionisationszustands entspricht [63].

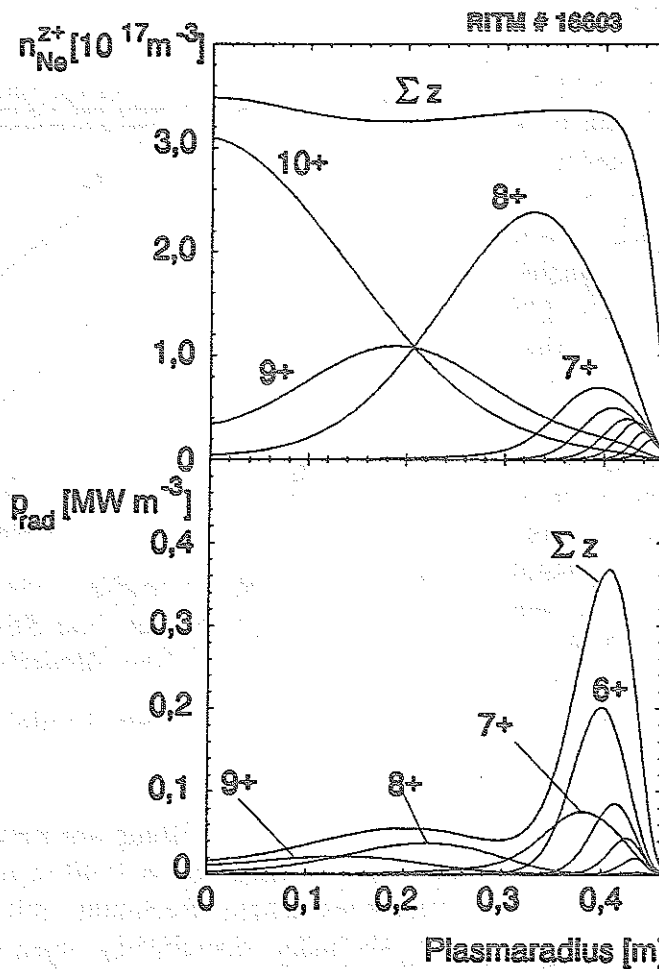


Abb. 5-14 Dichte- und Strahlungsleistungsprofile der Ladungszustände von Neon

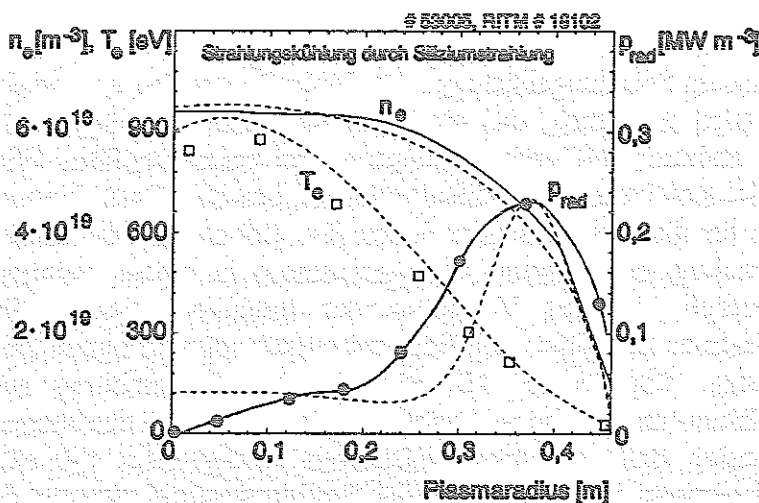


Abb. 5-15 Radialprofile von Elektronendichte, -temperatur und Strahlungsleistung (Siliziumkühlung, Modellierung gestrichelt)

Ein durch Siliziumstrahlung dominiertes Strahlungsprofil zeigt einen breiteren Strahlungsgürtel aufgrund der größeren Zahl der Ionisationszustände und der höheren Ionisationspotentialen der einzelnen Stufen. Abb. 5-15 zeigt die gemessene Strahlungs-, Elektronentemperatur- und -dichte-profile einer Plasmaentladung, die in einem silizierten Gefäß bei einer Elektronendichte von $n_e = 5,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bei einer Heizleistung von 1,6 MW durchgeführt wurde (Siliziumfluß $\alpha_{\text{Si}} = \Gamma_{\text{Si}} / \Gamma_{\text{D}} = 1\%$).

Der Strahlungspegel γ beträgt 55%, das Maximum der Strahlungsleistung liegt bei $r = 0,36$ m und damit etwa 6 cm weiter innen als das Strahlungsmaximum von Neon unter vergleichbaren Plasmabedingungen. Die Kante des Strahlungsgürtels liegt in einem Temperaturbereich zwischen $T_e = 200$ eV und 300 eV, wie es bei einem Ionisationspotential von Lithium-ähnlichem Si^{11+} von $I = 523$ eV zu erwarten ist. Zum Vergleich ist das Ergebnis einer selbstkonsistenten Modellierung mit dem RITM-Code eingetragen (gestrichelte Linien). Plasmadichte und Heizleistung sind als äußere Parameter den experimentellen Bedingungen entsprechend in die Rechnung eingeführt worden. Die Siliziumfreisetzung ist mit Hilfe des in Anhang A beschriebenen Zerstäubungsmodells bestimmt worden, wobei ein Bedeckungsverhältnis der Limiteroberfläche von 50% Silizium zu 50% Kohlenstoff angenommen worden ist, um die experimentell bestimmten Neutralteilchenflüsse ($\alpha_{\text{Si}} = \Gamma_{\text{Si}}/\Gamma_{\text{D}} = 1\%$ und $\alpha_{\text{C}} = 0,5\%$) nachzuvollziehen.

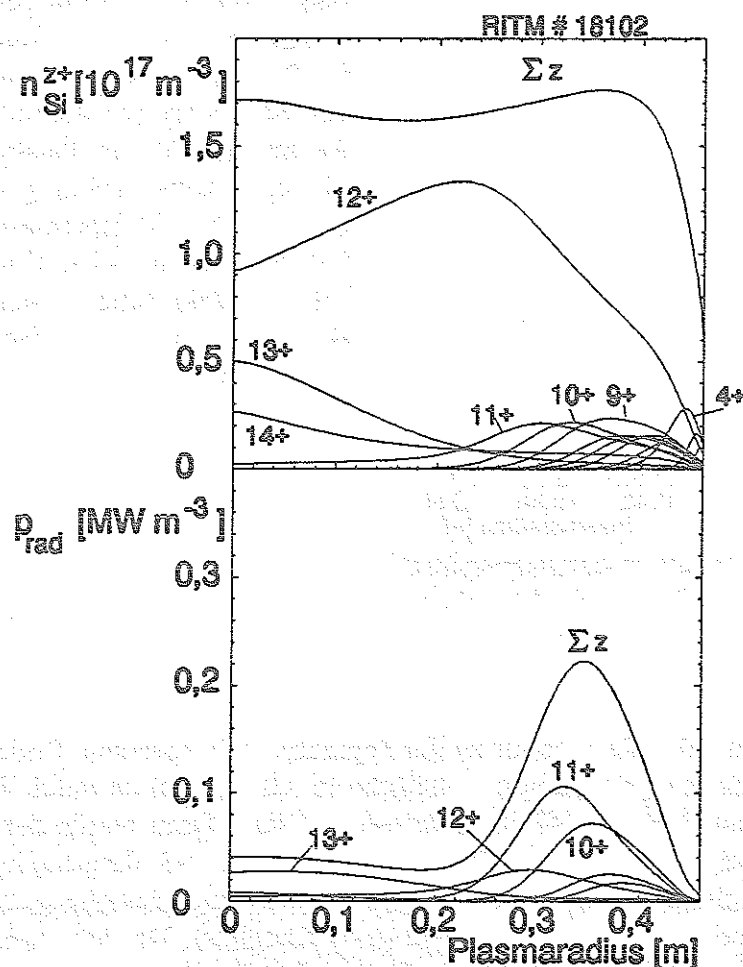


Abb. 5-16 Dichte- und Strahlungsleistungsprofile der Ladungszustände von Silizium

Die Aufgliederung der berechneten Strahlungsleistung nach Beiträgen der unterschiedlichen Ionisationsstufen (Abb. 5-16) bestätigt die schon für Neon gezeigte Tatsache, daß die innere Kante des Strahlungsgürtels mit dem Übergang vom Lithium- zum Helium-ähnlichen Ladungszustand zusammenfällt. Dabei sind nur Strahlungsprofile von Ladungszuständen mit $z > 8$ dargestellt, der Beitrag der niedrigeren Stufen an der Gesamtstrahlung ist vernachlässigbar.

5.2.2 Randschichtkühlung und Reduktion der konvektiven Wärmeflüsse auf die Limiteroberfläche

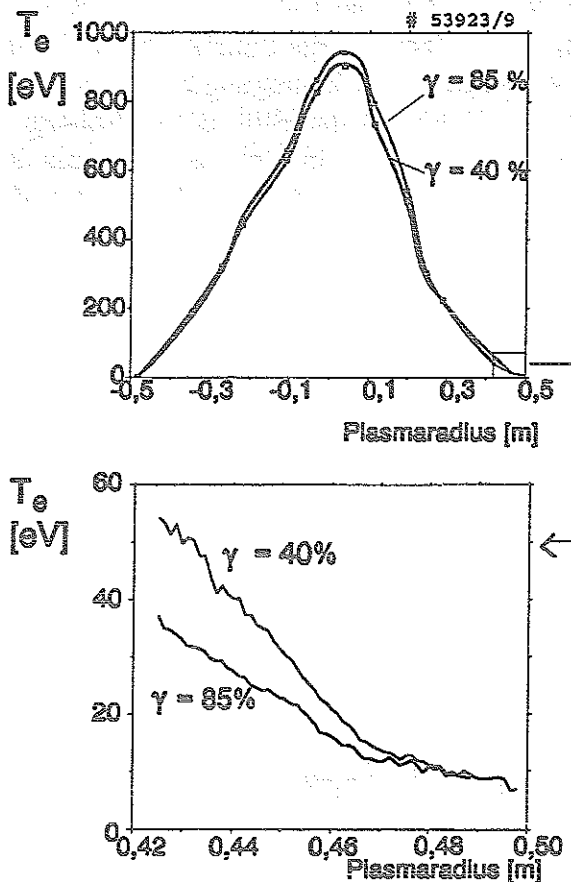


Abb. 5-17 Elektronentemperaturprofile mit ($\gamma = 85\%$) und ohne Neoninjektion ($\gamma = 40\%$)

Im Einklang mit der in Kap. 5.2.1 beschriebenen radialen Verteilung der Strahlungsleistung erfolgt bei Zufuhr von Neon und Silizium die Erniedrigung der Elektronentemperatur ausschließlich in der Plasmarandschicht. Abb. 5-17 zeigt die Elektronentemperaturen zweier Plasmaentladungen bei gleicher Heizleistung und Dichte mit einem Strahlungspegel von 40% bzw. 85%, wobei die Erhöhung der Strahlung durch Neonzufuhr bewirkt wurde. Die Reduzierung der Elektronentemperatur ist im Bereich $r > 0,35$ m zu beobachten. An der Separatrix ($r = 0,46$ m) fällt T_e von 22 eV auf 15 eV, im Plasmazentrum erfolgt hingegen keine Kühlung sondern vielmehr eine leichte Temperaturerhöhung. Diese Tatsache ist auf eine Erhöhung der ohmschen Heizleistung zurückgeführt werden, da in Anwesenheit der Neonionen im Plasma mit der effektiven Ladungszahl Z_{eff} der Plasmawiderstand steigt (vergl. Kap. 4.2.2, Gl. 4-10).

Die mit der Abnahme der Temperatur an der Separatrix einhergehende Erniedrigung des konvektiven Wärmeflusses $q_{\parallel}$ zur Limiteroberfläche (s. Gl. (3-28)) ist durch Thermographie an einem Testlimiter aus Kohlenstoff nachgewiesen worden. Dazu wurde der zeitliche Verlauf der Oberflächentemperatur des Limiters in der in Abb. 4-3 dargestellten Anordnung für verschiedene Strahlungspegel γ im Maximum der Wärmebelastung gemessen und daraus der parallele Wärmefluß nach Gl. (4-4) und (4-5) berechnet. Der Wärmeleitungskoeffizient $\kappa = 65 \text{ Jm}^{-1}\text{s}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und der Temperaturleitungskoeffizient $\lambda_{\text{Temp}} = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ für Kohlenstoff wurden dabei als unabhängig von der Oberflächentemperatur des Limiters angenommen. Abb. 5-18 zeigt die Variation der Strahlungsleistung P_{rad} (offene Quadrate), der aus der Leistungsbilanz abgeleiteten konvektiven Leistung $P_{\text{konv}} = P_{\text{ein}} - P_{\text{rad}}$ (gefüllte Quadrate) und des gemessenen parallelen Wärmeflusses $q_{\parallel}$ (offene Kreise) mit der zugeführten Neonmenge, hier ausgedrückt durch die Intensität der NeVIII-Resonanzlinie. Der Strahlungspegel γ variiert dabei zwischen 46% und 87%, der leichte Anstieg der Gesamtheizleistung P_{ein} resultiert aus einer Erhöhung der ohmschen Heizleistung um etwa 25% aufgrund der

Erhöhung des Plasmawiderstands (s.o.). Der gemessene parallele Wärmefluß am Testlimiter nimmt unterdessen von 40 MWm^{-2} auf 15 MWm^{-2} ab, die Reduktion des lokalen Wärmeflusses erfolgt damit in gleichem Umfang wie die Reduktion der aus der globalen Energiebilanz abgeleiteten konvektiven Leistung P_{konv} . Mit Steigerung der abgestrahlten Leistung findet keine Umverteilung der konvektiven Wärmeflüsse in der Abschältschicht statt. Im Einklang mit diesem Ergebnis beträgt der Wert der lokal am Testlimiter nach Gl. 4-6 bestimmten Abfalllänge des Wärmeflusses unabhängig vom Strahlungspegel $\lambda_q = 6,5 \text{ mm}$. Die Elektronentemperatur an der Separatrix sinkt mit wachsender Strahlungsleistung von 16 eV auf etwa 10 eV.

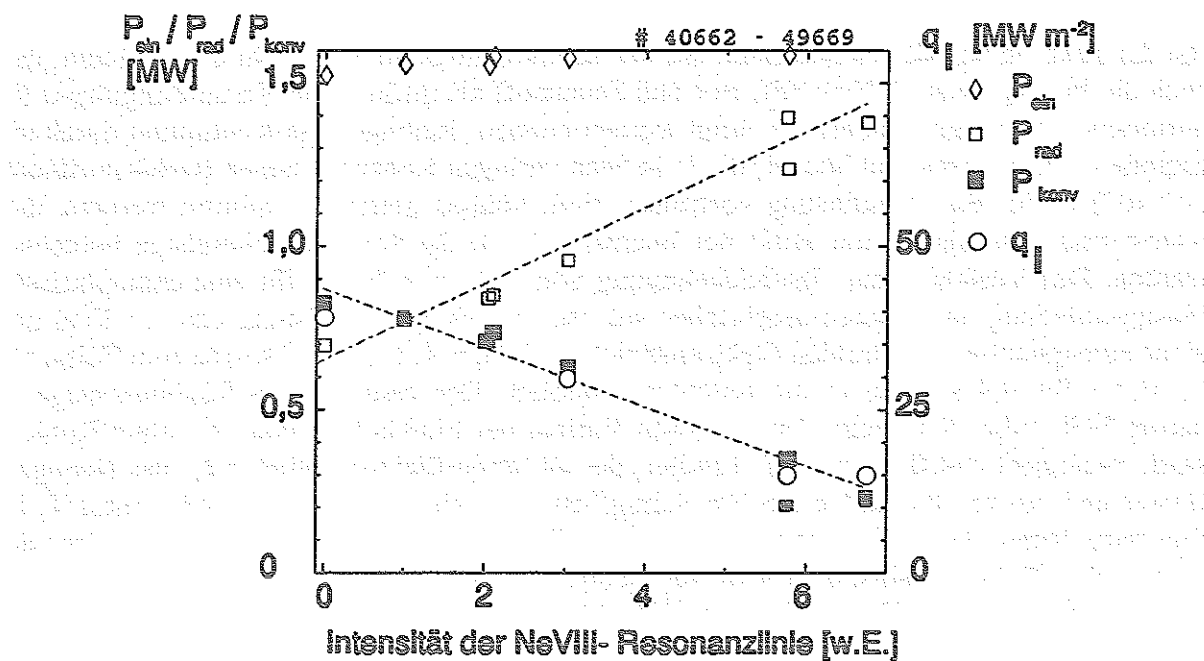


Abb. 5-18 Reduktion der konvektiven Wärmeflüsse durch Neoninjektion

5.2.3 Verunreinigungstransport ins Plasmazentrum

Die vorangegangenen Kapitel haben gezeigt, daß der Aufbau einer kalten, strahlenden Plasmarandschicht durch Neon- und Siliziumzufuhr möglich ist. Die Anwendbarkeit des Konzepts der Strahlungskühlung ist jedoch durch die Konzentration der Verunreinigungen im Plasmazentrum begrenzt (s. Kap. 2). In diesem Kapitel werden daher Experimente zur Messung der zentralen Verunreinigungsdichte vorgestellt und mit Rechnungen zum Verunreinigungstransport verglichen.

Die Verunreinigungsdichte im Plasmazentrum ist mit Hilfe der Emission des Plasmas im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung und aus der elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas bestimmt worden (s. Kap. 4.2.2 d) und e)). Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Plasmaentladungen mit einer Heizleistung von 1,6 MW beträgt die Elektronentemperatur im Plasmazentrum bei einer Elektronendichte von $5-6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ etwa 1 keV (s. Abb. 5-13).

Während Neon unter diesen Bedingungen zu ungefähr 90% vollionisiert ist, ist der Anteil der Siliziumkerne an der Gesamtdichte der Siliziumionen nur 10-20% (Zur Verteilung der Ionisationszustände s. Abb. 5-14 und 5-16). Demzufolge ist die Neondichte aus der Verstärkung der Kontinuumstrahlung des Plasmas gegenüber der Wasserstoffbremsstrahlung bei gleicher Elektronendichte bestimmt worden, die Siliziumdichte hingegen aus der Emissivität der Linienstrahlung für die 1s-2p Übergänge der nicht vollionisierten Ionisationsstufen (vergl. Kap. 4.2.2 d)).

Neon

Bei der Bestimmung der Neondichten aus der Kontinuumstrahlung besteht das Problem, daß auch die Beiträge von Kohlenstoff, Bor und Sauerstoff als intrinsische Verunreinigungen (in boriiertem Vakuumgefäß) berücksichtigt werden müssen. Beiträge zum Kontinuum durch die Metalle Chrom, Eisen und Nickel, die in äußerst geringen Konzentrationen (Größenordnung 10^{-6} - 10^{-5}) in der Plasmaentladung vorhanden sind, können getrennt bestimmt werden. Ihre Konzentrationen können mit Hilfe der Intensität der 1s-2p Strahlungsübergänge berechnet werden. Das Verfahren zur Berücksichtigung von C, O und B soll für eine exemplarische Plasmaentladung im weiteren beschrieben werden. Bei einer Heizleistung von 1,6 MW und einer liniengemittelten zentralen Elektronendichte von $\bar{n}_e = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ wurde zum Zeitpunkt $t = 0,8 \text{ s}$ für 0,4 s Neon in die Entladung injiziert. Der resultierende Strahlungspegel γ betrug 59%. Abb. 5-19 zeigt den zeitlichen Verlauf der Flußdichten von neutralem Kohlenstoff, Sauerstoff und Bor am ALT-Limiter, der mittleren Elektronendichte $\bar{n}_e$, des Neongasflusses und des resultierenden Neonrecyclingflusses, sowie der Elektronentemperatur T_e im Plasmazentrum. Die Elektronentemperaturprofile am Plasmarand sind mit Hilfe des thermischen Heliumstrahls, die Elektronendichteprofile mit Hilfe der Laserablation gemessen worden (zur Randschichtprofilmessung siehe Kap. 4.2.1).

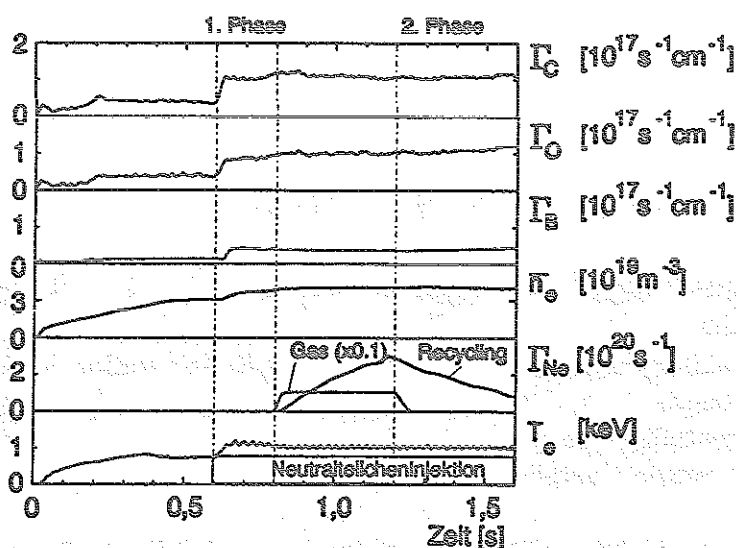


Abb. 5-19 Zeitlicher Verlauf der Verunreinigungsflüsse sowie der Elektronendichte und -temperatur im Experiment zur Bestimmung der zentralen Neonkonzentration

Die Kontinuumsstrahlung des Plasmas ist in zwei Phasen gemessen worden: vor der Neoninjektion im Zeitintervall $t = 0,6 - 0,8$ s und im Intervall $t = 1,2 - 1,6$ s, in dem die Neonmenge im Plasma von ihrem Maximum mit der effektiven Teilcheneinschlußzeit τ_p langsam abnimmt. In der ersten Phase ist der Verstärkungsfaktor ξ der Kontinuumsstrahlung (s. Gl. 4-8) nach Subtraktion des durch die Metalle hervorgerufenen Anteils ξ_{Met} den leichten Verunreinigungen Kohlenstoff, Sauerstoff und Bor zuzuschreiben. Zur Bestimmungen der einzelnen Konzentrationen müssen die relativen Mengenverhältnisse bekannt sein. Da im einfachen Diffusionsmodell die Verunreinigungsdichte im Zentrum proportional zum Produkt aus Neutralteilchenfluß am Rand und Eindringtiefe ist (Gl. (3-20)), können die relativen Anteile der einzelnen Spezies mit den Verhältnissen dieser Produkte angenähert werden. Zur Bestimmung der Eindringtiefen λ_i^0 sind die Verteilungen der Neutralteilchen auf der Basis der gemessenen Randschichtprofile von Elektronentemperatur und -dichte wie in Kap. 5.1.3 dargestellt berechnet worden. Daraus folgt:

Kohlenstoff:	$\lambda_i^0 = 2,3$ cm
Sauerstoffstoff:	$\lambda_i^0 = 2,5$ cm
Bor:	$\lambda_i^0 = 2,0$ cm

Zur Berechnung der Neonkonzentration in der zweiten Phase wird die Annahme gemacht, daß sich die Konzentration der anderen Verunreinigungen im Plasma der Variation der Randschichtflüsse entsprechend ändert (vergl. Abb. 5-19). Mit Hilfe der bekannten Verunreinigungskonzentrationen für C, O und B kann dann aus dem Verstärkungsfaktor ξ für die zweite Phase die gesuchte Neonkonzentration bestimmt werden. Tabelle 5-1 faßt die Resultate dieser Analyse zusammen. Aus den Konzentrationen der einzelnen Verunreinigungen ist schließlich die effektive Ladungszahl Z_{eff} des Plasmas für beide Phasen berechnet worden. Der Vergleich mit den aus der elektrischen Leitfähigkeit bestimmten Werten zeigt eine gute Übereinstimmung. Der angegebenen Fehler dieser Werte resultiert aus der Unsicherheit über den Sicherheitsfaktor q im Plasmazentrum (vergl. Kap. 4.2.2).

$t = 0,6 - 0,8$ s			$t = 1,2 - 1,6$ s			
$\xi - \xi_{Met} = 4,23$			$\xi - \xi_{Met} = 5,9$			
$c_C = n_C/n_e$	c_O	c_B	c_C	c_O	c_B	c_{Ne}
0,42%	0,28%	0,16%	0,42%	0,31%	0,16%	0,10%
$\Rightarrow Z_{eff} = 1,31$			$\Rightarrow Z_{eff} = 1,42$			
Leitfähigkeit: $Z_{eff} = 1,28 \pm 0,1$			Leitfähigkeit: $Z_{eff} = 1,37 \pm 0,1$			

Tab. 5-1 Konzentrationen leichter Verunreinigungen im Plasmazentrum

In einem weiteren Schritt kann aus der Messung des Gaszuflusses und Recyclingflusses die Anzahl der Neonteilchen N_{Ne} im Plasma nach Gl. (5-4) berechnet werden. Für das Zeitintervall $t = 1,2 - 1,6$ s lautet die gemittelte Gesamtzahl $N_{Ne} = 7,9 \cdot 10^{17}$, was einen Bruchteil von 0,35 % der Gesamtzahl der Elektronen bedeutet. Zum Vergleich zur gemessenen zentralen Neonkonzentration können verschiedene radiale Verteilungen der Neonionen angenommen werden (s. Abb. 5-20):

a) *Zugespitztes Profil:*

Die Form des Neondichteprofiles entspricht der der Elektronendichte, d.h. $c_{Ne}(r) = \text{const.} = 0,35\%$.

b) *Flaches Profil (Diffusionsmodell):*

Unter der Annahme, daß die Eindringtiefe der Neonatome 2,5 cm und die Abfalllänge der Neonionen in der Abschälschicht 1,5 cm beträgt, lautet die zentrale Neonkonzentration für die gemessene Teilchenzahl $c_{Ne} = 0,2\%$.

Damit liegt die gemessene Neonkonzentration von 0,1% weit unter dem Wert, der für ein zugespitztes Dichteprofil zu erwarten ist. Auch das Diffusionsmodell liefert noch eine deutlich höhere Konzentration als die Messung, was daraufhin deutet, daß die Neondichte am Rand höher ist als im Zentrum. Eine Abschätzung der Neonkonzentration an der Separatrix kann mit Hilfe des gemessenen Verhältnisses der Teilchenflüsse am Limiter $\alpha_{Ne} = \Gamma_{Ne}^0 / \Gamma_D^0$ vorgenommen werden. Dazu wird angenommen, daß Neon und Deuterium am Limiter

vollständig rezyklieren. Dann gilt im Gleichgewicht $\Gamma^+ = n v^+ = \Gamma^0$. In Abhängigkeit vom Verhältnis der Geschwindigkeiten von Neon- und Deuteriumionen und der mittleren Ladung der Neonionen $\langle z \rangle_{Ne}$ folgt für die Konzentration der Neonionen $c_{Ne} = n_{Ne}/n_e$ am Limiter:

$$c_{Ne} = \frac{n_{Ne}^{z+}}{n_e} = \frac{\Gamma_{Ne}^0 / v_{Ne}^{z+}}{\Gamma_D^0 / c_{s,D}} \quad (5-6)$$

$$= \left[\frac{v_{Ne}^{z+}}{c_{s,D} \alpha_{Ne}} + \langle z \rangle_{Ne} \right]^{-1}$$

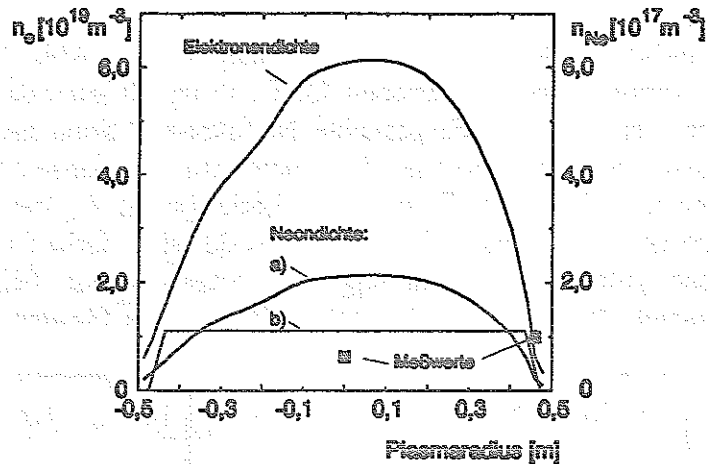


Abb. 5-20 Radiale Neonionendichteprofile für gegebene Teilchenzahl: a) konstante Neonkonzentration, b) Diffusionsmodell

Aufgrund der Reibungskräfte zwischen Neonionen und Deuteriumionen im kalten Randschichtplasma werden die Neonionen über ihre Schallgeschwindigkeit beschleunigt und können einen Großteil der Deuteriumschallgeschwindigkeit erreichen. Für die Bedingungen der hier untersuchten Plasmaentladung gilt etwa $v_{Ne}/c_{s,D+} \approx 0,8$ [106]. Damit folgt eine Neonkonzentration an der Separatrix von $c_{Ne} = 1,7\%$ (für $\langle z \rangle_{Ne} = 5$).

Nach dieser Abschätzung ist die Neondichte am Rand in der Tat um fast einen Faktor 2 höher als im Plasmazentrum. Da jedoch die Verdünnung des Randschichtplasmas durch die übrigen Verunreinigungen (C, O und B) nicht berücksichtigt worden ist, stellt der nach Gl. 5-6 abgeschätzte Wert der Neonkonzentration eine obere Grenze für die tatsächliche Konzentration dar.

Zugespitzte Neonprofile aufgrund von anomalen konvektiven Flüssen ins Plasmazentrum wie im Fall der Elektronen können auf der Basis der vorgestellten Messungen also ausgeschlossen werden. An dieser Stelle muß jedoch gefragt werden, inwieweit flache oder sogar leicht hohle Neonprofile unter Berücksichtigung neoklassischer Transporteffekte möglich sind. Dazu müssen die konvektiven Anteile der neoklassischen Flüsse bestimmt werden, die proportional zur Deuteriumionendichte und -temperatur sind und zu einer Aufsteilung der Profile führen können. Diese Analyse ist mit Hilfe des RITM- Codes durchgeführt worden.

Zunächst ist die Stößigkeit der Neonionen zu betrachten. Sie bestimmt das Stoßgebiet und damit die Abhängigkeit der konvektiven Anteile des neoklassischen Flusses von den Profilen des Hintergrundplasmas (vergl. Kap. 3.1.1). In Abb. 5-21 ist der Stoßparameter $v^* \epsilon^{3/2}$ der Neonionen in den verschiedenen Ionisationszuständen in Abhängigkeit vom Plasmaradius für die in Abb. 5-19 und 5-20 gezeigten Bedingungen dargestellt.

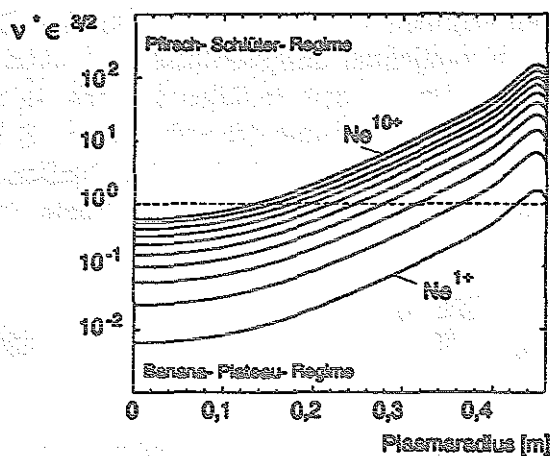


Abb. 5-21 Stoßparameter $v^* \epsilon^{3/2}$ für Neonionen in den Ionisationsstufen $z=1$ bis $z=10$

Es ist ersichtlich, daß im inneren Teil des Plasmas ($r < 0,1\text{m}$) alle Ionisationsstufen im Banana-Plateau-Regime sind. Mit zunehmendem Plasmaradius gelangen dann zunächst die höher geladenen Zustände ins Pfirsch-Schlüter-Regime, am Plasmarand sind schließlich alle Ionisationsstufen stoßbestimmt.

Abb. 5-22 zeigt den resultierenden neoklassischen Fluß der Neonkerne (Ne^{10+}) sowie die Anteile proportional zum Gradienten der Ionentemperatur der Deuteriumionen bzw. proportional zur Deuteriumionendichte. Darüberhinaus sind die Profile von Deuteriumionendichte und -temperatur dargestellt. Dem in Abb. 5-21 gezeigten Verhalten des Stoßparameters entsprechend sind beide Anteile im Zentrum negativ (d.h. einwärts gerichtet),

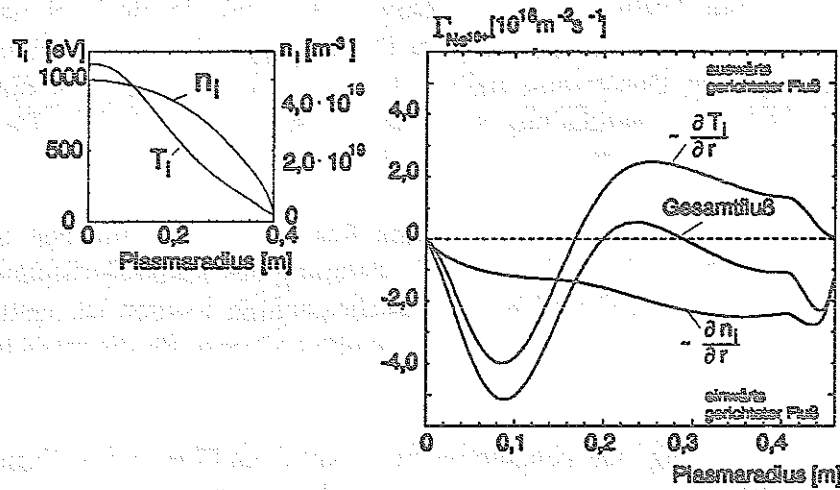


Abb. 5-22 Neoklassischer Fluß der vollionisierten Neonionen (Ne^{10+}) und Anteile proportional zum Dichte- bzw. Temperaturgradienten der Deuteriumionen

während im äußeren Bereich des Plasmas der zum Temperaturgradienten proportionale Anteil zu Flüßen aus dem Plasma heraus führt. Allerdings beginnt das Pfirsch-Schlüter-Regime erst in dem Bereich, in dem auch das Deuteriumionenprofil bereits einen starken Gradienten zeigt, so daß der resultierende neoklassische Gesamtfluß im wesentlichen einwärts gerichtet ist. Insgesamt erfolgt daher für die untersuchten experimentellen Bedingungen *keine* im Hinblick auf die Gesamtdichte der Neonionen im Zentrum wirksame *Temperaturabschirmung*.

In welchem Maß nun aufgrund der neoklassischen Flüße ins Plasmazentrum eine Zuspitzung der Neonprofile stattfindet, hängt vom Verhältnis von anomalen und neoklassischen Transportkoeffizienten ab. Der anomale Transport wird dabei als rein diffusiv ohne konvektive Beiträge angesetzt. Letztere müßten nämlich zu Profilen ähnlich der Elektronendichte führen, was nach den gemessenen Neondichten ausgeschlossen ist. Aus der Kontinuitätsgleichung für die Neondichte folgt dann, daß in dem radialen Bereich, in dem keine Ionisation von Neutralteilchen mehr stattfindet, der gesamte Neonfluß $\Gamma_{\text{Ne}} = \sum \Gamma_{\text{Ne}}^z$ verschwindet, weil sich bei der Summation über alle Ionisationszustände z die Quellen und Senken der geladenen Ionen aufheben und nur die Ionisation der Neontome als Quelle übrig bleibt. Demnach gilt:

$$\Gamma_{\text{Ne}} = \sum_z \Gamma_{\text{Ne},\text{konv}}^z - D_{\perp}^{\text{an}} \frac{\partial \sum_z n_{\text{Ne}}^z}{\partial r} = 0 \quad (5-7)$$

Drückt man nun die Summe über die neoklassischen Flüße der Stufen z formal mit Hilfe einer konvektiven Geschwindigkeit $v_{\text{Ne}}^{\text{neo}} = \sum \Gamma_{\text{Ne}}^z / \sum n_{\text{Ne}}^z$ aus, so ergibt sich aus Gl. 5-7 eine Differentialgleichung für die Gesamtdichte $n_{\text{Ne}} = \sum n_{\text{Ne}}^z$, aus der das Verhältnis der Dichte $n_{\text{Ne}}(r)$ zur Dichte am äußeren Rand des quellfreien Gebiets (im weiteren als *Akkumulationsfaktor* bezeichnet) durch Integration berechnet werden kann.

$$A(r) = \exp \left\{ \int_{a-\lambda_i^0}^r dr' \frac{v_{\text{neo}}(r')}{D_{\perp}^{\text{an}}(r')} \right\} \quad (5-8)$$

Dieser Akkumulationsfaktor A für die Dichte der Neonionen ist auf der Basis der Transportrechnung mit dem RITM- Code für die oben diskutierten experimentellen Bedingungen bestimmt worden. Abb. 5-23 zeigt den radialen Verlauf der Neutralteilchendichte n_{Ne}^0 , des Driftparameters $v_{\text{neo}} / D_{\perp}^{\text{an}}$ und des daraus resultierenden Akkumulationsfaktors A . (Der Nullpunkt ist in dieser Darstellung unterdrückt worden, um die Variation von A deutlicher sichtbar zu machen.)

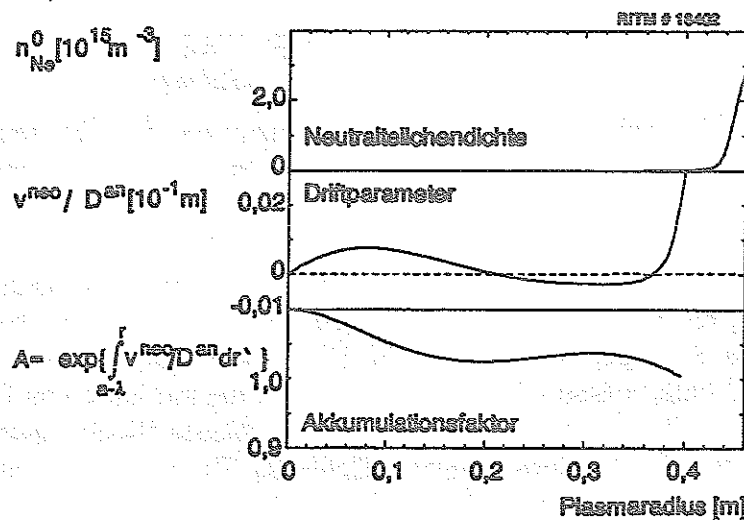


Abb. 5-23 Akkumulationsfaktor A der Gesamtdichte der Neonionen im quellfreien Gebiet

Nach dieser Transportanalyse beträgt der Akkumulationsfaktor der Neonionen im Plasmazentrum $A(0) = 1,1$. Das resultierende Dichteprofil ist im wesentlichen flach, wie es im Diffusionsmodell zu erwarten ist.

Abb. 5-24 zeigt zur Illustration der durchgeführten Rechnung nochmal das Dichte- und Konzentrationsprofil der Neonionen, ihren mittleren Ladungszustand sowie die effektive Ladungszahl Z_{eff} des Plasmas. Zur letzteren tragen auch die hier nicht gezeigten Dichten der Kohlenstoff- und Sauerstoffionen bei, die bei der Modellierung berücksichtigt worden sind. Trotz der zum Plasmazentrum aufgrund fortschreitender Ionisation zunehmenden mittleren Ladung der Neonionen ist die effektive Ladungszahl des Plasmas im Zentrum niedriger als am Plasmarand, was in der starken Zunahme der Neonkonzentration zum Rand hin begründet ist. Hohle Dichteprofile, wie sie aufgrund der experimentellen Ergebnisse möglich erscheinen, sind nach der durchgeführten Rechnung nicht zu erwarten. Die berechnete Neonkonzentration im Zentrum ist dementsprechend um einen Faktor 2 höher als die gemessene. Die Differenz zwischen berechneter und gemessener effektiven Ladungszahl beträgt 0,1. Poloidale Asymmetrien in der Quellverteilung des Neons könnten zu zusätzlichen Flüssen aus dem Plasma heraus und hohlen Profilen führen [107] und die festgestellten Abweichungen erklären. Die Berücksichtigung derartiger Effekte erfordert jedoch eine 2-dimensionale Beschreibung des Verunreinigungstransports am Plasmarand.

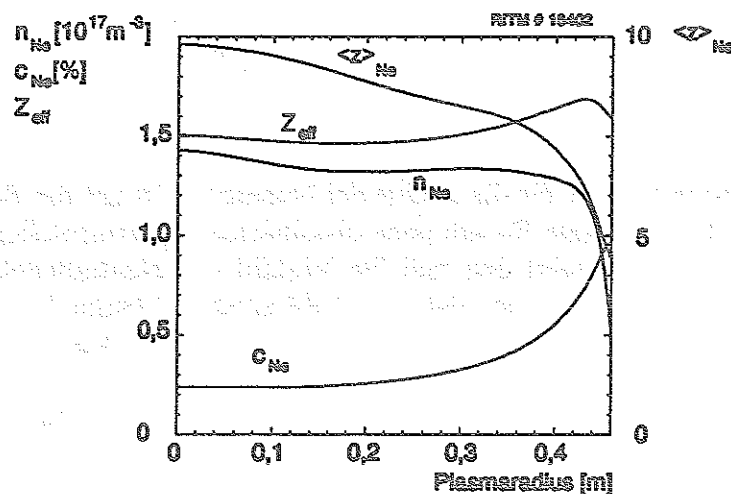


Abb. 5-24 Radiale Profile der Neondichte, -konzentration, des mittleren Ladungszustands der Neonionen sowie der effektiven Ladungszahl des Plasmas ($\gamma = 60\%$)

Die hier diskutierten Ergebnisse zur radialen Verteilung der Neonionen bestätigen Messungen und Berechnungen, die zum Transport von Kohlenstoff in ohmschen Plasmaentladungen am Tokamak TEXTOR durchgeführt worden sind [108]. Der Vergleich der 1-dimensionalen Modellierung mit Dichteprofilen von C^{4+} , C^{5+} und C^{6+} , die mit Hilfe von Ladungsaustauschprozessen eines schnellen Lithiumstrahls mit den Kohlenstoffionen gemessen wurden, zeigte in diesem Fall, daß statt eines anomalen Kohlenstoffflusses ins Plasmazentrum vielmehr ein zusätzlicher konvektiver Auswärtsfluß vorliegen muß, um die experimentellen Profile zu erklären.

Als wichtiges Fazit bleibt, das unter den hier untersuchten Bedingungen am Tokamak TEXTOR die anomale Diffusion eine dominierende Bedeutung der für den Teilchentransport hat. Das führt zu weitreichenden Konsequenzen für die Verunreinigungsverteilung im Plasma:

- Die Verunreinigungsdichte im Zentrum ist in hohem Maße durch die Prozesse am Plasmarand bestimmt, da im Diffusionsmodell die zentrale Dichte proportional zur Eindringtiefe ist. Die Eindringtiefe wird aber durch die Neutralteilchengeschwindigkeit - d.h. die Prozesse der Plasma-Wand- Wechselwirkung - sowie den Ionisationsprozeß in der Randschicht bestimmt.

- Die radiale Verteilung der Verunreinigungskonzentration ist ein Hohlprofil, da die Elektronendichte durch eine anomale Einwärtsdrift charakterisiert ist und spitze Profile zeigt, die Verunreinigungsdichte demgegenüber aber flach ist. Diese Tatsache führt zu besonders günstigen Bedingungen im Hinblick auf das Konzept der Strahlungskühlung: hohe Verunreinigungskonzentration am Rand, wo viel Strahlung erwünscht ist, geringe Konzentration im Zentrum, wo Strahlung und Brennstoffverdünnung vermieden werden müssen.

Aufgrund der günstigen Konzentrationsverteilung beträgt die zentrale Neonkonzentration auch für die in Kap. 5.2.1 beschriebenen Plasmaentladungen mit Strahlungspegeln γ bis zu 90% maximal 0,6%. Abb. 5-25 zeigt dazu in Abhängigkeit von der Intensität der NeVIII-Resonanzlinie als Regelgröße des Neonregelkreises die effektive Ladungszahl Z_{eff} und die daraus abgeleiteten Neonkonzentrationen $c_{\text{Ne}} = n_{\text{Ne}} / n_e$ im Plasmazentrum. Alle Meßwerte wurden unter quasi-stationären Bedingungen ermittelt, in keinem Fall fand eine Anhäufung der Neonionen im Plasmazentrum mit der Zeit statt.

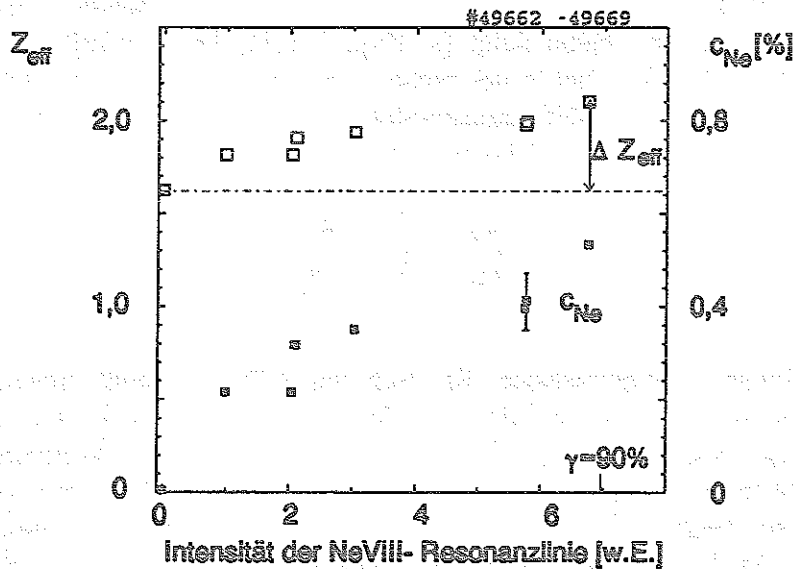


Abb. 5-25 Effektive Ladungszahl Z_{eff} und die daraus abgeleitete Neonkonzentration im Plasmazentrum

Silizium

Die Bestimmung der zentralen Siliziumkonzentrationen erfolgt durch Messung der Emissionskoeffizienten für die 1s-2p-Übergänge von wasserstoff-, helium- und lithiumähnlichen Siliziumionen im Plasmazentrum nach Gl. 4-9 [88]. Abbildung 5-26 zeigt zur Illustration das Impulshöhenspektrum der weichen Röntgenstrahlung im Zentrum einer Plasmaentladung in siliziertem Gefäß. Die liniengemittelte zentrale Elektronendichte betrug $\bar{n}_e = 4,8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bei einer Heizleistung von 1,6 MW. Mit Hilfe des Neonregelkreises wurde Neon in die Plasmaentladung injiziert. Die resultierenden Neutralteilchenflüsse am Limiter

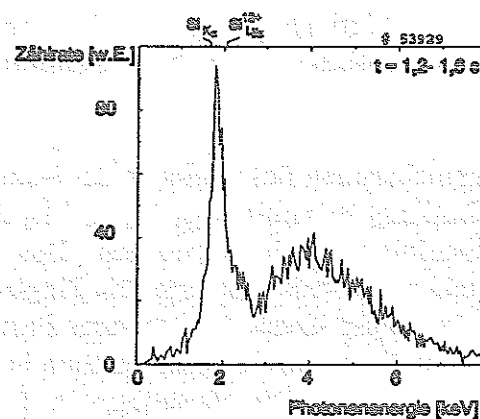


Abb. 5-26 Impulshöhenspektrum der Emissionsquanten der weichen Röntgenstrahlung

bezogen auf den Deuteriumfluß waren für Silizium und Neon mit $\alpha_{Si} \approx \alpha_{Ne} \approx 1\%$ etwa gleich hoch. Die Siliziumkonzentration beträgt in diesem Fall $c_{Si}(r=0\text{cm}) = 0.05\%$. In diesem Wert ist eine Korrektur auf die vollionisierten Siliziumionen enthalten, die durch die Messung nicht erfaßt werden und unter den gegebenen experimentellen Bedingungen mit $T_e(0) = 900\text{ eV}$ eine relative Häufigkeit von etwa 10% haben.

Für die Siliziumdichte am Plasmarand kann keine Abschätzung auf der Basis der Neutralteilchenflüsse am Limiter wie im Fall des Neons durchgeführt werden, da Silizium kein vollständiges Recycling wie Neon zeigt (s. Kap. 5.1.1). Die zentrale Dichte der Siliziumionen kann jedoch mit der Dichte der Neonionen verglichen werden. Für den Fall, daß beide Verteilungen durch das Diffusionsmodell beschrieben werden können, gilt für das Verhältnis der Konzentrationen im Plasmazentrum

$$\frac{c_{Si}}{c_{Ne}} = \frac{\Gamma_{Si}}{\Gamma_{Ne}} \cdot \frac{\lambda_{i, Si}^0}{\lambda_{i, Ne}^0} \quad (5-9)$$

Die Eindringtiefen sind den gemessenen Randschichtprofilen von Elektronentemperatur und -dichte entsprechend berechnet worden (s. Abb. 5-11), für das in Gl. 5-9 aufgeführte Verhältnis gilt $\lambda_{i, Si} / \lambda_{i, Ne} = 0,2$. Die Neonkonzentration ist aus der Änderung der effektiven Ladungszahl bestimmt worden und beträgt $c_{Ne} = 0,3\%$, das Verhältnis von Silizium- zu Neonkonzentration beträgt also 0,17 und entspricht damit in etwa dem nach Gl. 5-9 erwarteten Wert. Auch der Siliziumtransport ist demnach durch anomale Diffusion bestimmt, die resultierenden Dichteprofile sind flach, eine Akkumulation der Siliziumionen im Zentrum findet nicht statt. Eine Transportanalyse analog der für den Neontransport durchgeführten und oben beschriebenen bestätigt diese Aussage. Der Akkumulationsfaktor $A(0)$, das Verhältnis zwischen Siliziumdichte im Zentrum und am Rand des Plasmas außerhalb der Zone, wo Neutralisation der Siliziumatome stattfindet, beträgt danach $A = 1,3$ (vergl. Dichteprofile in Abb. 5-16, das quellfreie Gebiet ist im Bereich $r < 0,435\text{ m}$).

5.2.4 Charakterisierung der Verunreinigungsstrahlung mit Hilfe des Strahlungspotentials und maximale Strahlungsleistung bei gegebener Brennstoffverdünnung

Zur gemeinsamen Beschreibung der Strahlung und des Transports von Neon und Silizium ist das Strahlungspotential $E_{rad} = P_{rad} / \Gamma_0$ durch Messung der abgestrahlten Leistung und der Teilchenflüsse bestimmt worden. Das Strahlungspotential gibt die von einem Teilchen während seiner Aufenthaltszeit im Plasma abgestrahlte Energie an und beinhaltet Strahlungs- und Transportprozesse in integraler Form (vergl. Kap. 3.3.2). Abb. 5-27 zeigt das Strahlungspotential von Neon und Silizium in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur an der Separatrix $T_e(a)$. Die Variation von $T_e(a)$ erfolgt im Fall von Neon durch Variation der Neonflüsse ins Plasma mit Hilfe des Neonregelkreises bei konstanter Plasmadichte, im Fall von Silizium hingegen durch Variation der Plasmadichte. Die Heizleistung betrug in beiden Fällen $P_{cm} = 1,6\text{ MW}$, das Arbeitsgas der Plasmaentladungen war Deuterium.

Trotz der unterschiedlichen Kernladungszahl Z sind die Werte des Strahlungspotentials für Neon und Silizium vergleichbar groß. Sie variieren zwischen $E_{\text{rad}} = 5$ keV für Randschichttemperaturen an der Separatrix von etwa 20–25 eV bis zu $E_{\text{rad}} = 40$ keV bei $T_e(a) = 10$ eV. Die Übereinstimmung der Werte der Strahlungspotentiale liegt vor allem in den stark unterschiedlichen Eindringtiefen von Neon- und Siliziumatomen begründet, die nach den im letzten Kapitel beschriebenen Ergebnissen wesentlich die Verunreinigungsdichte im Plasma bestimmen. Die bei gleichem Neutralteilchenfluß erheblich größere Verunreinigungsdichte der Neonionen kompensiert die durch die höhere Kernladungszahl Z von Silizium hervorgerufenen Unterschiede in den Strahlungsraten $L^z(T_e)$ und in der Zahl der Ionisationsstufen. Die Abhängigkeit des Strahlungspotentials von diesen Parametern soll kurz erläutert werden.

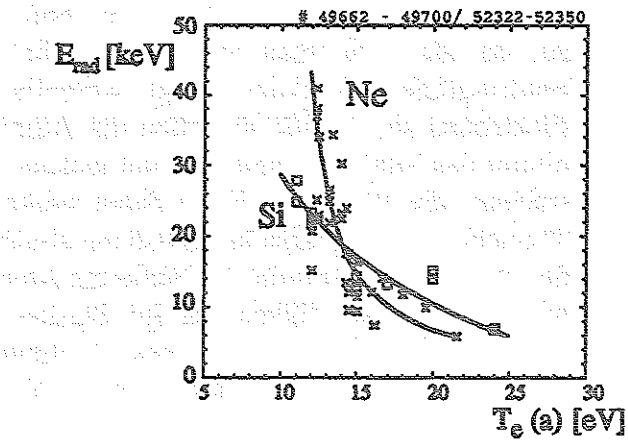


Abb. 5-27 Strahlungspotential E_{rad} von Neon und Silizium

Mit dem in Kap. 3.2.2 beschriebenen Modell einer Dichteverteilung der verschiedenen Ionisationszustände z einer Verunreinigungsspezies in Ionenschalen mit einer Schichtdicke von $d_z = (D_{\perp} \tau_{\text{ion},z})^{1/2}$ kann die durch diese Spezies abgestrahlte Leistung P_{rad} dargestellt werden als [109]

$$P_{\text{rad}} = 4\pi^2 a R \sum_z n_e n_z L_z(T_e) d_z \quad (5-10)$$

Dabei erstreckt sich die Summation über alle Ionisationszustände bis zum Lithium-ähnlichen Zustand, a bzw. R sind kleiner bzw. großer Plasmaradius, n_e die Elektronendichte und n_z die Ionendichte in der betreffenden Ionenschale, sowie $L_z(T_e)$ die Strahlungsraten in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur T_e . Es wurde die Annahme gemacht, daß die Strahlung auf den Randbereich beschränkt ist ($\Sigma d_z \ll a$). Mit dem Neutralteilchenfluß ins Plasma im Diffusionsmodell $\Gamma_0 = 4\pi^2 a R D_{\perp} n_i / \lambda_i^0$ folgt für das Strahlungspotential

$$E_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{\Gamma_0} = \frac{\lambda_i^0}{\sqrt{D_{\perp}}} \sum_z \zeta_z \sqrt{n_e^z} \frac{L_z(T_e)}{\sqrt{\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}^z}} \quad (5-11)$$

$\zeta_z = n_z / \Sigma n_z$ ist die relative Häufigkeit des Zustands z , aufgrund des Überlappens der verschiedenen Ionenschalen ist $\zeta_z < 1$. n_e^z ist die im radialen Bereich der Schale z charakteristische Elektronendichte und $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}^z$ der Ratenkoeffizient für Ionisation des Zustands z durch Elektronenstoß. Eine radiale Variation des Diffusionskoeffizienten $D_{\perp}$ ist hier vernachlässigt worden. Aus Gl. 5-11 sind nun folgende wichtige Abhängigkeiten ersichtlich:

• Das Strahlungspotential nimmt proportional zur Eindringtiefe der Neutralteilchen zu, da die Aufenthaltszeit der Teilchen im Plasma entsprechend wächst. Die Eindringtiefe wiederum hängt wesentlich von der Randschichttemperatur der Elektronen ab, die die Ionisation der Atome im Randschichtplasma bestimmt. Daher nimmt das Strahlungspotential mit sinkendem $T_e(a)$ zu. Wie in Abb. 5-27 zu sehen, wachsen die Werte für Neon dabei stärker an als die für Silizium, was durch die Tatsache erklärt werden kann, daß mit abnehmender Randschichttemperatur der Anteil der schnellen, am Limiter reflektierten Atome zunimmt und sich dementsprechend die mittlere Geschwindigkeit der ins Plasma eindringenden Neutralteilchen erhöht (s. Kap. 5.1.3). Der Anstieg des Strahlungspotentials mit fallender Randschichttemperatur führt zu einer nichtlinearen Verstärkung der Strahlung.

• Die Abhängigkeit des Strahlungspotentials von der Kernladungszahl Z der Verunreinigungsspezies ist durch die Variation der Strahlungsraten und Ionisationsquerschnitte und die Erhöhung der Anzahl der beitragenden Ionisationszustände (Umfang der Summe in Gl. 5-10) gegeben. Die Z -Abhängigkeit wird vielfach wie folgt genähert (siehe z.B. [16][63][109][110]):

$$\sum_z \frac{L_z}{\sqrt{\langle \sigma v \rangle_{ion}^z}} \propto Z^3 \quad (5-12)$$

Angewandt auf den Vergleich zwischen Neon und Silizium ist demnach zu erwarten, daß das Strahlungspotential von Neon um den Faktor $(10/14)^3 \cdot (\lambda_{Ne}/\lambda_{Si}) \approx 1,67$ größer ist als das Strahlungspotential von Silizium, was mit den in Abb. 5-27 gezeigten Messungen im Bereich $T_e < 15$ eV im Einklang ist. *Verunreinigungselemente mit höherem Z führen demzufolge nicht zwangsläufig zu einem größeren Strahlungspotential.*

Um in der Darstellung der Auswirkungen von Verunreinigungszufuhr auf das Plasma noch einen Schritt weiter zu gehen, sollen die positive Auswirkungen der Strahlungskühlung (d.h. die in der Plasmarandschicht abgestrahlte Leistung) und die negativen Auswirkungen (für leichte Verunreinigungen vor allem Brennstoffverdünnung und Bremsstrahlung im Zentrum) zusammen betrachtet werden werden. Zunächst soll die Verunreinigungskonzentration im Zentrum $c_i = n_i/n_e$ durch die resultierende Reduktion $f = P_\alpha(\text{mit Verunreinigungen}) / P_\alpha(\text{ohne Verunreinigungen})$ der α -Heizleistung dargestellt werden (s. Kap. 2, Gl. 2-4). Die resultierende Strahlungsleistung P_{rad} bei gegebenem Reduktionsfaktor $f = (1 - Z_i c_i)^2 < 1$ lautet unter der Annahme, daß der Verunreinigungstransport rein diffusiv ist und der Neutralteilchenfluß durch den Ausdruck $\Gamma_i^0 = 4\pi^2 a R D_i n_e c_i / \lambda_i^0$ beschrieben werden kann (vergl. Kap. 3.1.1):

$$\begin{aligned} P_{rad} &= \frac{E_{rad}}{\Gamma_i^0} \\ &= 4\pi^2 a R \frac{1}{\lambda_i^0} E_{rad} n_e D_i \frac{1}{Z} (1 - \sqrt{f}) \end{aligned} \quad (5-13)$$

Mit Hilfe einer solchen Formulierung können dann sowohl verschiedene Plasmabedingungen als auch unterschiedliche Verunreinigungselemente verglichen und bewertet werden.

● Plasmaentladungen bei hoher Dichte sind im Hinblick auf die Strahlungsleistung bei gegebener Reduktion der Heizleistung günstiger als solche bei niedriger Plasmadichte. Nicht nur die aus Gl. 5-13 ersichtliche Proportionalität der Strahlungsleistung zur Elektronendichte bewirkt das, sondern insbesondere auch der Anstieg des Strahlungspotentials mit fallender Randschichttemperatur bei steigenden Dichten. Diese Temperaturniedrigung wird ohne Verunreinigungsstrahlung allein durch die Tatsache hervorgerufen, daß die zugeführte Heizleistung bei höheren Dichten auf eine größere Teilchenzahl verteilt wird. Bei niedrigen Dichten ist die Randschichttemperatur naturgemäß höher, so daß zur Abstrahlung derselben Leistung ein weitaus höherer Verunreinigungszufluß und damit eine höhere Konzentration im Zentrum in Kauf genommen werden muß.

● Neon und Silizium besitzen vergleichbar hohe Strahlungspotentiale ($E_{\text{rad}}(\text{Ne})/E_{\text{rad}}(\text{Si}) \approx 1-1,5$, s. Abb. 5-27), die Eindringtiefe der Neonatome ist jedoch um einen Faktor 5 größer als die der Siliziumatome (s. Abb. 5-11). Damit folgt aus Gl. 5-13 unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Kernladungszahlen ($Z=10$ für Neon, $Z=14$ für Silizium), daß bei vorgegebener Heizleistungsreduktion f durch Silizium etwa 2,5-3,5 mal so viel Leistung abgestrahlt werden kann wie durch Neon. Dieser Faktor wird kleiner, wenn man die Bremsstrahlung der Verunreinigungen berücksichtigt. Für vorgegebene Verlustleistung durch Bremsstrahlung skaliert die Verunreinigungskonzentration mit Z^{-2} (vergl. Gl. 2-5). Der Faktor zwischen Silizium- und Neonstrahlung lautet dann 1,7-2,6. Im Hinblick auf Brennstoffverdünnung und Bremsstrahlung im Plasmazentrum ist Silizium also das zur Strahlungskühlung geeignetere Element. Die in Kap. 5.1 dargestellten Untersuchungen zur Kontrollierbarkeit der Verunreinigungskonzentration im Plasma haben jedoch gezeigt, daß dieser Vorteil aufgrund der eingeschränkten Möglichkeiten zur Siliziumzufuhr nicht in vollem Umfang genutzt werden kann.

Auf der Basis der bis hierher beschriebenen Ergebnisse zur Strahlungskühlung mit Neon und Silizium am Tokamak TEXTOR wird im folgenden Kapitel die Anwendung des Konzepts in einem Fusionsreaktor wie ITER diskutiert.

„...wenn ich mich nicht für mich selbst, sondern für andere einsetze, dann ist das eine andere Art von Verantwortung.“

Die Verantwortung ist ein Begriff, der in der Philosophie, in der Psychologie, in der Soziologie und in der Politik eine wichtige Rolle spielt. In der Philosophie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verpflichtung gesehen, die man gegenüber anderen hat. In der Psychologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber sich selbst hat. In der Soziologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber der Gesellschaft hat. In der Politik wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber den Wählern hat. Die Verantwortung ist also ein Begriff, der in vielen verschiedenen Bereichen eine wichtige Rolle spielt. In der Philosophie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verpflichtung gesehen, die man gegenüber anderen hat. In der Psychologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber sich selbst hat. In der Soziologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber der Gesellschaft hat. In der Politik wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber den Wählern hat. Die Verantwortung ist also ein Begriff, der in vielen verschiedenen Bereichen eine wichtige Rolle spielt.

Die Verantwortung ist ein Begriff, der in der Philosophie, in der Psychologie, in der Soziologie und in der Politik eine wichtige Rolle spielt. In der Philosophie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verpflichtung gesehen, die man gegenüber anderen hat. In der Psychologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber sich selbst hat. In der Soziologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber der Gesellschaft hat. In der Politik wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber den Wählern hat. Die Verantwortung ist also ein Begriff, der in vielen verschiedenen Bereichen eine wichtige Rolle spielt. In der Philosophie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verpflichtung gesehen, die man gegenüber anderen hat. In der Psychologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber sich selbst hat. In der Soziologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber der Gesellschaft hat. In der Politik wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber den Wählern hat. Die Verantwortung ist also ein Begriff, der in vielen verschiedenen Bereichen eine wichtige Rolle spielt.

Die Verantwortung ist ein Begriff, der in der Philosophie, in der Psychologie, in der Soziologie und in der Politik eine wichtige Rolle spielt. In der Philosophie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verpflichtung gesehen, die man gegenüber anderen hat. In der Psychologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber sich selbst hat. In der Soziologie wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber der Gesellschaft hat. In der Politik wird die Verantwortung oft als eine Art von Verantwortung gesehen, die man gegenüber den Wählern hat. Die Verantwortung ist also ein Begriff, der in vielen verschiedenen Bereichen eine wichtige Rolle spielt.



6. Ausblick auf die Anwendung des Konzepts der Strahlungskühlung im Fusionsreaktor

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente und Berechnungen zur Strahlungskühlung mit Neon und Silizium am Tokamak TEXTOR haben gezeigt, daß die Randbedingungen hinsichtlich der Kontrollierbarkeit der Verunreinigungen, der Strahlungsleistung in der Randschicht und der Begrenzung nachteiliger Auswirkungen für das Plasmazentrum gleichermaßen zu erfüllen sind. Dabei zeigte sich, daß mit Silizium bei gegebener Brennstoffverdünnung und Bremsstrahlung eine höhere Strahlungsleistung erzielt werden kann als mit Neon. In diesem Kapitel soll als Ausblick auf die Anwendung des Konzepts zur Strahlungskühlung in einem Fusionsexperiment wie ITER ([4], vergl. auch Kap. 1) dargestellt werden, welche Einschränkungen im Hinblick auf die Wahl einer geeigneten Verunreinigungsspezies in einem gezündeten Plasma existieren. Dazu wird in Abhängigkeit der Kernladungszahl Z der Verunreinigungen die maximale Konzentration bestimmt, bei der eine Zündung des Plasmas für eine vorgegebene Plasmatemperatur noch möglich ist. Insbesondere der Einfluß der Heliumasche des Fusionsprozesses auf die erlaubte Verunreinigungskonzentration wird beschrieben. Die Skalierung der Strahlungsleistung mit der Kernladungszahl Z unter diesen Einschränkungen wird diskutiert.

Maximale Verunreinigungskonzentration im Fusionsplasma

In einem Fusionsreaktor sind die Beschränkungen für den Einsatz von Verunreinigungen zur Strahlungskühlung durch die Zündbedingung für das Plasma gegeben. Diese resultiert aus der Forderung, daß die im Fusionsprozeß erzeugte und durch die Brennstoffverdünnung aufgrund der Verunreinigungsteilchen reduzierte Heizleistungsdichte der Heliumkerne P_α die Strahlungsverluste des Plasmas (Bremsstrahlung der Brennstoffionen und Brems-, Rekombinations- und Linienstrahlung der Verunreinigungen) und den Energieverlust durch den Wärmetransport mit der charakteristischen Energieeinschlußzeit τ_E ausgleicht. Daraus folgt eine maximale Verunreinigungskonzentration $c_i = n_i / n_e$, oberhalb der auch für perfekten Energieeinschluß ($\tau_E \rightarrow \infty$) keine Zündung möglich ist. In diesem Fall gilt die Energiebilanz

$$P_\alpha = P_{rad} \quad (6-1)$$

$$\frac{1}{4} n_e^2 (1 - Zc_i)^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha = c_i n_e^2 L(Z, T) + (1 - Zc_i) n_e^2 B(T)$$

Dabei ist n_e die Elektronendichte des Fusionsplasmas, T die Plasmatemperatur (mit $T_e = T_i = T_2$), Z die Ladung der Verunreinigungsspezies und $E_\alpha = 3,5$ MeV die Energie der erzeugten Heliumkerne. $L(Z, T)$ ist die Strahlungsrate der Verunreinigungen, die im Zentrum eines Fusionsplasmas im Korona-Modell beschrieben werden kann. Abhängig von der Kernladungszahl Z und Plasmatemperatur T (in keV) kann $L(Z, T)$ dargestellt werden als [111]

$$L(Z,T) = 10^{-37}(1+0,3T)Z^{3,7-0,33\ln(T)} Wm^3 \quad (6-2)$$

Für die Bremsstrahlungsrate $B(T)$ des Wasserstoffs gilt (T in keV) [112]

$$B(T) = 4,85 \cdot 10^{-37} \sqrt{T} Wm^3 \quad (6-3)$$

Die maximale erlaubte Verunreinigungskonzentration c_i im gezündeten Fusionsplasma ist jedoch kleiner als die aus Gl. 6-1 folgende, wenn man auch die im Fusionsprozeß erzeugten Heliumkerne als Verunreinigungsteilchen mit einer effektiven Teilcheneinschlußzeit $\tau_{p,He}^*$ berücksichtigt [113]. Es folgen dann zwei Bedingungen für gezündetes, stationäres Plasma:

a) Zündbedingung:

$$n_e \tau_E = \frac{\frac{3}{2} c_{tot} T}{\frac{1}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} c_{D+T}^2 E_a - c_i L - (2c_{He} + c_{D+T}) B} \quad (6-4)$$

b) Heliumabfuhr:

$$n_e \tau_{p,He}^* = \frac{4c_{He}}{c_{D+T}^2 \langle \sigma v \rangle_{DT}} \quad (6-5)$$

Dabei folgt die Konzentration der Brennstoffionen c_{D+T} aus der Forderung nach Quasi-Neutralität des Plasmas

$$c_{D+T} = \frac{n_{D+T}}{n_e} = 1 - Zc_i - 2c_{He} \quad (6-6)$$

Das Verhältnis c_{tot} zwischen Gesamtdichte des Plasmas und Elektronendichte lautet

$$c_{tot} = \frac{n_e + n_{D+T} + n_i + n_{He}}{n_e} = 2 - (Z-1)c_i - c_{He} \quad (6-7)$$

Aus Gl. 6-4 und 6-5 folgt bei gegebener Heliumkonzentration c_{He} und gegebenem Verhältnis $\rho = \tau_{p,He}^* / \tau_E$ eine kubische Gleichung für die maximale Verunreinigungskonzentration c_i in Abhängigkeit von Plasmatemperatur T und Kernladungszahl Z der betrachteten Verunreinigungsspezies [114]:

$$\begin{aligned}
 a_3 c_i^3 + a_2 c_i^2 + a_1 c_i + a_0 &= 0 \\
 a_3 &= \frac{3}{2} \rho T \langle \sigma v \rangle_{DT} (1-Z) Z^2 \\
 a_2 &= \frac{3}{2} \rho T \langle \sigma v \rangle_{DT} (2-c_{He}) Z^2 - 3 \rho T \langle \sigma v \rangle_{DT} (1-2c_{He}) (1-Z) Z \\
 &\quad - c_{He} E_a \langle \sigma v \rangle_{DT} Z^2 \\
 a_1 &= \frac{3}{2} \rho T \langle \sigma v \rangle_{DT} (1-2c_{He})^2 (1-Z) - 3 \rho T \langle \sigma v \rangle_{DT} (1-2c_{He}) (2-c_{He}) Z \\
 &\quad + 4 c_{He} L + 2 (1-2c_{He}) Z c_{He} E_a \langle \sigma v \rangle_{DT} \\
 a_0 &= \frac{3}{2} \rho T \langle \sigma v \rangle_{DT} (2-c_{He}) (1-2c_{He})^2 + 4 c_{He} B - c_{He} E_a \langle \sigma v \rangle_{DT} (1-2c_{He})^2
 \end{aligned} \tag{6-8}$$

Gl. 6-8 wurde für verschiedene Kernladungszahlen Z numerisch gelöst. Abb. 6-1 zeigt die maximale Verunreinigungskonzentration c_i für ein gezündetes Fusionsplasma ohne Berücksichtigung der Heliummasche (Quadrate), für eine Heliumkonzentration $c_{He} = 10\%$ und ein Verhältnis der Einschlusszeiten $\rho = 5$ (Kreuze) sowie $c_{He} = 10\%$ und $\rho = 10$ (Kreise) bei einer Plasmatemperatur von 10 keV, was der für ITER erwarteten effektiven mittleren Temperatur $\langle T \rangle$ entspricht.

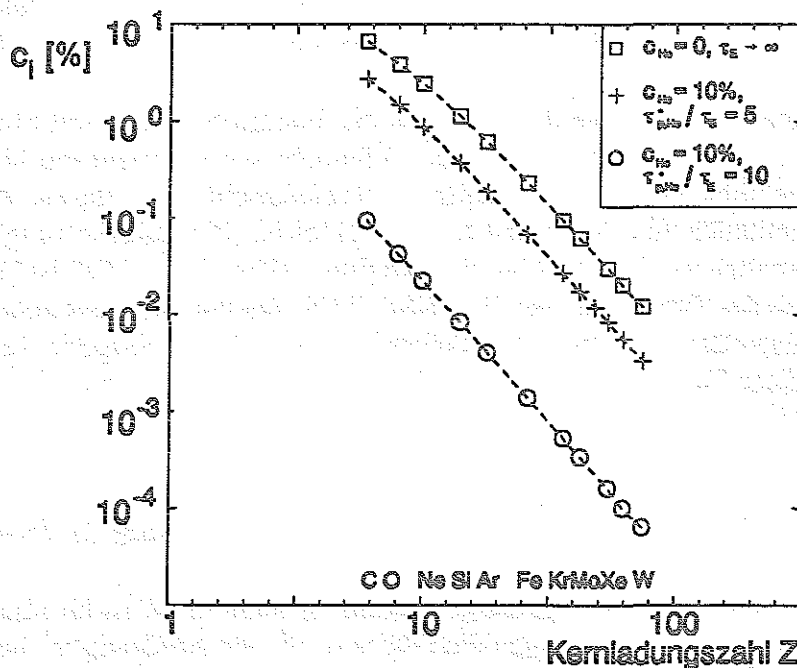


Abb. 6-1 Maximale Verunreinigungskonzentration, bei der die Zündung eines Fusionsplasmas mit einer Temperatur von $\langle T \rangle = 10$ keV möglich ist

Mit zunehmender Kernladungszahl Z nimmt die maximale Verunreinigungskonzentration für die Zündung eines Fusionsplasmas rapide ab. Vom leichtesten der hier betrachteten Elemente (Kohlenstoff, $Z=6$) bis zum schwersten (Wolfram, $Z=74$) reduziert sie sich um einen Faktor 1000. Drastische Einschränkungen werden darüberhinaus durch die Anwesenheit der Heliumkerne hervorgerufen. Für den ungünstigsten der hier gezeigten Fälle (Heliumkonzentration $c_{He} = 10\%$, Verhältnis der Transportzeiten $\rho = \tau_{p,He}^* / \tau_E = 10$) ist die maximal erlaubte Verunreinigungskonzentration etwa 100 mal kleiner als die Konzentration, die ohne Berücksichtigung des Heliums aus der Energiebilanz (Gl. 6-1) folgt. Für $\rho > 15$ ist auch ohne Verunreinigungen aufgrund der Heliumakkumulation keine Zündung möglich [113]. Eine gute Heliumabfuhr ist also für den Einsatz von zusätzlichen Verunreinigungen zur Strahlungskühlung notwendige Voraussetzung: Je ungünstiger das Verhältnis von effektiver Teilcheneinschlußzeit der Heliumkerne zur Energieeinschlußzeit ist, desto geringer ist der Spielraum für zusätzliche Verunreinigungen. Daher ist es wichtig, daß sich $\tau_{p,He}^* / \tau_E$ durch Strahlungskühlung nicht erhöht.

Grundsätzlich wird durch Randschichtkühlung die globale Teilcheneinschlußzeit τ_p aller Plasmaionen erhöht, da die Eindringtiefe der Neutralteilchen am Rand mit fallender Temperatur ansteigt (vergl. Kap. 3.1, Gl. (3-21) und (3-22)). Entscheidend für die Teilchenabfuhr ist jedoch nicht die globale, sondern die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* , die auch den Recyclingprozeß am Rand mit einschließt. Experimente am Tokamak TEXTOR haben gezeigt, daß bei hoher Dichte in Plasmen mit Strahlungskühlung durch Neoninjektion die effektive Teilcheneinschlußzeit der Neonionen auch für Strahlungspegel größer als 90% nicht ansteigt [115]. In diesen Fällen wird die Erhöhung der globalen Teilcheneinschlußzeit durch eine effektivere Heliumabfuhr im Pumpkanal des Pump limiters ALT II ausgeglichen.

Darüberhinaus konnte gezeigt werden, daß sich der Energieeinschluß mit Strahlungskühlung durch Neon und Silizium nicht verschlechtert. Vielmehr können sogar mit hoher Strahlungsleistung Plasmabedingungen mit verbessertem Energieeinschluß bei starker Zusatzheizung (4 MW durch Neutralteilcheninjektion und Ionen- Zyklotron- Resonanzheizung) bis zu höheren Plasmadichten erhalten werden, als dies ohne Strahlungskühlung der Fall ist [116]. Transportanalysen mit Hilfe des Transportcodes TRANSP [117], der auf der Basis gemessener Plasma-profile die Transportkoeffizienten des Teilchen- und Wärmetransports bestimmt, deuten darauf hin, daß diese Tatsache durch eine Reduzierung des Wärmetransports im Plasmaminner hervorgerufen wird [118].

Einfluß der Kernladungszahl Z auf die maximale Strahlungsleistung im Fusionsplasma

Die Variation der maximalen Verunreinigungskonzentration mit Z ist für alle der in Abb. 6-1 gezeigten Fälle ähnlich. Betrachtet man die Potenz α , die die Abhängigkeit der Konzentration $c_i \propto Z^\alpha$ kennzeichnet und aus der Steigung der in Abb. 6-1 gezeigten Kurven folgt, so variiert diese zwischen $\alpha = -2$ für leichte Verunreinigungen bis $\alpha = -3$ für schwere Verunreinigungen. Dies folgt aus der Tatsache, daß die Bedeutung der Verluste durch Strahlung (mit Skalierung Z^3 für $T=10$ keV, s. Gl. 6-2) gegenüber den Heizleistungsverlusten durch Brennstoffverdünnung (proportional Z^2 , s. Gl. 6-1) mit steigendem Z zunimmt.

Mit Hilfe der nach Gl. 6-8 berechneten maximalen Verunreinigungskonzentration $c_i^{\max}(Z)$ kann in einem zweiten Schritt berechnet werden, welches Element bei gegebener Plasmatemperatur, Heliumkonzentration und gegebenem Verhältnis der Transportzeiten ρ die höchste Strahlungsleistung erlaubt. Nach Gl. 5-11 bis 5-13 folgt für die Z - Abhängigkeit der maximalen Strahlungsleistung $P_{\text{rad}}^{\max}(Z)$:

$$P_{\text{rad}}^{\max}(Z) \propto c_i^{\max}(Z) \sum_{z=1}^{z=Z_U} \frac{L_z}{\sqrt{\langle \sigma v \rangle_z^{\text{ion}}}} \quad (6-9)$$

An dieser Stelle muß die Z - Abhängigkeit der Summe für die Strahlungsleistung am Plasmarand abgeschätzt werden. Im weiteren soll die bereits in Kap. 5.2.4 zitierte Z^3 -Skalierung benutzt werden. Das Ergebnis einer solchen Skalierung ist in Abb. 6-2 für den Fall mit $T = 10 \text{ keV}$, $c_{\text{He}} = 10\%$ und $\rho = 5$ dargestellt (Quadrate). Die in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z aufgetragene maximale Strahlungsleistung ist dabei auf den Wert für das leichteste Element (Kohlenstoff) normiert worden. Zum Vergleich ist die Potenz α der Z - Variation der eingesetzten maximalen Verunreinigungskonzentration eingezeichnet (durchgezogene Linie).

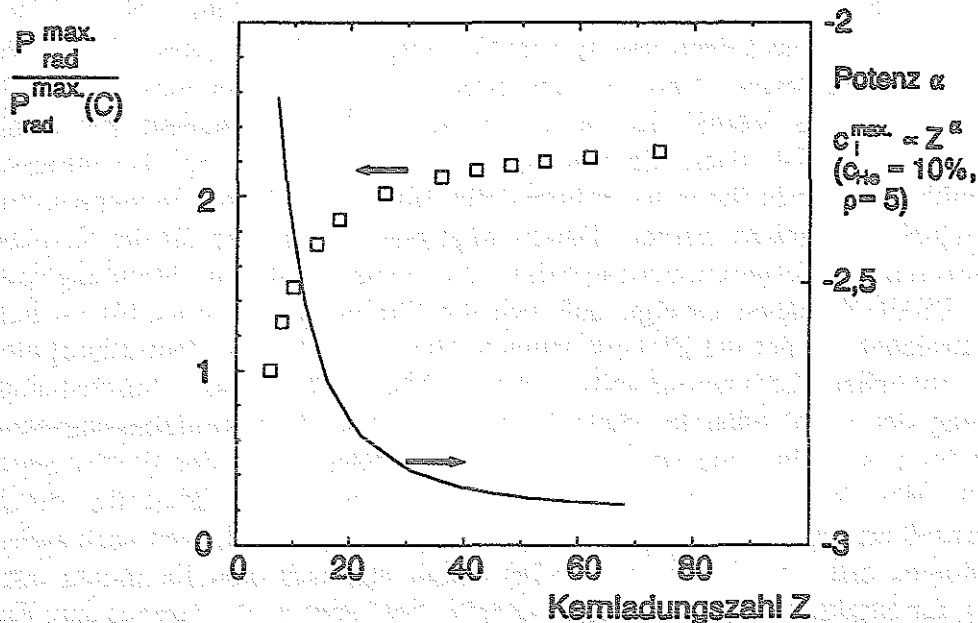


Abb. 6-2 Variation der Strahlungsleistung für die max. Verunreinigungskonzentration eines gezündeten Fusionsplasmas ($T = 10 \text{ keV}$) mit der Kernladungszahl Z

Im betrachteten Bereich bis $Z=74$ (Wolfram) steigt die resultierende Strahlungsleistung monoton an. Dabei ist der Anstieg für leichte und mittlere Kernladungszahlen (etwa bis $Z=30$) stärker als für Hoch- Z - Elemente, was im oben diskutierten unterschiedlichen Gewicht von Brennstoffverdünnung und Verunreinigungsstrahlung im Hinblick auf die maximale Verunreinigungskonzentration begründet ist, das sich in der Variation der Potenz α für die Z - Skalierung dieser Konzentration widerspiegelt.

Demnach sind im Hinblick auf eine Maximierung der Strahlungsleistung schwere Elemente zu bevorzugen. Allerdings wächst die Strahlung bei maximaler Verunreinigungskonzentration bis $Z=30$ etwa um einen Faktor 2, während der zusätzliche Gewinn an Strahlung für schwerere Elemente bis zum Wolfram nur noch 10% beträgt. Insbesondere zeigt die Bestimmung der maximalen Strahlungsleistung unter Berücksichtigung von Zünd- und Heliumabfuhrbedingung, daß der Gewinn hinsichtlich der Strahlungsleistung beim Übergang von Neon auf Silizium in einem Fusionsplasma mit einem Faktor 1,2 kleiner ist als der Gewinn, der in Kap. 5.2.4 unter Berücksichtigung von Brennstoffverdünnung und Bremsstrahlung allein bestimmt wurde.

All diese Betrachtungen sind nur dann richtig, wenn sich mit steigendem Z das radiale Profil der Verunreinigungskonzentration nicht ändert. Diese Annahme ist jedoch durchaus unsicher, da neoklassische Verunreinigungsflüsse von der Ladung der Spezies abhängen und die verschiedenen Elemente sich in unterschiedlichen Stoßgebieten befinden können. Dadurch kann sich das Verhältnis zwischen anomalem und neoklassischem Transport und damit das Konzentrationsprofil ändern. Verunreinigungselemente, für die die Konzentration am Rand höher ist als die im Zentrum, wie es für Neon und Silizium im Tokamak TEXTOR gefunden und in dieser Arbeit beschrieben wurde, sind besonders zur Strahlungskühlung geeignet. Darüberhinaus ist die Verteilung der Dichte auf die verschiedenen Ionisationsstufen wichtig. Denn die radialen Profile von Plasmatemperatur und Plasmadichte führen dazu, daß der Randbereich des Plasmas keinen Beitrag zum Fusionsprozeß leistet (vergl. Kap. 2, Abb. 2-4). Demnach sind diejenigen Verunreinigungselemente zur Strahlungskühlung besonders geeignet, für die das Verhältnis von Strahlung in der Randschicht zur Strahlung im Fusionsvolumen groß ist. Diese Überlegung führt zu der Bedingung, daß insbesondere die hohen Strahlungsverluste durch Ionisationsstufen bis zum Lithium-ähnlichem Zustand auf die Randschicht beschränkt werden. Daraus folgt eine Obergrenze für die Kernladungszahl der einzusetzenden Verunreinigungsspezies. Die Experimente zur Strahlungskühlung am Tokamak TEXTOR haben gezeigt, daß sich die Strahlungszone etwa bis zu der radialen Position ausdehnt, an der die Elektronentemperatur die Hälfte des Ionisationspotentials des Lithium-ähnlichen Ladungszustands beträgt. Mit Hilfe dieser Abschätzung ist die Ausdehnung der strahlenden Randschicht von verschiedenen Verunreinigungselementen in Abb. 6-3 für das im Fusionsexperiment ITER erwarteten Profil der Elektronentemperatur dargestellt. Wie in Abb. 2-4 ist auch hier die integrierte Heizleistung durch die im Fusionsprozeß erzeugten Heliumkerne eingetragen, die angibt, wie weit nach außen sich das Fusionsvolumen erstreckt. Wolfram ($Z=74$) strahlt demnach weit im Innern des Fusionsvolumens, die Strahlungszone von Xenon ($Z=54$) liegt etwa an der Grenze zum Fusionsvolumen, die Ionen bis zum Lithium-ähnlichen Zustand von Krypton ($Z=36$) oder Eisen ($Z=26$) strahlen deutlich außerhalb des Fusionsvolumens.

Eine weitere Einschränkung im Hinblick auf die Ausdehnung der Strahlungszone könnte in der Lage der resonanten $q=2$ -Fläche begründet sein. Starke Strahlung innerhalb dieser Fläche und eine aus der Erhöhung des Plasmawiderstands durch Temperaturerniedrigung resultierende Einschnürung des Stromprofils erhöhen die Gefahr von anwachsenden magnetohydrodynamischen Instabilitäten, die zu Stromabbrüchen führen können (vergl. Kap. 2 und [12]). Experimente am Tokamak TEXTOR haben gezeigt, daß derartige Instabilitäten wahrscheinlich erst auftreten, wenn das Maximum des Strahlungsprofils auf bzw. innerhalb der $q=2$ -Fläche liegt [96].

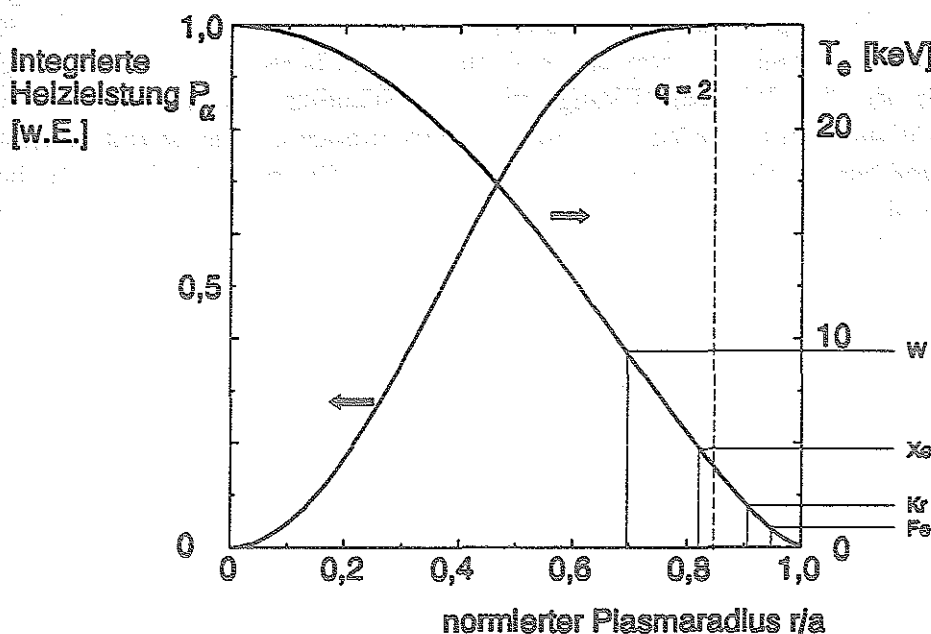


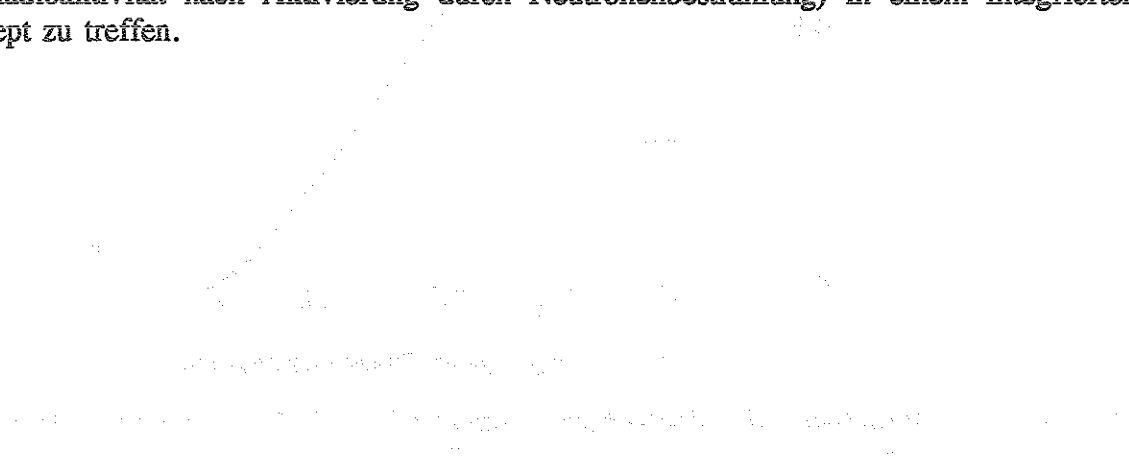
Abb. 6-3 Ausdehnung der strahlenden Plasmarandschicht für verschiedene Verunreinigungsspezies im Fusionsreaktor ITER

Für einen Plasmastrom von 25 MA und einen Sicherheitsfaktor an der Separatrix von $q(a)=3,2$ [4] liegt die $q=2$ - Fläche in ITER etwa bei $r/a=0,85$ (in Abb. 6-3 gestrichelt dargestellt). Soll die Strahlungszone außerhalb dieser Flußfläche liegen, liegt die Obergrenze für die Kernladungszahl etwa bei $Z=42$ (Molybdän).

Die hier durchgeführte Diskussion der optimalen Kernladungszahl Z der zum Zweck der Strahlungskühlung eingesetzten Verunreinigungselemente kann aufgrund der Unsicherheit hinsichtlich der benutzten Skalierungen nur eine grobe Einordnung der verschiedenen Spezies geben. Eine gründlichere Untersuchung verlangt eine selbstkonsistente Beschreibung von Verunreinigungsstrahlung und -transport, des Fusionsprozesses, sowie der thermischen und magnetohydrodynamischen Stabilität des Fusionsplasmas in einem geeigneten Modell. Doch auch in einer solche Berechnung bleiben Unsicherheiten bezüglich der Extrapolation der Transportkoeffizienten und der Bestimmung der Strahlungsverluste in einem gezündeten Fusionsplasma bestehen. Daher sind weitere Experimente zur Strahlungskühlung durch verschiedenen Verunreinigungsspezies mit reaktornahen Leistungsdichten unerlässlich.

Unabhängig von den Randbedingungen im Hinblick auf die Wahl einer geeigneten Kernladungszahl Z wird die experimentelle Kontrollierbarkeit der einzelnen Verunreinigungsspezies einen entscheidenden Einfluß auf deren Anwendbarkeit haben. Insbesondere für haftende Verunreinigungen, deren Zufuhr weniger gut von außen zu regulieren ist als die rezyklierender Verunreinigungen, kann es schwierig sein, die Verunreinigungskonzentration im Plasma auf einem Niveau zu kontrollieren, daß zum einen ausreichend hoch zur Reduzierung des Wärmeflusses zu den Begrenzungselementen ist, zum anderen aber die maximale Konzentration zur Zündung des Plasmas nicht übersteigt. Darüberhinaus muß ein haftendes Element aufgrund der starken Deposition auf Wand und Begrenzungselementen als

Wand- oder Wandbeschichtungsmaterial geeignet sein. Rezyklierende Verunreinigungen wie Edelgase - hier kommen innerhalb der diskutierten Grenzen Neon, Argon oder Krypton in Frage - sind mit geeigneten Regelsystemen demgegenüber besser zu kontrollieren. Allerdings ist auch für sie die Wechselwirkung mit dem Wandmaterial zu berücksichtigen, da freigesetztes Wandmaterial die Verunreinigungskonzentration im Plasma zusätzlich beeinflusst. Wahl des strahlenden Verunreinigungselements und Wahl des Wandmaterial bzw. deren Beschichtung sind also unter Einbezug der technologischen Randbedingungen (z.B. Abklingen der Radioaktivität nach Aktivierung durch Neutronenbestrahlung) in einem integrierten Konzept zu treffen.



Die Strahlungskühlung ist ein wichtiger Bestandteil des Fusionsreaktors. Sie ermöglicht die Abfuhr der überschüssigen Wärme aus dem Plasma. Die Strahlungskühlung ist in der Regel durch die Verunreinigungen im Plasma verursacht. Die Strahlungskühlung ist in der Regel durch die Verunreinigungen im Plasma verursacht.

Die Strahlungskühlung ist ein wichtiger Bestandteil des Fusionsreaktors. Sie ermöglicht die Abfuhr der überschüssigen Wärme aus dem Plasma. Die Strahlungskühlung ist in der Regel durch die Verunreinigungen im Plasma verursacht. Die Strahlungskühlung ist in der Regel durch die Verunreinigungen im Plasma verursacht.

Die Strahlungskühlung ist ein wichtiger Bestandteil des Fusionsreaktors. Sie ermöglicht die Abfuhr der überschüssigen Wärme aus dem Plasma. Die Strahlungskühlung ist in der Regel durch die Verunreinigungen im Plasma verursacht. Die Strahlungskühlung ist in der Regel durch die Verunreinigungen im Plasma verursacht.

7. Zusammenfassung

Das Konzept der Randschichtkühlung eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas mit Hilfe von Verunreinigungsstrahlung könnte zur Lösung des Problems der Energieabfuhr in einem Fusionsreaktor beitragen. Die Anwendbarkeit des Konzepts hängt von der Erfüllung verschiedener Randbedingungen durch die eingesetzten Verunreinigungselemente ab, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden sollten: *Stationarität und Kontrollierbarkeit der Verunreinigungskonzentration* in der Plasmarandschicht auf einem Niveau, das eine hinreichend *hohe Strahlungsleistung* erlaubt, um den konvektiven Wärmefluß auf Limiter bzw. Divertorplatten deutlich zu reduzieren, *Erniedrigung der Randschichttemperaturen*, um die physikalische Zerstäubung von Wandmaterial zu reduzieren, gleichzeitig jedoch weitgehende *Vermeidung von Beeinträchtigungen des Fusionsprozesses im Plasmazentrum durch Brennstoffverdünnung und Strahlungsverluste*. Heliumabfuhr und Energieeinschluß dürfen sich dabei nicht verschlechtern.

Aufbauend auf erste Experimente zur Strahlungskühlung mit Neon am Tokamak TEXTOR wurden im Rahmen dieser Arbeit weitergehende Experimente mit *Neon* und *Silizium* durchgeführt und die erzielten Resultate mit Modellrechnungen verglichen, um diese beiden Elemente durch Charakterisierung ihrer Plasma- Wand- Wechselwirkung sowie ihrer Strahlungs- und Transporteigenschaften im Hinblick auf die *Eignung zur Strahlungskühlung* zu beurteilen.

Neon und Silizium zeigen grundsätzliche Unterschiede hinsichtlich ihrer Plasma- Wandwechselwirkung. *Neon* ist als *rezyklierendes Element* bekannt: Aus dem Plasma heraus auf Limiter und Wand strömende Neonionen werden nicht auf den Oberflächen gebunden, sondern gelangen mit fast 100%iger Wahrscheinlichkeit ins Plasma zurück. Mit Hilfe des Pumpimiters ALT II können am Tokamak TEXTOR jedoch Neonteilchen aus diesem Kreislauf entfernt werden. Die durchgeführten Messungen haben gezeigt, daß der Recyclingkoeffizient, das ist die Wahrscheinlichkeit für die Rückführung ins Plasma, dann etwa 98% beträgt. Die resultierende effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* des Neon ist daraufhin etwa 50 mal größer als die globale Teilcheneinschlußzeit τ_p , die die Zeit für einen Umlauf darstellt. Für ohmsche Heizung des Plasmas beträgt τ_p^* 1140 ms, für Zusatzheizung mit Neutralteilchenstrahlen wegen des erhöhten Teilchentransports im Plasma nur 450 ms.

Zur *Kontrolle der Neondichte* im Plasma insbesondere unter Bedingungen nahe dem Strahlungslimit, wo die gesamte Heizleistung durch Strahlung abgeführt wird, ist eine *Regelung* unerlässlich. Am Tokamak TEXTOR existiert ein Regelsystem, mit dem es möglich ist, die Neonzufuhr mittels Gaseinlaß durch die Intensität der Resonanzlinie Lithium-ähnlicher Neonionen zu kontrollieren. Notwendig ist dazu eine Teilchensenke, die durch den Pumpilimiter gebildet wird. Mit diesem System konnte in den Experimenten zur Strahlungskühlung die Neondichte im Plasma auf ein vorprogrammiertes Niveau eingestellt werden. Im Gleichgewicht wird dann der gesamte Neonfluß ins Plasma durch den Fluß des an Limiter und Wand rezyklierenden Neons dominiert, der wegen des hohen Recyclingkoeffizienten etwa 50 mal so groß ist wie die Gaseinlaßrate.

Silizium *haftet* im Gegensatz zu Neon mit hoher Wahrscheinlichkeit auf den Oberflächen von Limitern und Wänden. Die gemessene effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* ist daher mit 25 ms

gegenüber der von Neon mit 1140 ms bei vergleichbaren Plasmabedingungen sehr klein. Die Freisetzung erfolgt dort durch *physikalische Zerstäubung*, womit der Recyclingkoeffizient wesentlich durch die Selbstzerstäubungsausbeute des Siliziums und der Bedeckung der Oberflächen von Limiter und Wand bestimmt wird. Die Beschichtung des Vakuumgefäßes mit Silizium erfolgt am Tokamak TEXTOR durch eine sog. *Silizierung* (hochfrequenzunterstützte Glimmentladung mit einem durchströmenden Gasgemisch aus Silan und Helium). Für typische Bedingungen in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten beträgt der Recyclingkoeffizient von Silizium etwa 30%.

Die Zerstäubungsausbeute und damit der Neutralteilchenfluß ins Plasma hängt von der Energie der zerstäubenden Ionen ab, wobei neben den Deuteriumionen auch Verunreinigungen einen Beitrag leisten. Die Experimente haben gezeigt, daß insbesondere bei niedrigen Plasmadichten die Zerstäubung von Silizium durch Kohlenstoff und Sauerstoff den gleichen Siliziumfluß bewirken kann wie die Zerstäubung durch Deuteriumionen. Bei hohen Plasmadichten ist dieser Beitrag wegen sinkender Verunreinigungskonzentrationen vernachlässigbar gering.

Die Energie der zerstäubenden Ionen ist durch die Plasmatemperatur in der Randschicht bestimmt. Da die Temperatur aber durch Verunreinigungsstrahlung reduziert wird, sind *Verunreinigungsfreisetzung* und *-strahlung nichtlinear verknüpft*. Im Fall von Silizium ist die durch Siliziumstrahlung hervorgerufene Temperaturniedrigung so groß, daß die beobachtete Freisetzung durch *physikalische Zerstäubung gedämpft* und der *Siliziumfluß ins Plasma begrenzt* wird.

Die Zufuhr durch *Injektion von wasserstoffhaltigen Siliziumverbindungen* wie Silan (SiH_4) und Disilan (Si_2H_6) ist *durch den unvermeidbaren Anstieg der Plasmadichte beschränkt*. Unter stationären Bedingungen ist der maximale Siliziumfluß durch den Recyclingkoeffizienten des gleichzeitig zugeführten Wasserstoffs bestimmt, d.h. je effizienter der Wasserstoff gepumpt werden kann, desto größer ist bei konstanter Dichte die mögliche Siliziumzufuhr. Im Gegensatz zur Neonzufuhr kann die Siliziumzufuhr also nur indirekt über äußere Parameter wie z.B. die Plasmadichte und dann auch nur in eingeschränktem Umfang kontrolliert werden. Die *Kontrollierbarkeit des haftenden Siliziums* ist damit *wesentlich eingeschränkter als die des rezyklierenden Neons*.

In den Experimenten zur Strahlungskühlung konnte gezeigt werden, daß durch die Zufuhr von Neon und Silizium ein *Großteil der Heizleistung* unter quasi-stationären Bedingungen *durch Strahlung aus dem Plasma abgeführt* werden kann, im Fall von Neon bis zu 95 % einer Heizleistung von 1,6 MW, im Fall von Silizium bis zu 75 %. Die Begrenzung der Siliziumstrahlung ist dabei durch die oben diskutierte Begrenzung des Zuflusses gegeben. Die *Strahlung von Neon und Silizium ist auf die Plasmarandschicht beschränkt*. Die Berechnung der Strahlungsverluste der Verunreinigungen mit Hilfe eines 1-dimensionalen Transportmodells (RITM-Code) hat bestätigt, daß die Linienstrahlung der Ionen bis zum Lithium-ähnlichen Ionisationszustand den Hauptbeitrag zur Gesamtstrahlung leistet. Diese Ionen halten sich in radial eng begrenzten Ionenschalen am Plasmarand auf, während die Helium- und Wasserstoff-ähnlichen Stufen aufgrund der höheren Ionisationsenergien in einem breiteren radialen Bereich verteilt sind. Daher fällt der innere Rand des gemessenen Strahlungsprofils mit dem radialen Bereich des Plasmas zusammen, in dem die Lithium-ähnlichen Ionisations-

stufe ionisiert wird. Die lokale Elektronentemperatur beträgt dort etwa die Hälfte der entsprechenden Ionisationsenergie. Der Strahlungsgürtel der Siliziumstrahlung dehnt sich demzufolge weiter ins Plasmazentrum aus als der der Neonstrahlung. Für typische Plasmabedingungen mit einer Heizleistung von 1,6 MW bei hohen Dichten liegt im Tokamak TEXTOR der innere Rand der Strahlung für Neon bei $r = 0,35 - 0,4$ m, für Silizium bei $r = 0,3 - 0,35$ m.

Aufgrund der Begrenzung der Strahlungsverluste durch Neon und Silizium auf die Plasmarandschicht findet eine *selektive Kühlung* des Plasmas statt: Während im *Plasmazentrum* im radialen Bereich $r/a < 0,75$ keine *Temperaturerniedrigung* erfolgt, *sinkt die Elektronentemperatur an der letzten geschlossenen Flußfläche* auf Werte bis 10 eV. In gleichem Umfang wie die Strahlungsleistung zunimmt, sinkt der konvektive Wärmefluß auf Limiter und Wand, wie durch Messung der lokalen Wärmeflüsse an einem Testlimiter nachgewiesen werden konnte.

Die im Plasmazentrum gemessenen Verunreinigungsdichten von Neon und Silizium zeigen, daß der Transport dieser Verunreinigungsspezies im wesentlichen durch Diffusion bestimmt wird. Eine Modellierung der Transportprozesse bestätigt, daß die Effekte durch neoklassische ins Plasmazentrum gerichtete Flüsse klein gegenüber denen durch anomale Diffusion sind. Die *resultierenden Dichteprofile* sind damit *flach* im Gegensatz zu den zugespitzten Profilen der Elektronendichte. Das führt zu hohlen Konzentrationsprofilen, was eine im Hinblick auf das Konzept der Strahlungskühlung günstige Verteilung darstellt: *hohe Verunreinigungskonzentrationen am Plasmarand*, wo eine hohe Strahlungsleistung erwünscht ist, *geringe Konzentrationen im Zentrum*, wo der Einfluß der Verunreinigungen durch Strahlung und Brennstoffverdünnung klein sein soll. So beträgt die gemessene Neondichte im Zentrum auch bei einer Strahlungsleistung von 90% der Heizleistung weniger als 0,6% der Elektronendichte.

Darüberhinaus bedeutet die Dominanz des diffusiven Transports, daß die *Verunreinigungsdichte im Plasmazentrum* in hohem Maße durch die *Prozesse der Plasma-Wand-Wechselwirkung* beeinflusst wird, da diese neben dem Ionisationsprozeß in der Randschicht die Eindringtiefe der Verunreinigungsatome bestimmen. Die Eindringtiefe wiederum ist bei diffusivem Transport für gegebenen Neutralteilchenfluß neben dem Diffusionskoeffizienten die wesentliche Größe im Hinblick auf die resultierende Verunreinigungsdichte im Zentrum.

Die Eindringtiefe der freigesetzten Verunreinigungen ist durch die Geschwindigkeit der Neutralteilchen und die Ionisationsrate in der Randschicht bestimmt. Die experimentell beobachtete Geschwindigkeitsverteilung der Neonatome besteht aus einer langsamen Komponente, die durch desorbierte Atome mit einer mittleren Energie von 0,3 eV gebildet wird, und einer schnellen Komponente, deren Anteil mit sinkender Randschichttemperatur auf über 50% steigt und die reflektierten Atomen zugeschrieben werden kann. Damit ist die mittlere Geschwindigkeit der Neonatome mit $v = 5,5 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$ etwa so groß wie die mittlere Geschwindigkeit der zerstäubten Siliziumatome. Aufgrund der weitaus höheren Ionisationsenergie von neutralem Neon ist die *Eindringtiefe der Neonatome* ins Plasma für typische Bedingungen bei hohen Plasmadichten etwa *fünf mal größer als die der Siliziumatome*.

Folge der kleineren Eindringtiefe des Siliziums und der damit verbundenen geringeren Verunreinigungsdichten bei vorgegebenem Neutralteilchenfluß ist, daß das *Strahlungspotential*, das die abgestrahlte Energie einer Verunreinigungsteilchens während seiner Aufenthaltszeit im Plasma beschreibt, *für Silizium trotz der höheren Kernladungszahl überraschenderweise vergleichbar ist mit dem Strahlungspotential von Neon.*

Mit sinkender Randschichttemperatur nimmt das Strahlungspotential für beide Elemente stark zu, was zu einer nichtlinearen Verstärkung der Strahlungsleistung führt. *Für vorgegebene Brennstoffverdünnung im Plasmazentrum ist deshalb die Strahlung bei hohen Plasmadichten mit niedrigen Temperaturen am größten.* Die durch Silizium abgestrahlte Leistung ist bei gegebener Verdünnung etwa 2,5-3,5 mal höher als die Strahlungsleistung durch Neon, die Berücksichtigung der Strahlungsverluste der Verunreinigungen im Zentrum reduziert diesen Faktor auf 1,7-2,6. Silizium ist in dieser Hinsicht zur Strahlungskühlung geeigneter als Neon. Allerdings steht diesem Vorteil der Nachteil der eingeschränkten Kontrollierbarkeit der haftenden Verunreinigung Silizium im Vergleich zur rezyklierenden Verunreinigung Neon entgegen.

Die Experimente zur Strahlungskühlung mit Neon und Silizium haben gezeigt, daß die Anforderungen innerhalb dieses Konzepts nach Kontrollierbarkeit der Verunreinigungszufuhr, sowie nach hoher Strahlungsleistung am Plasmarand bei möglichst geringer Beeinflussung des Plasmazentrums durch diese beiden Elemente im Limitertokamak TEXTOR im Prinzip erfüllt werden konnten.

Die Anwendbarkeit des Konzepts in einem Fusionsreaktor hängt wesentlich von der effizienten Abfuhr der im Fusionsprozeß erzeugten Heliumkerne ab. Die *maximale Verunreinigungskonzentration*, die in einem gezündeten Fusionsplasma toleriert werden kann, ist durch die Zündbedingung und die Forderung nach stationärer Heliumabfuhr bestimmt und wurde in Abhängigkeit von der Kernladungszahl berechnet. Sie wird *bei schlechter Heliumabfuhr*, d.h. großem Verhältnis zwischen effektiver Teilcheneinschlußzeit der Heliumionen und Energieeinschlußzeit, *drastisch reduziert*, was den Spielraum für den Einsatz zusätzlicher Verunreinigung zur Strahlungskühlung und ihre mögliche Strahlungsleistung stark einschränkt.

Transport der strahlenden Verunreinigungen sowie Transport und Abfuhr des Heliums sind also in gleicher Weise wichtig. Die weitere Untersuchung beider Prozesse wird Gegenstand zukünftiger Experimente am Tokamak TEXTOR sein.

Einen entscheidenden Einfluß auf die Anwendbarkeit der einzelnen Verunreinigungen wird jedoch auch ihre technische Kontrollierbarkeit haben. Hier bieten rezyklierende Verunreinigungen Vorteile gegenüber haftenden Spezies, für die die Zufuhr unter stationären Bedingungen begrenzt sein kann und die aufgrund ihrer starken Deposition als Wand- bzw. Wandbeschichtungsmaterial geeignet sein müssen. Doch auch die Wechselwirkung von rezyklierenden Verunreinigungen mit Wand und Limitern bzw. Divertorprallplatten ist zu beachten, um nicht durch erhöhte Freisetzung von Wandmaterial weitere Einschränkungen für die Anwendung des Konzepts zur Strahlungskühlung zu schaffen. Notwendig ist also die *Untersuchung des Verhaltens von Materialsystemen im Fusionsreaktor und ein integriertes Konzept für die Auswahl von Verunreinigungen zur Strahlungskühlung und Wandmaterial.*

Anhang A: Berechnung der Ausbeuten für physikalische Zerstäubung

Die im Rahmen dieser Arbeit benutzten Zerstäubungsausbeuten wurden mit Hilfe der semi-empirischen Bohdansky- Formel für senkrechten Einfall der zerstäubenden Ionen berechnet [41].

$$Y(E_0, \alpha=0) = Q s_n(\epsilon) \left(1 - \left(\frac{E_n}{E_0} \right)^{2/3} \right) \left(1 - \frac{E_n}{E_0} \right)^2 \quad (\text{A-1})$$

Hier ist E_0 die Energie des zerstäubenden Ions (Projektil), $s_n(\epsilon)$ der Querschnitt für das Abbremsen der Projektile im Festkörper und ϵ die auf die Thomas- Fermi- Energie E_{TF} reduzierte Energie

$$\epsilon = \frac{E_0}{E_{TF}} \quad (\text{A-2})$$

$$E_{TF}(\text{eV}) = 30,74 \frac{M_1 + M_2}{M_2} Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}$$

Z_1 und Z_2 sind die Kernladungszahlen, M_1 und M_2 die Massen der Projektile und der Targetatome im Festkörper.

Q ist ein Faktor, der aus der analytischen Zerstäubungstheorie [40] folgt, E_n ist die Schwellenergie für den Zerstäubungsprozeß. Q und E_n sind für eine Vielzahl von Projektil-Target- Kombinationen durch Anpassung an experimentelle Daten und Rechnungen mit dem TRIMSP- Code angepaßt worden und in [119] dargestellt. Dabei wurde für den Querschnitt $s_n(\epsilon)$ folgender Ausdruck eingesetzt:

$$s_n(\epsilon) = \frac{0,5 \ln(1 + 1,2288\epsilon)}{\epsilon + 0,1728\sqrt{\epsilon} + 0,008\epsilon^{0,1504}} \quad (\text{A-3})$$

Die Parameter für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Targetmaterialien Kohlenstoff und Silizium, sowie die Projektile Deuterium, Kohlenstoff, Sauerstoff, Neon und Silizium sind in Tabelle A-1 zusammengefaßt.

Projektil → ----- Target ↓	D	C	O	Ne	Si
C					
Q (Atome pro Ion)	0,08	0,75	---	1,28	---
E _{th} (eV)	27,64	52,98	---	69,63	---
Si					
Q (Atome pro Ion)	0,07	1,37	1,96	2,58	3,78
E _{th} (eV)	21,21	22,45	25,47	28,45	33,61

Tab. A-1 Parameter für die Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Kohlenstoff und Silizium bei senkrechtem Einfall

Die Freisetzung von Kohlenstoff durch Sauerstoffionen erfolgt durch CO- Bildung mit einer Ausbeute von annähernd eins [120], für die Zerstäubung von Kohlenstoff durch Silizium liegen keine Daten vor, die Ausbeuten wurden durch die Zerstäubungsausbeuten von Neon auf Kohlenstoff angenähert.

Die Abbildung A-1 zeigt die berechneten Zerstäubungsausbeuten für die in Tabelle A-1 gezeigten Materialkombinationen in Abhängigkeit von der Temperatur an der Separatrix, wobei Energie E₀ der Projektile mit der Plasmatemperatur T (unter der Annahme T_e = T_i = T) in folgender Weise verknüpft ist (vergl. Gl. (3-27)):

$$\begin{aligned}
 E_0 &= \frac{1}{2} m_i c_s^2 + \frac{5}{2} T + \langle z_i \rangle e \cdot V \\
 &= \left(\frac{7}{2} T + 3 \langle z_i \rangle \right) T
 \end{aligned}$$

Dabei wurde angenommen, daß die Ionen mit ihrer Schallgeschwindigkeit in das Schichtpotential eintreten. $\langle z_i \rangle$ ist die mittlere Ladung der verschiedenen Spezies. Diese ist nach Berechnungen mit den RITM- Code und im Einklang mit Messungen eingesetzt worden, die in der Randschicht des Tokamak TEXTOR mit Hilfe eines Plasmaionen- Massenspektrometers durchgeführt worden sind [121].

Verunreinigungsspezies: C O Ne Si
mittlerer Ladungszustand: 3,5 4 5 4,5

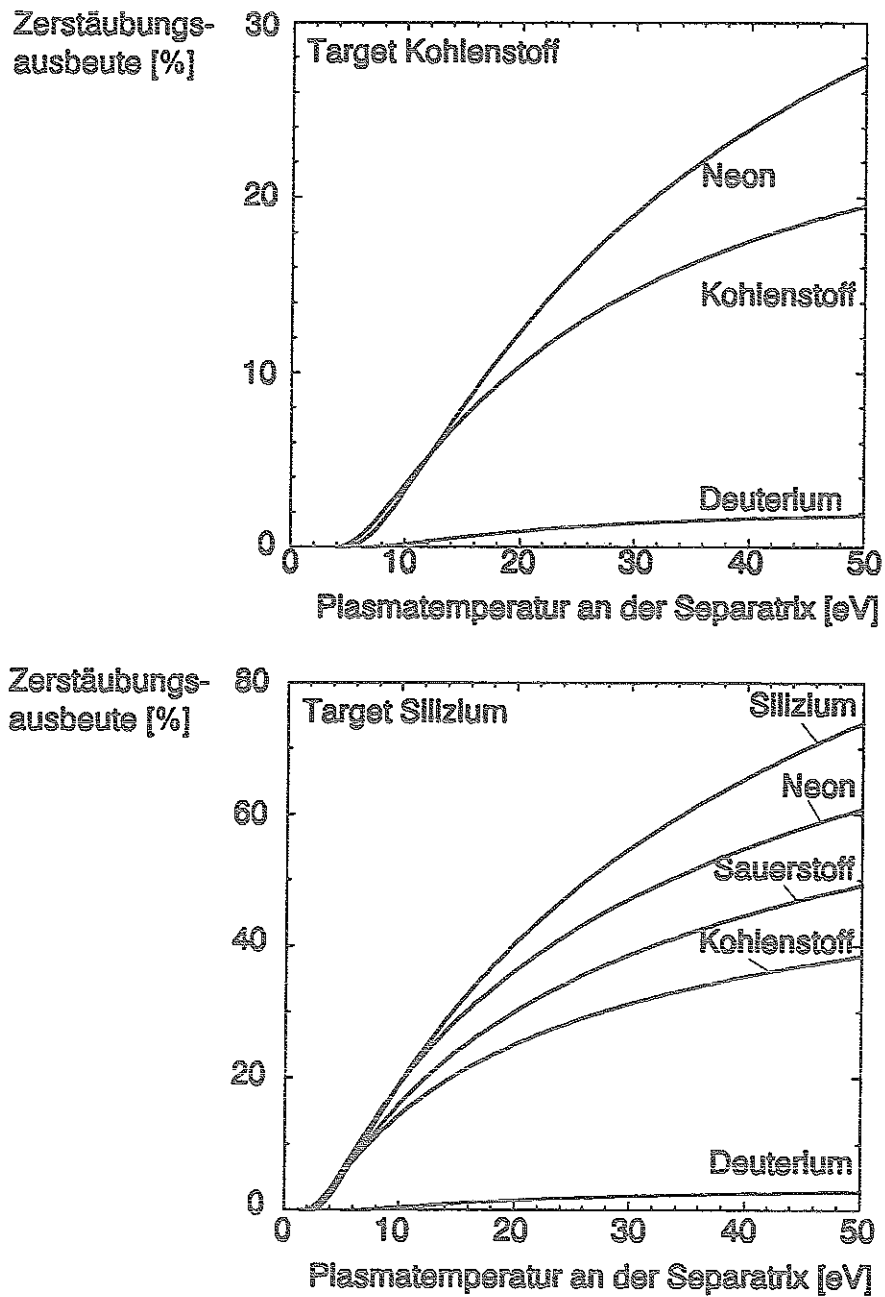
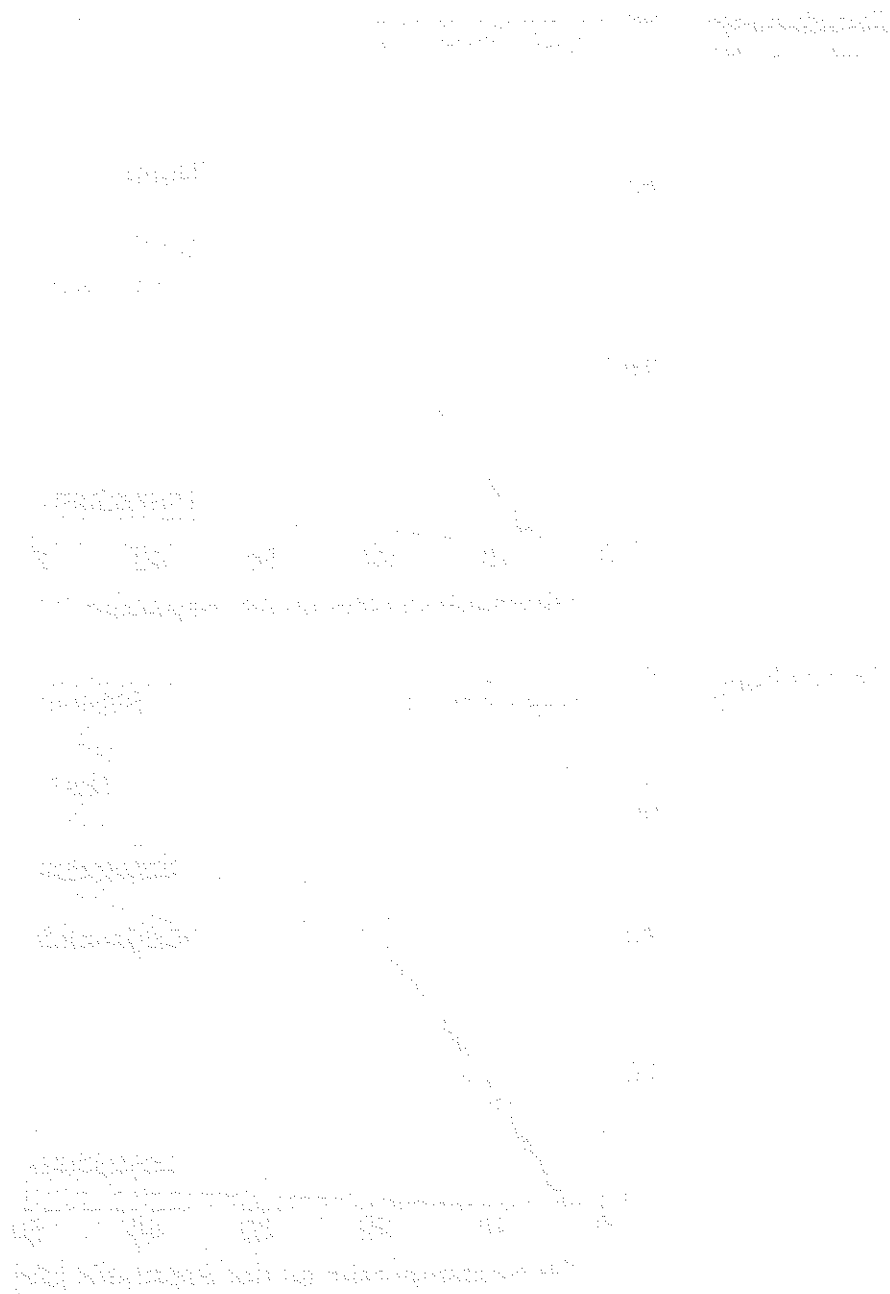


Abb. A-1 Zerstäubungsausbeuten von Kohlenstoff und Silizium



ausbeute, wenn die zeitliche abnahme der ausbeute

ausbeute, wenn die zeitliche abnahme der ausbeute

ausbeute, wenn die zeitliche abnahme der ausbeute

Anhang B: Strahlungsraten von Kohlenstoff im Korona- Anregungsgleichgewicht

Im Korona- Anregungsgleichgewicht kann die vom Ionisationszustand z emittierte Linienstrahlung aufgrund von Strahlungsübergängen aus angeregten Niveaus k mit Hilfe der Ratenkoeffizienten für die Anregung aus dem Grundzustand 1 durch Elektronenstoß bestimmt werden (vergl. Kap. 3.3.1):

$$\begin{aligned} P_{rad}^z &= n_e n^z \sum_k L_k^z(T_e) \\ &= n_e n^z \sum_k \langle \sigma v \rangle_{1k}^z(T_e) \Delta E_{k1} \end{aligned} \quad (B-1)$$

L_k^z bezeichnet hier die Strahlungsrate des Übergangs $k \rightarrow 1$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur T_e .

In Tabelle B-1 sind Übergänge in den Grundzustand aufgeführt, für die in Referenz [51] Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung von Kohlenstoffionen zusammengestellt sind. In Abbildung B-1 sind die Strahlungsraten der einzelnen Übergänge für die verschiedenen Ionisationsstufen C^{1+} - C^{5+} in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur dargestellt. Die Numerierung bezieht sich auf die in der Tabelle vorgenommene Numerierung der Übergänge. Abbildung B-2 zeigt in der Übersicht über alle Ionisationszustände die Summe der Strahlungsraten für die ausgewählten Übergänge.

Ionisationsstufe/ Grundzustand	Angeregter Zu- stand: (Resonanzlinie)	Angeregter Zu- stand: (optisch erlaubte Dipol- Übergänge)	Angeregter Zu- stand: (magnetische Dipol-Übergänge, Multipol- Über- gänge höherer Ordnung, Inter- kombinations- linien)
C^{1+} (B- ähnlich) $2s^2 2p^2 \ ^2P$	1) $2s 2p^2 \ ^2D$	2) $2s 2p^2 \ ^2S$ 3) $2s 2p^2 \ ^2P$ 4) $2s^2 3s \ ^2S$ 5) $2s^2 3p \ ^2P$ 6) $2s^2 3d \ ^2D$	7) $2s 2p^2 \ ^4P$
C^{2+} (Be- ähnlich) $2s^2 \ ^1S$	1) $2s 2p \ ^1P$	4) $2s 3p \ ^1P$	2) $2p^2 \ ^1D$ 3) $2s 3s \ ^1S$ 5) $2s 3d \ ^1D$ 6) $2s 2p \ ^3P$
C^{3+} (Li- ähnlich) $1s^2 2s \ ^2S$	1) $1s^2 2p \ ^2P$	3) $1s^2 3p \ ^2P$	2) $1s^2 3s \ ^2S$ 4) $1s^2 3d \ ^2D$
C^{4+} (He- ähnlich) $1s^2 \ ^1S$	1) $1s 2p \ ^1P$	2) $1s 3p \ ^1P$	3) $1s 2s \ ^3S$ 4) $1s 2p \ ^3P$ 5) $1s 2s \ ^1S$
C^{5+} (H- ähnlich) $1s \ ^2S$	1) $2p \ ^2P$	2) $3p \ ^2P$	3) $3d \ ^2D$ 4) $2s \ ^2S$ 5) $3s \ ^2S$

Tab. B-1 Ausgewählte Strahlungsübergänge von Kohlenstoffionen

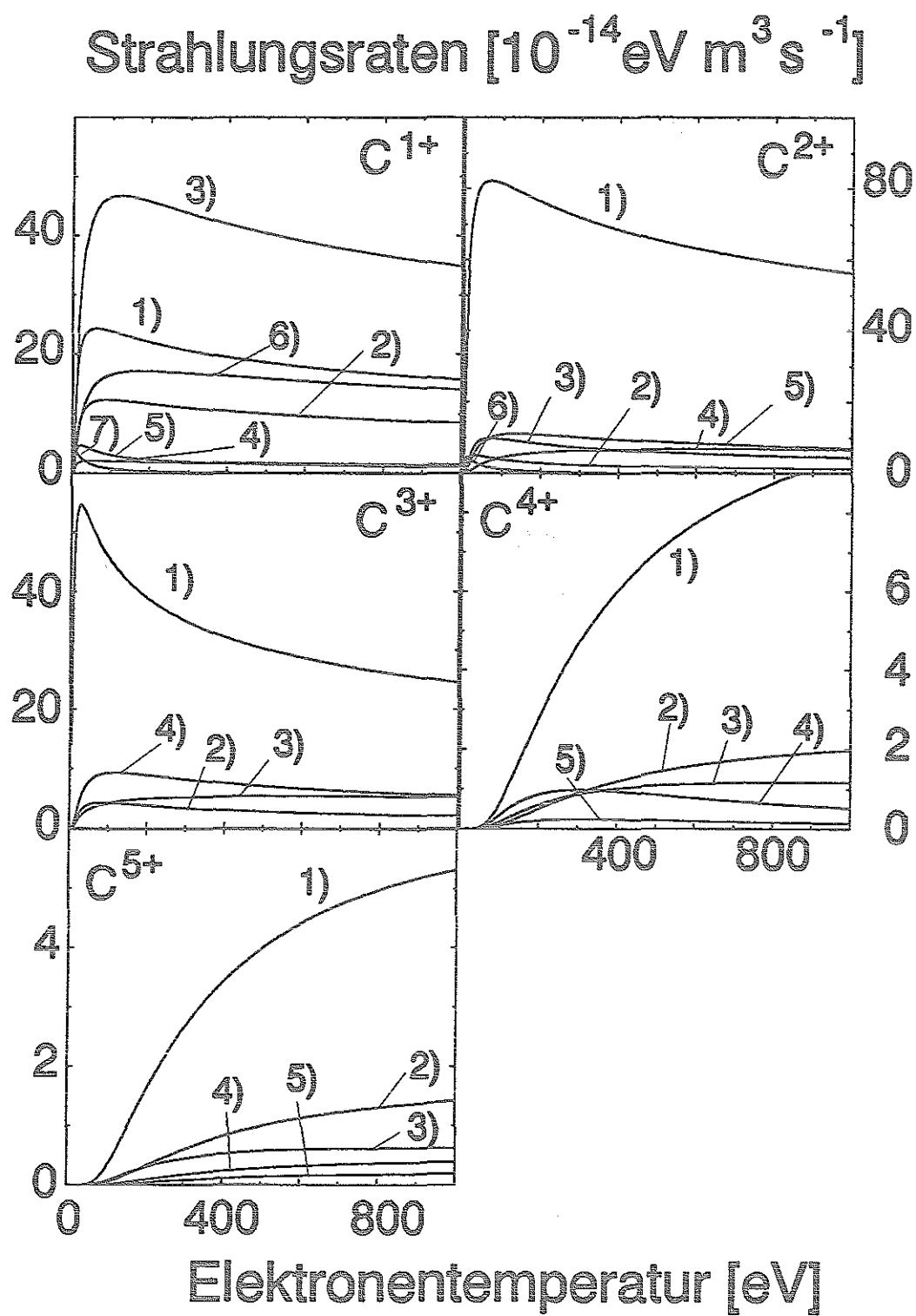


Abb. B-1

Strahlungsraten L_{λ}^{λ} ausgewählter Übergänge der Kohlenstoffionen C^{1+} - C^{5+}
(nach [51])

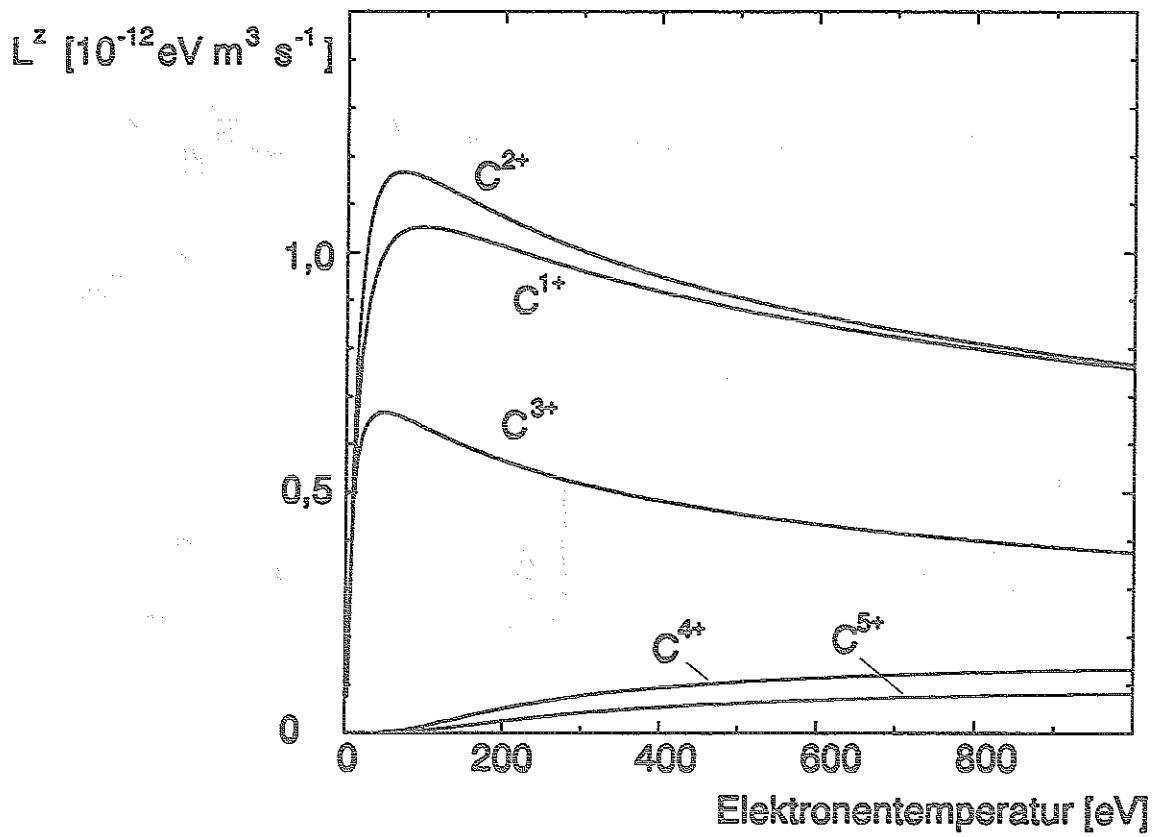


Abb. B-2 Strahlungsraten L^Z der Kohlenstoffionen C^{1+} - C^{5+}

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2-1	Prinzipieller Aufbau eines Tokamak	5
Abb. 2-2	Schematische Darstellung der magnetischen Flußflächen in einem Limiter- und Divertor-Tokamak	7
Abb. 2-3	Das Konzept der kalten strahlenden Plasmarandschicht	8
Abb. 2-4	Radiale Verteilung der Heizleistungsdichte und der integrierten Heizleistung im Fusionsexperiment ITER	9
Abb. 3-1	Dichteprofil im Diffusionsmodell	17
Abb. 3-2	Teilchen- und Wärmetransport in der Plasmarandschicht	21
Abb. 3-3	Teilchenbilanz von rezyklierenden und haftenden Verunreinigungen	24
Abb. 3-4	Radiale Verteilung der Ionisationszustände von Kohlenstoff: a) vereinfachtes Diffusionsmodell, b) numerische Berechnung mit dem RITM- Code	37
Abb. 3-5	Radiale Verteilung der Strahlungsleistungsdichten für die Ionisationszustände von Kohlenstoff	38
Abb. 3-6	Energieniveaus von C^{3+} und C^{6+}	40
Abb. 3-7	Nichtlineare Wechselwirkung zwischen den verschiedenen physikalischen Prozessen in der Plasmarandschicht	42
Abb. 4-1	Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR	46
Abb. 4-2	Experimentelle Anordnung der Flußmessung an den Limitern des Tokamaks TEXTOR mit Hilfe von Emissionsspektroskopie	48
Abb. 4-3	Experimentelle Anordnung der Infrarotthermographie von Testlimitern am Tokamak TEXTOR	53
Abb. 4-4	Der Neonregelkreis am Tokamak TEXTOR	58
Abb. 5-1	Effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^* von Neon und Silizium	62
Abb. 5-2	Einfluß des ALT II- Pumplimiters auf die effektive Teilcheneinschlußzeit τ_p^*	62
Abb. 5-3	Vergleich von Recyclingfluß und Gaseinlaßrate im Neonregelkreis	63
Abb. 5-4	Gaseinlaß von Neon und Silizium und resultierende Recyclingflüsse	64
Abb. 5-5	Variation der Neonflüsse mit Hilfe des Neon- Regelkreises	64
Abb. 5-6	Variation der Siliziumflüsse am Limiter mit der Plasmadichte $\bar{n}_e$	65
Abb. 5-7	Einfluß der Neonzufuhr auf die Kohlenstofffreisetzung	66
Abb. 5-8	Geschwindigkeitsverteilung von Neonatomen an einem Kohlenstofflimiter	68
Abb. 5-9	Radiale Intensitätsverteilung der Emission von neutralem Neon ($\lambda = 640,2 \text{ nm}$)	69
Abb. 5-10	Radiale Intensitätsverteilung der Emission von neutralem Silizium ($\lambda = 251,7 \text{ nm}$)	69
Abb. 5-11	Radiale Verteilung der Neutralteilchendichte von Neon und Silizium	70
Abb. 5-12	Variation der Strahlungspegel $\gamma = P_{\text{rad}} / P_{\text{en}}$ für die Randschichtkühlung mit Neon und Silizium	72
Abb. 5-13	Radialprofile von Elektronendichte, -temperatur und Strahlungsleistung (Neonkühlung, Modellierung gestrichelt)	73

Abb. 5-14	Dichte- und Strahlungsleistungsprofile der Ladungszustände von Neon	74
Abb. 5-15	Radialprofile von Elektronendichte, -temperatur und Strahlungsleistung (Siliziumkühlung, Modellierung gestrichelt)	74
Abb. 5-16	Dichte- und Strahlungsleistungsprofile der Ladungszustände von Silizium	75
Abb. 5-17	Elektronentemperaturprofile mit ($\gamma = 85\%$) und ohne Neoninjektion ($\gamma = 40\%$)	76
Abb. 5-18	Reduktion der konvektiven Wärme-flüsse durch Neoninjektion	77
Abb. 5-19	Zeitlicher Verlauf der Verunreinigungsflüsse sowie der Elektronendichte und -temperatur im Experiment zur Bestimmung der zentralen Neonkonzentration	78
Abb. 5-20	Radiale Neonionendichteprofile für gegebene Teilchenzahl: a) konstante Neonkonzentration, b) Diffusionsmodell	80
Abb. 5-21	Stoßparameter $\nu^* \epsilon^{3/2}$ für Neonionen in den Ionisationsstufen $z=1$ bis $z=10$	81
Abb. 5-22	Neoklassischer Fluß der vollionisierten Neonionen (Ne^{10+}) und Anteile proportional zum Dichte- bzw. Temperaturgradienten der Deuteriumionen	82
Abb. 5-23	Akkumulationsfaktor A der Gesamtdichte der Neonionen im quellfreien Gebiet	83
Abb. 5-24	Radiale Profile der Neondichte, -konzentration, des mittleren Ladungszustands der Neonionen sowie der effektiven Ladungszahl des Plasmas ($\gamma = 60\%$)	84
Abb. 5-25	Effektive Ladungszahl Z_{eff} und die daraus abgeleitete Neonkonzentration im Plasmazentrum	85
Abb. 5-26	Impulshöhenspektrum der Emissionsquanten der weichen Röntgenstrahlung	85
Abb. 5-27	Strahlungspotential E_{rad} von Neon und Silizium	87
Abb. 6-1	Maximale Verunreinigungskonzentration, bei der die Zündung eines Fusionsplasmas mit einer Temperatur von $\langle T \rangle = 10$ keV möglich ist	93
Abb. 6-2	Variation der Strahlungsleistung für die max. Verunreinigungskonzentration eines gezündeten Fusionsplasmas ($T = 10$ keV) mit der Kernladungszahl Z	95
Abb. 6-3	Ausdehnung der strahlenden Plasmarandschicht für verschiedene Verunreinigungsspezies im Fusionsreaktor ITER	97
Abb. A-1	Zerstäubungsausbeuten von Kohlenstoff und Silizium	105
Abb. B-1	Strahlungsraten L_{λ}^2 ausgewählter Übergänge der Kohlenstoffionen C^{1+} - C^{5+} (nach [51])	109
Abb. B-2	Strahlungsraten L^2 der Kohlenstoffionen C^{1+} - C^{5+}	110

Tabellenverzeichnis

Tab. 3-1	Beiträge der einzelnen Ladungszustände und Strahlungsübergänge von Kohlenstoff zur Gesamtstrahlung	39
Tab. 4-1	Teilchenflußmessung mit Hilfe von Emissionsspektroskopie am Tokamak TEXTOR	49
Tab. 4-2	Messung der Elektronendichte und -temperatur mit Hilfe von Atomstrahlen am Tokamak TEXTOR	50
Tab. 5-1	Konzentrationen leichter Verunreinigungen im Plasmazentrum	79
Tab. A-1	Parameter für die Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Kohlenstoff und Silizium bei senkrechtem Einfall	104
Tab. B-1	Ausgewählte Strahlungsübergänge von Kohlenstoffionen	108

Figure 1 illustrates the proposed system architecture. The system consists of a User, a System, a Controller, a Plant, a Disturbance, a Reference, and a Sensor. The User interacts with the System, which is composed of the Controller and the Plant. The Controller sends a Control Signal to the Plant. The Plant sends a Feedback Signal to the User. The Plant is also connected to a Disturbance block, which sends a Disturbance Signal to the Plant. The Plant is also connected to a Reference block, which sends a Reference Signal to the Plant. The Plant is also connected to a Sensor block, which sends a Sensor Signal to the Controller. The Sensor block is also connected to the Controller via a Feedback Signal.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Wesson, "Tokamaks", Clarendon Press, Oxford (1987).
- [2] O. Naito et al., Plasma Physics and Controlled Fusion 35 (1993) B 215.
- [3] JET- Team, Nucl. Fusion 2 (1992), 187.
- [4] P.H. Rebut et al., Jet Report JET- P(93)06 (1993).
- [5] ITER Joint Central Team, vorgestellt von R. Parker, Plasma Physics and Controlled Fusion, 35 (1993), B 23.
- [6] A. Gibson und M.L. Watkins, Proc. of the 8th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Prag (1977), Vol. I, 31.
- [7] K. Lackner und J. Neuhauser, IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Garching (1981), 58.
- [8] J. Winter, J. Nucl. Mater. 161 (1989), 265.
- [9] U. Samm et al., Proc. of the 18th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Berlin (1991), Vol. III, 157.
- [10] U. Samm, "Radiation Control in a Limiter Tokamak", KFA- Report Jül- 2378 (1990)
- [11] H. Soltwisch, Plasma Physics and Controlled Fusion, 34 (1992), 1669.
- [12] A. Sykes und J. Wesson, Physical Review Letters, 44 (1980), 1215.
- [13] R. Koch, "NBI and RF - Plasma Heating", Transactions of Fusion Technology, 25 (März 1994), 179.
- [14] F. Wagner et al., Physical Review Letters, 42 (1982), 1408.
- [15] P.C. Stangeby und G.M. McCracken, Nucl. Fusion 30 (1990), 1225.
- [16] J. Cummings et al., "Power radiated from ITER and CIT by impurities", Princeton Plasma Physics Laboratory- Report, PPPL- 2702 (1990)
- [17] S.I. Braginskii, "Transport Processes in a Plasma", in Reviews of Plasma Physics, Vol. 1, herausg. von M. Leontovich, Consultants Bureau, New York (1965), 205.
- [18] G. Fußmann et al., Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 33, No. 13 (1991), 1677.
- [19] F.L. Hinton, in "Handbook of Plasma Physics", Vol. 1, herausg. von M. Rosenbluth und A.A. Galeev, North- Holland Publishing Company, Amsterdam, New York (1983)

- [20] F. L. Hinton und R. D. Hazeltine, Rev. Mod. Phys., 42 (1976), 239.
- [21] S.P. Hirshman und D.J. Sigmar, Nucl. Fusion 21 (1981), 1079.
- [22] K.W. Wenzel und D.J. Sigmar, Nucl. Fusion 30(6) (1990), 1117.
- [23] J.W. Connor und H.R. Wilson, Plasma Physics and Controlled Fusion, 36 (1994), 719.
- [24] G. Fußmann, "Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen", IPP-Report 1/273, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1992)
- [25] G. Fußmann et al., J. Nucl. Mater. 162-164 (1989), 14.
- [26] W. Engelhardt et al., J. Nucl. Mater. 111-112 (1982), 337.
- [27] M. Tokar', "One dimensional modelling of a tokamak edge plasma under conditions of strong impurity radiation", KFA-Report, Jül-2588 (1992)
- [28] M. Tokar', Plasma Physics and Controlled Fusion, 36 (1994), 1819.
- [29] M. Tokar, Workshop "Transport in Fusion Plasmas", Aspenäs, Göteborg (Juni 1994), zu veröffentlichen
- [30] B.B. Kadomtsev, Nucl. Fusion 31 (1991), 1301.
- [31] V.V. Parail und P.N. Yushmanov, JETP Letters 42 (1985), 343.
- [32] P. Stangeby, "The Plasma Sheath", in "Physics of Plasma- Wall Interaction in Controlled Fusion", herausg. von D.F. Post und R. Behrisch, Plenum, New York (1986), S. 41.
- [33] U. Samm et al., J. Nucl. Mater., 162-164 (1989), 24.
- [34] H. Gerhauser und H.A. Claßen, Proc. of the 12th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Budapest (1985), Vol. II, 464.
- [35] B.J. Braams, NET-Report, EUR-FU//XII-80/87/68, Comm. of the EC, Brüssel (1987)
- [36] D. Reiter, "The EIRENE-Code, Version: Jan. 92", KFA-Report Jül-2599 (1992)
- [37] W. Eckstein und J.P. Biersack, Appl. Phys. A 38 (1985), 123.
- [38] W. Eckstein und D. Heifetz, J. Nucl. Mater. 145-147 (1987), 332.
- [39] G.M. McCracken und P.E. Stott, Nucl. Fusion 19 (1978), 889.
- [40] P. Sigmund in "Sputtering by Particle Bombardement I", Springer Topics in Applied Physics, 49, herausg. von R. Behrisch, Berlin (1981), S. 9

- [41] J. Bohdansky, Nucl. Instrum. Methods, B2 (1984), 587.
- [42] J. Biersack und W. Eckstein, Appl. Phys. A34 (1984), 73.
- [43] M. W. Thompson, Phil. Mag., 18 (1968), 377.
- [44] H.R. Griem, "Plasma Spectroscopy", McGraw- Hill Book Company, New York (1964)
- [45] H.-J. Kunze, "Emissionsspektroskopie", in: "Moderne Probleme der Plasmaphysik", Vorlesungsmanuskript zum 1. IPP- Ferienkurs, Jülich (1989)
- [46] H.P. Summers und R.W.P. McWhirter, J. Phys. B 12 (1979), 2387.
- [47] R.W.P. McWhirter und H.P. Summers, "Atomic Radiation from Low Density Plasma" in Applied Atomic Collision Physics, Vol.2, herausg. von C.F. Barnett und M.F.A. Harrison, Academic Press, Orlando (1984)
- [48] M.J. Seaton, "The Theory of Excitation and Ionization by Electron Impact" in "Atomic and Molecular Processes", herausg. von D.R. Bates, Academic Press, New York (1962), S. 374
- [49] H. van Regemorter, Astrophys. J. 132 (1962), 906.
- [50] I.I. Sobelmann, L.A. Vainsthtein und E.A. Yukov, "Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines", Springer Verlag, Berlin (1981)
- [51] Y. Itikawa et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 33, No. 1 (1985), 150.
- [52] R.A. Phaneuf, Nucl. Fusion Suppl. 2 (1992), 75.
- [53] Y.N. Dnestrovskii und D.P. Kostomarov, "Numerical Simulation of Plasmas", Springer Verlag (1985)
- [54] K.L. Bell et al., "Atomic and molecular data for fusion", UKAEA- Report CLM-R 216 (1982)
- [55] M.J. Seaton, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 119 (1959), 81
- [56] A. Burgess, Astrophys. J. 141 (1965), 1588.
- [57] J.M Shull und M. van Steenberg, The Astrophysical Journal Supplement Series, 48 (1981), 95.
- [58] R.K. Janev, B.H. Bransden und J.W. Gallagher, J. Phys. Chem. Ref. Data, 12 (4) (1983), 829.
- [59] J.W. Gallagher, B.H. Bransden und R.K Janev, J. Phys. Chem. Ref. Data, 12 (4) (1983), 873.

- [60] J. Neuhauser et al., Nucl. Fus. 26 (1986), 1679.
- [61] G. Fußmann, Nucl. Fusion 26 (1986), 983.
- [62] R.A. Hulse, "Modelling of Impurity Transport in the Core Plasma", in "Atomic and Plasma- Material Interaction Processes in Controlled Thermonuclear Fusion", herausg. von R.K. Janev und H.W. Darwin, Elsevier, Amsterdam (1993), S. 165
- [63] U. Samm, "Radiation Cooling Experiments", Transactions of Fusion Technology, Vol. 25, (März 1994), 259.
- [64] B. Unterberg et al., Proc. of the 20th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Lissabon (1993), Vol. II, 663.
- [65] U. Samm et al., Proc. of the 11th PSI Conference Mito, Japan (1994), zu veröffentlichen in J. Nucl. Mater.
- [66] H. Soltwisch et al., Plasma Physics and Controlled Fusion, 26 (1A) (1984), 23.
- [67] D.M. Goebel, J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 115.
- [68] J. Winter et al., Phys. Rev. Letter 71 (10) (1993), 1549.
- [69] P. Bogen und E. Hintz, "Plasma Edge Diagnostics Using Optical Methods" in "Physics of Plasma- Wall- Interaction in Controlled Fusion", herausg. von D.E. Post und R. Behrisch, Plenum, New York (1986), S. 211.
- [70] A. Pospieszczyk, "Diagnostics of Edge Plasmas by Optical Methods" in "Atomic and Plasma- Material Processes in Controlled Thermonuclear Fusion", herausg. von R.K. Janev und H.W. Darwin, Elsevier, Amsterdam (1993), S. 213.
- [71] Y.T. Lie et al., Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, Schweiz (1984).
- [72] F. Aumaryr et al., J. Nucl Mater. 196-198 (1992), 928.
- [73] B. Schweer et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992), 174.
- [74] A. Pospieszczyk und G. Ross, Rev. Sci. Instr. 53 (1988), 605.
- [75] E.U. Condon und G.H. Shortley in "The Theory of Atomic Spectra", Cambridge University Press (1957)
- [76] J.D. Hey et al., Proc. of the 20th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Lissabon (1993), Vol. III, 1111.
- [77] R.P. Schorn et al., Nucl. Fusion 32 (3) (1992), 351.
- [78] P. Bogen und D. Rusbüldt, Nucl. Fusion 32 (6) (1992), 1057.

- [79] H.S. Carslow und J.C. Jaeger, "Conduction of Heat in Solids", Oxford University Press (1959)
- [80] U. Samm, Proc of the 11th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen (1983), Vol. II, 413.
- [81] V. Philipps und M. Erdweg, persönliche Mitteilung
- [82] E.R. Müller und F. Mast, J. App. Phys. 55 (7) (1984), 2635.
- [83] H. Soltwisch, "Microwave Diagnostics", Transactions of Fusion Technology, Vol. 25, (März 1994), 304.
- [84] G. Waidmann et al. in "Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating" (Proc. of the 7th Workshop, Hefei, China, 1989), IAEA, Wien (1990), 92.
- [85] H. Soltwisch, Rev. Sci. Instr. 57 (1986), 1939.
- [86] S. von Goeler, Nucl. Fusion 16 (1975), 301.
- [87] W.J. Karzas und R. Latter, Astrophys. J. Suppl. 55 (1961), 167.
- [88] J. Schlüter, IB IPP- 500293
- [89] L. Spitzer und R. Härm, Phys. Rev. 89 (1953), 977.
- [90] A.A. Galeev und R.Z. Sagdeev, Sov. Phys.-JETP 26 (1968), 233.
- [91] R.J. Bickerton, J.W. Connor und J.B. Taylor, Nature Physical Science, 229 (1971), 110.
- [92] A.M. Messiaen et al., Plasma Physic. and Controlled Fusion, 32 (1990), 902.
- [93] J. Ongena, persönliche Mitteilung
- [94] G. Bertschinger, persönliche Mitteilung
- [95] L. Könen, persönliche Mitteilung
- [96] U. Samm et al., Plasma Physics and Controlled Fusion 35 (12) (1993), B167.
- [97] J. Winter, J. Nucl. Mater. 145-147 (1987), 131.
- [98] J. von Seggern, Proc. of the 11th PSI Conference Mito, Japan (1994), zu veröffentlichen in J. Nucl. Mater.
- [99] J. Winter, "Wandkonditionierung von Fusionsanlagen durch reaktive Gase", KFA-Report, Jül-2207 (1988)
- [100] J.F.Frijchtenicht, Rev. Sci. Instr. 45 (1974), 51.

- [101] A. Pospieszczyk, Proc. of "Workshop on the use of atomic beams in plasma experiments", Budapest (1993), 21.
- [102] G. Kocsis, Proc. of "Workshop on the use of atomic beams in plasma experiments", Budapest (1993), 128.
- [103] H.G. Esser et al., Proc. of the 11th PSI Conference Mito, Japan (1994), zu veröffentlichen in J. Nucl. Mater.
- [104] H. Knauf, Dissertation in Vorbereitung, Universität Düsseldorf
- [105] Ph. Mertens, P. Bogen und B. Schweer, Proc. of the 20th Europ. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Lissabon (1993), Vol. III, 1123.
- [106] M. Tokar', Contr. Plasma Physics 34 (1994), 2/3, 344.
- [107] W.M. Stacey jr., Nucl. Fusion 27 (1987), 1213.
- [108] H.A. Claassen et al., J. Nucl. Mater. 176-177 (1990), 398.
- [109] M. Tokar', Nucl. Fusion 34 (1994), 853.
- [110] D.E.T.F. Ashby und M.H. Hughes, Nucl. Fusion 21 (8) (1981), 911.
- [111] H. Vernickel und J. Bohdansky, Nucl. Fusion 18 10 (1978), 1467.
- [112] D.M. Meade, Nucl. Fusion 14 (1974), 289.
- [113] D. Reiter, G.H. Wolf und H. Kever, Nucl. Fusion 30 10 (1990), 2141.
- [114] V.M. Prozesky, Plasma Physics and Controlled Fusion 35(1993), 1717.
- [115] U. Samm et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992), 633.
- [116] A. Messiaen et al., Nucl. Fusion 34 (6)(1994), 825.
- [117] R.J. Hawryluk, in "Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions", Proc. Course Varenna (1979), (CEC Brüssel, 1980), 19.
- [118] J. Ongena et al., Workshop "Transport in Fusion Plasmas", Aspenäs, Göteborg, (Juni 1994), zu veröffentlichen
- [119] W. Eckstein et al., "Sputtering Data", Report IPP-9/82, Max-Planck- Institut für Plasmaphysik, Garching (1993).
- [120] E. Vietzke, T. Tanabe und V. Philipps, J. Nucl. Mater. 145-147 (1987), 425.
- [121] G. Matthews et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992), 253.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation EURATOM- KFA im Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrums Jülich GmbH durchgeführt. Mein erster Dank gilt daher dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr. E. Hintz, für die Möglichkeit, diese Arbeit unter seiner Anleitung durchführen zu können. Durch sein stetes Interesse hat er den Fortgang der Arbeit sehr gefördert.

Herrn Prof. Dr. H.J. Kunze, Ruhr- Universität Bochum, danke ich herzlich für die Übernahme des Korreferats der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. U. Samm für seine intensive Betreuung dieser Arbeit. Seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente am Tokamak TEXTOR und seine Bereitschaft, Ergebnisse und auftretende Probleme zu diskutieren, haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Für ihre Unterstützung und Gesprächsbereitschaft möchte ich meinen Kollegen Herrn Dr. J.D. Hey, Herrn Dr. A. Pospieszczyk, Herrn Dr. D. Rusbüldt, Herrn Dr. B. Schweer und dem leider verstorbenen Herrn Dr. P. Bogen danken.

Herrn Dr. M. Tokar' danke ich herzlich dafür, daß ich seinen Transportcode RITM im Rahmen dieser Arbeit benutzen durfte und für seine stete Diskussionsbereitschaft zu allen Fragen des Verunreinigungstransports.

Mein Dank gilt allen Mitarbeitern des IPP für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Freundin und meinen Eltern für ihre persönliche Unterstützung und Zuwendung bedanken, die für den Fortgang dieser Arbeit ebenfalls sehr wichtig waren.

Jül-3036
Februar 1995
ISSN 0944-2952