

**Untersuchungen zum Transport
leichter Verunreinigungen
an ASDEX-Upgrade**

Sascha de Peña Hempel

IPP 10/8

August 1997



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchungen zum Transport
leichter Verunreinigungen
an ASDEX-Upgrade

Sascha de Peña Hempel

IPP 10/8

August 1997

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über
die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

Light impurities are inevitable in the core of future fusion devices and will undoubtedly have a deleterious effect on the plasma performance. Therefore the understanding of the confinement and transport behaviour of light impurities is of essential interest for the operation and design of such devices.

To study the impurity transport in ASDEX Upgrade short puffs of *He* or *Ne* gas are injected during an otherwise steady-state phase of a discharge. Charge exchange recombination spectroscopy (CXRS) measurements are used to monitor the temporal evolution of the radial impurity profiles subsequent to these puffs. Following the temporal evolution of the profiles the diffusion coefficient D and the convective velocity v are determined.

The radial profiles and parametric dependences of the particle transport coefficients are analysed in different neutral-beam-heated confinement regimes (L-, H- and CDH-mode discharges). Within the experimental uncertainties no significant dependence on the injected impurity species (*He, Ne*) or the electron density is found. In addition, the transport coefficients are determined to vary roughly as the square root of the total heating power. They exhibit a marked dependence on the background plasma species and decrease with the toroidal magnetic field. In good agreement with the results of gas puff or gas modulation experiments in other machines, the diffusion coefficient for stationary plasma conditions is one or two orders of magnitude larger than the prediction of the neoclassical transport theory over the complete radial range and has a hollow radial profile. The inward convective velocity on the contrary only contradicts the neoclassical theory at radii larger than $\rho_{\text{pol}} \sim 0.6$, where it shows a strong correlation with the diffusion coefficient, suggesting that a common mechanism gives rise to both transport coefficients.

However during instationary accumulation phenomena in sawtooth-free discharge periods the transport analysis leads to a diffusion coefficient that also reduces to neoclassical values for poloidal flux values smaller than $\rho_{\text{pol}} \sim \sqrt{2}\rho_{\text{pol}}^{\text{inv}} \approx 0.65$. For larger radii the diffusivity is not affected by the sawtooth collapse. This is consistent with the picture that the sawteeth induce a strong convective particle flow inside and outside the $q=1$ -surface. Otherwise, the measured pinch velocity is not significantly altered by this process.

Furthermore the dynamic ELM-behaviour is investigated by a special mapping procedure to fasten the effective temporal resolution of the CCD system used for the CXRS diagnostic. The ELM's are described by an enhancement of the particle diffusion coefficient from $D \approx 1 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ up to $D_{\text{max}} \approx 6 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ in combination with an outward directed convective flow with a pinch velocity in the order of $+15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in a $\sim 10 \text{ cm}$ wide layer inside the separatrix. The transport coefficients are compared with measurements of the effective electron diffusion coefficient and heat conductivity. The time evolution, the absolute magnitude and the localization of the different measurements is found to be in good qualitative and quantitative agreement ($D_{\text{He}}^{\text{eff}} \approx D_e^{\text{eff}} \approx \chi_e^{\text{eff}}$), suggesting that a strong link exists between thermal, electron and impurity transport during ELMs. The driving mechanism should therefore be of convective and ambipolar nature as the one predicted by newer theories.

Inhaltsverzeichnis

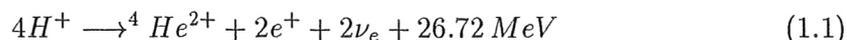
1	Einleitung	1
1.1	Kontrollierte Kernfusion	1
1.2	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	6
2	Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie	9
2.1	Grundlagen des Ladungsaustauschprozesses	10
2.2	Feinstruktureffekte auf das Linienprofil	14
2.3	Der Plume-Effekt	16
2.3.1	Berechnung des Plume-Beitrages	18
2.4	Der Neutralstrahl-Halo	23
2.5	Ladungsaustauschrekombination aus angeregten Zuständen	24
3	Die Neutralstrahlabschwächung	28
3.1	Das Rechnungsprinzip	28
3.2	Der effektive Strahlabschwächungswirkungsquerschnitt	30
3.2.1	Strahlmodell und Ratengleichungen	32
3.2.2	Das zusammengesetzte Plasma	33
4	Experimenteller Aufbau	36
4.1	Geometrie am Torus und das Neutralstrahlheizungssystem am ASDEX Upgrade	36
4.2	Optische Komponenten und Beobachtungsstrahlen	37
4.2.1	Das Spektrometer	38
4.2.2	Das Detektorsystem	40

5	Auswertung der Messung	45
5.1	Nachbearbeiten der Rohdaten	45
5.1.1	Multi-Gauß-Fit mit eingeschränkten und gekoppelten Parametern	45
5.1.2	Das aktive Ladungsaustauschspektrum von He^+	48
5.1.3	Abschließende Auswertung als CES-Diagnostik	51
6	Methoden zur Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten	54
6.1	Experimentelle Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten . .	54
6.2	Plasmabeschreibung anhand von Transportcodes	57
6.2.1	Der Plasmamodellcode STRAHL	57
6.2.2	Das Kammermodell	58
7	Diskussion der experimentellen Ergebnisse	60
7.1	Der H-CDH Übergang	60
7.2	Skalierungen der Transportkoeffizienten	62
7.2.1	Aufbau und Auswertung einer Datenbasis	62
7.2.2	Aufbau der Datenbasis	63
7.2.3	Transportvergleiche	64
7.2.4	Skalierungsgesetz für die Diffusionskoeffizienten der Verunrei- gungen	66
7.2.5	Diskussion der Transportskalierungen	69
7.3	Akkumulationsphänomene	71
7.4	Transport während Typ I ELMs	77
7.4.1	ELM Mittelung	77
7.4.2	Vergleich mit dem Elektronentransport und theoretische Betrach- tungen	81
8	Zusammenfassung	85
A	Neoklassischer und anomaler Transport	88
A.1	Transport durch binäre Stöße	88
A.1.1	Diffusion in einem Plasma zylindrischer Geometrie	88
A.1.2	Neoklassischer Transport	89
A.2	Anomaler Transport	92
B	Datenfilterung	93
B.1	Die Lee-Filterung	93
B.2	Korrektur von Schwebungseffekten	94
C	Korrektur der effektiven CXR-Anregungsrate für den $Ne^{9+}(11-10)$-Übergang	96
	Literaturverzeichnis	98

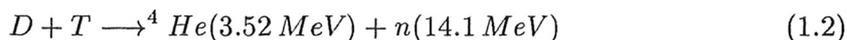
1 Einleitung

1.1 Kontrollierte Kernfusion

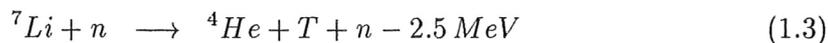
Die Verschmelzung (Fusion) leichter Atomkerne zu schweren ist mit einem Energiegewinn verknüpft, der sich im allgemeinen als kinetische Energie der entstandenen Reaktionsprodukte oder auch als elektromagnetische Strahlung äußert. Seit der Vorhersage thermonuklearer Fusionsreaktionen im heißen Sonneninneren, wo die in verschiedenen Zyklen ablaufende Reaktion



als Energiequelle pro Zyklus $26.72 MeV$ freisetzt, sind Arbeiten zur kontrollierten thermonuklearen Fusion auf die Erzielung einer positiven Leistungsbilanz in einem Fusionsreaktor ausgerichtet. Für diese Zielsetzung erweist sich die Reaktion zwischen den Wasserstoffisotopen Deuterium D und Tritium T



als die geeignetste. Sie besitzt die weitaus größte Leistungsdichte bei noch vergleichsweise geringen Temperaturen von einigen $10 keV^1$. Bei diesen Temperaturen befindet sich das Wasserstoffgas im Plasmazustand. Aufgrund der natürlichen Isotopenverteilung ist Deuterium in großen Mengen vorhanden. Das benötigte Tritium läßt sich mit den bei der Fusionsreaktion 1.2 entstehenden Neutronen in einem Blanket aus Lithium gemäß



erbrüten.

Bei Temperaturen um $10 keV$ ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Coulombstreuung den Fusionsquerschnitt um einen Faktor 10^4 größer, so daß im Mittel die Wasserstoffkerne erst nach einer großen Anzahl von Stößen die Coulombbarriere im Potential durchtunneln und es zu einer Fusionsreaktion kommt. Daher erfordert die Verwirklichung einer positiven Energiebilanz in einem Fusionsreaktor, daß das Plasma bei hinreichend hohen Temperaturen möglichst lange zusammengehalten und von materiellen Wänden

¹ $1 eV \cong 11604 K$

1 Einleitung

isoliert wird, und das Produkt aus Dichte und Einschlußzeit $n\tau$ einen Mindestwert überschreitet.

Um dies zu erreichen, werden derzeit zwei recht unterschiedliche Wege beschritten. Der eine beruht auf dem extrem instationären *Trägheitseinschluß*, der die Zündbedingung durch extrem hohe Teilchendichten bei nur sehr kurzen Einschlußzeiten erzielen soll, indem der Kern eines kleinen Kügelchens (*Pellet*) aus einem Wasserstoffisotopengemisch bei Festkörperdichte ($10^{29} \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^3}$) mittels Laser- oder Ionenstrahlen durch den Rückstoß der äußeren ablatierenden Schichten rasch auf sehr hohe Dichten komprimiert wird. Der andere Weg nutzt die Eigenschaft des leitfähigen Plasmas, von Magnetfeldern eingeschlossen werden zu können. Die geladenen Teilchen werden aufgrund der Lorentzkraft zu Gyrationbewegungen um die Feldlinien gezwungen. Die Ausbreitung parallel zum magnetischen Feld bleibt dabei unbeeinflusst. Frühere Experimente an linearen Magnetfeldanlagen wie Z- und Θ -Pinche oder Spiegelmaschinen haben immer wieder hohe Teilchenverluste aufgewiesen. Eine scheinbar einfache Lösung dieser Problematik zu umgehen besteht darin, von der geraden Zylindergeometrie zu einer kreisförmig geschlossenen Toruskonfiguration überzugehen. Jedoch verursacht die hierbei auftretende toroidale Krümmung ein überhöhtes Magnetfeld am Innenrand des Ringes ($B_{\text{tor}} \propto R^{-1}$), welches eine Driftbewegung der geladenen Teilchen hervorruft. Um diese zu kompensieren, benötigt man ein zusätzliches Magnetfeld B_{pol} in poloidaler Richtung. Die Verwindung der Magnetfeldlinien wird durch den sogenannten Sicherheitsfaktor

$$q = \frac{2\pi}{\iota} = \frac{r B_{\text{tor}}}{R B_{\text{pol}}} \quad (1.5)$$

definiert und durch die beiden Konzepte von *Stellarator* und *Tokamak* (Abb. 1.1) unterschiedlich gelöst. Beim Stellarator wird die helikale Magnetfeldstruktur ausschließlich durch externe Spulen entsprechender Formgebung erzeugt, so daß ein Dauerbetrieb möglich ist. Das Plasma bleibt dabei nettostromfrei.

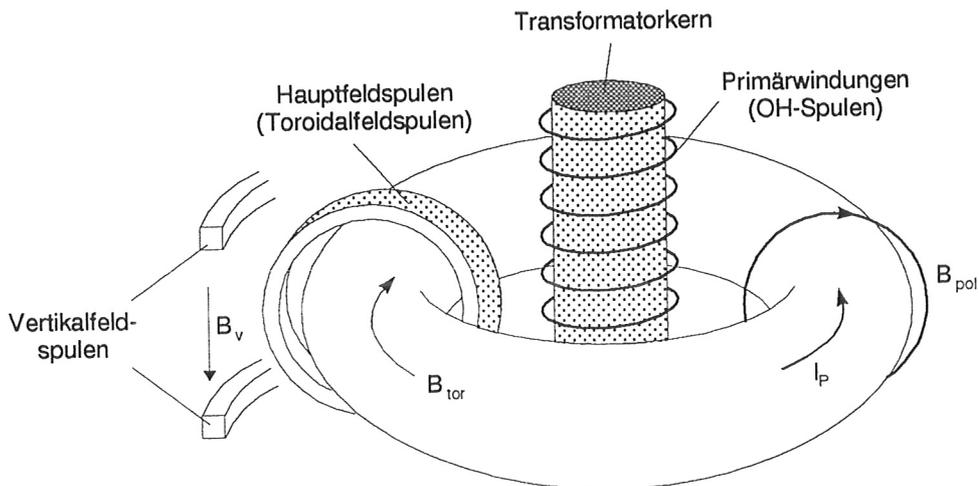


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks.

Im Tokamak dagegen erzeugt der von einem Transformator induzierte toroidale Strom im Plasma die poloidale Komponente des Magnetfeldes und trägt gleichzeitig zur Hei-

zung unter Freisetzung Joulescher Wärme bei. Die Überlagerung von Toroidalfeld und Poloidalfeld bewirkt die Ausbildung toroidaler magnetischer Flußflächen, die von dichtliegenden, helikalen Feldlinien überzogen sind. Ein äußeres, toroidal umlaufendes Spulensystem dient zur Plasmapositionierung und Querschnittsgestaltung [1]. Das Fusionsexperiment ASDEX Upgrade (Axial Symmetrisches Divertor EXperiment), an dem die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Messungen durchgeführt wurden, basiert auf dem Magnetfeldeinschluß nach dem Tokamak-Prinzip.

Mit zunehmender Elektronentemperatur T_e wird die Stromheizung (*Ohmsche Heizung* (OH)) jedoch wegen der $T_e^{3/2}$ -Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit unwirksamer. Zur weiteren Erhöhung der Temperatur werden zur Zeit am ASDEX Upgrade zusätzliche Heizmethoden wie Neutralteilcheninjektion (NI-Heizung) [2] oder Heizung durch Einkopplung elektromagnetischer Wellen über die Resonanzfrequenzen der Ionen (ICR-Heizung (ICRH: Ion Cyclotron Resonance Heating)) [3, 4, 5, 6] oder der Elektronen (ECR-Heizung (ECRH: Electron Cyclotron Resonance Heating)) [7, 8] im Bereich einiger MW verwendet.

Für einen Dichteaufbau und einen Ausgleich der aufgrund des Senkrechttransports verlorengegangenen oder durch Fusion verbrannten Teilchen muß Brennstoff ins Hauptplasma nachgefüllt werden. Neben dem Gaseinlaß vom Gefäßrand aus erscheint die *Pelletinjektion* als besonders geeignete Nachfüllungsmethode [9, 10, 11, 12, 13]. Dabei werden gefrorene Brennstoffkügelchen (Pellets) von wenigen Millimetern Durchmesser in Gaskanonen oder Zentrifugen beschleunigt und in das heiße Plasma eingeschossen, wo sie verdampfen und die einzelnen Atome ionisiert werden.

Das physikalische Nahziel der Fusionsexperimente ist die Erzeugung eines gezündeten Plasmas. Die Zündung ist dadurch definiert, daß die im Plasma absorbierte Energie der Heliumkerne gerade die Energieverluste des Plasmas durch Konvektion, Wärmeleitung und Abstrahlung kompensiert. Das Plasma brennt dann ohne äußere Energiezufuhr weiter. Für die Zündung sind im wesentlichen vier Eigenschaften des Plasmas von Bedeutung: die Ionentemperatur, die Deuterium-Tritium-Dichte, die Energieeinschlußzeit und der Reinheitsgrad des Plasmas. In Abb. 1.2 ist die Zündkurve aufgetragen. Den geringsten Wert für das für Zündung erforderliche Produkt aus Dichte n und Einschlußzeit τ_E ($2 \cdot 10^{20} \frac{s}{m^3}$) erhält man bei einer Temperatur von $\sim 20 \text{ keV}$ für Deuterium-Tritium-Plasmen ohne Verunreinigungen. Für typische Plasmadichten von $10^{20} \frac{\text{Teilchen}}{m^3}$, wie sie in einem Fusionsreaktor auftreten, bedeutet das Energieeinschlußzeiten von mindestens 2 s. Das Produkt $n\tau_E$ dient auch als summarischer Bewertungsmaßstab für die Reaktornähe der Fusionsexperimente.

Obwohl in verschiedenen Experimenten die für einen Fusionsreaktor erforderlichen Werte von Dichte, Temperatur und Einschlußzeit einzeln erreicht oder sogar merklich überschritten wurden, konnten sie bis heute nicht gleichzeitig eingestellt werden. Der Einschluß des Plasmas verbessert sich mit der Größe der Fusionsapparaturen, wie zahlreiche Experimente der letzten Jahre bestätigt haben. In dem größten heute laufenden Fusionsexperiment JET (Joint European Torus, Culham) ist man dem erforderlichen Wert des Fusionsproduktes bis auf weniger als eine Größenordnung nahegekommen (Abb. 1.2).

Ein wichtiges Problem für den Entwurf und Inbetriebnahme eines Kernfusionsreaktors auf der Basis des magnetischen Einschlusses stellen Plasmaverunreinigungen dar. Schwere Verunreinigungen werden auch unter Reaktorbedingungen nicht vollständig ionisiert

1 Einleitung

Dichte \times Energieeinschlußzeit
(Teilchen/ $\text{m}^3 \times \text{sec}$)

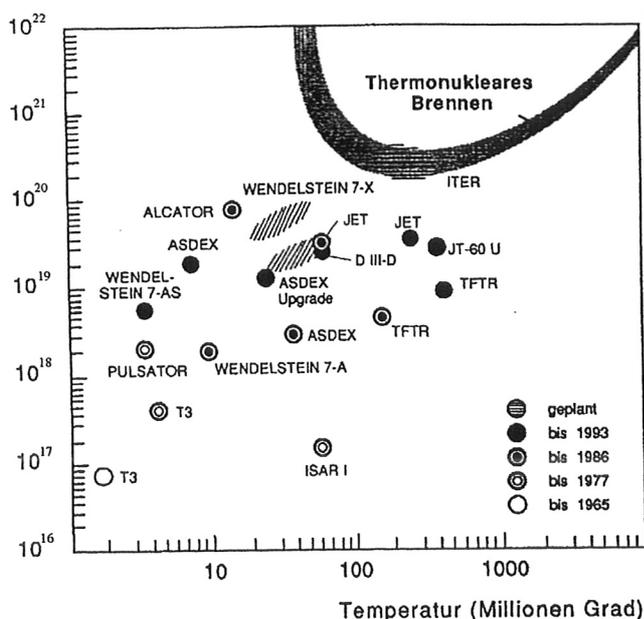


Abbildung 1.2: Das Fusionsprodukt $n\tau_E$ als Funktion der Ionentemperatur T_i und seine Entwicklung im Laufe der Zeit am Beispiel der Ergebnisse verschiedener Experimentieranlagen.

und kühlen das Plasma durch zusätzliche Strahlungsverluste, die leicht einen thermischen Kollaps des Plasmazentrums verursachen können. Ferner verdünnen Verunreinigungen, insbesondere niedrig Z -Materialien, das Brennstoffgas und verringern so die Fusionsausbeute. Schon geringe Konzentrationen (z. B. 0.01% Wolfram, bzw. 2% Sauerstoff, 3% Kohlenstoff oder 10% Helium) können die Zündung eines thermonuklearen Plasmas verhindern oder sein fortlaufendes Brennen durch ihren negativen Einfluß auf die Leistungsbilanz zum Erlöschen bringen [14].

Neben der Fusionsreaktion (Glg. 1.2) selbst, die eine wichtige Quelle von *He-Asche* darstellt, trägt auch die Wechselwirkung der schnellen Teilchen, die das Plasma durch Diffusionsprozesse oder Neutralisation verlassen, mit den Wänden des Gefäßes oder anderen Begrenzungselementen (*Limiter*) Zerstäubung wesentlich zur Verunreinigung des Plasmas mit Fremdionen bei und begrenzt dabei auch die Lebensdauer der Wandstrukturen.

Für die Begrenzung des Plasmas existieren unterschiedliche Konzepte. Bei der sogenannten *Limiterkonfiguration* wird der äußerste Plasmarand direkt von einem materiellen Begrenzer berührt. Die modernere *Divertorkonfiguration* soll sowohl das Eindringen von aus der Wand desorbierten oder durch Zerstäubung, Verdampfung oder zwischen Plasma und Wand brennenden Bögen freigesetzten Verunreinigungen ins Plasma verhindern, als auch eine Optimierung der Plasmameter bezüglich der Plasma-Wand-Wechselwirkung (PWW) erreichen. Dies wird möglich, wenn das Magnetfeld durch ge-

eignete Multipolfelder so geformt wird, daß ab einer letzten geschlossenen Magnetfläche, der sogenannten *Separatrix*, nur noch offene Flußflächen folgen, deren Feldlinien auf die Wand treffen. Die *Separatrix* trennt (separiert) das innere Gebiet des guten Einschlusses, in dem sich das heiße Plasma befindet, von einem äußeren nicht konfinierten Gebiet, d. h. das gut eingeschlossene Plasma wird durch die Magnetfeldkonfiguration begrenzt. Den besten Schutz des Plasmas vor Verunreinigungen erhält man, wenn jenseits der *Separatrix* die Teilchen entlang der Feldlinien auf vom Plasma weit entfernten Prallplatten abgelenkt (divertiert) und dort neutralisiert werden. Somit wird die Verunreinigungsquelle aufgrund der Plasma-Wand-Wechselwirkung in großer Entfernung vom heißen Plasmakern gehalten. Ferner setzt das zu diesen Targetplatten strömende Plasma die Rückdiffusion der Verunreinigungen von den Targetplatten deutlich herab. Deshalb baut das in den *Divertorkammern* entstehende Neutralgas einen gegenüber dem Plasmahauptraum höheren Druck auf und ermöglicht dadurch, daß es leichter abgepumpt werden kann, eine verbesserte Verunreinigungskontrolle. Um die Zerstäubungsraten der Targetplatten auf akzeptable Werte zu bringen, muß das Plasma in der Divertorkammer eine niedrige Temperatur und eine hohe Dichte haben. Zudem stellt die Möglichkeit den Teilchen auf ihrem langen Weg entlang der Feldlinien Energie zu entziehen, z. B. durch Erhöhung der Strahlungsverluste aufgrund zusätzlich injizierter Verunreinigungen [15], einen weiteren Mechanismus zur Reduktion der Plattenerosion und -zerstäubung dar. Das Divertorprinzip wurde am ASDEX Tokamak erfolgreich erprobt und wird derzeit an seinem Nachfolgereperiment ASDEX Upgrade im Rahmen des internationalen Fusionsforschungsprogramms unter reaktornäheren Bedingungen eingesetzt.

Zusatzgeheizte Plasmen werden in zwei Klassen eingeteilt, die sich insbesondere hinsichtlich ihrer Einschlußqualitäten unterscheiden. Bei der sogenannten *L(low confinement)-Mode* sinkt mit zunehmender Heizleistung die Energieeinschlußzeit τ_E auf Werte ab, die um einen Faktor 2–3 schlechter sind als die Ohmscher Entladungen. Erst der Einsatz einer Divertorkonfiguration ermöglichte an ASDEX die Entdeckung der sogenannten *H(high confinement)-Mode* [16], die eine gegenüber der L-Mode um etwa einen Faktor 2 verbesserte Energieeinschlußzeit bei ähnlichen Parameterabhängigkeiten aufweist. Doch obwohl sich dadurch die H-Mode als eines der aussichtsreichsten Einschlußregime für einen zukünftigen Fusionsreaktor präsentiert, bleiben auch hier die gemessenen radialen Transportkoeffizienten gegenüber den von der *neoklassischen* Transporttheorie, die auf binären Stößen unter Berücksichtigung der toroidalen Krümmungseffekte basiert, vorhergesagten Werten um mehr als eine Größenordnung überhöht. Dieses Phänomen wird zusätzlichen, anomalen Transporteffekten zugeschrieben, deren Ursache in kollektiven, turbulenz erzeugten Fluktuationen vermutet wird. Unter diesen Umständen muß der ungeeigneten Darstellung des Systems anhand binärer Teilchenwechselwirkungen eine hydrodynamische Beschreibung vorgezogen werden. Es existieren aber durchaus Zustände mit erheblich verbessertem Einschluß, bei denen durch eine starke Unterdrückung des anomalen Verunreinigungstransports die stoßinduzierten Beiträge zum Tragen kommen oder sogar bestimmend werden, was eine ungünstige Anhäufung von Verunreinigungen im Plasmazentrum verursachen kann.

1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Das Verhalten der Verunreinigungen in heißen Plasmen hat sich aufgrund der großen Bedeutung der hier dargestellten Probleme für die Planung und den Bau eines Fusionsreaktors zu einem wesentlichen Untersuchungsgebiet der gegenwärtigen Fusionsforschung entwickelt.

Ziel der Untersuchungen dieser Arbeit bildet die empirische Analyse des radialen Transports der leichten Verunreinigungen He und Ne am Tokamakexperiment ASDEX Upgrade. Dabei wird zunächst eine möglichst universelle, empirische Beschreibung der Transportcharakteristiken für unterschiedliche Plasmabedingungen angestrebt, die sich in der Zusammensetzung des Transportmechanismus aus einem diffusiven und einem konvektiven Anteil widerspiegelt. Neben dem deutlich praktischen Aspekt tragen derartige Untersuchungen des Verunreinigungsverhaltens auch zum theoretischen Verständnis der dem Transport zugrundeliegenden Prozesse bei.

Die Bestimmung der Transportkoeffizienten am ASDEX Upgrade basiert auf die Verfolgung der Ausbreitung von kontrolliert ins Plasma eingeblasenen Verunreinigungspulsen. Die dazu benötigten zeitlich und räumlich aufgelösten Verunreinigungsprofile erhält man aus detaillierten Auswertungen von Messungen der aktiven Spektroskopie an Ladungsaustauschrekombinationsprozessen (CXR) mit den injizierten Neutralstrahlneutralen. In diesem Zusammenhang wurde die CXR-Diagnostik ausgebaut, um die Ermittlung der Verunreinigungstransportparameter mit hinreichender Genauigkeit zu gestatten. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Weiterentwicklung bzw. Einführung neuartiger Auswertemethoden zur standardmäßigen Bestimmung von Plasmarotationsgeschwindigkeiten, Ionentemperaturen und Verunreinigungsdichten.

Anhand des bereitgestellten Meßwerkzeugs konnten an ASDEX Upgrade erfolgreich Transportkoeffizienten in Abhängigkeit von verschiedenen Plasmaparametern, wie der effektiven Masse der Hintergrundplasmaionen, des Magnetfeldes, der Heizleistung und der Elektronendichte, für diverse Entladungsbedingungen gemessen, sowie die Veränderung des Transportverhaltens beim Übergang des Plasmas zwischen unterschiedlichen Einschlußregimes (den sog. H- und CDH-Moden) beschrieben werden. Ferner konnten die Diffusionskoeffizienten und Driftgeschwindigkeiten gewonnen werden, die die Verunreinigungsdichteentwicklung während sogenannter ELMs (*Edge Localized Modes*), periodische Plasmarandturbulenzen, die sich durch einen pulsartigen Teilchen- und Energieauswurf äußern, wiedergeben. Die Modellierung des Transportes mit Hilfe des eindimensionalen Transportcodes STRAHL unter Verwendung der experimentell bestimmten Transportkoeffizienten liefert eine konsistente Beschreibung sowohl der lokalen Konzentrations- und Zuflußmessungen als auch der Soft X-Ray Strahlungsprofile.

In einem ersten einleitenden Teilabschnitt der Arbeit wird das notwendige Hintergrundwissen über die Ladungsaustauschspektroskopie bereitgestellt, sowie wesentliche Abschätzungen über den Einfluß der eingehenden Störprozesse, wie Feinstruktur- und Zeeman aufspaltung (Abschnitt 2.2), Elektronenstoß-Anregungsbeitrag der entlang der Magnetfeldlinien wandernden wasserstoffähnlichen Ionen (Abschnitt 2.3) und Ladungsaustauschrekombinationsprozesse mit sekundären Strahlneutralen (*Halos*) (Abschnitt 2.4)

1 Einleitung

und aus angeregten Neutralen (Abschnitt 2.5) auf die gemessenen Linienprofile vorgenommen.

Daran anschließend wird im dritten Kapitel die Optimierung des vorhandenen Neutralteilchen-Abschwächungscodes NEUDEN für die Bedingungen von ASDEX Upgrade beschrieben. Dazu wird insbesondere eine kritische Überprüfung der verwendeten, für die Abschwächung des Neutralstrahls wesentlichen Wirkungsquerschnitte, sowie die Implementation neuerer atomarer Daten, die sich aus der Einführung von Mehrstufenprozessen ergeben, durchgeführt. Ferner wird die gesamte Plasmaabschwächung aus den reinen Koeffizienten der verschiedenen vorkommenden Ionensorten zusammengesetzt. Die Auswirkung der berechneten Verunreinigungskonzentrationen und der Verdünnung des Plasmas auf die mehrstufigen Neutralteilchenstrahl-Abschwächungsquerschnitte wird durch die iterative Lösung des Systems berücksichtigt.

Das darauf folgende vierte Kapitel stellt den experimentellen Aufbau der spektroskopischen Meßapparatur zur aktiven spektralen Untersuchung von Ladungsaustauschrekombinationsprozessen des Plasmas im sichtbaren Bereich dar. Dazu gehört die Beobachtungsgeometrie und die Anordnung des ASDEX Upgrade-Neutralstrahlheizungssystems am Torus, sowie die Beschreibung der unterschiedlichen Komponenten der Diagnostik, vom Abbildungsobjektiv bis hin zur Datenspeicherung.

Aus den damit gemessenen Rohdaten werden anhand der entwickelten Auswerteverfahren standardmäßig zeitlich und räumlich aufgelöste Profile der Plasmarotationsgeschwindigkeiten, Iontemperaturen und Verunreinigungsdichten berechnet. Die Aufbereitung der Rohdaten, sowie die jeweiligen Fehlerquellen werden in Kapitel 5 eingehend diskutiert.

Das Verfahren zur Ermittlung der Transportkoeffizienten sowie das verwendete Transportmodell werden in Kapitel 6 erläutert und anhand von qualitativen als auch quantitativen Vergleichen zwischen Meßergebnissen und Resultaten aus Verunreinigungstransportrechnungen ihre Eignung zur Beschreibung des Plasmatransportes geprüft.

Kapitel 7 erörtert zunächst das Auswerteverfahren und überprüft die Richtigkeit der getroffenen Annahmen am Beispiel eines H-CDH-Überganges. Es folgt die ausführliche Beschreibung und Diskussion der experimentell ermittelten Diffusionskoeffizienten und der überlagerten Driftgeschwindigkeiten, die als Grundlage zum Aufbau von Skalierungsgesetzen in Abhängigkeit von verschiedenen globalen Plasmametern dienen. Im Anschluß wird festgelegt, inwiefern die neoklassische Transporttheorie eine Beschreibung der Meßergebnisse liefert. Diese Betrachtungen werden im Abschnitt 7.3 anhand der Untersuchung von Verunreinigungsakkumulationsphänomenen während sägezahnfreier Entladungsperioden vertieft. Desweiteren findet ein Vergleich der dargestellten Ergebnisse mit Resultaten früherer Messungen an Verunreinigungen und Elektronen, die zum Teil mit anderen Methoden gewonnen wurden, statt. Abschließend wird das Transportverhalten der Verunreinigungen während der ELM-Instabilität erläutert und sowohl qualitativ als auch quantitativ mit theoretischen Modellierungen und dem Elektronentransport verglichen.

Schließlich werden im letzten Kapitel die erzielten Ergebnisse noch einmal zusammengefaßt dargestellt und ein kurzer Ausblick auf zukünftige Möglichkeiten für Transportuntersuchungen gegeben.

1 Einleitung

In einem Anhang sind die Teile der Arbeit zusammengefaßt, die der Erläuterung und Vertiefung des Hauptteils dienen:

In Anhang A wird ein kurzer Überblick über die neoklassische Transportbeschreibung gegeben.

Verfahren zur Glättung des Meßsignals werden in Anhang B zusammengestellt und die Korrektur zur Energieabhängigkeit des effektiven $Ne^{9+}(11-10)$ -Ratenkoeffizienten für die Auswertung von Ladungsaustausch-Rekombinationsspektren findet sich in Anhang C.

2 Die Ladungsaustauschrekombinationspektroskopie

Die Bestimmung der Ionengeschwindigkeitsverteilung und damit der Rotationsgeschwindigkeiten [17, 18], Ionentemperaturen [19, 20, 21, 22] und Verunreinigungskonzentrationen [23, 24, 25] ist von grundlegender diagnostischer Bedeutung für die Kernfusionsforschung. Erweist sich der Dopplereffekt als der dominante Bestimmungsmechanismus der Linienbreite, so stellt diese ein Maß für die thermische Plasmatemperatur der emittierenden Ionen im betrachteten Volumenelement dar. Die Verschiebung des Profilschwerpunktes gegenüber der Vakuumwellenlänge wird durch die kollektive Bewegung des Plasmas hervorgerufen, z. B. durch die Rotation in toroidaler Richtung aufgrund des von der Neutralinjektionsheizung verursachten Drehmomentes, und anhand der Intensitätsmessung der Linienstrahlung lassen sich Rückschlüsse auf die vorhandenen Verunreinigungsdichten ziehen. Desweiteren können genauere Untersuchungen der Linienform detailliertere Informationen aufdecken, wie z. B. die Verteilung der schnellen Alphateilchen in einem gezündeten Experiment.

Erst durch die Entwicklung hochenergetischer Neutralstrahlen großer Leistung ($P_{\text{NI}} > 1 \text{ MW}$), die für eine genügende Erhöhung der Neutralteilchendichte im Plasma sorgen, ist die aktive spektroskopische Untersuchung von Umladungsprodukten (Ladungsaustausch-Rekombinations-Spektroskopie (CXRS = Charge eXchange Recombination Spectroscopy)) ermöglicht worden, der prinzipiell alle Atome in ihren verschiedenen Ionisierungsstufen zugänglich sind und somit als einziges Verfahren die Möglichkeit bietet, in atomstrahlgeheizten Plasmen die vollständig ionisierten Atome dennoch nachzuweisen. Ein weiterer Vorteil dieser nicht-perturbativen Diagnostik besteht u. a. darin, daß die CXR-Strahlung aus dem genau definierten Reaktionsvolumenelement stammt, der aus der Kreuzung des Injektionsstrahls mit der Sichtlinie des Spektrometers definiert wird und dadurch eine gute räumliche Auflösung ohne Vorkenntnis der radialen Verteilungen oder der Notwendigkeit einer Intensitätsentfaltung liefert. Andere spektroskopische Methoden ermöglichen dagegen nur die sichtstrahlintegrierte Beobachtung der elektronenstoßinduzierten Linienstrahlung leichter Elemente, wie es die meisten intrinsischen Verunreinigungen (C^{6+} , O^{8+}) sind, aus der Plasmarandschicht oder schwerer Verunreinigungen aus dem Plasmakernbereich.

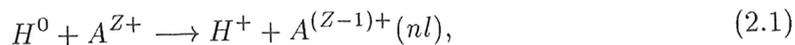
Lokale Verunreinigungsdichten und Transporteigenschaften von vollständig ionisierten leichten Atomen werden an ASDEX Upgrade unter Verwendung des Strahls der Neutralinjektionsheizung als Quelle für schnelle Atome (siehe Gleichung 2.1) untersucht. Zur

standardmäßigen Ionentemperaturbestimmung und Plasmarotationsmessung werden im allgemeinen intrinsische Verunreinigungen, wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, betrachtet. Dadurch, daß sie zwangslos im Plasma vorhanden sind, ist eine zusätzliche Verschmutzung des Plasmas durch externen Verunreinigungseinlaß nicht notwendig. Ferner besitzen sie den Vorteil, bei den gegebenen Elektronentemperaturen praktisch über den gesamten Plasmaquerschnitt vollständig ionisiert zu sein, was zum einen zu keiner signifikanten Störung des Plasma durch Strahlung führt, zum anderen die Rekonstruktion eines vollständigen radialen Profils anhand der Beobachtung einer einzelnen Spektrallinie ermöglicht

Da die Erkennung möglicher Einflüsse auf das gemessene Linienprofil, wie sie durch die Feinstrukturaufspaltung, Zeeman- und Starkeffekt oder der Rückwirkung des Hintergrundplasmas entstehen, für die korrekte Ausnutzung des beobachteten Signals zur Extraktion physikalischer Größen unabdingbar ist und eine gute Kenntnis der genauen Linienanregungsmechanismen und Neutralstrahlteildichten für jeden Einzelfall voraussetzt, wird im folgenden Abschnitt auf die atomphysikalischen Grundlagen des Ladungsaustauschprozesses näher eingegangen.

2.1 Grundlagen des Ladungsaustauschprozesses

Das Diagnostikprinzip besteht in der Messung der Spektralform und -verschiebung von Emissionslinien aus Plasmaionen, welche durch Ladungsaustauschrekombinationsprozesse angeregt worden sind. Die Rekombinationsreaktion



hinterläßt das resultierende wasserstoffähnliche Ion $A^{(Z-1)+}$ in einem bevorzugt angeregten Zustand, welches zumeist durch Photonenemission über $\Delta n=1$ -Kaskaden zerfällt. Für gewöhnliche niedrig- Z Ionen, wie He^+ , C^{5+} , O^{7+} oder Ne^{9+} , hat die hierbei ausgesandte Linienstrahlung ihr Maximum im VUV, doch sind auch im sichtbaren Spektralbereich gewöhnlich hinreichend starke Übergänge zu finden, die sich sowohl zu Ionentemperatur- und Rotationsmessungen (Doppler-Verbreiterung $\propto \lambda$ und -Verschiebung $\propto \lambda$), wie auch zur Bestimmung der Teilchendichten gut eignen. Das große Interesse am sichtbaren Spektralbereich ist im einfachen apparativen Zugang und der großen Flexibilität durch die Verwendung von Spiegel, Linsen und Lichtleitern zu begründen, die im Gegensatz zum Röntgen- und VUV-Bereich einen beliebig gewinkelten, leicht abschirmbaren Strahlengang ermöglicht, mit dem die aufgrund der großen Neutronenproduktion von Fusionsreaktoren entstehenden radiologischen Probleme umgangen werden können. Zudem erlaubt hierbei die Benutzung von Lichtleitern den Betrieb von Spektrometern hinter biologischen Abschirmwänden in großer Entfernung vom eigentlichen Experiment. Desweiteren wird eine absolute Intensitätseichung durch unkomplizierte Strahlungsnormale wesentlich vereinfacht. Ferner wird die Ionentemperatur- und Rotationsgeschwindigkeitsbestimmung aus den Linienprofilen durch ihre Wellenlängenabhängigkeit begünstigt und durch die in der Regel im sichtbaren Spektralbereich noch großen ($\gtrsim 10^{-16} \text{ cm}^2$) Wirkungsquerschnitte dieser CXR-Prozesse werden auch meßbare Intensitäten bei geringen Neutralstrahldichten erzielt.

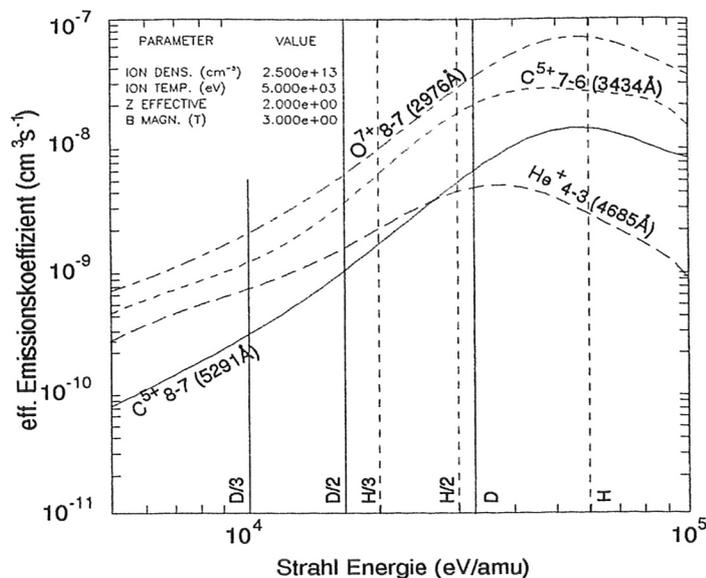


Abbildung 2.1: Effektive Emissionskoeffizienten für die sichtbaren Übergänge $He^+(4-3)$, $C^{5+}(7-6)$, $C^{5+}(8-7)$ und $O^{7+}(8-7)$ als Funktion der Neutralstrahlinjektionsenergie.

Die von einer Spektrometersichtlinie beobachtete Intensität B_λ^{cx} eines durch Ladungsaustausch mit den Strahlneutralen angeregten Überganges wird durch den Ausdruck

$$B_\lambda^{cx} = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^3 \langle \sigma v \rangle_j^\lambda \int_{SL} n_Z n_j ds \quad (2.2)$$

beschrieben, wobei sich der Index j auf die Strahlkomponente mit Energie $\frac{E_0}{j}$ (E_0 bezeichnet dabei die primäre Strahlenergie) bezieht, das Produkt des kaskadenkorrigierten CXR-Wirkungsquerschnittes und der Geschwindigkeit der j -ten Strahlkomponente $\langle \sigma v \rangle_j$ stellt den effektiven Ladungsaustausch-Anregungsratenkoeffizienten des betrachteten Überganges bei der Wellenlänge λ dar (Abb. 2.1), n_Z beschreibt die Dichte der vollständig ionisierten Verunreinigungsspezies und n_j die Neutralstrahldichte der jeweiligen Strahlkomponente. Die Integration erfolgt entlang der Spektrometersichtlinie und wird durch $n_Z \int_{SL} n_j ds$ ersetzt, wenn das beobachtete Reaktionsvolumen in radiale Richtung genügend eingeschränkt ist, um eine konstante Verunreinigungsdichte anzunehmen. Die benötigten Ratenkoeffizienten werden den Datensätzen des Programmpaketes ADAS (Atomic Data and Analysis Structure) [26] entnommen. Dabei ist jedoch zu erwähnen, daß die Energieabhängigkeit des effektiven $Ne^{9+}(11-10)$ -Ratenkoeffizienten für die Auswertung von Ladungsaustausch-Rekombinationsspektren gegenüber dem von ADAS gelieferten Datensatz im Bereich unterhalb von $60 \frac{keV}{amu}$ modifiziert wurde (siehe Anhang C).

Wie der Gleichung 2.2 zu entnehmen ist, erfordert die Herleitung der Verunreinigungsdichten aus den gemessenen Intensitäten neben zuverlässigen atomaren Daten die genaue Kenntnis der Neutralstrahldichten. Der zu deren Berechnung verwendete Strahlabschwächungscode berücksichtigt gemessene Elektronendichte- und -temperaturprofile,

sowie die spezifische geometrische Sichtstrahlanordnung und wird detailliert im Kapitel 3 beschrieben.

Die Dynamik der Ladungsaustausch-Wechselwirkung wird, je nach Energie der stoßenden Teilchen, durch sehr unterschiedliche physikalische Prozesse beschrieben und hauptsächlich durch die Relativgeschwindigkeit und die Ionenladung Z bestimmt. Es werden verschiedene theoretische Modelle zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte $\sigma(n, l)$ zur Besetzung eines bestimmten atomaren Zustandes mit Hauptquantenzahl n und Bahndrehimpuls l durch Ladungsaustauschanregung benutzt [27, 28, 29, 30, 31, 32], deren Einsatzbereich von der atomaren Struktur der Teilchen und ihrer relativen Geschwindigkeit $v_{\text{rel}} = \frac{v}{v_{\text{Bohr}}}$ abhängt [33].

Die Ladungsaustauschreaktion weist einen deutlichen Resonanzcharakter auf. Das Elektron geht vom eingeschossenen Wasserstoffisotop zum Verunreinigungсион über, und zwar aufgrund der hohen Teilchengeschwindigkeit bevorzugt in einen angeregten Zustand (n, l) mit hohem Bahndrehimpuls l , unter Beibehaltung seiner Orbitalenergie und seines Drehimpulses [34]. Die unterschiedlichen theoretischen Modelle in den verschiedenen Energiebereichen sagen einen selektiven Elektroneneinfang und ein Maximum des Ladungsaustausch-Anregungswirkungsquerschnittes $\sigma(n) = \sum_l \sigma(n, l)$ bei der am wahrscheinlichsten besetzten Hauptquantenzahl $n_{\text{max}} \approx Z^{3/4}$ voraus [33]. Für Kohlenstoff wird das Elektron hauptsächlich in Niveaus mit $n = n_{\text{max}}$ zwischen 4 und 5 eingefangen, bei Sauerstoff sind die wahrscheinlichsten Zustände für Einfang solche mit $n_{\text{max}} = 5-6$. Wachsende Strahlenergien führen zu einer Abnahme des Maximalwertes von $\sigma(n)$ und durch eine asymmetrisch verbreiterte Verteilung in n zu einer Zunahme der Besetzungswahrscheinlichkeit von Hauptquantenzahlen oberhalb n_{max} . Das Maximum der Verteilung verschiebt sich dagegen nur marginal. Die Drehimpulsverteilung von $\sigma(n)$ ist auch zugespitzt, steigt mit l bei $n < n_{\text{max}}$ stark an und zeigt für $n > n_{\text{max}}$ ein Maximum bei $l \sim n_{\text{max}} - 1$. Das eingefangene Elektron zerfällt gemäß den Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung: $\Delta l = \pm 1$. Der Zerfallsprozeß neigt deshalb für Hauptquantenzahlen in der Gegend oder unterhalb von n_{max} dazu, die Zustände mit $l = n - 1$ (*Yrast-Zustände*) gegenüber denen mit niedrigeren Werten von l bevorzugt zu bevölkern, was zur Folge hat, daß die Übergänge mit $\Delta n = 1$ am intensivsten strahlen.

Die beobachteten Intensitäten werden jedoch durch Umbesetzung der aus dem primären Bevölkerungsprozeß, in unserem Fall die Ladungsaustausch-Rekombination, entstandenen Verteilung durch l -mischungs Vorgänge und *Kaskaden* durch strahlenden Zerfall geprägt. Das entstehende Intensitätsmuster unterscheidet sich deutlich von der anfänglich theoretisch berechneten $\sigma(n, l)$ -Verteilung. Abbildung 2.2 stellt die Wirkungsquerschnitte für die Besetzung jedes einzelnen Zustandes (n, l) durch den direkten CXR-Prozeß a), sowie die kaskadenkorrigierten Übergangswahrscheinlichkeiten b) für die Reaktion $H^0 + C^{6+} \rightarrow H^+ + C^{5+}$ bei $25 \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$ anhand von Termschemata dar und wurde [34] entnommen. Während die theoretischen Wirkungsquerschnitte $\sigma(n)$ die Besetzung eines gegebenen Niveaus über direkte Ladungsaustausch-Ereignisse vorhersagen, kann der Kaskadenprozeß bedeutsam durch das umgebende Hintergrundplasma beeinflusst werden. Diverse Wechselwirkungsvorgänge führen zu Umbesetzungen zwischen Zuständen mit verschiedenem Bahndrehimpuls vor dem unmittelbaren radiativen Zerfall. Diese sogenannten *l-mixing*-Vorgänge verursachen eine Störung der relativen Besetzungsverhältnisse angeregter Niveaus innerhalb derselben Hauptquantenzahl n und eine Verände-

2 Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie

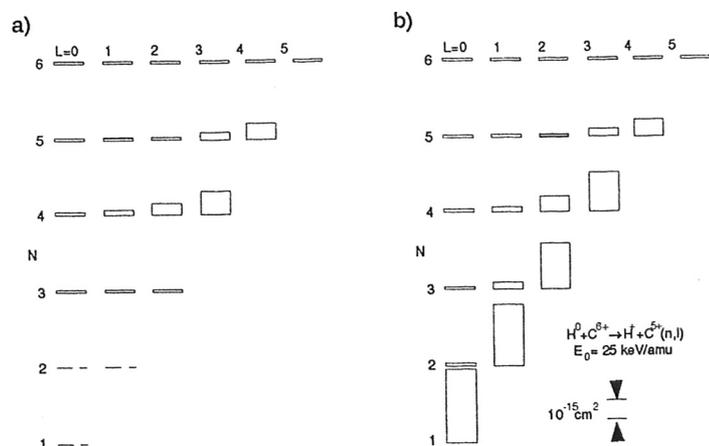


Abbildung 2.2: Schematische Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $H^0 + C^{6+} \rightarrow H^+ + C^{5+}$ bei $25 \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$. a) Wirkungsquerschnitte für die Besetzung jedes einzelnen Zustandes (n, l) durch den direkten Ladungsaustausch-Rekombinations-Prozeß. b) Kaskadenkorrigierte Übergangswahrscheinlichkeiten für die Bevölkerung jedes (n, l) -Niveaus.

zung der bestehenden Intensitätsverhältnisse und Feinstrukturlinienprofile (Abschnitt 2.2). Hauptsächlich Ion-Ion-Stöße, der *motional* Stark Effekt und der Zeeman Effekt verschieben die Elektronenverteilung zu niedrigeren Werten von l und erzwingen mit der Intensitätsreduktion der $\Delta n=1$ -Übergänge gleichzeitig eine energetische Begünstigung der Übergänge zwischen Zuständen mit $\Delta n > 1$. Andere Effekte, wie die Ionisation aus angeregten Zuständen, brauchen in Tokamakplasmen nicht berücksichtigt zu werden.

Findet die Vermischung der Bahndrehimpulse schnell im Vergleich zu den Zeitkonstanten für Strahlungserfall aus den entsprechenden Zuständen statt, so stellt sich eine statistische Verteilung (mit relativen Besetzungen $\frac{2l+1}{n^2}$) zwischen den einzelnen l -Niveaus ein. Da die Raten elektrischer Dipolübergänge mit anwachsender Hauptquantenzahl n abnehmen, die Mischungsraten jedoch zunehmen, wird ab einem bestimmten $n = n_{\text{krit}}$ immer der Stand erreicht, bei dem die Annahme einer statistischen l -Besetzung vernünftig wird. Werte von n_{krit} sind für stoßinduziertes *Mixing* und dem *motional* Stark Effekt abgeschätzt worden, unter Anwendung der von Fonck et al. [34] für Fusionsplasmabedingungen behandelten Bedingungen für das Einsetzen der Mischungsprozesse. Für Plasmamparameter $T_i = 2.5 \text{ keV}$, $n_e = 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 2$ und $B_{\text{tor}} = 2.5 \text{ T}$, wie sie im zentralen Plasmabereich von ASDEX Upgrade typisch sind, erhält man aus den verschiedenen Kriterien für C^{5+} und O^{7+} jeweils kritische Werte von $n_{\text{krit}} = 5$ bzw. $n_{\text{krit}} = 6$. Bei He^+ sagen die durchgeführten Abschätzungen statistische Verteilung aller Zustände voraus. Ferner wird die Vermischung der Bahndrehimpulse intrinsischer Verunreinigungen für alle Entladungsszenarien am ASDEX Upgrade von Ion-Ion-Stöße bestimmt.

Neben der Abschwächung der $\Delta n=1$ -Übergängen (speziell für $n > n_{\text{krit}}$) führen die *l-mixing* Prozesse zu einer sichtlich veränderten Intensität der Plasmastrahlung von elektronenstoß-angeregten wasserstoffähnlichen Ionen, welche im kälteren Plasmarandbereich vorhanden sind. Diese strahlen bei genau derselben Wellenlänge wie die durch Ladungsaustausch angeregten Ionen und können eine Quelle beachtlicher Unsicherheiten

bei der Interpretation der gemessenen Signale darstellen. Da die Elektronenstoßanregung hoher n -Zustände bei C^{5+} , O^{7+} oder Ne^{10+} wegen den hohen Anregungsenergien aus dem Grundzustand gering ist, die Ladungsaustausch-Wirkungsquerschnitte dagegen erst bei großen Hauptquantenzahlen ihr Maximalwert erreichen, werden für diese Verunreinigungen die $\Delta n=1$ -Übergänge von der CXR dominiert (in Tokamakplasmen werden derartige Übergänge durchaus nur bei Ladungsaustauschanregung beobachtet.), während die Rate für Elektronenstoßanregung z. B. für die Resonanzübergänge der Lyman-Serie maßgeblich ist [33]. Bei sehr niedrig- Z Elementen wie He hingegen ist die Schwellenergie für e^- -Anregung hinreichend gering, damit die Raten für Elektronenstoßanregung mit denen für Ladungsaustausch-Rekombination vergleichbar werden, die in diesem Fall ihr Maximum bei $n \approx 2$ haben und mit steigendem n stark abnehmen ($\sigma \sim n^{-3}$). l -Mischungsvorgänge können die Elektronenstoßanregungsraten für $\Delta n=1$ -Übergänge dadurch deutlich vergrößern, daß sie das angeregte Elektron vom $np \ ^2P$ -Zustand, welches mit hoher Wahrscheinlichkeit zurück in den Grundzustand zerfällt, zu höheren l -Niveaus versetzt, von denen Zwischenzustände besetzt werden. Zwar kann durch Modulation des Neutralstrahls oder geeigneter spektraler Liniendiskriminierung eine Unterscheidung zwischen der CXR-Strahlung und dem Hintergrundplasmalicht erreicht werden, doch erzeugt der Ladungsaustauschprozeß selbst wasserstoffähnliche Ionen außerhalb der Spektrometersichtlinie, die auf ihrem Weg entlang der magnetischen Feldlinien durch Stöße angeregt in den Sehstrahl hineindriften und dadurch die erwartete Intensität verändern können. Dieser sogenannte *Plume*¹-Beitrag [34] kann für thermisches Helium so intensiv wie die direkte Ladungsaustauschstrahlung bei CXRS-Messungen sein und muß deshalb sorgfältig berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 2.3).

2.2 Feinstruktureffekte auf das Linienprofil

Grundlage für die Ionentemperaturbestimmung mittels CXRS ist die Annahme einer durch Dopplereffekte bestimmten spektralen Linienform. Für eine durch eine Maxwellverteilung beschriebene Ionensorte mit Temperatur T_i beträgt die volle Halbwertsbreite (FWHM = Full Width Half Maximum) λ_D des Dopplerprofils

$$\lambda_D = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{2 \ln 2 \frac{k_B T_i}{m_i}}, \quad (2.3)$$

wobei λ die Wellenlänge des betrachteten Überganges, m_i die Ionenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Sowohl die nichtaufgelöste Feinstruktur der elektronischen Energieniveaus, als auch deren Zeemanaufspaltung, verursachen eine scheinbare nichtthermische Verbreiterung des Linienprofils und eine Verfälschung der Größen, die sich aus der gemessenen Spektralform der Ladungsaustauschintensität ableiten lassen (Ionentemperatur und -rotation) (siehe Abb. 2.3).

Das gesamte Spektralprofil der beobachteten Linie wird hauptsächlich durch die Feinstrukturkomponenten bestimmt, deren aufgespannter Wellenlängenbereich im allgemeinen die Wellenlängenaufspaltung aufgrund des Zeemaneffektes erheblich übertrifft, und

¹englisch: Feder

empfindlich von der Besetzungsverteilung zwischen den einzelnen l -Niveaus abhängt. So neigen z. B. l -mixing Vorgänge dazu, die Linienform zu verbreitern, indem sie die Intensität, die von niedrigen Drehimpulsquantenzuständen ausgeht, gegenüber dem Beitrag aus dem durch CXR direkt angeregten Zustand $l \approx l_{\max}$ erhöht. Dabei wird eine deutliche Dominanz der Feinstrukturkomponenten aus $(\Delta l = -1)$ -Übergängen festgestellt. Der Hauptbeitrag der Linie stammt aus dem höchsten l -Orbital, den sogenannten *Yrast-Übergängen*, und den energetisch sehr dicht liegenden Drehimpulsquantenzahlen. Ist die

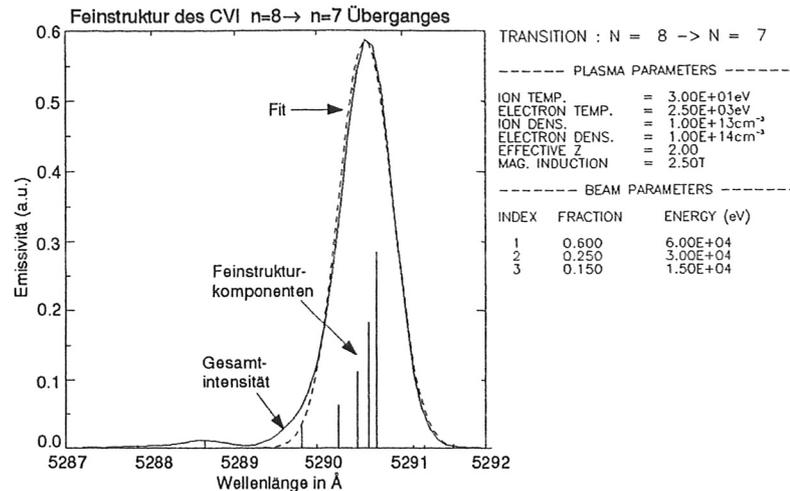


Abbildung 2.3: Einfluß der Feinstrukturaufspaltung auf die Profilform der $(n=8-7)$ -Emissionslinie von C^{5+} bei 529.05 nm.

Linienaufspaltung klein gegenüber der Dopplerbreite des Überganges und dadurch keine Strukturen aufgrund der Aufspaltung nachweisbar, wie es für Temperaturen $T_e > 30$ eV und Magnetfelder unterhalb von $3T$ der Fall ist, so kann das aus den einzelnen Komponenten zusammengesetzte Profil durch eine einzige verbreiterte Gaußkurve dargestellt werden, deren volle Halbwertsbreite die scheinbare Temperatur definiert. Die genannten Verbreiterungsmechanismen liefern systematisch zu hohe Werte bei den ausgewerteten Temperaturen. Dieser Einfluß tritt ausgeprägter bei niedrigen T_i Werten, d. h. bei kleinen Dopplerbreiten, auf und ist deshalb für den Plasmarandbereich von größter Bedeutung. Das Verhältnis der tatsächlichen Iontemperatur zu ihrem scheinbaren Wert bildet den Korrekturfaktor, mit dem die gemessenen T_i -Werte multipliziert werden müssen, um die eigentliche Temperatur zu erhalten.

Den an ASDEX Upgrade benutzten Temperaturkorrekturwerten liegen Rechnungen von J. D. Hey und J. Wienbeck [35] zugrunde. Die Temperaturabhängigkeit lehnt sich an die analytischen Korrekturformeln, die in der Ausführung von [36] gegeben werden, und führt diese dahingehend weiter, daß Skalierungen für beliebige Übergangsniveaus n , Ionenladungen Z und Magnetfeldstärken B gemäß [37] vorgenommen werden.

Abbildung 2.4 zeigt, sowohl die Temperaturabhängigkeit des gesamten Korrekturfaktors für Magnetfelder der Stärken 1, 2 und $3T$ unter paralleler Beobachtungsrichtung, wobei nur die σ -Komponenten der Zeemanaufspaltung aufgenommen werden, als auch die einzelnen Beiträge aus der Zeemanaufspaltung und der spektralen Feinstruktur für

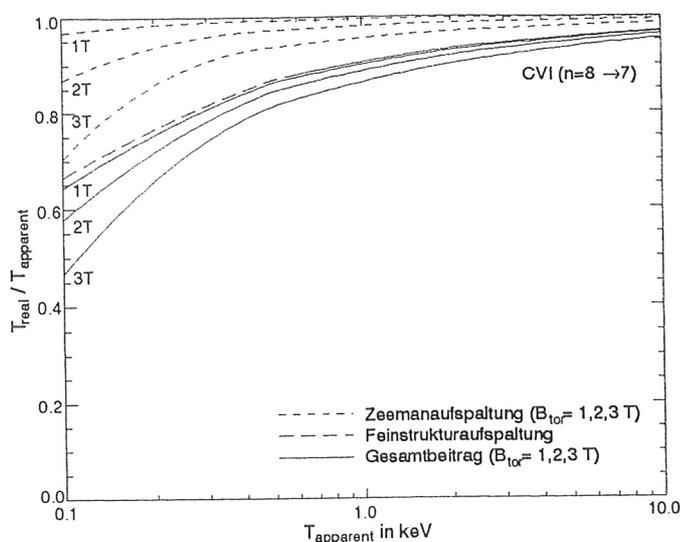


Abbildung 2.4: Temperaturabhängigkeit des gesamten Korrekturfaktors für Magnetfelder der Stärken 1, 2 und 3 T unter paralleler Beobachtungsrichtung (durchgezogene Linie) und Beiträge aus der Zeemanaufspaltung (gestrichelt) und der spektralen Feinstruktur (gepunktet) für den $C^{5+}(n=8-7)$ -Übergang bei 529.05 nm.

den $C^{5+}(n=8-7)$ -Übergang bei 529.05 nm. Magnetfelder von 2 T führen in Abhängigkeit von der aus einer einzelnen Gaussfunktion gewonnenen Temperatur $T_{C^{6+}}$ zu Fehlern zwischen +4% und +45%. Im allgemeinen sind Übergänge größerer Wellenlängen weniger empfindlich gegenüber Feinstruktureffekten und eignen sich dadurch besser zur Auswertung von Iontemperaturen.

2.3 Der Plume-Effekt

Ladungsaustauschrekombinationsprozesse haben eine Verschiebung des Verunreinigungsgleichgewichts zu niedrigeren Ladungszuständen und somit eine Erhöhung der Linienstrahlung aufgrund von Elektronenstoßanregung zur Folge. Ferner kann bei gewissen Verunreinigungen die Wechselwirkung mit dem Neutralteilchenstrahl zu einer toroidalen Asymmetrie in der Dichteverteilung bestimmter Ionisationszustände führen. Diese Änderung des Verunreinigungsgleichgewichts bildet die Grundlage des sogenannten *Plume*-Effektes. Abbildung 2.5 zeigt eine typische experimentelle Anordnung, anhand der der *Plume*-Effekt veranschaulicht werden soll. Eine Spektrometersichtlinie, die das Plasma bei einem Radius R_{ST} tangiert, schneidet den injizierte Neutralstrahl (effektiver Radius zur Torusachse R_{BT}) bei R_I . Die Ladungsaustauschprozesse der vollständig ionisierten Atome mit den schnellen Neutralen (Glg. 2.1) stellen im gesamten Strahlvolumen eine Quelle wasserstoffähnlicher Ionen dar, die auf allen Radien R aufgrund des parallelen Transports um den Torus driften können. Auf ihrer Trajektorie entlang der Magnetfeldlinien ist eine Kreuzung mit der Spektrometersichtlinie vor der Reionisation möglich. Ist die linienintegrierte Emission aufgrund der Elektronenstoßanregung dieser driftenden Ionen vergleichbar mit der lokalisierten direkten Ladungsaustauschstrahlung

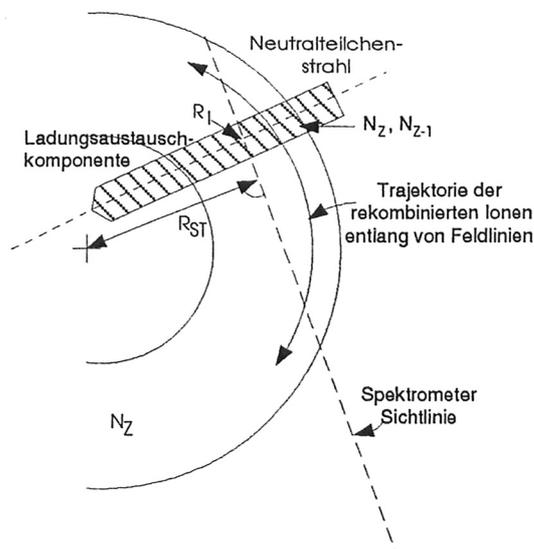


Abbildung 2.5: Typische experimentelle Anordnung zur CXRS-Messung am ASDEX Upgrade Tokamak. Sowohl der Neutralstrahl, als auch der Spektrometersichtstrahl befinden sich etwa in der Äquatorialebene.

bei $R = R_I$, so führt das neben einer Verfälschung der Geschwindigkeitsverteilung zu einer inkorrekten Berechnung der Dichte der vollständig ionisierten Atome. Dieser Effekt tritt verschärft bei Elementen mit kleiner Ladungszahl Z auf, bei denen die Anregungsenergien der durch Ladungsaustauschprozesse bevölkerten Zustände gering sind. Besonders die CXRS-Auswertung der thermischen α -Teilchen unterliegt dem Einfluß des *Plumes* und muß mit spezieller Sorgfalt durchgeführt werden. Da im Gegensatz zur Strahlung aus dem kalten Plasmarandbereich eine Modulation des Neutralstrahls zu keiner Phasendifferenz und damit zu keiner Unterscheidungsmöglichkeit zwischen der direkten CXR-Strahlung und dem elektronenstoßangeregten *Plume*beitrag führt, erfordert dessen korrekte Berücksichtigung und spektrale Diskriminierung eine genaue Kenntnis der ablaufenden Prozesse, anhand der die nötigen Berechnungen durchgeführt werden können.

Die Intensität des Überganges bei der Wellenlänge λ aufgrund der Elektronenstoßanregung vom Grundzustand aus beträgt

$$B_{\lambda}^{e-} = \frac{1}{4\pi} \int_{SL} n_e(R) n_{Z-1}^{cx}(R) Q_{1s-np}^{Z-1} b_{\lambda} dl \quad (2.4)$$

wo Q_{1s-np}^{Z-1} die Elektronenstoßanregungsrate des $1s-np$ -Überganges, n_{Z-1}^{cx} die Besetzungsdichte des Grundzustandes der wasserstoffähnlichen Ionen, die aus Ladungsaustauschprozessen zwischen den Strahlneutralen und den vollständig ionisierten Verunreinigungen entstehen, und b_{λ} das Verzweigungsverhältnis für den betrachteten Übergang beschreibt. Der Integrationsweg folgt der Spektrometersichtlinie. Genauere Rechnungen der Besetzungsdichten angeregter Zustände mithilfe des Programmpakets ADAS205 rechtfertigen im Bereich der betrachteten Elektronendichten und -temperaturen die Verwendung eines einfachen Koronamodells in der Gleichung 2.4, was den Aufwand bei der numerischen Auswertung wesentlich reduziert.

2.3.1 Berechnung des Plume-Beitrages

Erste Abschätzungen des *Plume*-Beitrages wurden R. J. Fonck [34] unter den vereinfachenden Annahmen eines relativ stoßfreien Plasmas (mittlere freie Stoßlänge $\gtrsim 2\pi Rq$), die ihre Gültigkeit am Plasmarand verliert, und einer von der Verschiebung des Verunreinigungsgleichgewichts ungestörten Dichte der vollständig ionisierten Spezies durchgeführt. Um diese Einschränkungen zu vermeiden, wird an ASDEX Upgrade zur Berechnung von n_{Z-1}^{cx} sowie zur Beschreibung des Verunreinigungsionisationsgleichgewichts und der abgestrahlten Leistung ein eindimensionales Modell angewandt, welches die Dichte n^Z der Verunreinigung im Ladungszustand Z über einen Satz gekoppelter Ratengleichungen mit n^{Z-1} und n^{Z+1} in Verbindung bringt. Die Koeffizienten dieser Gleichungen beinhalten sowohl die Ionisations- und Rekombinationsraten der einzelnen Ladungszustände, als auch Terme zur Berücksichtigung des Transportes. In stoßdominierten Plasmen folgt die Entwicklung der Verunreinigungsdichte n^Z den Flüssigkeitsgleichungen

$$\frac{\partial n^Z}{\partial t} + \vec{v}^Z \nabla n^Z - \nabla \cdot (D^Z \nabla n^Z) = S^{Z-1} n^{Z-1} - S^Z n^Z + R^{Z+1} n^{Z+1} - R^Z n^Z, \quad (2.5)$$

wobei der Ionisationsratenkoeffizient S^Z durch

$$n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}^Z \quad (2.6)$$

und der Rekombinationsratenkoeffizient R^Z durch

$$n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{die/rad}}^Z + n_H \langle \sigma v \rangle_{\text{cx}}^Z \quad (2.7)$$

gegeben ist. n_e bezeichnet die Elektronendichte. n_H ist die Neutralstrahldichte und \vec{v}^Z die mittlere Verunreinigungsgeschwindigkeit. Die benötigten Ratenkoeffizienten für Ionisation $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}^Z$, dielektronische $\langle \sigma v \rangle_{\text{die/rad}}^Z$ und Ladungsaustauschrekombination $\langle \sigma v \rangle_{\text{cx}}^Z$, werden jeweils den Datensätzen *scd89*, *acd89* und *ccd89* (Format ADF11) des Programmpaketes ADAS entnommen. Die Neutraldichte setzt sich aus thermischen Hintergrundneutralen in der Plasmaperipherie und schnellen Strahlneutralen zusammen, deren Dichteverteilung mittels eines Mehrfachstrahldepositionscode (Kapitel 3) ermittelt wird. Sekundärneutrale, die aus Ladungsaustauschprozessen mit Hintergrundplasmadeuteronen (*Halo*-Effekt) hervortreten, werden vernachlässigt (Abschnitt 2.4).

Sind die mit dem radialen Transportterm in Gleichung 2.5 verbundenen Zeitskalen länger als die der atomaren Prozesse, d.h. gilt

$$D_{\perp} < \frac{(r_n^Z)^2}{\tau_{\text{ion}}^Z} \quad \text{und} \quad v_{\perp} < \frac{r_n^Z}{\tau_{\text{ion}}^Z}, \quad (2.8)$$

wo r_n^Z die radiale Längenskala der Verunreinigungsdichte im Ladungszustand Z und τ_{ion}^Z seine Ionisationszeit ist, so kann der Einfluß des senkrechten Transports auf das System 2.5 vernachlässigt werden. Für ASDEX Upgrade ist bei den in dieser Arbeit behandelten Verunreinigungen und Ladungszuständen ($r_n^Z \sim 0.1 \text{ m}$ und $\tau_{\text{ion}}^Z \sim 10^{-3} \text{ s}$) die Bedingung 2.8 sehr gut erfüllt (siehe Kapitel 7), so daß für die weitere Betrachtung des *Plume*beitrags der radiale Transport außer Betracht gelassen wird.

Die parallele Diffusion der Verunreinigungen entlang der Feldlinien wird klassisch

$$D_{\parallel}^Z = \frac{v_t^2}{\nu_{\parallel}^{Z/q}} \quad (2.9)$$

angesetzt. Die parallelen Stoßraten werden nach [38] durch

$$\nu_{\parallel}^{Z/q} = \frac{\psi(x^{Z/q})}{x^{Z/q}} \nu_0^{Z/q} \quad (2.10)$$

beschrieben, wobei

$$\nu_0^{Z/q} = \frac{4\pi e_Z^2 e_q^2 \lambda_{Zq} n_q}{m_Z^2 v_Z^3}; \quad x^{Z/q} = \frac{m_q v_Z^2}{2kT_q} \quad \text{und} \quad \psi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x t^{1/2} e^{-t} dt \quad (2.11)$$

bedeutet.

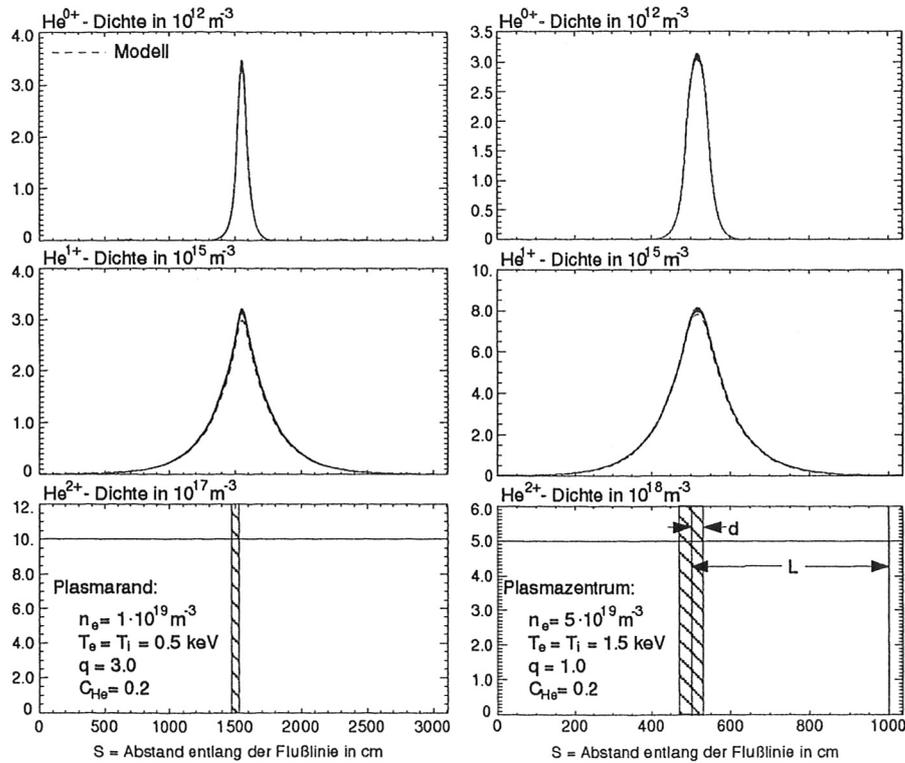


Abbildung 2.6: Dichte von Helium in seinen unterschiedlichen Ladungszuständen aus Rechnungen des driftenden Ionenplumes in eindimensionaler Geometrie. Zum Vergleich ist das Ergebnis aus dem von R. J. Fonck in [34] präsentierten vereinfachten Modell gepunktet dargestellt.

Abbildung 2.6 veranschaulicht die eindimensionale Geometrie, die den Rechnungen zum driftenden Ionenplume zugrundeliegt, und zeigt ein Vergleich zwischen Ergebnissen aus stationären Lösungen des gekoppelten Ratengleichungssystems 2.5 und dem in [34] angewandten vereinfachten Modell (gepunktete Linie). S bezeichnet die Koordinate entlang

der Magnetfeldlinie und im Bereich $-d < S < d$ führen Ladungsaustauschreaktionen zwischen den Verunreinigungsionen mit Dichte n_Z und den Strahlneutralen zu einer Quelle von Teilchen der Dichte n_{Z-1} . Die Länge der Magnetfeldlinie um den Torus beträgt $2L \simeq 2\pi Rq$, wobei q der Sicherheitsfaktor ist. $\lambda_i = v\tau_i$ bezeichnet die mittlere freie Weglänge für Ionisation. Aus der guten Übereinstimmung zwischen der Lösung der Gleichung 2.5 mit $D_{\parallel}^Z = 0$ und dem Ergebnis aus Rechnungen auf der Basis des vereinfachten Modelles von Fonck wird offensichtlich, daß die in [34] getroffenen Annahmen eine gute Beschreibung der ablaufenden Prozesse liefern.

Verunreinigungen mit sehr kleiner Ladungszahl Z , wie He^+ , sind üblich stoßbestimmt und es gilt $2d \ll \lambda_i \ll L$. Das bedeutet, daß die wasserstoffähnlichen Ionen zu ihrem vollständig ionisierten Zustand reionisiert werden, bevor sie einmal den Torus umrunden haben und führt zu poloidalen und toroidalen Asymmetrien in der Verteilung der Verunreinigungsdichte. Bei höheren Z -Werten, wie bei Kohlenstoff und Sauerstoff, ist die Aufenthaltszeit einer Verunreinigung zwischen Strahldepositionsbereichen klein gegenüber ihrer Reionisationszeit $2d \ll L \ll \lambda_i$. Es stellt sich ein Ladungsaustausch-ionisationsgleichgewicht um den gesamten Torus mit einer volumengemittelten anstatt der lokalen Neutralstrahldichte ein

$$\frac{n_{Z-1} \tau_{cx}}{n_Z \tau_i} = 2 \cdot \frac{d}{L} \quad (2.12)$$

und es treten keine poloidalen oder toroidalen Abhängigkeiten der Dichteverteilung auf. Der größte *Plume*intensitätsbeitrag wird im niedrig Fall geringer Ionisationsweglängen λ_i geliefert, so daß der Effekt im allgemeinen für He wesentlicher als für C oder O sein wird.

Zwei wichtige Aspekte müssen bei der Rechnung für eine korrekte Plasmabeschreibung noch berücksichtigt werden. l -Mischungsvorgänge können die Verzweigungsverhältnisse für $\Delta n=1$ -Übergänge deutlich gegenüber ihrem Wert ohne l -Mischung vergrößern (Abschnitt 2.1) und den *Plume*beitrag erheblich erhöhen. Ferner kann die Ionenbewegung entlang der Feldlinie mithilfe des betrachteten eindimensionalen Modelles nur dann beschrieben werden, wenn man die Rotationstransformation des Magnetfeldes berücksichtigt. Magnetfeldlinien in einem Tokamak besitzen jedoch eine nichtverschwindende Rotationstransformation, was in Abhängigkeit der Injektor- und der Spektrometerbeobachtungsgeometrie und der Verbindungslänge entlang einer Feldlinie zwischen Neutralstrahl und Sichtlinie dazu führen kann, daß die um die Plasmaachse rotierenden *Plume*ionen bei Vernachlässigung des senkrechten Transports zu keinem Schnitt mit der Spektrometersichtlinie kommen. Die korrekte Behandlung der Magnetfeldtopologie erfolgt durch Abbildung der Rechengrößen auf den experimentell bestimmten (ρ, Θ^*) -Raum in dem die Feldlinien geradlinig verlaufen [39]. Grundlage der Gleichgewichtsrechnungen ist eine Funktionsparametrisierung, bei der an der Gefäßinnenwand gemessene Spulenströme auf numerisch simulierte Magnetfeldkonfigurationen [40, 41] projiziert werden.

Desweiteren sollte nicht unerwähnt bleiben, daß zur Berechnung des *Plume*-Effektes die Dichte der vollständig ionisierten Verunreinigungsatome bekannt sein muß, die spektrale Liniendiskriminierung zur Bestimmung der Verunreinigungsdichten aber die Kenntnis des *Plume*beitrags voraussetzt. Deshalb wird am ASDEX Upgrade ausgehend von einer konstanten Konzentration $n^Z(R) = \text{const} \cdot n_e(R)$ das System iterativ gelöst. Es

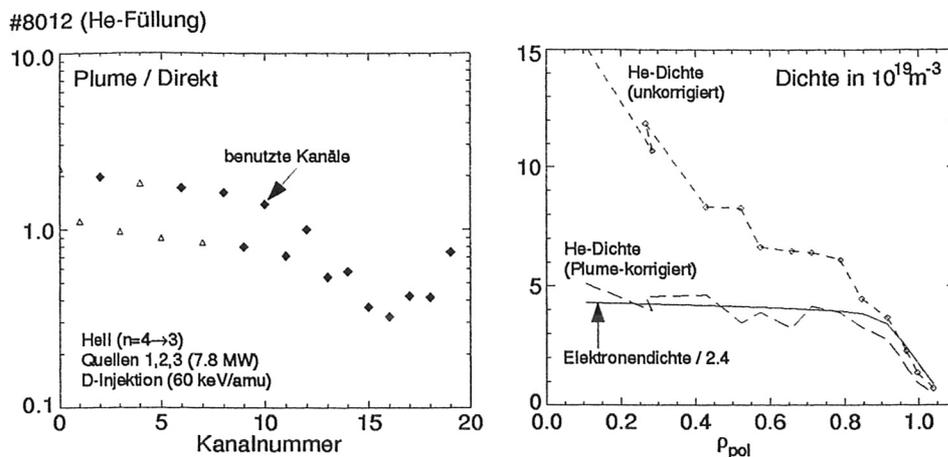


Abbildung 2.7: a) Berechnetes Verhältnis der $He^+(n = 4-3)$ -Plumeintensität zum direkten Ladungsaustauschsignal für alle möglichen Sichtstrahlenkonfigurationen. Schwarz gefüllte Rauten entsprechen der momentanen experimentellen Anordnung (siehe auch Abb. 4.1). b) Veranschaulichung des He -Plume-Einflusses am Beispiel einer Entladung mit reiner He -Füllung. Nach der $Plume$ -Korrektur liefert Helium einen Z_{eff} -Beitrag von ~ 1.7 , was im erwarteten Wertebereich liegt.

stellt sich jedoch heraus, daß das berechnete Verhältnis der $Plume$ intensität zum direkten Ladungsaustauschsignal (Abb. 2.7 a)) sowie dessen radiale Verteilung (Abb. 2.8) nur marginal von der gewählten Anfangskonzentration und dem genauen Verunreinigungsprofil abhängt und demzufolge das Iterationsverfahren eine schnelle Konvergenz aufweist. Aufgrund der viel größeren Ungenauigkeiten in der $Plume$ berechnung infolge der Ungewißheiten in der magnetischen Konfiguration und des mit der Iteration verbundenen Aufwandes, wird diese nicht standardmäßig durchgeführt.

Abbildung 2.7a) zeigt das berechnete Verhältnis der $He^+(n = 4-3)$ - $Plume$ intensität zum direkten Ladungsaustauschsignal für alle möglichen Sichtstrahlenkonfigurationen. Schwarz gefüllte Rauten entsprechen der momentanen experimentellen Konfiguration (siehe auch Abb. 4.1). Die in seiner Größe alternierenden Beiträge widerspiegeln die geometrische Anordnung der Lichtleiter in zwei horizontale Ebenen vor dem Objektiv, wobei die Kanäle, die den Neutralinjektionsstrahl näher am Maximum seiner Verteilung durchqueren, ein reduziertes Verhältnis der $Plume$ strahlung zur direkten CXR-Emission aufweisen. Dieser Unterschied äußert sich auch in dem Verlauf der radialen $Plume$ -Verteilung (Abb. 2.8). Die relativen $Plume$ -Beiträge schwanken im Plasmazentrum zwischen Werte von 1 und 2, nehmen im Randbereich ab und sind wie erwartet für die He^+ -Auswertungen von wesentlicher Bedeutung. Der $Plume$ anteil anderen intrinsischer Verunreinigungen wie C^{5+} , O^{7+} oder Ne^{9+} liegt über eine Zehnerpotenz (O^{7+} in etwa ein Faktor 25) darunter und wird vernachlässigt. Sowohl die absolute Größe als auch der beobachtete radiale Verlauf hängen empfindlich von der Ionenquellen-, Magnetfeldkonfiguration sowie von der genauen Profilform der Elektronendichte und -temperatur ab und muß für jeden einzelnen Fall gesondert betrachtet werden. Der Einfluß des $Plume$ -Effektes auf die berechneten Heliumdichten wird in der Abbildung 2.7 b) exemplarisch veranschaulicht. Betrachtet wird die Entladung 8012, bei der eine reine

Heliumplasmafüllung von den Quellen 1, 2 und 3 bei einer Strahlenergie von 60 keV mit 7.8 MW -Deuteriuminjektion zusätzlich geheizt wird. Das zunächst zugespitzte radiale Heliumdichteprofil geht nach detaillierter spektraler Berücksichtigung des *Plume*-beitrags zu einer deutlich flacheren Form über. Der direkte Vergleich mit der Elektronendichte ergibt, daß die He -Dichte über den gesamten radialen Bereich in etwa einen konstanten Elektronenbeitrag von 83% liefert. Dieser Wert entspricht den Erwartungen bei der betrachteten Entladung, in der das reine Heliumplasma durch die injizierten Deuteronen und zusätzlichen intrinsischen Verunreinigungen verdünnt wird.

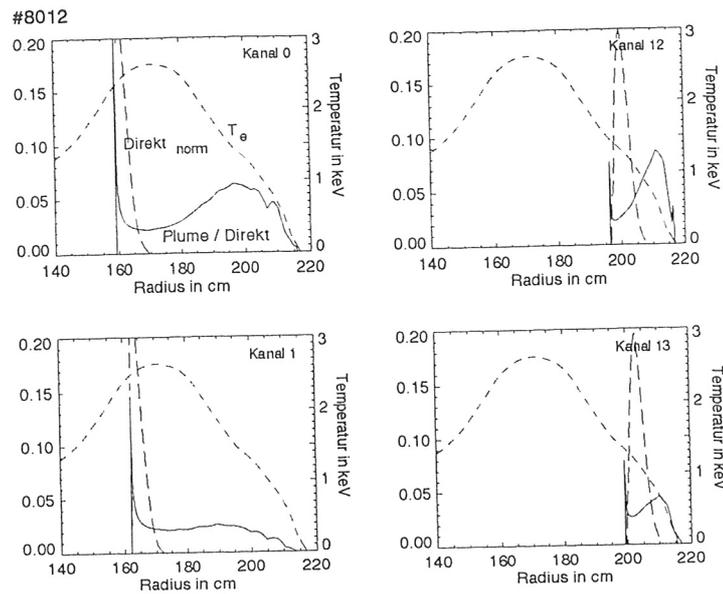


Abbildung 2.8: Radialer He^+ -*Plume*-beitrag entlang unterschiedlicher Beobachtungsstrahlen (Kanäle 0, 1, 12 und 13) dividiert durch das Linienintegral über das direkte Ladungsaustauschsignal (durchgezogene Linie), normierter Beitrag des direkten Ladungsaustauschprozesses (gestrichelte Linie) und Elektronentemperaturprofil $T_e(R)$ als Funktion des großen Radius.

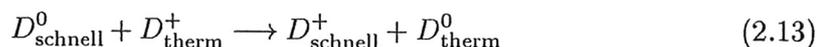
Abbildung 2.8 zeigt Beispiele des radialen He^+ -*Plume*-intensitätsverhältnisses (durchgezogene Linie) für unterschiedliche Sichtlinien, sowie den normierten Beitrag des direkten Ladungsaustauschprozesses (gestrichelte Linie) und das Elektronentemperaturprofil $T_e(R)$ als Funktion des großen Radius. Integration des normierten *Plume*-Beitrages entlang der einzelnen Beobachtungsstrahlen ergibt die soeben betrachteten Koeffizienten. Die Messung der Ionengeschwindigkeitsverteilung wird von dem Intensitätsbeitrag des driftenden Ionenplumes nur insofern beeinflusst, daß der driftende Ionenplume dadurch zu einer Delokalisierung der Lichtquelle führt, daß er nichtverschwindende Intensitäten bei Radien ungleich R_I liefert. Im allgemeinen stammt der größte Beitrag von dem Radius bei dem die Sichtlinie das Plasma tangiert, weil dort die Weglänge entlang einer Flußfläche maximiert wird. Durch die nichtverschwindende Rotationstransformation ist es jedoch möglich, daß auch größere Radien erheblichen am *Plume*-Effekt beteiligt sind, wie aus den Intensitätsverteilungen für die Kanäle 0 und 12 des behandelten Beispiels deutlich zu erkennen ist. Die beobachtete Schulter in dem normierten *Plume*-Anteil entsteht dadurch, daß der Schnitt des Sichtstrahls mit der Neutralstrahldichteverteilung

neben ihrem Maximalwert erfolgt und dieser erst bei $R > R_I$ durch Projektion entlang der Magnetfeldlinien zur Geltung kommt. Es sind genau solche Kanäle, die einen erhöhten Verhältnis der *Plume*-Strahlung zur direkten CXR-Emission liefern.

Die Zunahme des Ratenkoeffizienten für Ladungsaustauschanregung mit steigender Injektionsenergie (Abb. 2.1) spiegelt sich in der abfallenden Energieabhängigkeit des Verhältnisses aus *Plume*-Emission und direkter CXR-Strahlung wider. Eine Abschwächung des relativen *Plume*-beitrags bei zukünftigen Forschungsanlagen könnte deshalb dadurch erfolgen, daß die Ionenquellen der Neutralstrahlheizung bei höheren Beschleunigungsenergien betrieben werden. Ferner führt auch eine vertikale Beobachtungsgeometrie, mit der die Beobachtungsweglänge entlang der driftenden Ionenbevölkerung minimiert wird, zu einer Reduktion des Effektes. Diese Alternative kommt jedoch an AS-DEX Upgrade wegen der starken Delokalisierung der Ladungsaustauschmessung in radialer Richtung, die durch den im Vergleich zur vertikalen Plasmadimension recht großen Strahldurchmesser bedingt wird, nicht in Frage.

2.4 Der Neutralstrahl-Halo

Zusätzlich zu den Atomen, die von der Gefäßwand in das Plasma eindringen, stellen die sogenannten Neutralstrahl-*Halos*, welche als Sekundärprodukt der Ladungsaustauschereignisse zwischen den schnellen Strahlneutralen und den thermischen Deuteronen bzw. Protonen entstehen,



eine weitere Quelle für die gesamte Hintergrundneutraldichte dar. Wiederholte resonante Ladungsaustauschprozesse der entstandenen thermischen Neutralen mit den einfach geladenen Deuteronen ermöglichen die Aufrechterhaltung einer thermischen Neutraldichteverteilung um den Neutralstrahl. Deshalb wird sich der Neutralstrahl-*Halo* im Gegensatz zu dem direkten Ladungsaustauschsignal nicht auf das Neutralstrahl-Plasma-Reaktionsvolumen beschränken, sondern einen über einen größeren Plasmaquerschnitt verteilten Intensitätsbeitrag liefern. Die Ausdehnung der *Halo*-Wolke wird durch zwei Konkurrenzprozesse bestimmt, nämlich die Erzeugung durch Ladungsaustauschreaktionen und die Vernichtung durch Stoßionisation. Doch obwohl genaue Berechnungen der Halo-Verteilung durch den Einsatz komplizierter Codes auf der Basis von Monte-Carlo- oder Pseudo-Stoß-Algorithmen [42, 43], Halodichten in der Größenordnung der Neutralstrahldichten postulieren, führt der beachtliche Unterschied in den effektiven Ladungsaustauschanregungsraten zwischen dem Bereich thermischer Energien ($\sim 1 \text{ keV}$) und der Injektionsenergien der Ionenquellen ($E_0 \sim 60 \text{ keV}$) dazu (Abb. 2.9), daß die Intensität der beobachteten Übergänge aufgrund des Neutralstrahl-*Halos* nur im Rahmen einiger Prozente gestört wird. Andere Fehlerquellen bei der Bestimmung der Verunreinigungskonzentrationen übertreffen diesen Anteil bei weitem, so daß für die restlichen Betrachtungen dieser Arbeit der *Halo*-Effekt gänzlich außer Acht gelassen wird.

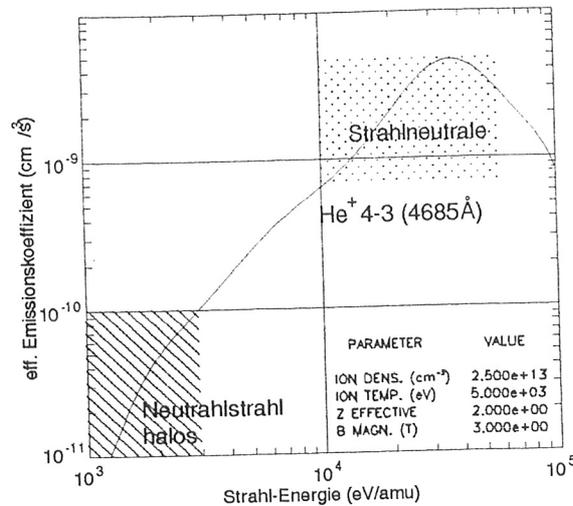


Abbildung 2.9: Effektive Ladungsaustauschanregungsraten für den $He^+(4-3)$ -Übergang. Schraffiert sind die Bereiche thermischer Energien ($\sim 1 keV$), aus denen der Halo-Beitrag stammt, und der Injektionsenergien der Ionenquellen ($E_0 \sim 60 keV$) hervorgehoben.

2.5 Ladungsaustauschrekombination aus angeregten Zuständen

Die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschrekombination mit Verunreinigungen aus angeregten n^* Wasserstoffatomen können im Bereich niedriger Energien ($\lesssim 50 keV$ bei C^{6+}) deutlich höhere Werte als die Wechselwirkungen mit dem H^0 -Grundzustand annehmen (Abb. 2.10) und somit einen hocheffizienten Mechanismus für den Elektreneinfang in Niveaus darstellen, die anschließend durch sichtbare Übergänge zerfallen.

In Bezug auf die Neutralstrahlhalos zeigt eine einfache Abschätzung der mittleren freien Weglänge für Elektronenstoßanregung gegenüber der resonanter Ladungsaustauschprozesse, daß die $\sim 1 keV$ heißen Atome ein oder mehrere CXR-Reaktionen eingehen bevor sie das Plasma verlassen und dadurch ihre Aufenthaltsdauer mindestens um eine Größenordnung zu klein ist, um die Bildung einer signifikanten Population angeregter Neutrale zu ermöglichen. Weiterhin deutet das vor und nach der Neutralstrahlinjektion verschwindende Ladungsaustauschsignal daraufhin, daß auch die angeregten Zuflußwasserstoffatome im Plasmarandbereich keinen bedeutenden Einfluß auf das direkte CXR-Signal haben.

Ferner muß die Besetzung angeregter Zustände im Neutralstrahl selber betrachtet werden. Lorentzfelder aufgrund der senkrechten Injektionskomponente führen außerhalb des Plasmas zu einer effektiven Entvölkerung der metastabilen Niveaus über (s, p) -Orbitale in den Grundzustand und zu in diesem Bereich vernachlässigbare Besetzungsdichten angeregter Strahl-atome. Innerhalb der Plasmaumgebung jedoch befindet sich ein gewisser Anteil der schnellen Strahlneutralen in angeregten Zuständen, wie das Auftreten entsprechend der Strahlspeziesgeschwindigkeiten v_j dopplerverschobenen Balmer-

2 Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie

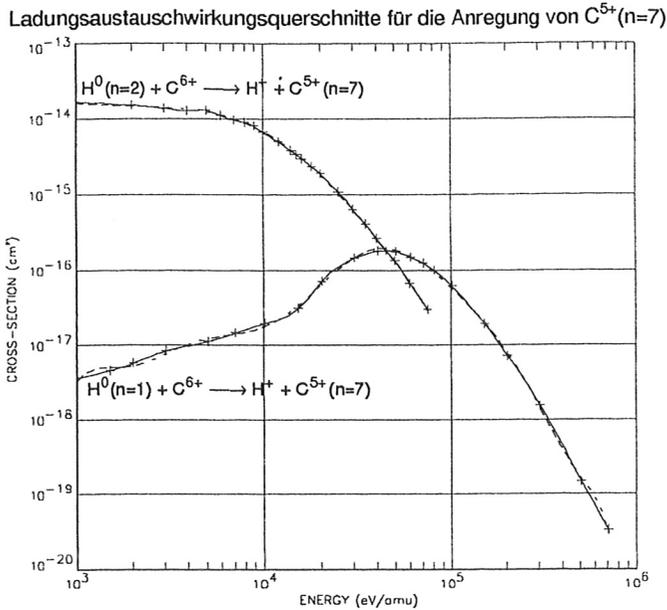


Abbildung 2.10: Effektive Ladungsaustauschraten für die Anregung des $C^{5+}(7-6)$ -Überganges aus dem Wasserstoffgrundzustand und aus angeregten n^* -Niveaus. Die Ratenkoeffizienten entstammen der ADAS-Datenbasis und wurden mithilfe des ADAS201-Programmpakets dargestellt.

Emissionslinien während der Neutralinjektionsperioden zu erkennen gibt (Abb. 2.11).

Ausgehend von der von W. Mandl in [44] beschriebenen einfachen Koronabehandlung für die Besetzungsdichten ergeben sich für Elektronendichten $n_e = 1 \cdot 10^{19} m^{-3}$ und den ungünstigeren Fall von Deuteriuminjektion ($E = \frac{E_0}{j} = 30, 15, 10 keV$) die entsprechenden relativen Besetzungsverhältnisse $\frac{n_b^*(n=2)}{n_b(n=1)} = 2.13 \cdot 10^{-3}, 1.36 \cdot 10^{-3}, 1.10 \cdot 10^{-3}$. Alle Besetzungsdichten der angeregten Niveaus betragen deutlich weniger als 1% der Grundzustandsdichte. Der relative Beitrag der CX-Reaktionen aus dem $n^*=2$ -Zustand errechnet sich somit zu

$$\begin{aligned} \frac{I^*}{I_0} &\cong 0.010(E = 30 keV) \\ &\cong 0.136(E = 15 keV) \\ &\cong 0.330(E = 10 keV). \end{aligned}$$

Nimmt man für die volle, halbe und drittel Neutralstrahlkomponente eine realistische Speziesmischung von jeweils 60%, 25% und 15% an, so erhält man einen mittleren Beitrag des Ladungsaustausches aus angeregten Zuständen zur gemessenen Intensität des beobachteten Überganges von 14.4%. Die Tatsache, daß gerade die Strahlkomponenten der Energien $\frac{E_0}{2}$ und $\frac{E_0}{3}$ mit der größten Störwirkung $\frac{I^*}{I_0}$ bezüglich der vollen Energiekomponente E_0 eine wesentlich stärkere Abgeschwächung erfahren (siehe Kapitel 3), führt in Abhängigkeit von der Elektronendichte im Plasmazentrum zu einer Reduktion des Effektes um einen Faktor 5–10. Ferner liefern genauere Berechnungen anhand der

2 Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie

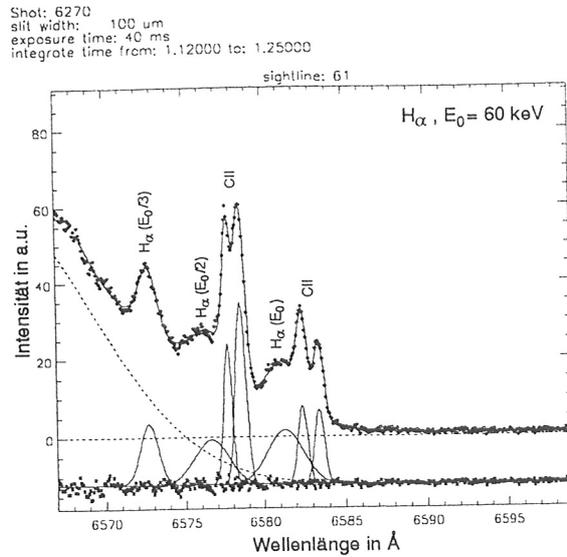


Abbildung 2.11: Gemessenes H_α -Emissionsspektrum der Neutralstrahlkomponenten: Dopplerverschobene H_α -Strahlkomponenten der drei Energien $E_0 = 60 \text{ keV}$, $\frac{E_0}{2}$ und $\frac{E_0}{3}$.

Lösung eines vollständigen Ratengleichungssystems (Glg. 3.6, [44]) durch Entvölkerung der angeregten Zustände aufgrund von Ionisationsverlusten einen Degradationseffekt mit steigender Elektronendichte, der die Besetzungsdichte der angeregten Zustände zu einem Bruchteil des Wertes reduziert, der aus dem einfacheren Koronamodell zu erwarten ist. Zudem bewirkt diese Degradation, daß auch bei größeren Elektronendichten als der betrachteten die angeregten Niveaus keinen nennenswerten Anteil zur beobachteten Ladungsaustauschemission beisteuern.

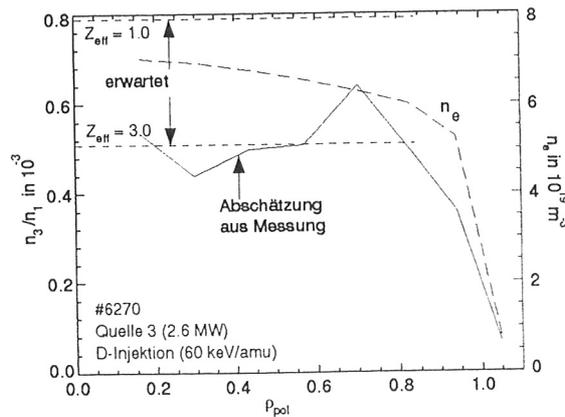


Abbildung 2.12: Relative Besetzungsdichten des $\frac{n_b^*(n=3)}{n_b(n=1)}$ aus Abschätzung anhand experimentell bestimmter H_α -Emissionsintensitäten der Neutralstrahlkomponenten im Vergleich zu den Erwartungen aus den Rechnungen von W.Mandl [44] für Z_{eff} -Werte von 1 und 3 und Strahlenergie von 10 keV .

Zu demselben Ergebnis gelangt man durch Abschätzung der Besetzung angeregter Neu-

trale aus dem experimentell bestimmten H_α -Emissionsspektrum der Neutralstrahlkomponenten (Abb. 2.12). Die betrachtete Entladung wird im analysierten Zeitbereich durch 2.6 MW Neutralinjektionsleistung bei einer liniengemittelten Elektronendichte von $\bar{n}_e \sim 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ zusätzlich geheizt. Die beobachteten Intensitäten liefern relative Besetzungsdichten des $n^*=3$ -Niveaus bei $E_0/3 = 10 \text{ keV}$ von etwa $0.54 \cdot 10^{-3}$ in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen aus den Rechnungen von W. Mandl [44] für Z_{eff} -Werte von 3. Daraus lassen sich Verhältnisse $\frac{n_b^*(n=2)}{n_b(n=1)} \approx 1.39 \cdot 10^{-3}$ gewinnen, die auch nicht wesentlich zur Verfälschung des Ladungsaustauschbeitrages aus dem Grundzustand führen.

In Anbetracht der durchgeführten Abschätzungen und experimentellen Tatsachen wird der CXR-Beitrag aus angeregten Zuständen als hinreichend gering angesehen, um vernachlässigt werden zu können.

3 Die Neutralstrahlabschwächung

Die Ladungsaustauschintensitäten sind proportional zur lokalen Dichteverteilung der schnellen injizierten Neutralen (Glg. 2.2). Es ist deshalb für die Auswertung der mittels der aktiven Spektroskopie an Ladungsaustauschrekombinationsprozessen gewonnenen Daten wesentlich zu verstehen, wie ein Strahl neutraler Atome das Plasma eindringt. Zum einen läßt sich die Neutralstrahldichteverteilung aus dem von angeregten Strahl-
atomen emittierten Licht zurückgewinnen. Ist jedoch wie bisher bei ASDEX Upgrade diese direkte Messung nicht möglich, so wird die Dichteverteilung mithilfe von numerischen Berechnungen der Strahlabschwächung aufgrund seiner Wechselwirkung mit dem Hintergrundplasma vorhergesagt.

3.1 Das Rechnungsprinzip

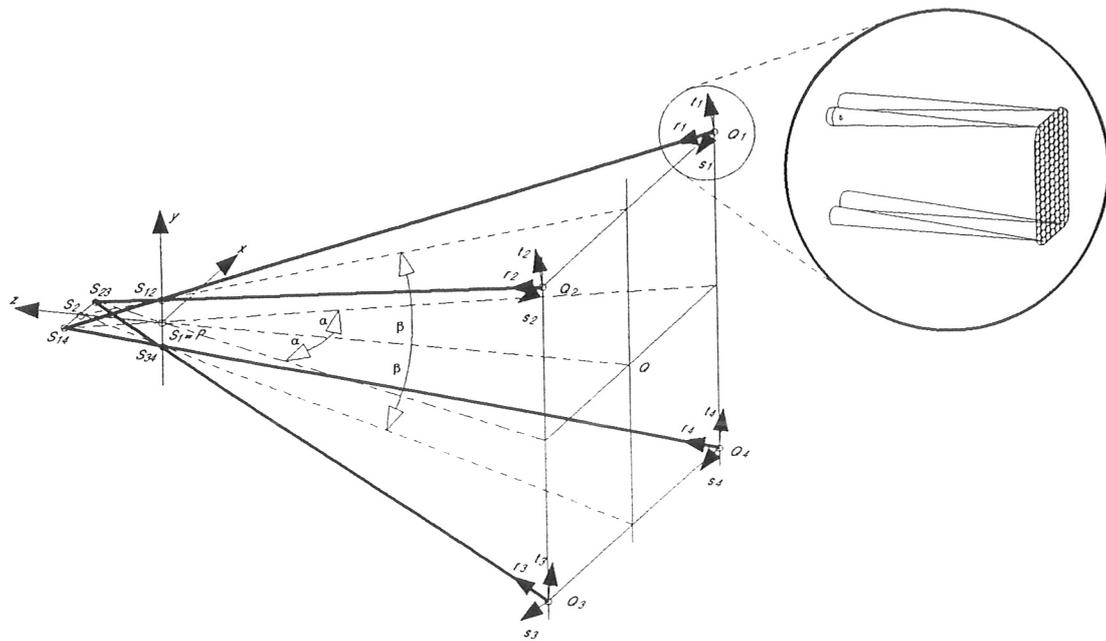


Abbildung 3.1: Quellengeometrie, die den Berechnungen der Neutralstrahldichten zugrunde liegt.

3 Die Neutralstrahlabschwächung

Dafür wurde das am Vorgängerexperiment ASDEX eingesetzte Neutralstrahlabschwächungsprogramm NEUDEN [45] für die an ASDEX Upgrade herrschenden Verhältnisse weiterentwickelt. Das Programm beinhaltet die Quellengeometrie von bis zu sechs Ionenquellen pro Neutralteilcheninjektor, deren Strahlsteuerung und Fokussierung individuell behandelt werden (Abb. 3.1). Der Einfluß der diversen Blendenöffnungen für die Strahlgestaltung sowie des Injektorstutzens werden mittels einer polygonalen Näherung ihrer Querschnitte berücksichtigt. Jede Neutralteilchenstrahlquelle, die eine Energie $E_0(\text{keV})$ und eine Leistung $P_N(\text{MW})$ liefert, wird aus N_b Teilstrahlen (*Beamlets*) zusammengesetzt, die jeweils eine Teilchenflußdichte $i_j(\vec{x})$ der Energiekomponente j am betrachteten Aufpunkt $A(\vec{x})$ beitragen. Dieser Beitrag wird jedoch nur dann in Betracht gezogen, wenn die Beamletachse, die durch die Lage seiner Extraktionsöffnung $A_j^0(\vec{x})$ und den Brennpunkt der Quelle i aufgespannt wird, auf keine Wand der eingeführten Öffnungen trifft. Die Teilchenflußdichte in einer im Abstand z von der Extraktionsöffnung zur *Beamlet*achse normalen Ebene wird gaußförmig angenommen und läßt sich als

$$i_j(z, \rho) = \frac{i_j(z, \rho = 0)}{a^2} e^{-(\rho/a)^2} \quad (3.1)$$

darstellen, wo $a = z/\tan(\Theta)$, Θ die *Beamlet*divergenz und ρ der Abstand zur *Beamlet*achse bezeichnet. Die Abschwächung jedes einzelnen Teilstrahls wird durch das Integral

$$\int_{A_j^0(\vec{x})}^{A_j^P(\vec{x})} \sigma_{\text{eff}}(n_e, T_e, E_j, n_q) n_e dl \quad (3.2)$$

berücksichtigt, wobei $A_j^P(\vec{x})$ die Projektion des Aufpunktes $A(\vec{x})$ auf die *Beamlet*achse ist und $\sigma_{\text{eff}}(n_e, T_e, E_j, n_q)$ den effektiven Strahlabschwächungswirkungsquerschnitt darstellt, der im Abschnitt 3.2 näher behandelt wird. Die Transmission jedes Teilstrahls vom Plasmarand bis zu $A(\vec{x})$ wird somit durch

$$i_j(z, 0) = i_j(z = 0, 0) \exp \left(- \int_{A_j^0(\vec{x})}^{A_j^P(\vec{x})} \sigma_{\text{eff}}(n_e, T_e, E_j, n_q) n_e dl \right) \quad (3.3)$$

beschrieben, wobei

$$i_j(z = 0, 0) = \frac{j f_{N_j} P_N}{N_b E_0} \quad (3.4)$$

die einfallende *Beamlet*intensität darstellt. f_{N_j} bezeichnet dabei die normierte Ionenspeziesmischung. Die Neutralteilchendichte $n_j(\vec{x})$ der Spezies j bei $A(\vec{x})$ errechnet sich aus der Summe der einzelnen Teilstrahlbeiträge dividiert durch die Geschwindigkeit $v_j = \frac{v_0}{\sqrt{j}}$ der Strahlkomponente j .

Dieses Verfahren zur Berechnung der Neutralstrahldichteverteilung eignet sich jedoch wegen der damit verbundenen hohen Rechenzeit nicht zur standardmäßigen Auswertung

der CXRS-Daten. Ein erheblicher Zeitgewinn (Faktor ~ 50) ohne bedeutende Genauigkeitseinbußen ($< 3\%$) wird dadurch erreicht, daß für die nach der obigen Methode berechnete unabgeschwächte Neutralstrahllichtverteilung eine Parametrisierung bezüglich der Beschleunigungsspannung, der Ionenquellen E_0 und der injizierten Leistung P_N vorgenommen wird. Ferner erfolgt die Ermittlung der Strahlabschwächung nicht für jeden einzelnen *Beamlet* sondern vom dem Quellenzentrum ausgehend ausschließlich für einige wenige ausgewählte Aufpunkte und wird für die übrigen Stützstellen mittels glatter quintischer Flächen interpoliert.

Die berechnete Dichte der schnellen Neutralen wird durch eine Vielzahl von Parametern, die bei der Beschreibung des Plasmas und des Strahls einfließen, bedingt. Am empfindlichsten jedoch hängt die bestimmte Neutralstrahllichte von dem Linienintegral $\int \sigma_{\text{eff}} n_e dl$ ab, welches exponentiell eingeht. Abbildung 3.2 zeigt die Sensitivität der Abschwächung von $\sigma_{\text{eff}} n_e$ in Abhängigkeit des Dichteintegrals $\int n_e dl$. Bei $\int n_e dl = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$, welches

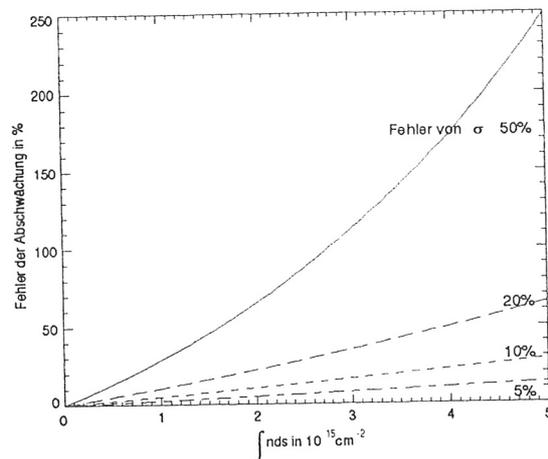


Abbildung 3.2: Fehler der Abschwächung als Funktion des Dichteintegrals $\int n_e dl$ für verschiedene angenommene Ungenauigkeiten des effektiven Strahlabschwächungswirkungsquerschnitt (5%, 10%, 20% und 50%).

für Elektronendichten $n_e \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ in etwa dem Plasmazentrum entspricht, rufen Änderungen in dem effektiven Abschwächungskoeffizienten von 20% Unterschiede in der berechneten Neutralstrahllichte von mehr als 60% hervor. Eine zuverlässige Bestimmung von Verunreinigungsdichten aus den CXRS-Daten erfordert also eine möglichst genaue Kenntnis der effektiven Strahlabschwächungswirkungsquerschnitte.

3.2 Der effektive Strahlabschwächungswirkungsquerschnitt

Die für die Diagnostik relevante Strahlabschwächung besteht aus der effektiven Ionisation der Strahlneutrale. Dadurch, daß die entstandenen Ionen in Spiralbahnen entlang der Magnetfeldlinien gefangen werden, können sie nicht weiter in das Plasma eindringen und gelten somit als verloren. Die Strahlabschwächung läßt sich durch den effektiven Abschwächungswirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{eff}} = (n_e \lambda)^{-1}$ charakterisieren, wobei n_e die Elektronendichte und λ die Abfallänge der Strahlintensität bezeichnen. Den wesentlichen

3 Die Neutralstrahlabschwächung

Beitrag zu σ_{eff} liefern Ladungsaustauschprozesse und Ionisationsvorgänge der Strahlneutralen im Grundzustand mit Hintergrundplasmaionen, wobei Umladungsvorgänge für Energien E_0 unterhalb von $\sim 50 \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$ und Ionenstöße für $E_0 \geq 80 \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$ maßgeblich werden. Elektronenstoßionisation ist dagegen im betrachteten Energiebereich von geringerer Bedeutung (siehe Abb. 3.3).

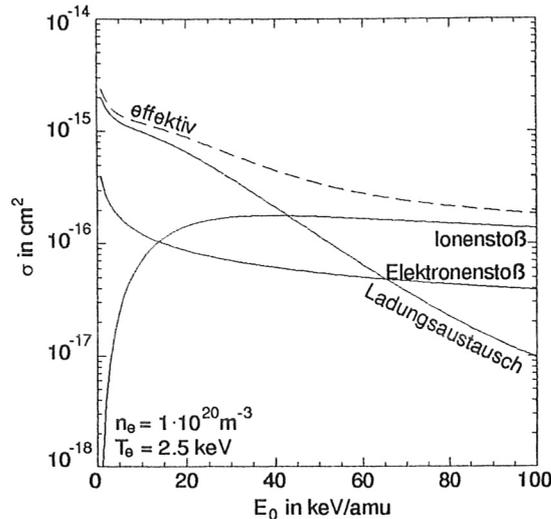


Abbildung 3.3: Die gestrichelte Linie stellt den effektiven Strahlabschwächungswirkungsquerschnitt dar, der sich aus den Beiträgen von Ladungsaustausch-, Ionenstoß- und Elektronenstoßionisation zusammensetzt.

Frühere Berechnungen der Neutralstrahlabschwächung [46, 45] beschränkten sich auf die Betrachtung der obigen Verlustprozesse. Für Plasmadichten $n_e \leq 10^{-19} \text{ m}^{-3}$ und Quellenenergien $E_0 \leq 30\text{--}40 \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$ ist diese Näherung auch gerechtfertigt, da unter solchen Bedingungen die Zeitkonstanten für Strahlungszerrfall aus den angeregten Zuständen $\tau_{\text{rad}}^{(n)}$ der Strahlatome $H^*(n)$ viel kleiner sind als die Stoßzeit $\tau_{\text{coll}}^{(n)} \approx (n_e \langle v_0 \sigma^{(n)} \rangle)^{-1}$, wobei n die Hauptquantenzahl und $\langle v_0 \sigma^{(n)} \rangle$ der Ratenkoeffizient für Stoßprozesse der angeregten Neutrale sind. Mit zunehmender Elektronendichte n_e und Strahlgeschwindigkeit v_0 nimmt $\tau_{\text{coll}}^{(n)}$ ab und wird mit $\tau_{\text{rad}}^{(n)}$ vergleichbar, so daß sich zwischen dem Strahl und den Plasmateilchen ein *Stoß-Strahlungs-Gleichgewicht* einstellt. Mehrstufenprozesse, wie Anregung mit unmittelbarer Ionisation, gewinnen bei der Berechnung der Strahlabbremmung zunehmend an Bedeutung und können zu einer wesentlichen Erhöhung des effektiven Strahlabschwächungswirkungsquerschnittes σ_{eff} führen. Da Stoßionisation und Ladungsaustausch aus angeregten Niveaus die Prozesse aus dem Grundzustand weitaus übertreffen können (siehe Abschnitt 2.5), genügen dazu schon kleine Dichten angeregter Strahlatome. Eine weitere Zunahme der Abschwächung wird durch die im Plasma vorhandenen Verunreinigungen hervorgerufen. In [47, 48] wurde ein linearer Zusammenhang zwischen σ_{eff} und Z_{eff} festgestellt. Obwohl für Strahlenergien bis zu $80 \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$ die Mehrstufenprozesse σ_{eff} nur im Rahmen von 20% beeinflussen [48], können daraus erhebliche Konsequenzen bei der Berechnung der Neutralteilchendichten im Plasma und somit bei der Auswertung der CXRS-Daten entstehen (siehe auch Abb. 3.2).

3.2.1 Strahlmodell und Ratengleichungen

Die ins Plasma eindringenden Neutralstrahlátome sind einer Vielfalt von inelastischen Stoßprozessen mit Plasmaelektronen, Protonen und Verunreinigungsionen unterworfen. Diese Reaktionen schließen Anregung, stoßinduzierte und strahlende Abregung, Ionisation, Rekombination, Ladungsaustausch und Lorentzfeldionisation ein. Entsprechend den sich dadurch einstellenden Anregungszustände der Atome (n, l, m) wird der Neutralteilchenstrahl durch eine Anzahl von Unterstrahlen beschrieben.

Sowohl das $\vec{v}_0 \times \vec{B}$ Lorentzfeld wie auch die Stöße mit den geladenen Plasmateilchen, deren Wirkungsquerschnitte für Übergänge mit $l = l' \pm 1$ und $n = n'$ ihren Maximalwert annehmen, führen für Wasserstoff oder wasserstoffähnlichen Ionen im Plasma zu einer relativen statistischen Besetzung der (l, m) -Zustände innerhalb eines bestimmten Hauptniveaus n . Dies erlaubt eine Mittelung über die (l, m) -Quantenzustände und eine Darstellung der Strahlintensität $I(\vec{x})$ als Funktion des Abstandes x vom Eindringpunkt ins Plasma in der Form

$$I(\vec{x}) = \sum_{n=1}^N I_n(\vec{x}), \quad (3.5)$$

wobei $I_n(\vec{x})$ der Anteil an Strahlátomen im Hauptquantenzustand n und N das im Plasma höchst angeregte Niveau ist, der durch die Lorentzfeldionisationsgrenze [49, 48] bestimmt wird. Die Gleichgewichtsbesetzung der Strahlátome in den verschiedenen n -Schalen im Abstand x wird durch die Lösung des gekoppelten Ratengleichungssystems

$$\begin{aligned} v_0 \frac{dN_n}{dx} = & \sum_{n>n'} \left[A_{n' \rightarrow n} + u(\nu) B_{n' \rightarrow n} + n_e q_{n' \rightarrow n}^{(e)} + n_Z q_{n' \rightarrow n}^{(Z)} \right] N_{n'} \\ & - \left[u(\nu) B_{n \rightarrow n'} + n_e q_{n \rightarrow n'}^{(e)} + n_Z q_{n \rightarrow n'}^{(Z)} \right] N_n \\ & + \sum_{n''<n'} \left[u(\nu) B_{n'' \rightarrow n} + n_e q_{n'' \rightarrow n}^{(e)} + n_Z q_{n'' \rightarrow n}^{(Z)} \right] N_{n''} \\ & - \left[A_{n \rightarrow n''} + u(\nu) B_{n \rightarrow n''} + n_e q_{n \rightarrow n''}^{(e)} + n_Z q_{n \rightarrow n''}^{(Z)} \right] N_{n''} \\ & + n_e N_+ \alpha_n^{(r)} + n_e^2 N_+ \alpha_n^{(3)} + N_e N_+ \int u(\nu) B_{\kappa \rightarrow n} d\kappa \\ & - n_e N_n q_{n \rightarrow \epsilon}^{(e)} - n_Z N_n q_{n \rightarrow \epsilon}^{(Z)} - N_n \int u(\nu) B_{n \rightarrow \kappa} d\kappa \end{aligned} \quad (3.6)$$

mit der Randbedingung $I_n(0) = \delta_{n1}$ gegeben, wobei $n = 1$ dem Grundzustand entspricht. N_n und N_+ stellen jeweils die Besetzungsdichten des Zustandes $X_n^{+(Z_0-1)}$ und des Ausgangszustandes X^{Z_0} dar, n_Z die Verunreinigungsdichte. A und B sind die üblichen Einsteinkoeffizienten, $q^{(e)}$ und $q^{(Z)}$ bezeichnen die Anregungsraten aufgrund von Elektronen- und Ionenstößen, $\alpha_n^{(r)}$ und $\alpha_n^{(3)}$ die strahlende und die Dreikörperrekombination und $u(\nu)$ ist die Energiedichte des Strahlungsfeldes. Im Bereich fusionsrelevanter Elektronendichten unterhalb von 10^{22} m^{-3} sind Dreikörperprozesse und die Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld bei der Beschreibung der Strahldynamik vernachlässigbar.

Um eine schnelle Auswertung zu ermöglichen werden mit den mittels des Gleichungssystems 3.6 für gewisse Strahlenergie-, Plasmadichte- und -temperaturtriplets (E_0, n_e, T_e) gewonnenen Strahlabschwächungskoeffizienten kompakte Datensätze erzeugt, aus denen sich mithilfe kubischer Splines die Werte auf den gewünschten Stützstellen interpolieren lassen. Für ein zusammengesetztes Plasma bestehend aus einer Mischung von Protonen bzw. Deuteronen und vollständig ionisierten Verunreinigungen ist eine explizite Berechnung der Abbremsungskoeffizienten für jede mögliche Verunreinigungszusammensetzung praktisch nicht realisierbar. Deshalb werden solche Datensätze zunächst so erstellt, als ob das Hintergrundplasma nur aus der betrachteten Verunreinigungsorte besteht, und die gesamte Strahlabschwächung anschließend als eine Zusammensetzung der einzelnen, reinen Koeffizienten (siehe Abbildung 3.4) genähert.

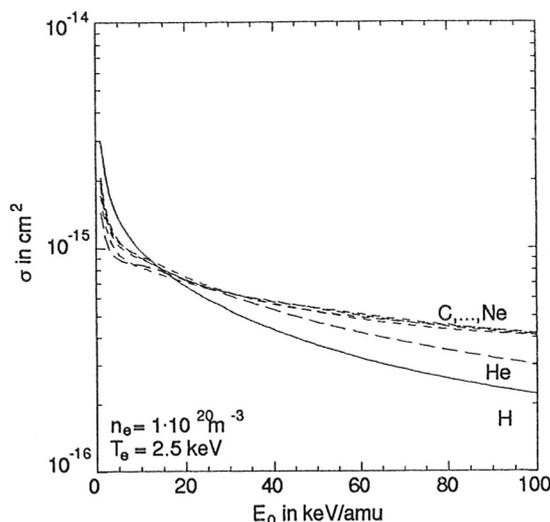


Abbildung 3.4: Effektive Strahlabschwächungswirkungsquerschnitte, die sich aus dem Gleichungssystem 3.6 ergeben, wenn man die verschiedenen Verunreinigungen (H , He , C, \dots, Ne) als einzige Konstituenten des Hintergrundplasmas betrachtet. Die gesamte Strahlabschwächung wird anschließend als eine Zusammensetzung der einzelnen, reinen Koeffizienten gegeben.

3.2.2 Das zusammengesetzte Plasma

Für die Spezies X^{+Z_0} mit Ladung Z_0 und Dichte $n^{(Z_0)}$ geht, entsprechend der Quasineutralität, die Elektronendichte $n_e = Z_0 n^{(Z_0)}$ in die Abbremsungsrechnung ein. Ist $\sigma^{(X)}$ der Abschwächungskoeffizient der Verunreinigungsspezies X^{+Z_0} , so beträgt die Verlustrate

$$n_e \sigma^{(X)}(E_B, n^{(Z_0)}, T^{(Z_0)}) = n_e \sigma^{(e)}(E_B, n^{(Z_0)}, T^{(Z_0)}) + n^{(Z_0)} \sigma^{(Z_0)}(E_B, n^{(Z_0)}, T^{(Z_0)}) \quad (3.7)$$

wobei eine Differenzierung nach Elektronenstößen und Wechselwirkungen mit Ionen der Sorte X^{+Z_0} als Anregungsmechanismus vorgenommen wird. Der Abschwächungskoeffizient schreibt sich als

$$\sigma^{(X)}(E_B, n^{(Z_0)}, T^{(Z_0)}) = \sigma^{(e)}(E_B, n^{(Z_0)}, T^{(Z_0)}) + \frac{1}{Z_0} \sigma^{(Z_0)}(E_B, n^{(Z_0)}, T^{(Z_0)}) \quad (3.8)$$

3 Die Neutralstrahlabschwächung

Die Dichteabhängigkeit des Stoß-Strahlungskoeffizienten wird durch eine Verunreinigungsdichte $n^{(Z_0)}$ beschrieben, da die Besetzungsumverteilung innerhalb eines Hauptniveaus n hauptsächlich durch Ionenstöße verursacht wird.

Für einen Satz von Verunreinigungen $X_i^{+Z_0} : i = 1, \dots, I$ mit den relativen Anteilen $f_i : i = 1, \dots, I$ läßt sich die verursachte Verlustrate ungefähr als

$$n_e \sigma(E_B, n_I, T_I) \approx n_e \sigma^{(e)}(E_B, n_I, T_I) + \sum_{i=1}^I n^{(Z_{0i})} \sigma^{(Z_{0i})}(E_B, n_I, T_I) \quad (3.9)$$

$$= \sum_{i=1}^I n_{e,i} \left[\sigma^{(e)}(E_B, n_I, T_I) + \frac{1}{Z_{0,i}} \sigma^{(Z_{0i})}(E_B, n_I, T_I) \right], \quad (3.10)$$

$$(3.11)$$

darstellen, wobei

$$n_e = \sum_{i=1}^I n_{e,i} = \sum_{i=1}^I Z_{0,i} n^{(Z_{0i})} = n_I \left(\sum_{i=1}^I Z_{0,i} f_i \right) \quad (3.12)$$

den Beitrag jeder Ionensorte zur Elektronendichte definiert.

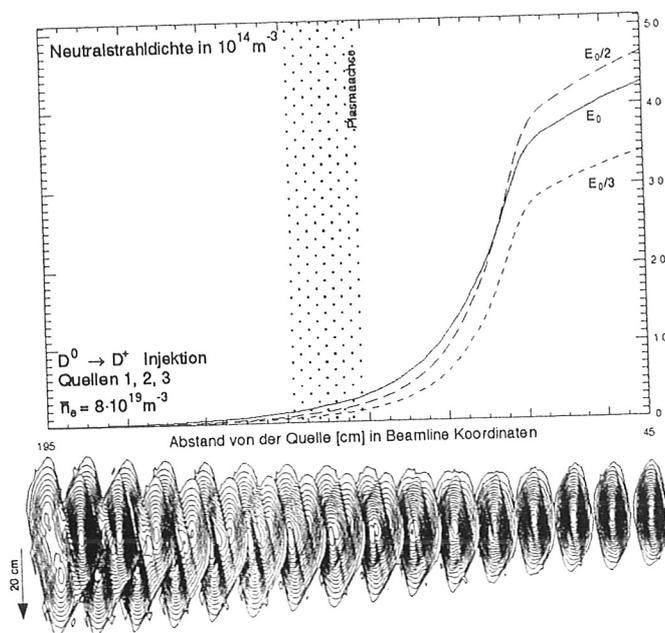


Abbildung 3.5: Verlauf der Neutralstrahldichte der einzelnen Energiekomponenten und Querschnitte durch den Neutralstrahl zur Veranschaulichung der Strahldivergenz und -profilform als Funktion des Abstandes von den aktiven Injektionsquellen 1, 2 und 3. Punkt $S_1 = P$ (siehe Abb. 3.1) bestimmt den Koordinatenursprung. Q , die Projektion der Quellen auf die Achse, liegt bei -650 cm .

Die in [48] gefundene lineare Z_{eff} -Abhängigkeit des effektiven Strahlabschwächungskoeffizienten bei einer gegebenen Verunreinigungsspeziesmischung deutet darauf hin, daß

3 Die Neutralstrahlabschwächung

die Z -gewichtete Dichtesumme $\sum_{i=1}^I Z_{0,i}^2 n^{(Z_{0,i})}$ die entscheidende Grösse bei der Beschreibung der Umbesetzungsprozesse in einem gemischten Plasma ist. Deshalb wird die äquivalente Dichte der Ionensorte $X_i^{+(Z_{0,i})}$, die der gemischten Verunreinigungsdichte entspricht, als

$$n_i^{(Z_{0,i}),\text{equiv}} = n_I \frac{\sum_{k=1}^I Z_{0,k}^2 f_k}{Z_{0,i}^2} \quad (3.13)$$

definiert. Der gesamte Abschwächungskoeffizient setzt sich wie folgt aus den Beiträgen der einzelnen Verunreinigungen zusammen:

$$\sigma(E_B, n_I, T_I) = \sum_{i=1}^I \frac{Z_{0,i} f_i}{\sum_{k=i}^I Z_{0,k} f_k} \sigma^{(X_i)}(E_B, n_I (\sum_{k=i}^I Z_{0,k}^2 f_k) / Z_{0,i}^2, T_I). \quad (3.14)$$

Die monotone Abnahme der effektiven Strahlabschwächungswirkungsquerschnitte mit steigender Strahlenergie (siehe Abb. 3.4) hat zur Folge, daß Teilchen mit der Hälfte oder einem Drittel der Beschleunigungsenergie weniger in das Plasma eindringen. Die Neutralstrahldichte im Plasmazentrum, die bei der betrachteten Entladung (liniengemittelte Elektronendichte $\bar{n}_e \sim 8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) auf etwa ein Zwanzigstel ihres ursprünglichen Wertes im Randbereich abgefallen ist, wird somit hauptsächlich durch die volle Energiekomponente E_0 bestimmt (Abb. 3.5). Ferner sind in der Abbildung 3.5 Querschnitte durch den Neutralstrahl zur Veranschaulichung der Strahldivergenz und -profilform als Funktion des Abstandes von den Injektionsquellen dargestellt.

4 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die wesentlichen Eigenschaften des ASDEX Upgrade Tokamaks gegeben zusammen mit einer Beschreibung des Detektionssystems mit dem ein Großteil der in dieser Arbeit verwendeten Messungen durchgeführt wurden. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des diagnostischen Gesamtaufbaus in der Reihenfolge näher beschrieben, wie das Signal sie durchläuft. Nach der Einführung des Plasmagefäßes und der Neutralstrahlinjektoren werden das optische System sowie die Lichtleiterdurchführungen erklärt, um schließlich auf den Spektrometer und das *CCD-slow-scan*-Kamerasystem näher einzugehen.

4.1 Geometrie am Torus und das Neutralstrahlheizungssystem am ASDEX Upgrade

Das ASDEX Upgrade Plasma besitzt einen großen Radius R von $\sim 1.65\text{ m}$, einen kleinen Radius a von $\sim 0.50\text{ m}$ und eine Höhe b von $\sim 0.8\text{ m}$. Das Plasmavolumen beträgt $\sim 13\text{ m}^3$ und seine Oberfläche etwa 42 m^2 . Zur Erhöhung der Temperatur werden zur Zeit am ASDEX Upgrade zusätzliche Heizmethoden wie Neutralteilcheninjektion ($P_{\text{NI}} \sim 10\text{ MW}$) oder Heizung durch elektromagnetische Wellen ($P_{\text{ICRH}} \sim 4\text{ MW}$ und $P_{\text{ECRH}} \sim 0.5\text{ MW}$) eingesetzt. Neben seiner Heizaufgabe liefert die Neutralteilcheninjektion auch den Diagnostikneutralstrahl zur aktiven Spektroskopie an Ladungsaustausch-Rekombinations-Prozessen.

Die NI an ASDEX Upgrade besteht zur Zeit aus einem einzigen Injektorsystem, der aus vier unabhängig ansteuerbaren Quellen zusammengesetzt ist, und entweder Wasserstoff oder Deuterium aus dem Gefäßsektor 15 in das Plasma injiziert (Abb. 4.1). Ein zweites diametral entgegengesetztes System ist derzeit im Aufbau. Jede Neutralteilchenstrahlquelle stellt eine maximale Leistung P_{NI} von 1.75 MW für H^0 -Atome und 2.5 MW für D^0 -Neutrale zur Verfügung. Die maximale Einschubenergie E_0 pro Teilchen beträgt entsprechend 55 keV bzw. 60 keV . Die Injektionsrichtung der einzelnen Quellen unterscheidet sich bezüglich ihrer Höhe (Quellen 3 und 4 dringen oberhalb der Torusmittelebene in das Plasma ein, Quellen 1 und 2 dementsprechend unterhalb) und ihrem Einschubwinkel: Quellen 2 und 3 durchqueren das Plasma tangentialer als die Quellen 1 und 4 (effektive Radien zur Torusachse: $R_{\text{tang}}^{2,3} = 0.932\text{ m}$ bzw. $R_{\text{tang}}^{1,4} = 0.536\text{ m}$). Dadurch, daß auf der Beschleunigungsstrecke der Neutralteilchenstrahlquellen vor der Neutralisation nicht nur Atome, sondern auch einfach geladene Molekülonen beschleunigt werden, werden auch Teilchen mit der Hälfte oder einem Drittel der primären Strahlenergie in das

Plasma injiziert. Der so entstehende *Speziesmix* nimmt bei Deuteriuminjektion typisch Werte von 60, 25 und 15% bezüglich der gesamten NI-Leistung an und muß bei den Auswertungen der gemessenen Intensitäten (Kap. 2 und Kap. 3) berücksichtigt werden.

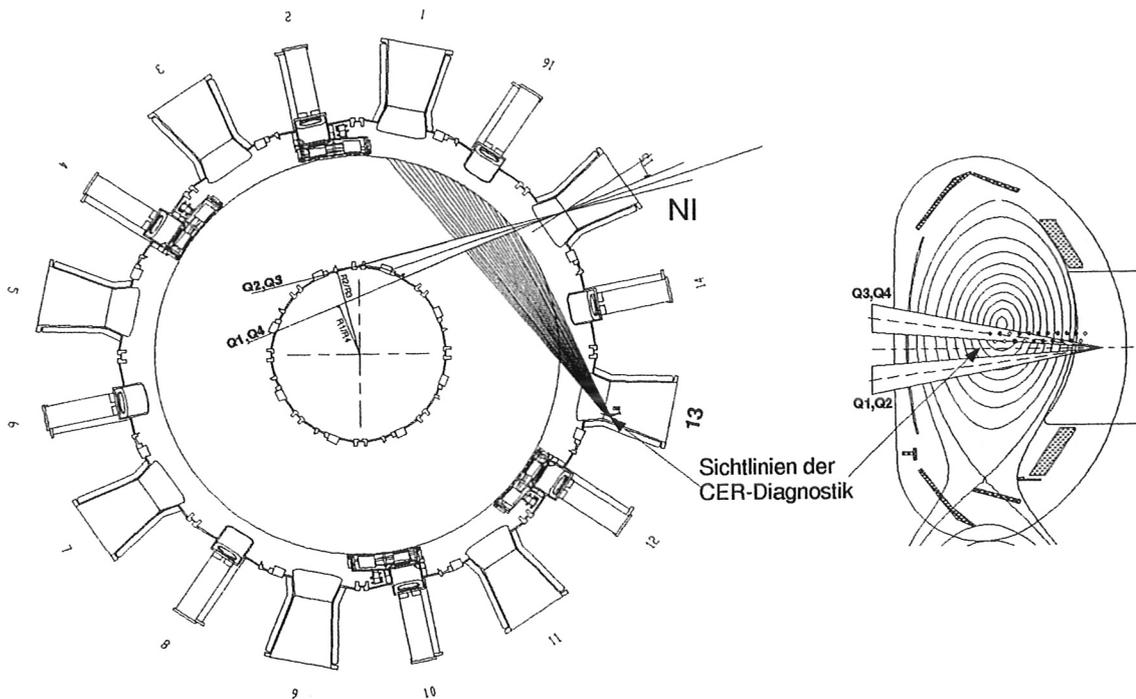


Abbildung 4.1: Geometrie am Torus und das Neutralstrahlheizungssystem am ASDEX Upgrade, CXRS-Sichtstrahlen und Neutralinjektion: Sicht von oben auf den Torus ($R_{\text{tang}}^{2,3}$ und $R_{\text{tang}}^{1,4}$ bezeichnen die Tangentenradien der Neutralteilchenstrahlquellen.) und poloidaler Querschnitt mit magnetischen Flußflächen einer *single Null* Konfiguration, Projektion der Neutralstrahlen und einem typischen Satz von Beobachtungspositionen.

4.2 Optische Komponenten und Beobachtungstrahlen

Die im folgenden dargestellte aktive Ladungsaustauschdiagnostik basiert auf der in [50] beschriebenen spektroskopischen Anordnung zur Messung von Teilchenflüssen am ASDEX Upgrade. Das emittierte Plasmalicht wird entlang von 14, in der Äquatorialebene gefächerten Sichtstrahlen aufintegriert, welche den Neutralteilchenstrahl in Sektor 15 in zwei unterschiedlichen horizontalen Ebenen (4 cm vertikaler Abstand) in der äußeren Plasmahälfte schneiden. Eine derartige Abbildungsgeometrie ist zum einen aus Platzierungsgründen bei der Anordnung der Lichtleiter im Objektivsystem gewählt worden, zum anderen dient sie zur Überprüfung der Ergebnisse aus dem Algorithmus zur Neutraldichteberechnung (siehe Kapitel 3).

Das Reaktionsvolumen wird indirekt über einen Spiegel (S) beobachtet (Abb. 4.2), dem zur Verbesserung der Reflektivität und Verminderung der Polarisationsseffekte eine

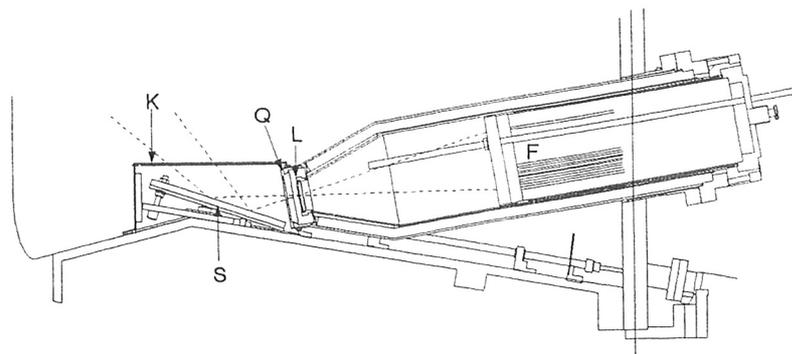


Abbildung 4.2: Skizze des optischen Kopfes der CXRS-Diagnostik mit pneumatisch gesteuerter Klappe (K), Spiegel (S), Quarzfenster (Q), Linse (L) und Lichtleiterbündel (F).

Rhodiumschicht aufgedampft wurde. Eine pneumatisch gesteuerte Klappe (K) schützt die im Gefäß befindlichen optischen Komponenten vor Beschichtung während der zu Konditionierungszwecken eingesetzten Glimmentladungen oder vor Deposition von Bor-getterschichten beim Borierungsprozeß. Mittels eines Objektivs (L) (Quarzlinse: Brennweite $f = 0.3\text{ m}$, effektiver Durchmesser $d = 0.048\text{ m}$) wird das entlang der einzelnen Sichtlinien aufintegrierte Plasmalicht auf das Ende von Lichtleitern (F) abgebildet (Abb. 4.3), die es erlauben das Spektrometer und seine zugehörigen Verstärker- und Ansteuereinheiten außerhalb der Torushalle getrennt durch das Strahlungsschild zu verlegen (23 m vom Objektiv entfernt). Die Anforderung einer im gesamten zu beobachtenden Spektralbereich gleichmäßig geringen Absorption wird von dehydrierten Quarz-Lichtleitern (Fiberguide Industries, Superguide B PCS) mit Kern/Schale/Mantel-Durchmessern von jeweils $400/420/470\text{ }\mu\text{m}$ erfüllt. Im Gebiet von $640\text{--}1100\text{ nm}$ liegt die Transmission stets oberhalb 99% pro Meter, was bei 23 m mindestens $0.99^{23} = 79\%$ bedeutet. Der Durchmesser der Abbildung jeder einzelnen Faser im Schnittbereich mit dem Strahl der Neutralteilcheninjektion beträgt etwa 4 mm . Die *Etendue* ΩF des Systems bestimmt sich aus dem Lichtleiterdurchmesser und dem Winkel, der von der Linsenöffnung und dem Abstand zwischen Linse und Faser aufgespannt wird (Bildweite $b = 0.36\text{ m}$), zu $\Omega F = 1.75 \cdot 10^{-9}\text{ m}^2\text{ ster}$. Es werden jeweils zwei Quarz-Fasern zu einem Bündel (*Kanal*) zusammengefaßt. Die Lichtleiter sind entlang des Eintrittsspalt des Spektrometers senkrecht angeordnet. Um das Übersprechen der einzelnen Kanäle zu verhindern und zusätzlich eine Eichung des Systems durch Überlagerung von Linienstrahlung spektraler Lampen zu ermöglichen, werden die Lichtleiterpaare jeweils durch kleinere Fasern ($200\text{ }\mu\text{m}$ -Durchmesser) getrennt.

4.2.1 Das Spektrometer

Das so übertragene Licht wird mittels eines Gitters spektral zerlegt und auf eine CCD-Kamera projiziert. Die Signale werden nach entsprechender Verstärkung schließlich zum Rechner weitergeführt und dort verarbeitet (siehe Abbildung 4.3).

Bei dem zur spektralen Zerlegung des Plasmalichtes benutzten Spektrometer handelt es sich um ein 1.0 m Spektrometer der Firma B&M Spektronik in Czerny-Turner-Anordnung mit einem Reflexionsgitter von $2400\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Blazewellenlänge bei 300 nm und

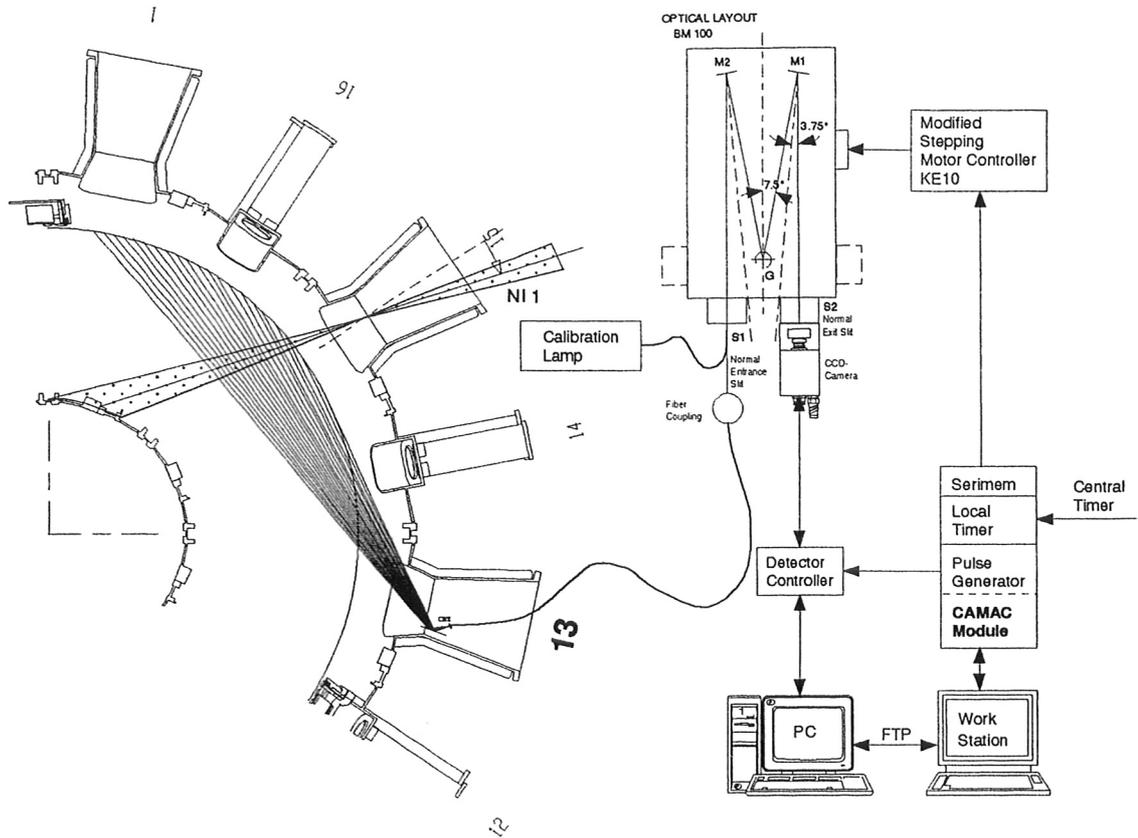


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau des Ladungsaustauschrekombinationsdiagnostiksystems: Start des Experiments durch einen Trigger vom zentralen ASDEX Upgrade Timersystem zu Beginn des Plasmaaufbaus, spektroskopische Zerlegung des beobachteten Plasmalichtes und Nachweis mit dem Kamerasystem, Digitalisierung der Daten in der Kontrollereinheit, Zwischenspeicherung auf einem PC, Übertragung der Daten via FTP auf eine *Workstation* zur Weiterverarbeitung und von dort zur zentralen Datenerfassung.

einer nutzbaren Fläche von $102 \times 108 \text{ mm}^2$. Es wird ausschließlich Licht erster Ordnung beobachtet. Der verfügbare Wellenlängenbereich reicht von 250 nm bis 700 nm . Die volle spektrale Breite beträgt 5.33 nm bei $\lambda = 468.5 \text{ nm}$, die Dispersion $0.009 \frac{\text{nm}}{\text{Pixel}}$. Die Stellung des Gitters wird mit einer modifizierten KE10 Schrittmotorsteuerung direkt von der *Workstation* aus eingestellt.

Im Gegensatz zu gewöhnlichen Photomultiplier- oder linearen Halbleiterdiodenkonfigurationen, wird eine hohe Ortsauflösung bei der Abbildung entlang der Richtung des Eintrittspaltes auf die Bildebene des Spektrographen erwünscht, um eine eindeutige Kanalzuordnung in der Fokalebene zu gewährleisten. Dies erfordert eine Kompensation des Astigmatismus, der aus den unterschiedlichen Reflektionswinkeln der sphärischen Spiegeln in waagerechter und senkrechter Richtung hervorgerufen wird. Diese wird einfach durch Positionierung der Lichtleiter einige mm vor dem Eintrittsspalt unter einer Empfindlichkeitseinbuße um einen Faktor 2 erzielt.

4.2.2 Das Detektorsystem

Zur Messung wurde ein Detektorsystem benötigt, welches neben der Aufnahme hochauflösender Spektren im sichtbaren und nahen UV Bereich bei geeigneter Empfindlichkeit und Geschwindigkeit auch die gleichzeitige Messung verschiedener räumlicher Kanäle zuläßt. Das System beruht auf einem frei programmierbaren zweidimensionalen Halbleiterdiodenarray (*Charge Coupled Device (CCD)*), welches von einem Bildverstärker gesperrt wird. Diese Konfiguration stellt einen Kompromiß dar, und wurde schnelleren, aber auch teureren Systemen, die sich aus mehreren linearen Diodenarrays zusammensetzen, oder reinen CCD-Detektoren, die gewöhnlich einen größeren dynamischen Bereich, jedoch keinen schnellen Sperrsystem aufgrund der Verwendung mechanischer *Shutter* besitzen, vorgezogen.

Die Photonen ausbeute des Bildverstärkers wird durch die Quanteneffizienz der Photokathode, dem Potentialabfall über der Mikrokanalplatte (10 verschiedene Spannungseinstellungen) und der Beschleunigungsspannung bis zum Phosphorschirm bestimmt. Der Bildverstärker dient hauptsächlich als Sperreinrichtung und wird wegen der hohen Empfindlichkeit des CCD-Chips und das Streben nach dem maximalen dynamischen Bereich im *low-gain-Modus* betrieben.

Das alte Kamerasystem [50] wurde durch ein neues hochgeschwindigkeits *CCD-slow-scan*-Kamerasystem¹ bestehend aus einem Bildverstärker und einem nachgeschalteten zweidimensionalen Halbleiterdiodenarray ($512(H) \times 512(V)$ aktive Pixelfläche²) mit Ausleseelektronik ersetzt, der die Aufnahme eines größeren Spektralbereiches bei verbesserter Empfindlichkeit und Flexibilität ermöglicht. Die einzelnen Diodenelemente besitzen eine lichtempfindliche Fläche von $19 \times 19 \mu\text{m}^2$. Im Bildverstärker werden die in einer Photokathode durch das auffallende Licht freigesetzten Elektronen in einer Mikrokanalplatte (MCP = Micro Channel Plate) verstärkt und auf einen Phosphorschirm beschleunigt. Die dort verursachten Lichtblitze werden mittels eines Fiberbolzens (4–8 μm -Fasern) mit dem Reduktionsfaktor 0.56 auf das Photodiodenarray abgebildet, wo die mit einer Quanteneffizienz von etwa 30% produzierten elektrischen Ladungen in Potentialtöpfen (Kapazität $\approx 4 \cdot 10^5 \frac{\text{Elektronen}}{\text{Pixel}}$) aufgenommen werden. Beim Auslesen des Arrays wird die Ladung der einzelnen Bildelemente in eine serielle Registerzeile geschoben ($t_{\text{trans}} = 1200 \text{ ns}$), verstärkt und von einem integrierten Analog-Digital-Wandler ($t_{\text{scan}} \sim 1200 \text{ ns}$) digitalisiert. Softwaregesteuerte Auslesepulssequenzen ermöglichen die Gruppierung und das Überspringen (*skippen*) vertikaler Pixelbereiche und somit die flexible Definition der Gebiete, die in der Fokalebene des Spektrometers den verschiedenen räumlichen Kanälen entsprechen. Die Bildung solcher Superpixel (am ASDEX Upgrade standardmäßig aus 24 gebundenen Zeilen bestehend), die als ein Ganzes digitalisiert werden, verkürzt die Auslesezeit t_{readout} des Detektors wesentlich, die hauptsächlich durch die Analog-Digital-Wandler-Zeit bestimmt wird:

$$t_{\text{readout}} \approx 512 \cdot t_{\text{trans}} + 512 \cdot ((n + 1) \cdot t_{\text{skip}} + n \cdot t_{\text{scan}}) \quad (4.1)$$

Der erste Summand ist die Zeit um alle 512 Zeilen in das Ausleseregister zu schieben. Der zweite Summand setzt sich aus der *Scanzeit* t_{scan} für n Fenster und der *Skipzeit*

¹Typ Proscan IHSS 512

²pixel = picture element (Diodenelement)

($t_{\text{skip}} \approx 300 \text{ ns}$) für $n + 1$ Zwischenräume zusammen (wobei die Fenster als nicht aneinander anschließend angenommen wurden). Für eine programmierte Konfiguration von 16 Kanälen zu jeweils 24 gebundenen Zeilen beträgt die Auslesezeit 14 ms. Um die gesamte Aufnahmezeit der Kamera zu erhalten, muß noch die eingestellte Belichtungszeit dazuaddiert werden.

Bei einer guten Ausleuchtung des Chips ist darauf zu achten, daß die Zahl der auf einmal übersprungenen Zeilen nicht zu groß ist, da sonst das Ausleseregister *überladen* werden kann. Die beschriebene Faserkonfiguration am Eintrittsspalt stellt die notwendige geringe Beleuchtung der *geskippten* Flächen durch die Zwischenkopplung von Eichfasern sicher.

Um durch die Bildung von Phantomspektren die Belichtungszeit des Systems nicht zu begrenzen, wurde am Bildverstärker ein P46 Phosphorschirm mit einer schnellen Abklingzeit der Nachfluoreszenz ($\sim 100 \text{ ns}$) eingesetzt. Eine zweite längere Zeitkonstante liefert ein Nachleuchten im Prozentbereich des Nutzsignals und ist zu vernachlässigen. Als einziges limitierendes Element verbleibt die Hochspannungsversorgung der MCP, die Belichtungszeiten unter 1 ms nicht sinnvoll macht.

Die gesamte Ansteuerung der Kamera erfolgt über eine Kontrolleinheit, die zudem die ausgelesenen analogen Signale digitalisiert und zu einem PC-Rechner über eine parallele Schnittstelle zur Zwischenspeicherung weiterleitet. Die endgültige Aufbewahrung und Verarbeitung der aufgenommenen Daten findet in einer *UNIX-Workstation* statt, die via FTP (File Transfer Program) mit dem Diagnostik-PC kommuniziert. Anschließend werden die Rohdaten aller Diagnostiksysteme an ASDEX Upgrade nach jeder Plasmaentladung zentral gesammelt und im Massenspeicher (AFS = Andrew File System) des Rechenzentrums abgelegt.

Die feste Synchronisation der Datenaufnahme mit dem Experiment erfolgt am ASDEX Upgrade durch Triggerpulse, die von einem frei programmierbaren Pulsgenerator (PPG) geliefert werden und vom zentralen ASDEX Upgrade *Timersystem* initialisiert werden. Die unterschiedlichen elektronischen Komponenten befinden sich in einem rechnerunterstützten Messungs- und Kontroll- ((CAMAC) Computer-Aided Measurement And Control) Modul, das seinerseits wiederum mit der *Workstation* verbunden ist, aus der es gesteuert wird.

Die Absoluteichung der gesamten Meßanordnung samt Spektrographen, Lichtleiterkopplung, Objektiv, Quarzfenster und Spiegel wurde mit Hilfe einer Ulbrichtkugel bekannter Strahlungsdichte (Labsphere LOT ORIEL GMBH, USS-1200) als Strahlungsnorm vorgenommen. Die Unsicherheit in der Kalibration der Ulbrichtkugel und damit der Intensitätseichung liegt laut Herstellerangaben bei 3%. Dadurch, daß bei der Abbildung des Referenzlichtes auf das Kamerasystem eine der eigentlichen Messung gleiche Geometrie (von innerhalb des Gefäßes) gewählt wurde, ist keine zusätzliche Korrektur der Meßsignale notwendig. Der Spitzenwert der Empfindlichkeit bei 450 nm entspricht einem Kalibrationsfaktor $k = 1.1 \pm 0.2 \cdot 10^{14} \frac{\text{Photonen}}{\text{count m}^2 \text{ ster nm}}$. Abbildung 4.4 zeigt die relative Wellenlängenabhängigkeit des Systems unter Standardbetriebsbedingungen (vertikal gebundene Zeilen: 20, Spaltbreite: 100 μm). Änderungen in der Spiegelreflektivität, Transmissivität der Lichtleiter oder der diversen Kopplungsstellen während des Versuchsbetriebs konnten durch eine zusätzliche Eichung nach der Versuchsperiode ausgeschlossen werden.

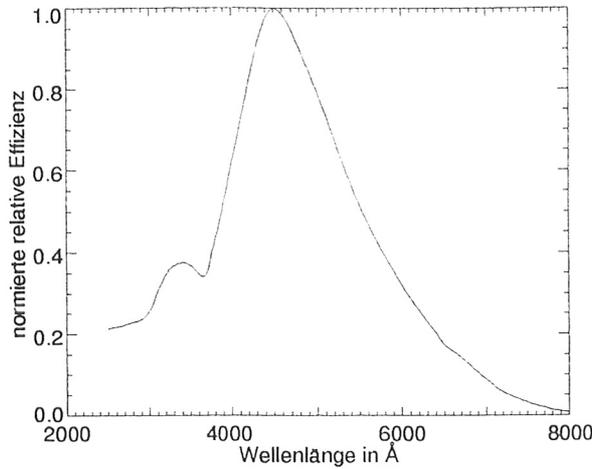


Abbildung 4.4: Relative Wellenlängenabhängigkeit des CXRS-Systems unter Standardbetriebsbedingungen. Die starke Abnahme oberhalb von 450 nm wird durch die nachlassende Photonen-Nachweiswahrscheinlichkeit bedingt. Die Verminderung der Transmission der Lichtleiter macht sich im spektralen Bereich unterhalb des Maximums bemerkbar.

Der Kalibrationsfaktor eines Standard-Superpixels k setzt sich aus der *Etendue* bei der Konfiguration, der Photonenausbeute des Bildverstärkers, diversen Verlustfaktoren, der Dispersion und der CCD-Empfindlichkeit gemäß

$$k = \frac{1}{\Omega F \omega_{pix}} \frac{\prod_i L_i}{\prod_j G_j} \frac{1}{S_{CCD}} = 1.1 \cdot 10^{14} \frac{\text{Photonen}}{\text{count m}^2 \text{ ster nm}} \quad (4.2)$$

zusammen. Erst der Einfall von etwa 5 Photonen auf die Photokathode des Bildverstärkers erzeugt 1 *count* am Ausgang des Kamerasystems.

Die Nachweisgrenze des Systems wird durch das Ausleserauschen des CCD-Diodenarrays bestimmt, welches unabhängig von Belichtungszeit und Zeilengruppierung einen Rauschpegel von etwa $\pm 3 \text{ counts}$ liefert. Das Systemdunkelrauschen wird durch die Reduktion der Sensortemperatur mittels eines dreistufigen wassergekühlten Peltierelements (je nach Wassertemperatur und -durchfluß werden Temperaturen bis etwa -25°C erreicht) in vernachlässigbare Bereiche erniedrigt. Nimmt man an, daß das kleinste nachweisbare Ereignis gerade ein Signal hervorruft, welches dem Ausleserauschen entspricht, so ergibt sich für die Nachweisgrenze des Systems $6.6 \cdot 10^{14} \frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \text{ ster nm}}$.

Das Signal-Rausch Verhältnis wird durch die Photonenstatistik an der Photokathode bestimmt, welche einer Poissonverteilung folgt:

$$\sigma_{phot} = \sqrt{\overline{N}_{phot}} = \sqrt{\frac{\overline{N}_{counts}}{k_{ph-c}}} \quad (4.3)$$

wobei k_{ph-c} der Proportionalitätsfaktor zwischen den erzeugten Photoelektronen und den registrierten Ereignissen ist ($\overline{N}_{counts} = k_{ph-c} \overline{N}_{phot}$). Für die Standardabweichung der Zählraten gilt ferner $\sigma_{counts} = k_{ph-c} \sigma_{phot} = \sqrt{k_{ph-c} \overline{N}_{counts}}$. Bei Auftragung des

4 Experimenteller Aufbau

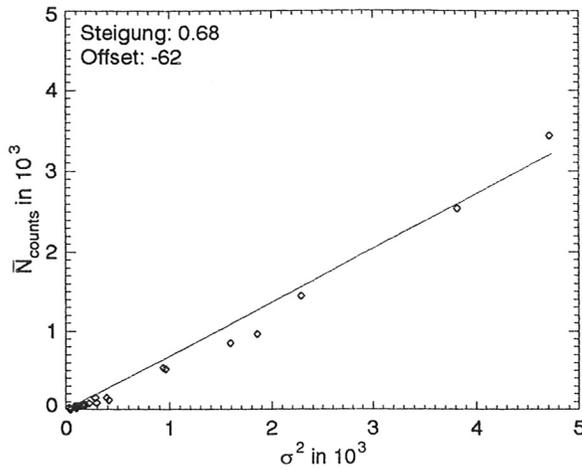


Abbildung 4.5: Quadrat der Standardabweichungen der Zählraten als Funktion der entsprechenden Mittelwerte. Die Steigung der sich ergebenden Geraden entspricht dem Verstärkungsfaktor k_{ph-c} .

Quadrates der Standardabweichung der Zählraten gegen den entsprechenden Mittelwert (siehe Abb. 4.5) entspricht die Steigung der sich ergebenden Geraden gerade k_{ph-c} .

Die Empfindlichkeit des Bildverstärkers weist lokale Abweichungen von etwa $\pm 15\%$ auf (siehe Abb. 4.6), die im Rahmen der Auswertung mittels Polynomfits für die einzelnen Kanäle berücksichtigt werden (gestrichelte Linie). Zur Überprüfung und Korrektur der

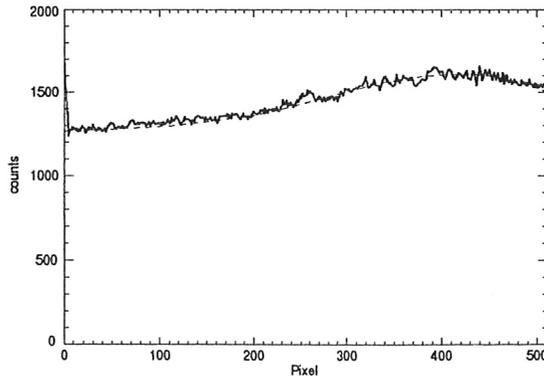


Abbildung 4.6: Empfindlichkeit des Bildverstärkers als Funktion der Pixelnummer und Polynomialfit (gestrichelte Linie) für die Korrektur bei der Auswertung.

theoretischen Dispersion des Spektrographen

$$d_{\text{Czerny-Turner}} = \frac{\partial \lambda}{\partial \text{Pixel}} = \frac{1}{m f g} \cdot \frac{\partial x}{\partial p} \cdot \left(\sqrt{\cos^2 \Phi - \left(\frac{m g \lambda}{2} \right)^2} - \frac{m g \lambda}{2} \cdot \tan \Phi \right) \quad (4.4)$$

(m = Brechungsordnung, f = Brennweite, $g = \frac{\text{Gitterlinien}}{mm}$, $\frac{\partial x}{\partial p}$ = Pixelabstand, Φ = Einfallswinkel des Lichtes auf das Gitter, gemessen gegenüber der Spektrometerlängsachse)

4 Experimenteller Aufbau

wurden an bestimmten spektralen Bereichen Messungen mit unterschiedlichen Linienstrahlern durchgeführt. Der Abstand in Pixel benachbarter Linien bekannter Wellenlänge bestimmt dabei die lokale Dispersion.

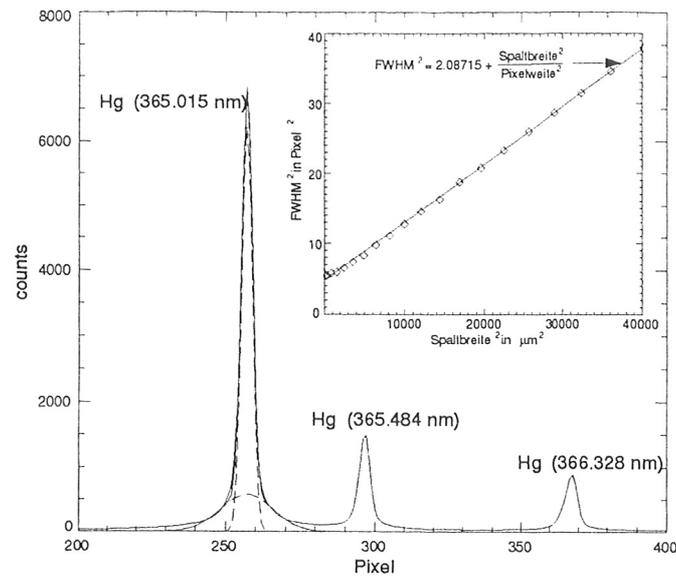


Abbildung 4.7: Die Quecksilberlinie einer Spektrallampe bei 365.015 nm dient zur Bestimmung der Apparatefunktion des Systems. Die Spaltbreite beträgt $10\ \mu\text{m}$. Eingerahmt ist die gemessene Spaltbreitenabhängigkeit der Halbwertsbreite der Apparatefunktion (Rauten) sowie der theoretisch vorhergesagte Verlauf (durchgezogene Linie) dargestellt.

Die Apparatefunktion des Systems wird durch Messung der Linienstrahlung einer Quecksilberspektrallampe bestimmt. Die Linienbreite bei Raumtemperatur ist gegenüber der Halbwertsbreite der Apparatefunktion zu vernachlässigen, die durch einem endlichen Eintrittsspalt am Spektrographen, Abbildungsfehler des optischen Systems, sowie durch einem gewissen Übersprechen zwischen den einzelnen Bildelementen des *CCD-Chips*, hervorgerufen wird. Die Apparatefunktion läßt sich durch die Überlagerung zweier zentrierter Gaußkurven sehr gut beschreiben. Abbildung 4.7 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Apparatebreite von der Spaltöffnung und die gute Übereinstimmung mit dem theoretisch vorhergesagten Verlauf. Die Apparatebreite des Systems im zentralen *CCD-Chip*-Bereich beträgt 2.2 Pixel bei einer Spaltbreite von $10\ \mu\text{m}$.

5 Auswertung der Messung

An ASDEX Upgrade werden die Rohdaten aller Diagnostiksysteme nach jeder Plasmaentladung zentral gesammelt und im Massenspeicher (AFS = Andrew File System) abgelegt. Diese unveränderlichen sogenannten *level0*-Datensätze stehen den einzelnen Benutzern zur Darstellung oder weiteren Verarbeitung jederzeit zur Verfügung.

Bei der Ladungsaustauschrekombinationsdiagnostik werden neben den aufgenommenen Daten auch Triggerinformationen und bestimmte Konfigurationseinstellungen, wie die Spektrometerspaltbreite, die Schrittmotorstellung, die dazugehörige Wellenlänge und der Detektorbetriebsmodus, unter dem Diagnostiknamen **CER** abgespeichert. Aus Gründen der Speicherplatzminimierung wird für jeden einzelnen Kanal eine Signalgruppe abgelegt, die jeweils den zeitlichen Verlauf des beobachteten Spektralbereiches für den entsprechenden Sichtstrahl beinhaltet.

Zur quantitativen Weiterbehandlung werden die aufgenommenen Rohdaten vom AFS-Massenspeicher eingelesen und dessen Werte von $\frac{\text{counts}}{\text{Pixel}}$ in absolute Intensitäten (Einheiten $\frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \text{ sterad s}}$ oder $\frac{\text{mW}}{\text{m}^2 \text{ sterad}}$) umgewandelt. Die Wellenlängenskala wird unter Berücksichtigung der Dispersion und möglicher Verzerrungen durch Nichtlinearitäten der MCP und des Fiberbolzens (siehe Kapitel 4), sowie schräger Wellenleitereinkopplung festgelegt. Das elektronisches Dunkelrauschen und der eingestellte ADC-Offset des Detektors werden durch Abzug des nach Beendigung der Entladung verbleibenden Signaluntergrundes beseitigt. Zudem werden stark verrauschte Meßdaten zusätzlich einer zweidimensionalen Filterungsprozedur (Anhang B) unterzogen. Die weitere quantitative Verarbeitung der Daten macht von einem Multi-Gauß-Fitalgorithmus Gebrauch.

Abbildung 5.1 zeigt ein Konturplot der Zeitentwicklung des spektralen Bereichs zwischen 526.7 nm und 531.4 nm für einen vertikal gruppierten Pixelbereich (Kanal), sowie die jeweiligen Projektionen auf die Zeit- und auf die Wellenlängenchse. Beobachtet wird der $C^{5+}(8-7)$ -Ladungsaustauschübergang bei 529.05 nm . An der Projektion auf die Wellenlängenchse ist schematisch der Auswerteprozess für die Ionentemperatur und -rotationsgeschwindigkeit dargestellt.

5.1 Nachbearbeiten der Rohdaten

5.1.1 Multi-Gauß-Fit mit eingeschränkten und gekoppelten Parametern

Das eigentliche Verfahren zur Beschreibung des spektralen Meßverlaufes basiert auf die Minimierung der Abweichungsquadrate (sogenannte *least-square-fit*) bezüglich einer vorgegebenen parameterabhängigen Musterfunktion nach der Marquardt-Methode [51].

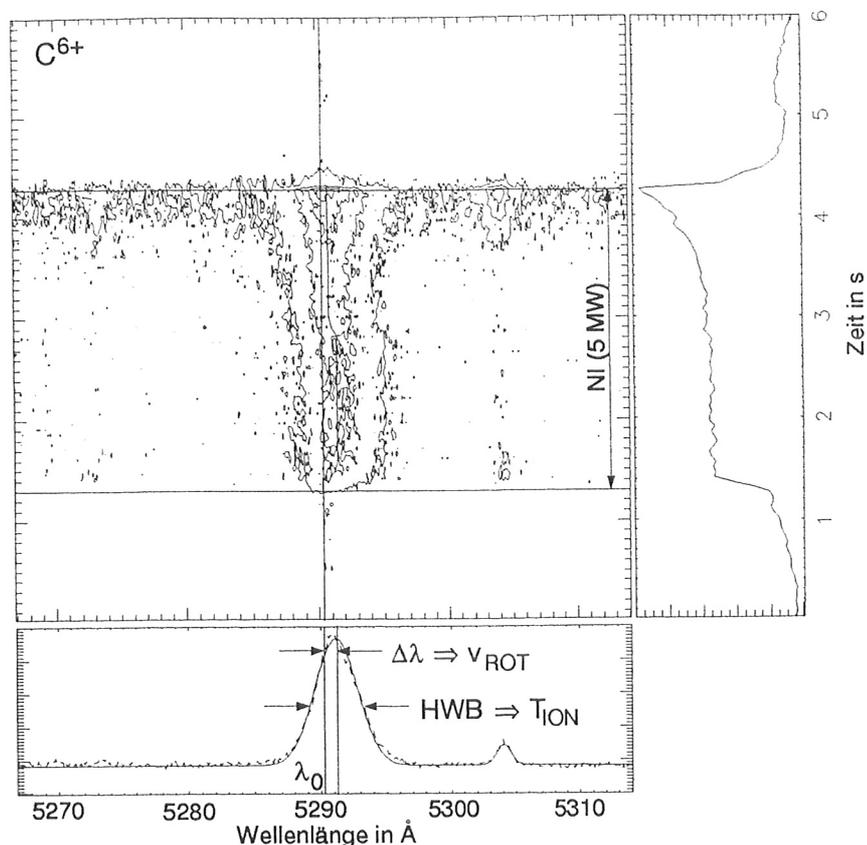


Abbildung 5.1: Konturplot der Zeitentwicklung des spektralen Bereichs zwischen 526.7 nm und 531.4 nm für einen Superpixel und die entsprechenden Projektionen auf die Zeit- und auf die Wellenlängenachse. Beobachtet wird der $C^{5+}(8-7)$ -Ladungsaustauschübergang bei 529.05 nm . An der Projektion auf die Wellenlängenachse ist schematisch der Auswerteprozess für die Ionentemperatur und -rotationsgeschwindigkeit dargestellt.

Die Fitfunktion wird aus einer Summe von N Gaußkurven und einem polynomialen Untergrund (wahlweise bis zur zweiten Ordnung)

$$f(\lambda) = a [+b\lambda + c\lambda^2] + \sum_{i=1}^N I_i 2 \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sigma_i \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (\lambda - \lambda_i)^2}{\sigma_i^2}\right) \quad (5.1)$$

zusammengesetzt und mit dem empirisch gewonnenen Apparateprofil (Abschnitt 4.2.2) gefaltet. Die freien Parameter, die letztendlich variiert werden, um die beste Anpassung im Sinne der kleinsten Fehlerquadrate an die Meßwerte zu finden, sind die volle Halbwertsbreite σ_i , die Intensität I_i und die Lage des Schwerpunktes λ_i jeder einzelnen Gaußfunktion i sowie die Koeffizienten des Polynoms zur Beschreibung des Strahlungsuntergrundes. Die geeignete Wahl der Anfangsparameter stellt eine wichtige Voraussetzung zur erfolgreichen Durchführung der Fitprozedur dar und wird je nach Komplexität des Spektrums durch manuelle Eingabe, Auslesen aus Parameterdateien oder automatisierte Linienerkennung durchgeführt.

5 Auswertung der Messung

Der konzeptionelle Aufbau der Fitroutine ermöglicht eine unkomplizierte Einschränkung der freien Parameter sowie die Festlegung linearer Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Fitkoeffizienten. Werden z. B. gleiche Plasmaparameter wie Ionentemperatur oder -rotationsgeschwindigkeit für die unterschiedlichen gleichzeitig gemessenen Verunreinigungen angenommen, so sind die Halbwertsbreiten oder die Abweichungen von den jeweiligen Vakuumwellenlängen der entsprechenden ausgestrahlten Ladungsaustauschspektren untereinander proportional. An ASDEX Upgrade wird zur Reduktion der Anzahl freier Parameter zur Anpassung der gesuchten unabhängigen physikalischen Größen, die eine bestimmte experimentelle Situation beschreiben, häufiger Gebrauch von solchen einfachen linearen Zusammenhängen gemacht. Beispiele zur spektralen Analyse von Ladungsaustauschspektren werden in der Abbildung 5.2 dargestellt. Zusätzlich zu den Meßwerten und der Anpassung des gesamten Wellenlängenbereichs werden die einzelnen Beiträge sowie das *Fit-Residuum* gezeigt.

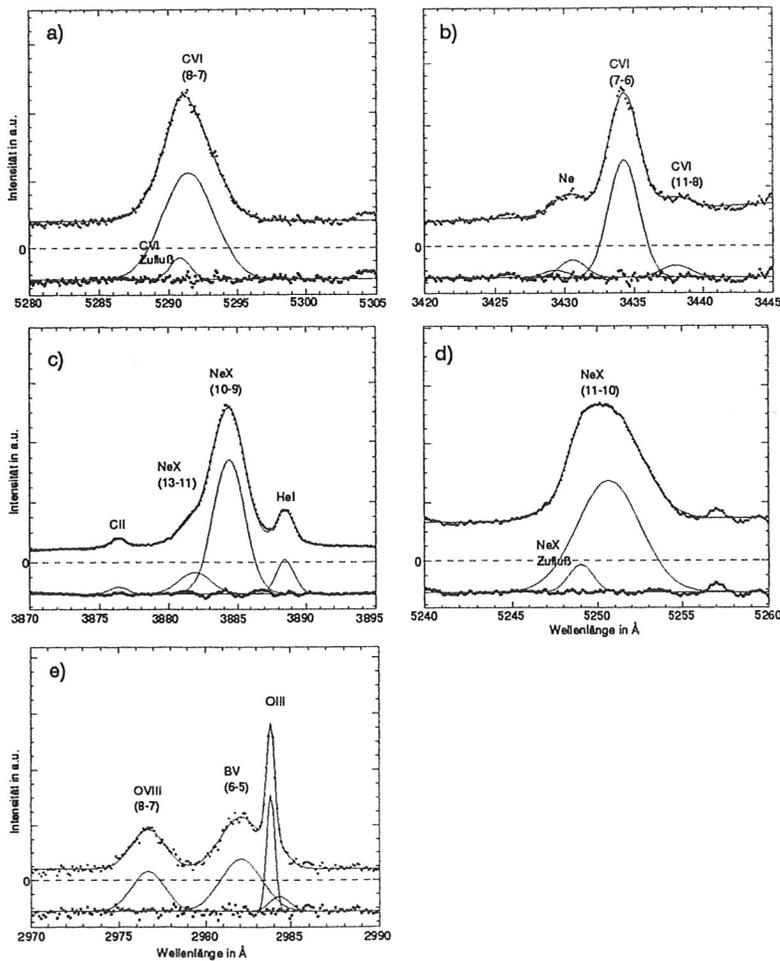


Abbildung 5.2: Beispiele zur spektralen Analyse von Ladungsaustauschspektren. Zusätzlich zu den Meßwerten und der Anpassung des gesamten Wellenlängenbereichs werden die einzelnen Beiträge, sowie das *Fit-Residuum* gezeigt.

Exemplarisch soll hier die Auswertung des Spektralverlaufs bei 297.9 nm näher behan-

delt werden (Abb. 5.2e)), der wesentlich durch die vier Beiträge des Bremsstrahlungsuntergrundes, der Ladungsaustauschcharakteristiken von O^{7+} bei 297.58 nm und B^{4+} bei 298.14 nm sowie durch die Linienemission des einströmenden Sauerstoffes O^{2+} bei 298.38 nm bestimmt wird. Letztere entsteht durch Ionisation am Plasmarandbereich und wird für alle Kanäle durch eine konstante Rotationsgeschwindigkeit und Temperatur beschrieben. Die CXR-Strahlung stammt jedoch für jeden einzelnen Sichtstrahl aus einem unterschiedlichen radialen Gebiet R_I , der sowohl für Sauerstoff wie auch für Bor durch den Schnitt der Beobachtungslinie mit dem Plasma-Neutralstrahl-Reaktionsvolumen definiert wird, so daß mit den Annahmen $T_B(R_I) = T_O(R_I)$ und $v_B(R_I) = v_O(R_I)$ die Anpassungsparameter der Gaußfunktion $\sigma_B = \sqrt{\frac{m_O}{m_B}} \sigma_O$ und $\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_B}{\lambda_O} \Delta\lambda_O$ miteinander verbunden werden können. Die aus den unterschiedlichen betrachteten Spektren anhand solcher Auswertungen gewonnenen Ergebnisse für die Ionentemperatur und die Plasmarotationsgeschwindigkeit werden in der Abbildung 5.3 miteinander verglichen. Die betrachteten Entladungen stammen aus einer Serie mit konstant gehaltenen Plas-

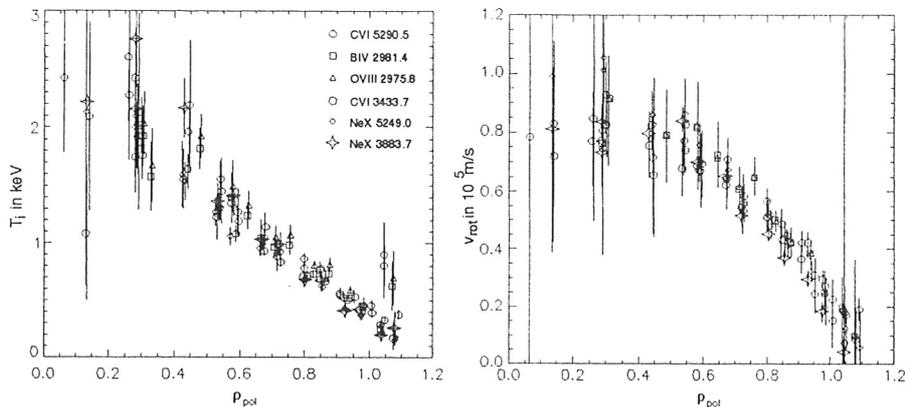


Abbildung 5.3: Vergleich der aus den unterschiedlichen betrachteten Spektren gewonnenen Ergebnisse für die Ionentemperatur und die Plasmarotationsgeschwindigkeit bei vergleichbaren Entladungsbedingungen.

maparametern. Offensichtlich stimmen die erzielten Resultate innerhalb des angegebenen Meßfehlers überein. Da jedoch einige Auswertungen ungleich schwieriger (Ne^{9+} bei 388.37 nm und C^{5+} bei 343.37 nm) sind, wird an ASDEX Upgrade zur standardmäßigen Diagnose des Plasmas der (8–7)–Ladungsaustauschübergang von C^{5+} verwendet, dessen Wellenlänge 529.05 nm in der Nähe des Maximums der Systemempfindlichkeit (Abschnitt 4.2.2) liegt und dadurch geringeren Eichunsicherheiten ausgesetzt ist.

5.1.2 Das aktive Ladungsaustauschspektrum von He^+

Im Vergleich zur einfachen Struktur der bisher betrachteten Übergänge mit einer dominanten aktiven Ladungsaustauschkomponente aus dem Plasmakern und einem passiven meist verschwindenden CXR-Anteil in der Nähe der Separatrix stellt sich die Analyse des aktives He^+ -Ladungsaustauschspektrums ungleich komplizierter dar. Zum einen führt die Tatsache der geringen Schwellenergie für Stoßanregung des betrachteten $He^+(4-3)$ -Überganges zu einer deutlich ausgeprägten elektronenstoßangeregten Zuflußkomponen-

te. Ferner ist auch der passive Ladungsaustauschanteil dadurch sichtlich erhöht, daß die wasserstoffähnlichen Atome bei Helium im Gegensatz zu schwereren Verunreinigungen näher am Plasmarand lokalisiert sind, wo der einströmende atomare Wasserstoff noch beträchtlich zur Neutralteilchendichte und zu damit verbundenen CXR-Reaktionen beitragen kann. Zudem wird ein wesentlicher Teil des $He^+(4-3)$ -Spektrums durch den *Plume* der driftenden Ionen bestimmt (Abschnitt 2.3). Die Herkunft der verschiedenen spektralen Strahlungskomponenten und deren Beitrag zum gesamten Spektrum findet sich in Abbildung 5.4 wieder.

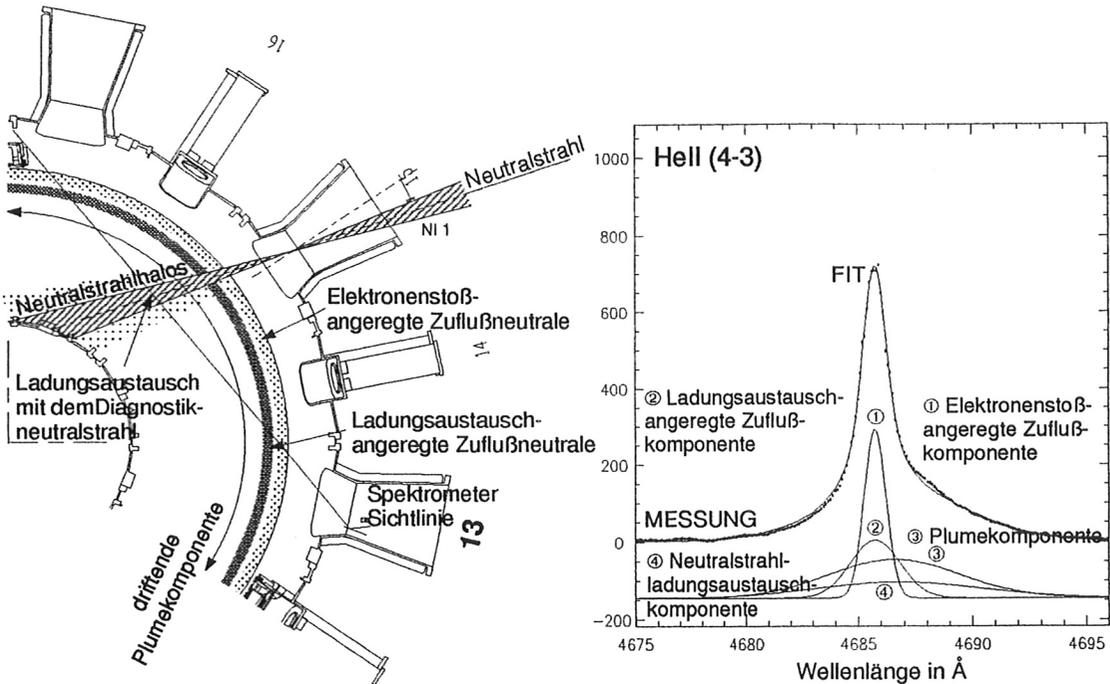


Abbildung 5.4: Skizze zur Darstellung der Herkunftsbereiche der verschiedenen spektralen Strahlungskomponenten im Plasma und deren Beitrag zum gesamten Spektrum für den $He^+(4-3)$ -Übergang.

Die Erfahrung zeigt, daß beim Versuch jede einzelne Komponente durch einen unabhängigen Satz von Fitkoeffizienten zu beschreiben als Darstellung unterschiedlicher Dichten, Rotationsgeschwindigkeiten und Ionentemperaturen das System instabil wird und seine physikalische Eindeutigkeit verliert. Die eigentliche Schwierigkeit besteht nun darin, in geeigneter Weise die Anzahl freier Parameter einzuschränken, ohne die physikalischen Ergebnisse durch die unvermeidbar getroffenen Annahmen wesentlich zu beeinflussen. Die spektrale Form der passiven Komponente (Ladungsaustausch und Elektronenstoßanregung) wird vor der Inbetriebnahme der Neutralstrahlheizung durch zwei Gaußkurven festgelegt und während des Zeitintervalls eingeschalteter Injektion konstant weitergeführt. Dabei wird nur eine Variation in der Lage, Gesamtintensität und Breite dieser zusammengesetzten Komponente zugelassen. Die getroffene Annahme setzt ausschließlich voraus, daß sich die relative Lage der Emissionsschalen beider Spektralanteile nicht bedeutend ändert. Da sich durch die aufgrund des *Plume*effektes hervorgerufenen Delokalisierung der aktiven Komponente keine eindeutigen Aussagen über

Rotationsgeschwindigkeits- oder Ionentemperaturprofil treffen lassen, werden diese bei der He^+ -Auswertung a priori erzwungen. Am ASDEX Upgrade ist jedoch die simultane Aufnahme von wasserstoffähnlichem Helium und Spektren anderer Verunreinigungen nicht möglich, so daß die benötigten Profilinformatoren aus Messungen an anderen Ionen bei Entladungen mit gleichen oder sehr ähnlichen Plasmametern oder, wenn diese nicht verfügbar sind, durch Skalierung vorgegebener Profilformen gewonnen werden. Dabei wurden die Skalierungen (siehe auch Glg. 5.2, Glg. 5.3 und Abb. 5.5) aus statistischen Betrachtungen anhand einer auf Kohlenstoff- und Neonladungsaustauschmessungen aufbauenden Datenbasis [52] rein empirisch hergeleitet. Die Ionentemperatur T_i wird als Funktion der Elektronentemperatur T_e gemäß (siehe

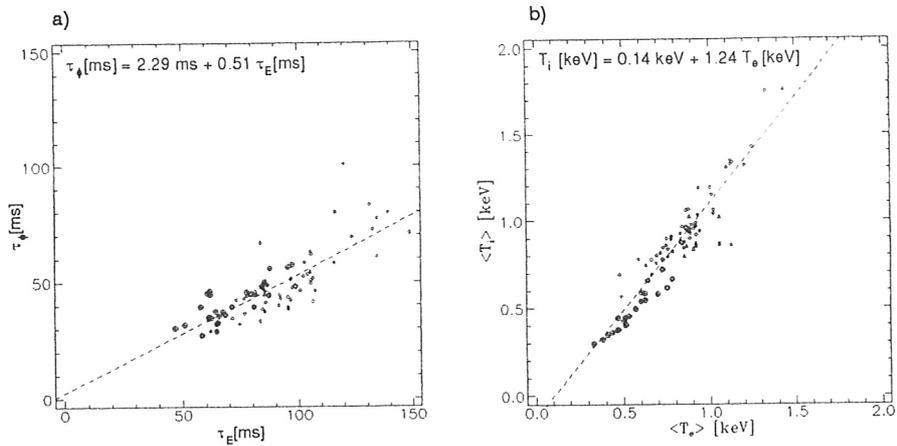


Abbildung 5.5: Skalierungen der Impuls- gegen die Energieeinschlußzeit (Glg. 5.3) und der gemittelten Ionentemperatur aus Kohlenstoff- und Neommessungen gegen die Elektronentemperatur (Glg. 5.2).

Abb. 5.5 a))

$$T_i(r) [keV] = 0.14 keV + 1.24 \cdot T_e(r) [keV] \quad (5.2)$$

beschrieben. Die Bestimmung der gesamten Plasmarotationsfrequenz $\omega(r) = \omega_0 \omega_{\text{norm}}(r)$, die aus einer für das Entladungsszenario charakteristischen Profilform $\omega_{\text{norm}}(r)$ und einem Skalierungsfaktor ω_0 zusammensetzt wird, basiert auf die lineare Abhängigkeit zwischen der Drehimpuls- und der Energieeinschlußzeit (siehe Abb. 5.5 b))

$$\tau_\Phi [ms] = 2.29 ms + 0.51 \tau_E [ms], \quad (5.3)$$

wobei τ_E im stationären Gleichgewicht des Plasmas ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) als der Quotient aus Energieinhalt des Plasmas W_{mhd} und gesamter Heizleistung P_{tot}

$$\tau_E = \frac{W_{\text{mhd}}}{P_{\text{tot}} - \partial W_{\text{mhd}}/\partial t} \stackrel{\text{stat}}{=} \frac{W_{\text{mhd}}}{P_{\text{tot}}} \quad (5.4)$$

definiert ist, die man aus experimentellen Messungen gewinnt. Aus der analogen Beziehung für die Drehimpulseinschlußzeit läßt sich anschließend

$$\omega_0 = \frac{\tau_\Phi M_{\text{tot}}}{L_{\Phi, \text{norm}}} \quad (5.5)$$

berechnen, mit den Definitionen für den Drehimpuls

$$L_{\Phi} = \omega_0 L_{\Phi, \text{norm}} = \omega_0 m_{\text{eff}} \int n_e(r) \omega_{\text{norm}}(r) R^2 dr^3 \quad (5.6)$$

und dem Drehmoment

$$M_{\text{tot}} = \sum_{i=3}^{\text{sp}} \left[\int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} m_{\text{Strahl}} n_{0i}(R) A_{\text{Strahl}}(R) v \cos(\alpha(R)) R dR \right] \quad (5.7)$$

$$= \sum_{i=3}^{\text{sp}} P_{\text{NI}} f_i \sqrt{\frac{2 i m_{\text{Strahl}}}{e U_{\text{Strahl}}}} R_{\text{tang}}. \quad (5.8)$$

5.1.3 Abschließende Auswertung als CES-Diagnostik

Die zeitliche Entwicklung der auf diese Weise bestimmten radialen Profile der Rotationsgeschwindigkeiten, Verunreinigungstemperaturen und -intensitäten werden als *level1-Daten* unter dem Diagnostiknamen **CEZ** zwischengespeichert.

Ausgegangen wird von der Annahme der Konstanz aller Größen auf einer Flußfläche, die über einen weiten Parameterbereich gerechtfertigt ist. Zur Charakterisierung der Flußflächen erweist sich die Verwendung der allgemeinen Koordinate ρ_{pol} , die sich aus der poloidalen Flußfunktion Ψ berechnen läßt, als günstig:

$$\rho_{\text{pol}} = \sqrt{\frac{\Psi_0 - \Psi}{\Psi_0 - \Psi_{\text{Sep}}}}, \quad \Psi = \int_{\pi(R-a)^2}^{\pi(R+a)^2} \vec{B}_{\theta} d\vec{F}. \quad (5.9)$$

Ψ_0 und Ψ_{Sep} sind jeweils die Flußfunktionen auf der magnetischen Achse und auf der Separatrix. R bezeichnet den großen, a den kleinen Plasmaradius.

Bei der weiteren Aufbereitung der Daten wird die Abschwächung der Neutralstrahlen im Plasma (Kapitel 3) und daraus entsprechend Gleichung 2.2 die Teilchendichte der Verunreinigungen als *Spline*-Kurve in Abhängigkeit von ρ_{pol} berechnet. Wegen der impliziten Abhängigkeit der effektiven Neutralstrahlabschwächungskoeffizienten von den unterschiedlichen Ionenkonzentrationen im Plasma (Kapitel 3.2.2) erfolgt die Bestimmung der Dichten der gemessenen Verunreinigungen anhand eines iterativen Verfahrens, welches ausgehend von einer bestimmten, sich auf Erfahrungswerten stützenden Speziesmix für die unbeobachteten Verunreinigungen und unter Berücksichtigung der Quasineutralität die effektive Strahlabbremung bis zur Erfüllung eines vorgegebenen Konvergenzkriteriums $\frac{\Delta n_z}{n_z} < 1\%$ berechnet. Dadurch, daß sich die eigentlichen Meßorte der Ladungsaustauschintensitäten aus einer Faltung der gemessenen, im voraus unbekanntenen Verunreinigungsdichte und dem berechneten Neutralstrahlprofil ergeben, wird auch die genaue Position der Messung nachträglich iterativ bestimmt. Dies kann, je nach Steilheit der Dichtegradienten, zu beträchtliche Korrekturen am Plasmarand (einige *cm*) führen und vergrößert zudem die radiale Meßunsicherheit. Ferner werden zusätzliche Korrekturen für die beobachteten Ionentemperatur aufgrund der Feinstruktur- und Zeemanaufspaltung (zur Zeit jedoch nicht für die Plasmarotationsgeschwindigkeiten) vorgenommen (siehe auch Kapitel 2.2).

Hauptsächlich durch die Meßunsicherheiten bedingt, enthalten die CEZ-Daten allerdings noch Variationen, die nicht die experimentelle Situation wiedergeben. Die Bestimmung von Transportkoeffizienten, wie sie in den folgenden Abschnitten beschrieben wird, sowie diverse andere Auswertungen, erfordert allerdings die Berechnung von Gradienten der Geschwindigkeit, Temperatur und Dichte der Verunreinigungsionen. Daher werden die gemessenen Größen zur Glättung durch Profile $\epsilon(\rho)$ beschrieben, die intervallweise als kubische *Spline*-Funktionen durch die Funktionswerte ϵ_i und deren 1. Ableitung ϵ'_i an den Intervallgrenzen definiert sind. Die Anpassung an die fehlerbehafteten Meßwerte bekommt man aus der Minimalisierung des folgenden Ausdruckes

$$\int_{\rho=0}^{\rho_{max}} \left(\frac{d^2 \epsilon(\rho)}{d\rho^2} \right)^2 d\rho + W \sum_{k=1}^K \left(\frac{\epsilon(\rho)_k - P_k}{\Delta P_k P_k} \right)^2 = \min. \quad (5.10)$$

Der zweite Term beschreibt die quadratische Abweichung der auf die Stützstellen k der Messung interpolierten Profile $\epsilon(\rho)_k$ von den, mit den relativen Meßfehlern ΔP_k behafteten, gemessenen Größen P_k . Der erste Term bewirkt die Minimalisierung der *Krümmung* der Kurve $\epsilon = \epsilon(\rho)$. Diese Krümmungsminimierung gibt einen diffusiven Prozeß mit möglichst geringer räumlich alternierender Quellen- und Senkenverteilung wieder. W ist ein Wichtungsfaktor, der iterativ so bestimmt wird, daß die mittlere Abweichung der gefitteten Kurve von den Meßwerten einem Erwartungswert des experimentellen Fehlers entspricht.

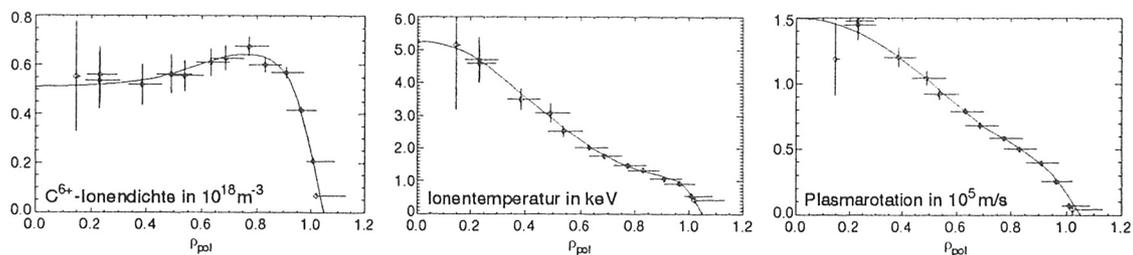


Abbildung 5.6: Verunreinigungsdichte, Ionentemperatur und Plasmarotationsgeschwindigkeit von C^{6+} für die Entladung 8045, gemittelt im Zeitintervall 2.665 – 2.995 s. Die Rauten sind die Meßpunkte der CEZ-Daten. Die durchgezogene Linie zeigt den *Spline*-Fit. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen der Statistik der Kurvenanpassung an den spektralen Meßverlauf, sowie den systematischen Unsicherheiten aufgrund der Neutralstrahlabschwächung und der zusätzlich eingeführten Korrekturen für die Ionentemperatur und der Beobachtungsposition.

Die so aufbereiteten Daten werden unter dem Diagnostiknamen CES zentral abgespeichert und in der Abbildung 5.6 für den Zeitbereich 2.665 – 2.995 s der Entladung 8045 exemplarisch dargestellt. Die durchgezogenen Linien entsprechen den durchgeführten *Spline*-Fits. Die Fehlerbalken spiegeln die Statistik der Kurvenanpassung an den spektralen Meßverlauf sowie die systematischen Unsicherheiten aufgrund der Neutralstrahlabschwächung und der zusätzlich eingeführten Korrekturen für die Ionentemperatur und der Beobachtungspositionen wider. Die Ungenauigkeiten der theoretischen Dispersionsformel führen über die dadurch bedingte Unsicherheit der Wellenlängenbestimmung dazu, daß die Rotationsgeschwindigkeit der zugehörigen Verunreinigungsionen

5 Auswertung der Messung

nur auf $15 \frac{km}{s}$ genau ermittelt werden kann. Diese systematische Fehlerquelle wird in der CES-Diagnostik jedoch nicht aufgenommen. Weiterhin ist zu erkennen, daß die relativen Fehler der Verunreinigungsdichte, Iontemperatur und Plasmarotationsgeschwindigkeit sowohl zum Plasmazentrum als auch zum Plasmarand bedingt durch die aufgrund der Faltung der Verunreinigungsdichte mit dem Neutralstrahldichteprofil in diesen Bereichen geringeren Ladungsaustauschintensitäten und ungenauere Auswertung der Spektren zunehmen.

6 Methoden zur Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten

6.1 Experimentelles Verfahren zur Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten

Die Erklärung der in Tokamaks beobachteten radialen Dichteprofile erfordert zusätzlich zur Diffusion einen konvektiven Flußanteil. Aus der alleinigen Betrachtung von stationären Verunreinigungsdichteprofilen läßt sich jedoch nur das Verhältnis $\frac{D}{v}$ beider Transportkoeffizienten innerhalb der Separatrix bestimmen. Zusätzliche Informationen sind vonnöten, um beide Transportprozesse getrennt zu erfassen. Diese werden gewöhnlich aus zeitabhängigen Messungen an absichtlich verursachten, transienten Dichtestörungen gewonnen. An ASDEX Upgrade werden derartige Verunreinigungsanalysen gewöhnlich anhand kurzer Gaspulse durchgeführt, deren Fluß über elektrisch ansteuerbare Ventile dosiert wird. Diffusion und Konvektion ergeben sich aus der Lösung der Transportgleichung für die Dichtestörung, die in zylindrischen Koordinaten durch

$$\frac{\partial n_Z(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_Z(\vec{r}, t) + Q_Z(\vec{r}, t) \quad (6.1)$$

beschrieben wird. Dabei bezeichnet n_Z die Dichte, Q_Z die effektive Quellverteilung und Γ_Z den Fluß der betrachteten Ionisationsstufe Z , der üblich als der Summe eines Diffusions- und eines unbestimmten Strömungsterms, welches jede zusätzliche, vom Dichtegradienten unabhängige Transportkomponente aufnimmt, gemäß

$$\Gamma_Z = -D_Z \frac{\partial n_Z}{\partial r} + v_Z n_Z \quad (6.2)$$

dargestellt wird. Sowohl der Diffusionskoeffizient D_Z als auch die Driftgeschwindigkeit v_Z können von verschiedenen Parametern abhängen. Definitionsgemäß sind positive Driftgeschwindigkeiten radial nach außen gerichtet. An ASDEX Upgrade erlaubt die aktive Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie eine hinreichend genaue Messung des zweidimensionalen Dichteprofiles $n_Z(r, t)$ (siehe Kapitel 5) um durch Integration der Gleichung 6.1 im quellenfreien Fall ($Q_Z(\vec{r}, t) = 0$)

$$\Gamma_Z(r, t) = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{\partial n_Z(r', t)}{\partial t} r' dr' \quad (6.3)$$

die zeitliche Entwicklung des Verunreinigungsflußprofils experimentell zu bestimmen.

Der Einfluß des unvermeidlichen statistischen Rauschens der aufgenommenen Daten auf die zu bildenden Ableitungen ($\frac{\partial}{\partial t}$ und $\frac{\partial}{\partial r}$) wird zunächst durch *Glättung* des zeitlichen Verlaufs jedes einzelnen Kanals durch Anpassung sorgfältig ausgewählter Funktionen an die Meßdaten nach dem Verfahren der kleinsten Fehlerquadrate verhindert [53]. Die Fitfunktion, eine Faltung aus

$$\begin{aligned} n(t) &= A|\tau_1| \left[1 - \exp\left(-\frac{t - t_{\text{Puls}}^{\text{anf}} - \Delta t}{\tau_1}\right) \right] + u && \text{für } t < (t_{\text{Puls}}^{\text{end}} + \Delta t) \\ n(t) &= A|\tau_1| \left[1 - \exp\left(-\frac{t - t_{\text{Puls}}^{\text{anf}} - \Delta t}{\tau_1}\right) \right] \cdot \exp\left(-\frac{t - t_{\text{Puls}}^{\text{end}} - \Delta t}{\tau_2}\right) + u && \text{sonst,} \end{aligned} \quad (6.4)$$

zur Beschreibung der ungestörten Dichteevolution und

$$f(t) = \exp\left(B^2 \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_D}\right)^2\right]\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_D}\right), \quad (6.5)$$

die die Verschmierung des anfänglichen Gaspulses aufgrund des diffusiven Prozesses berücksichtigen soll, reproduziert den Meßverlauf mit sehr guter Genauigkeit, wie aus den Abbildungen 6.1 und 7.12 ersichtlich wird. $t_{\text{Puls}}^{\text{anf}}$ und $t_{\text{Puls}}^{\text{end}}$ bezeichnen jeweils den Anfangs- und Endzeitpunkt des externen Gaspulses. Die Fitkoeffizienten von $n(t)$ werden durch u für einen konstanten Untergrund, A für die Amplitude der Störung, τ_1 und τ_2 für die Beschreibung des Pulsanstieg- und -abklingverhaltens sowie durch den Zeitversatz Δt gegeben, der eine Verschiebung bezüglich des ursprünglichen Gaspulses beschreibt und von der Driftgeschwindigkeit abhängt. Die Anpassung von $f(t)$ erfolgt über die Parameter B und τ_D . Da die Menge der gefitteten Meßdaten die Anzahl der freien Parameter in der Regel bei weitem übertrifft, sind die mit dem Anpassungsverfahren verbundenen Unsicherheiten deutlich geringer als die eigentlichen Meßfehler. Für eine geeignete Abschätzung der Ungenauigkeiten, die sich aus der folgenden Behandlung ergeben, wird der eigentliche Meßfehler zur weiteren Fehlerfortpflanzungsberechnung eingesetzt. Eine anschließende Interpolation der Meßprofile in radialer Richtung durch kubische *Splines* nach der in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Methode resultiert in sowohl räumlich wie auch zeitlich glatten Verläufen der Verunreinigungsdichten. Mögliche schnelle Transportmechanismen, die auf stark instationäre Effekte beruhen, wie Sägezähne (Abschnitt 7.3) oder ELMs (Abschnitt 7.4), entgehen somit dem Verfahren, deren hergeleiteten Koeffizienten D und v dadurch effektiv nur einen zeitgemittelten Transport wiedergeben.

Aufgrund der Abhängigkeit des Flusses Γ_Z von n_Z und ∂n_Z (Glg. 6.2) ergeben sich bei zeitlicher Konstanz der Transportkoeffizienten durch Auftragung der normalisierten Flüsse $\Gamma_Z^{\text{norm}} = \frac{\Gamma_Z}{n_Z}$ als Funktion der normalisierten Dichtegradienten $\partial n_Z^{\text{norm}} = \frac{\partial n_Z}{n_Z}$ für jeden festgehaltenen Radius r Geraden mit der Steigung $D(r)$ und Ordinatendurchstoßpunkt $v(r)$. Nach den obigen Betrachtungen, die von einer Verunreinigungsquellenfreiheit ausgehen, wird deutlich, daß sich die Gültigkeit solcher Analysen auf Bereiche innerhalb der Ionisationszone der betrachteten Verunreinigung am Plasmarand beschränkt.

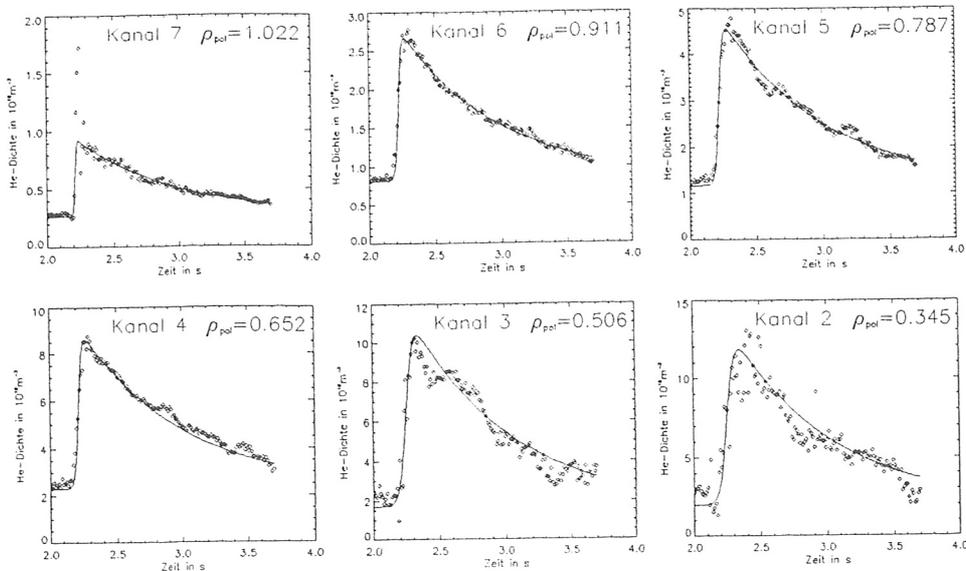


Abbildung 6.1: Zeitliche Entwicklung der plumekorrigierten He^{2+} -Dichte an verschiedenen radialen Stützstellen. Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf der angepaßten Fitfunktion zur Glättung der Meßschwankungen wieder.

Wie Abbildung 6.2 a) verdeutlicht ergeben sich in guter Näherung die erwarteten Geraden in Konsistenz mit den Vorhersagen für Spurenverunreinigungen und zeitlich unveränderlichen Transportkoeffizienten. Während des sich beim Gaspuls anfänglich einstellenden Hohlprofils ist für fast alle Radien $\partial n_Z^{\text{norm}} > 0$. Beim Übergang zum spitzen Gleichgewichtsprofil mit $\partial n_Z^{\text{norm}} < 0$ wird zu einem gewissen Zeitpunkt zwangsläufig ein Zustand mit verschwindendem Dichtegradienten durchlaufen, dessen Fluß ausschließlich vom Driftterm v bestimmt wird. Da sich nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes alle Störungen unter Beibehaltung der Form mit einer durch den mittleren Transportkoeffizienten und dem Plasmradius beschriebenen Zeitkonstante exponentiell zerfallen [54], trägt nur die Zeitspanne instationärer Profile, hauptsächlich also die Aufbauphase der Stördichte zum Aufspannen der Geraden bei. Eine lineare Regression der Messwerte für jeden Radius ergibt für den obigen Beispiel die in der Abbildung 6.2b) dargestellten radialen Verläufe des Diffusionskoeffizienten ($D(\rho_{\text{pol}} = 0.51) = 0.7 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$) und der Driftgeschwindigkeiten ($v(\rho_{\text{pol}} = 0.51) = -0.5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$). Sowohl $D(r)$ als auch die über den gesamten radialen Bereich negative (d.h. einwärts gerichtete) Konvektion $v(r)$ weisen hohle Profile auf. Die Diffusion beläuft sich typisch auf Werte zwischen 0.4 und $3.0 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ (siehe auch Kapitel 7). Die im zentralen Plasmabereich noch relativ kleinen Driftgeschwindigkeiten können am Rand Werte von $-15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und mehr erreichen. Die Schraffuren entsprechen den Bereichen in denen die Quellenfreiheit für vollständig ionisiertes Ne bzw. He nicht mehr gegeben ist ($\rho_{\text{pol}} > 0.8$ bei Ne und $\rho_{\text{pol}} > 0.95$ bei He) und das beschriebene Verfahren keine Aussagen mehr liefern kann.

Diese Auswertungsmethode erlaubt im Gegensatz zu anderen die direkte Bestimmung der Profile $D(r)$ und $v(r)$ ohne irgendwelche Annahmen über bestimmte radiale parametrische Abhängigkeiten der Transportkoeffizienten treffen zu müssen.

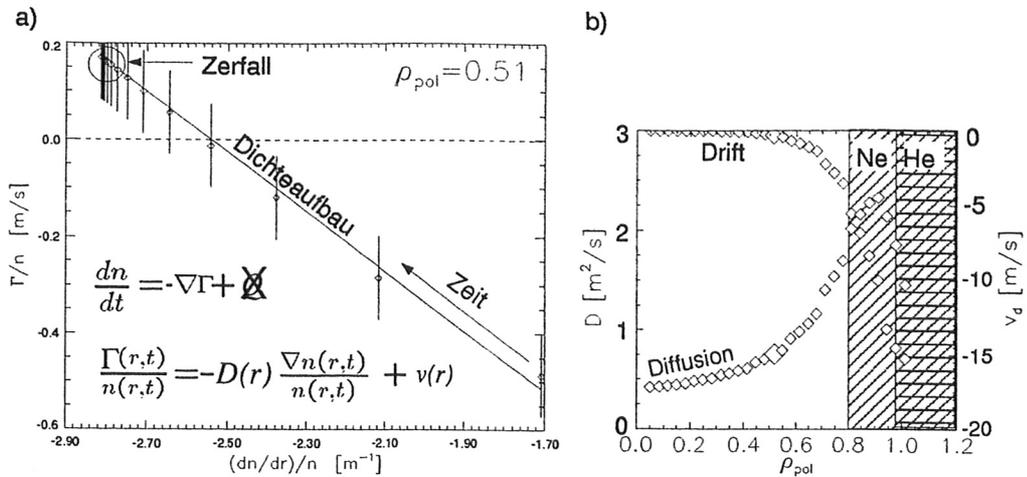


Abbildung 6.2: Normalisierte Flüsse Γ_Z^{norm} als Funktion der normalisierten Dichtegradiënten $\partial n_Z^{\text{norm}}$ für $\rho_{\text{pol}} = 0.51$ zur Veranschaulichung des für die Bestimmung von radialen Diffusions- und Driftprofile angewandten Verfahrens.

6.2 Plasmabeschreibung anhand von Transportcodes

Prediktive Modellierungen bieten die Möglichkeit eine selbstkonsistente Beschreibung des gesamten Plasmas durchzuführen und mittels qualitativen als auch quantitativen Vergleichen mit diversen Meßergebnissen die Prüfung des oben beschriebenen heuristisch angesetzten Modells hinsichtlich seiner Eignung zur Transportbeschreibung vorzunehmen. Ferner können ausschließlich anhand der Ergebnisse von Plasmamodellcodes Vorhersagen über das Verhalten zukünftiger Reaktorkonfigurationen getroffen werden.

6.2.1 Der Plasmamodellcode STRAHL

Zur modellmäßigen Beschreibung des Plasmas und einer bestimmten Verunreinigungsspezies wird am ASDEX Upgrade Tokamak eine Weiterentwicklung des Transportcodes STRAHL [55, 56] eingesetzt, dessen wesentliches Ziel nicht nur die Simulation des Transportverhaltens von Verunreinigungen und die Berechnung der radialen Verteilung des betrachteten Elementes im Verunreinigungsgleichgewicht sondern auch der direkte Vergleich der modellierten spezifischen Linienintensitäten und gesamten Strahlungsverluste mit spektroskopischen oder bolometrischen Messungen ist. Ferner ermöglicht das Verfahren die Verfolgung von Propagation und Zerfall injizierter Verunreinigungspulse sowie die Bestimmung der Teilchenverluste und -einschlußzeiten mit und ohne Quellen. Der Beschreibung des Hintergrundplasmas liegen gemessene Profile der Elektronentemperatur T_e und -dichte n_e zugrunde. Desweiteren werden experimentelle Werte für den Neutralteilchenfluß Γ^{in} benötigt. Zusätzlich zu den empirisch bestimmten Koeffizienten $D(r)$ und $v(r)$ kann die Behandlung des Transports wahlweise neoklassische Flußterme jedoch unter Vernachlässigung des stoßbestimmten Umverteilungstransports (Ionen-Ionen-Wechselwirkung) berücksichtigen. Die benutzten atomaren Ratenkoeffizienten für Ionisation, Rekombination und Strahlungsanregung werden den

ADAS Datensätzen entnommen. Eine Korrektur des Ionisationsgleichgewicht aufgrund der Ladungsaustauschrekombination wird ebenfalls in einfacher Weise vorgenommen.

Ausgangspunkt für alle Betrachtungen ist die zeitabhängige Lösung der Kontinuitätsgleichung 6.1 für Ionen der Ladung Z in zylindrischer Geometrie, die aus der Teilchenzahlerhaltung resultiert und sich unter Vernachlässigung poloidaler und toroidaler Asymmetrien der betrachteten Größen auf folgende radiale Form

$$\frac{\partial n_Z(r, t)}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_Z(r, t)) + Q_Z(r, t) \quad (6.6)$$

reduziert. Die Quellverteilung am Plasmarand setzt sich zusammen aus einer Teilchenquelle, die sich aus der Ionisation neutraler Teilchen ergibt, die von außen in das Plasma eindringen, und in guter Näherung durch die Integration der Kontinuitätsgleichung der Neutralteilchen

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_0 n_0) - n_e S_0 n_0 \quad \text{mit} \quad \Gamma^{\text{in}} = -v_0 n_0 \quad (6.7)$$

beschrieben wird, und einer Teilchensenke für die Verluste durch das Abströmen von Ionen in der Plasmarandschicht (SOL = Scrape Of Layer) zur Gefäßwand und den Divertorprallplatten. Die Strömungsverluste parallel zum Magnetfeld außerhalb der Separatrix werden anhand der empirisch bestimmten Zeitkonstante $\tau_{\text{SOL-div}}$ durch die Verlustrate $\frac{1}{\tau_{\text{SOL-div}}}$ beschrieben. Die Dichteabfalllänge am Plasmarandbereich wird durch das Verhältnis zwischen dem Randdiffusionskoeffizienten und einer senkrechten Fluchtgeschwindigkeit an experimentelle Werte angepaßt. Durch zusätzliche Quellterme zur Berücksichtigung von Ionisation und Rekombination benachbarter Ionisationsstufen im Hauptplasma ergibt sich im stationären Gleichgewicht aus der Kontinuitätsgleichung für alle Ionisationsstufen eines Elements ein System gekoppelter Differentialgleichungen, welches nach dem iterativen *Crank-Nicholson* Differenzenverfahren numerisch gelöst wird.

6.2.2 Das Kammermodell

Die einfache Beschreibung des Pumpverhaltens erfolgt anhand eines vereinfachten Dreikammermodells für die Teilchenbilanz, dessen Zusammenhänge in der Abbildung 6.3 verdeutlicht werden. Die über das Ventil mit dem Fluß Γ^{in} in die Hauptkammer durch die Separatrix aufgeteilt in Haupt- und Randschichtplasma eingeblasenen Verunreinigungen fließen aufgrund unterschiedlicher Transportprozesse entweder in das Hauptplasma weiter oder werden nach der Aufenthaltszeit $\tau_{\text{SOL-div}}$ entlang der offenen Feldlinien auf die Prallplatten abgelenkt. Ferner setzt das zu diesen Targetplatten strömende Plasma die Rückdiffusion der Verunreinigungen von den Targetplatten, die durch die empirische Zeitkonstante $\tau_{\text{div-SOL}}$ beschrieben wird, deutlich herab und ermöglicht somit in der Divertorkammer den Aufbau eines gegenüber des Plasmahaupttraumes überhöhten Neutralgaspartialdruckes. Das Saugvermögen der Turbomolekularpumpen bestimmt dann die Zeit τ_{pump} in der die Neutralen aus dem Plasma gepumpt werden. Desweiteren wird für die betrachteten Verunreinigungen vollständiges *Recycling* ($R = 1$) angesetzt, wobei R den Anteil des radialen Flusses Γ_W , welches von der Gefäßwand ins Plasma zurückströmt, bezeichnet.

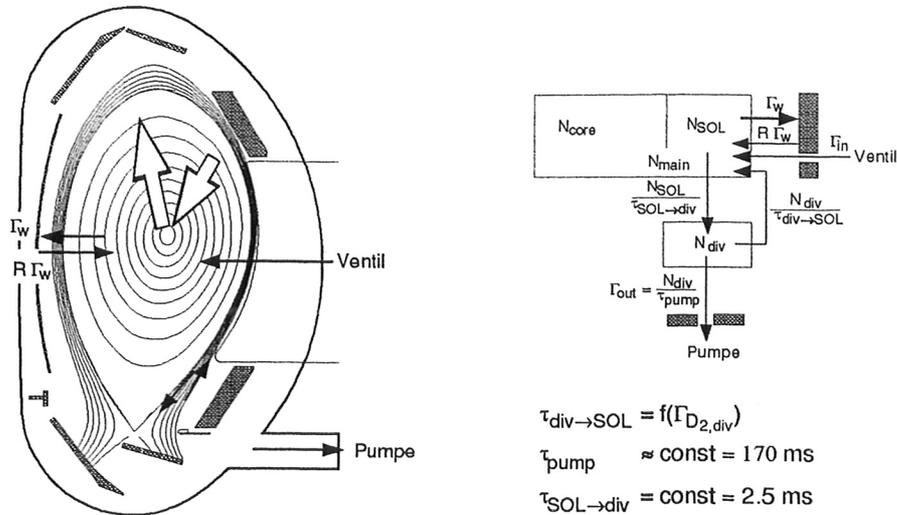


Abbildung 6.3: Skizze zur Veranschaulichung der Zusammenhänge beim zur selbstkonsistenten Beschreibung der Teilchenbilanz benutzten, vereinfachten Dreikammermodell.

Ein Vergleich zwischen Ergebnissen von Simulationsrechnungen an unterschiedlichen Entladungen und Meßwerten zeigt in den meisten Fällen eine gute Übereinstimmung, wie Abb. 6.4 (siehe auch Abb. 7.12 a) und b)) anhand der Wiedergabe von Ladungsaustausch- und Flußmessungen an einem Helimpuls exemplarisch verdeutlichen soll.

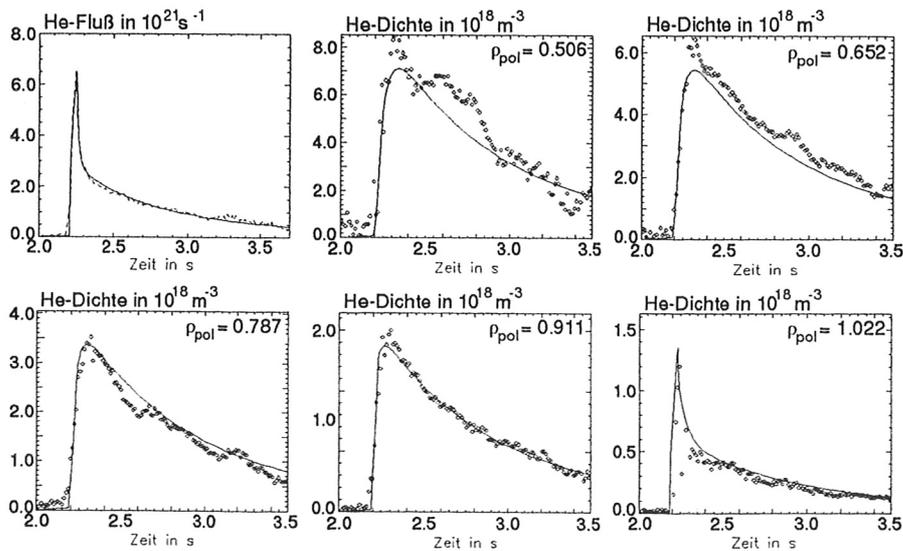


Abbildung 6.4: Vergleich zwischen den Ergebnissen von Simulationsrechnungen (durchgezogene Linie) und Meßwerten (Rauten) anhand zeitlicher He^{2+} -Dichte- und -flußentwicklungen für Entladung 6136. Die STRAHL-Rechnung beruht auf die Transportkoeffizienten D und ν , die anhand des gezeigten Gaspulses experimentell bestimmt wurden.

7 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

7.1 Der H-CDH Übergang

Die Extrapolation der derzeitigen Leistungsflüsse über die Separatrix auf Fusionsreaktoren der nächsten Generation ergibt beim stationären H-Mode Betrieb Divertorbelastungen in der Größe von $30 \frac{MW}{m^2}$, die weit über den momentan technisch akzeptablen Werten liegen. Eine vielversprechende Möglichkeit der hohen Divertorplattenerosion und -zerstäubung dennoch entgegenzuwirken besteht darin, durch Erhöhung der Strahlungsverluste am Plasmarand mittels kontrolliertem Verunreinigungseinblasen [15] ein Teil der Energie der Teilchen auf ihrem langen Weg entlang der Feldlinien zum Divertor abzuführen. Die Strahlungskühlung dicht innerhalb der Separatrix vermindert den Leistungsfluß in die SOL. Ferner wechselt die ELM-Aktivität von Typ I zu Typ III ELMs und das dichte und kalte Divertorplasma kann unter Bewahrung des hohen Energieeinschlusses der H-Mode den verbleibenden Leistungsfluß vor Erreichen der Prallplatten abfangen. Es stellt sich die kürzlich an ASDEX Upgrade entdeckte *CDH (Completely Detached High confinement)-Mode* ein, die zumindest in Hinsicht auf die Prallplattenbelastung eine Lösung des Problems eines stationären Reaktorbetriebes bietet.

Am Beispiel eines solchen H-CDH Überganges bei der Entladung 8027, der in Abbildung 7.1 anhand des H_α -Signals d) und der zeitlichen Verläufe der Neonventilflüsse a), der liniengemittelten Dichte b), der gesamten abgestrahlten Leistung c), der Energieeinschlußzeit e) und der mittels CXR-Spektroskopie ermittelten Neondichten f) bei den Flußflächenparameter $\rho_{pol} = 0.0$, $\rho_{pol} = 0.63$ und $\rho_{pol} = 0.93$ veranschaulicht wird, soll das in Kapitel 6 beschriebene Verfahren zur Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten und die Gültigkeit der dort getroffenen Annahmen diskutiert sowie typische radiale Verläufe für die Diffusion und die Driftgeschwindigkeit präsentiert werden. Die Neutralinjektionsphase ($P_{NI} = 7.8 MW$) erstreckt sich von $t = 1.4 s$ bis $t = 4.0 s$. Drei Neon-Pulse bei 2.15, 2.55 und 3.0 s bedingen den stetigen Anstieg der Elektronendichte und der gesamten abgestrahlten Leistung. Doch erst der dritte Puls versetzt die Entladung in die CDH-Mode. Dieser Übergang wird an dem Verschwinden der für die H-Mode charakteristischen ELMs (siehe Abschnitt 7.4), die sich in dem periodischen Anstieg der Intensität des H_α -Lichtes (oder D_α in Deuteriumentladungen) äußern, erkenntlich. Die damit verbundene Zunahme von τ_E impliziert eine leichte Verbesserung des Energieeinschlusses. Die Unterscheidung zwischen den verschiedenen Entladungsphasen, jeweils

7 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

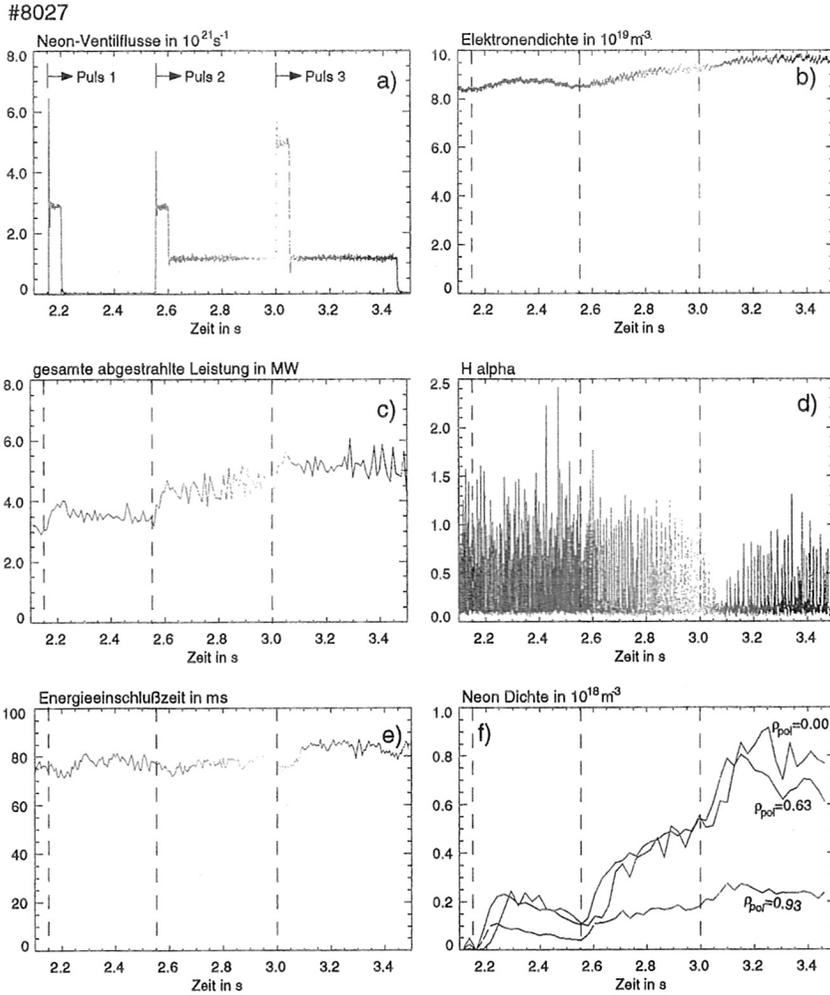


Abbildung 7.1: Zeitliche Verläufe der Neonventilflüsse a), der liniengemittelten Dichte b), der gesamten abgestrahlten Leistung c), des H_{α} -Signals d), der Energieeinschlußzeit e) sowie der mittels CXR-Spektroskopie ermittelten Neondichten f) bei den Flußflächenparametern $\rho_{\text{pol}} = 0.0$, $\rho_{\text{pol}} = 0.63$ und $\rho_{\text{pol}} = 0.93$ der Entladung 8027 zur Veranschaulichung des H-CDH-Überganges. Die Unterscheidung zwischen den verschiedenen Entladungsphasen, jeweils durch einen Neon-Puls initiiert, wird aus Gründen der Klarheit durch gezielte Einfärbung ausgedrückt.

durch einen Neon-Puls initiiert und bei den bevorstehenden Betrachtungen aus Gründen der Klarheit von besonderer Bedeutung, wird durch gezielte Einfärbung ausgedrückt. So kann bei der Auftragung der normierten Flüsse als Funktion der normierten Gradienten von Neon, wie Abbildung 7.2 für den betrachteten Beispiel bei $\rho_{\text{pol}} = 0.48$ zeigt, die Zeitentwicklung als weitere Dimension sichtbar gemacht werden. Es ist deutlich zu erkennen, daß erst als Folge der dritten Neonzufuhr und dem damit verbundenen Übergang in die CDH-Mode durch eine quasi-parallele Verschiebung der anhand der Meßdaten aufgespannten Geraden nach unten eine Veränderung der Transportkoeffizienten erfolgt. Für die einzelnen Entladungsphasen ergeben sich in guter Näherung die erwarteten Geraden, was auf in diesen Perioden zeitlich unveränderlichen Transportkoeffizienten

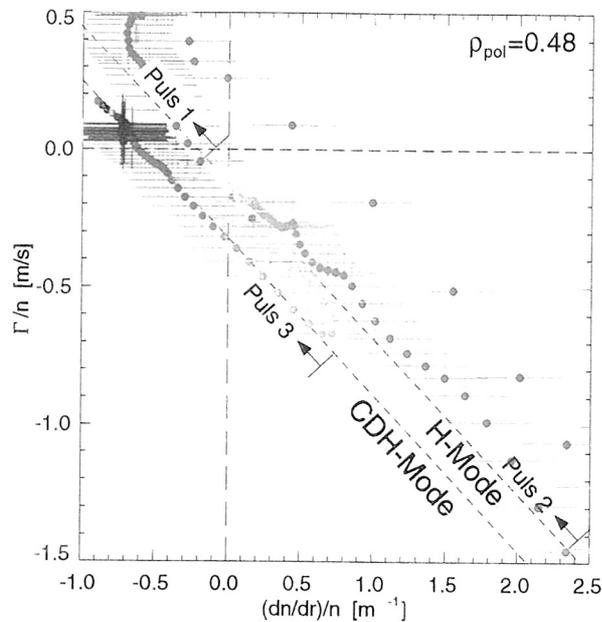


Abbildung 7.2: Diagramm der normalisierten Flüsse Γ_Z^{norm} in Abhängigkeit der normalisierten Dichtegradienten $\partial n_Z^{\text{norm}}$ für $\rho_{\text{pol}} = 0.48$ der Entladung 8027 zur Veranschaulichung der Verunreinigungstransportkoeffizientenänderung beim H-CDH-Übergang.

schließen läßt.

Im inneren Plasmabereich $\rho_{\text{pol}} < 0.5$ hat der *Regimeübergang* im Rahmen des Fehlers keine sichtliche Veränderung der Diffusionskoeffizienten zur Folge. Die Driftgeschwindigkeiten gehen in diesem zentralen Gebiet von einer für die H-Mode charakteristischen leichten Auswärtskonvektion zu einer deutlichen Einwärtsdrift (siehe Abb. 7.3) über. Im Randgebiet jedoch nehmen sowohl die Diffusionskoeffizienten wie auch die Konvektion in ähnlichem Maße zu. Diese Transportänderung spiegelt sich in einer leichten Zuspitzung der Dichteprofile und der günstigeren Einschlußzeit der betrachteten CDH-Phase wider und läßt sich nicht nur aus der Betrachtung spezieller Szenarien bei konkreten Entladungen, wie die soeben durchgeführte, sondern auch aus der globalen Analyse der gesamten ausgewerteten Datenmenge, wie sie im nächsten Abschnitt (Abschnitt 7.2) ausführlich diskutiert wird, gewinnen.

7.2 Skalierungen der Transportkoeffizienten

7.2.1 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

Obwohl große Anstrengungen zum Verständnis der im Plasma ablaufenden Transportprozesse unternommen worden sind, hat sich bis heute sowohl für den radialen Transport der Energie wie auch der Teilchen kein klares Bild ergeben. In dieser Situation erscheint es sinnvoll auch ohne Kenntnis der zugrundeliegenden Transportmechanismen zumindest

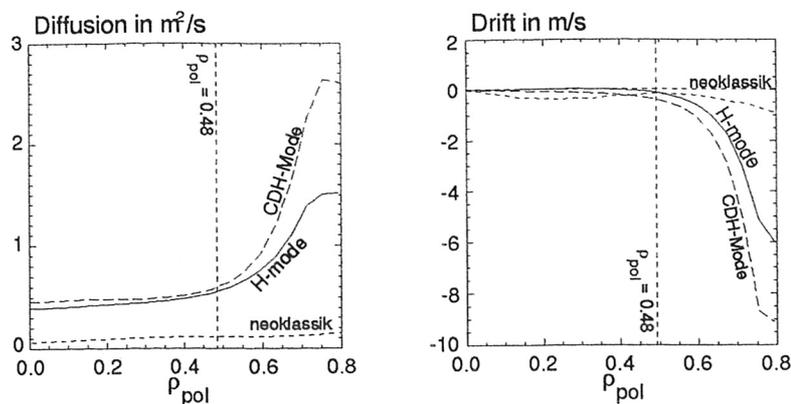


Abbildung 7.3: Radiale Transportkoeffizientenprofile für die H-Mode- und die CDH-Modephase bei Entladung 8027. Zum Vergleich sind gepunktet die neoklassischen Transportkoeffizienten abgebildet, die eine unmittelbare Konsequenz der sich einstellenden Dichte- und Temperaturprofile darstellen.

auf rein empirischem Weg, durch Skalierungsstudien hinsichtlich der für die Zündung wesentlichen Größen, Rückschlüsse auf das Verhalten des Plasmas in Abhängigkeit wichtiger Versuchsparameter zu ziehen.

7.2.2 Aufbau der Datenbasis

Der Ausgangspunkt zur Bestimmung von Skalierungsgesetzen der Verunreinigungstransportparameter sind die nach der in Kapitel 6 beschriebenen Methode anhand von CES-Daten für 74 unterschiedliche Entladungen ermittelten radialen Profile der Diffusionskoeffizienten und Driftgeschwindigkeiten. Die wichtigsten Plasmamparameter in der erstellten Datenbasis spannen den folgenden Parameterbereich auf: $1.89 < B_{\text{tor}} [T] < 2.69$, $1.99 < P_{\text{tot}} [MW] < 9.13$, $4.49 < \bar{n}_e [10^{19} \frac{1}{m^3}] < 11.75$ und $1.15 < m_{\text{eff}} [amu] < 1.90$. B_{tor} beschreibt das toroidale Magnetfeld auf der Plasmaachse, P_{tot} die gesamte Heizleistung, \bar{n}_e die liniengemittelte Elektronendichte und m_{eff} die effektive Masse der Hintergrundplasmaionen. Trotz des überdeckten Bereiches an Plasmaströmen ($0.78 < I_p [MA] < 1.03$) zeigt deren Standardabweichung von $0.08 MA$, daß die geringe Variation für eine zuverlässige Untersuchung der Abhängigkeiten von diesem Parameter nicht ausreicht. Um desweiteren die Probleme, die sich bei der späteren Regression durch Kolinearitäten zwischen dem Plasmastrom und dem Magnetfeld ergeben, zu umgehen, werden im folgenden ausschließlich Entladungen mit $I_p = 1 MA$ betrachtet.

Sowohl die Unterscheidung zwischen Wasserstoff und Deuterium als Hintergrundplasmaionen als auch die Einteilung der Entladungen in verschiedene Einschlußregimes erfolgt in den folgenden Graphen anhand der in Tabelle 7.1 erklärten Symbole. Neben den in der Einleitung schon eingeführten H-Mode- und L-Mode-Entladungen sind zusätzlich einige Entladungen in der *HRL (Highly Radiative Low confinement)-Mode* und in der CDH-Mode [57, 58] aufgenommen worden.

Die Aufbereitung und die Auswertung der Datenbasis wird durch ein im Rahmen einer Diplomarbeit [52] erstelltes Programmpaket beachtlich erleichtert. Eine Reduktion

Symbol	Bedeutung	Anzahl in Datenbasis
+	Entladung befand sich in der L-Mode.	13
◇	Entladung befand sich in der H-Mode.	28
△	Entladung befand sich in der HRL-Mode.	3
*	Entladung befand sich in der CDH-Mode.	30
○	Alle eingekreisten Symbole stehen für Entladungen, deren Hauptionen Wasserstoffionen waren. Die nicht eingekreisten Entladungen hatten Deuterium als Hauptionen.	H: 20 D: 54

Tabelle 7.1: Erläuterung der in den Darstellungen der Datenbasis verwendeten Symbole für die jeweilige Entladungsart.

der Meßunsicherheiten der in der Datenbasis aufgenommenen Werte wird durch zeitliche Mittelung der Daten aller in Betracht gezogener Diagnostiken über möglichst stationäre Phasen der einzelnen Entladungen erzielt. Da durch die Komplexität der Entladungsführung jedoch die Konstanz aller eingelesenen Signale im betrachteten Zeitbereich in der Regel nicht erfüllt ist, werden die stationären Bereiche anhand der Signale des Plasmastroms, der liniengemittelten Elektronendichte, der NBI-Leistung sowie der Energieeinschlußzeit dadurch festgelegt, daß nur Schwankungen der Daten um einen konstanten Wert von weniger als 10% zugelassen werden.

7.2.3 Transportvergleiche

Aus der Datenmenge, die mithilfe der aufgestellten Datenbasis verwaltet wird, lassen sich durch sinnvolle Vergleiche Rückschlüsse auf das Transportverhalten des Plasmas ziehen. Insbesondere sollen zunächst die Verunreinigungstransportkoeffizienten gegeneinander und als Funktion der Energieeinschlußzeit τ_E dargestellt werden. Die Beschreibung der diversen Abhängigkeiten von Plasmaparametern (wie z. B. der effektiven Hintergrundionenmasse, der liniengemittelten Elektronendichte oder dem axialen Toroidalfeld) des Diffusionskoeffizienten erfolgt mit Hilfe von Skalierungsgesetzen. Abschließend werden die erhaltenen Ergebnisse mit diversen Skalierungen von Energie- und Drehimpulseinschlußzeiten aus den Daten unterschiedlicher Tokamaks verglichen und ausführlich diskutiert.

Die Untersuchung der Verunreinigungstransportkoeffizienten beschränkt sich im folgenden auf den Bereich $0.2 \leq \rho_{\text{pol}} \leq 0.8$, in dem, wie schon in Abschnitt 6 erwähnt worden ist, ihre Bestimmung noch mit der erforderlichen Genauigkeit und Zuverlässigkeit durchgeführt werden kann. Weiterhin wird durchgehend eine strikte Unterscheidung zwischen Zentral- und Randbereich bei den vorstehenden Untersuchungen vorgenommen.

Der Einschluß wird durch die Zeit gekennzeichnet, die eine gewisse Menge an Energie, Impuls oder Teilchen benötigt, um aus einem bestimmten Plasmavolumen herauszufließen, und ist somit dem Fluß durch die einschließende Oberfläche (definiert durch

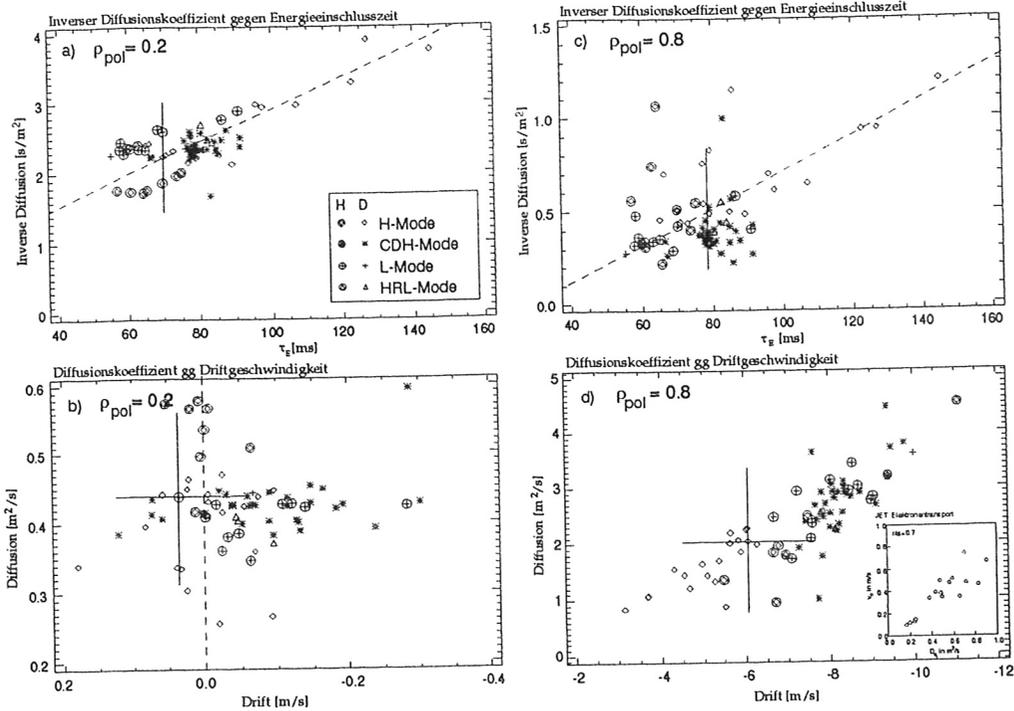


Abbildung 7.4: Inverse Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit der Energieeinschlußzeit τ_E im Plasmazentrum ($\rho_{pol} = 0.2$) a) und im Randbereich ($\rho_{pol} = 0.8$) b). Die Abbildungen c) und d) zeigen den Diffusionskoeffizienten als Funktion der Driftgeschwindigkeit wiederum für $\rho_{pol} = 0.2$ bzw. $\rho_{pol} = 0.8$ und ein vergleichbares Ergebnis am JET-Experiment (eingerahmt).

die Separatrix), der im Plasmarandbereich durch die kleinen Dichten und großen Gradienten hauptsächlich diffusiven Charakter besitzt, umgekehrt proportional. Obwohl die Einschlußzeiten auf das gesamte Plasma bezogen sind und somit einer unterschiedlichen radialen Mittelung entstammen, ist zwar keine exakte inverse Proportionalität mit dem Diffusionskoeffizienten zu erwarten, jedoch erscheint ein Vergleich mangels Berechnungen der Teilcheneinschlußzeiten trotzdem sinnvoll. Die Auftragung des inversen Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit der Energieeinschlußzeit τ_E (Abbildungen 7.4 a) und b)) zeigt im Plasmazentrum ($\rho_{pol} = 0.2$) für alle Einschlußbedingungen gemeinsam einen deutlichen linearen Charakter. Im Randbereich ($\rho_{pol} = 0.8$) führt die höhere Streuung der Daten, die durch die größeren auftretenden lokalen Gradienten, deren Fehler sowie der damit verbundenen stärkeren Auswirkung der radialen Unsicherheiten auf die ausgewerteten Transportkoeffizienten bedingt wird, zu einer wesentlich undeutlicheren Korrelation, die jedoch tendentiell dasselbe Verhalten aufweist. Schon diese erste Beobachtung legt die Vermutung eines gemeinsamen grundlegenden anomalen Mechanismus zur Erklärung des Energie- und des Verunreinigungseinschlusses nahe.

Desweiteren soll anhand der Abbildungen 7.4 c) und d) das Verhalten der radialen Drift erläutert werden. In der Randzone ($\rho_{pol} = 0.8$) wird in qualitativer Übereinstimmung mit den von der Neoklassik vorhergesagten Ergebnissen ein nach innen weisender Konvektionsterm gefunden. Ein quantitativer Vergleich zeigt jedoch, daß in diesem Bereich

die stoßbestimmte Driftgeschwindigkeit um mindestens eine Zehnerpotenz zu klein ist, um als vernünftige Erklärung des zugrundeliegenden Mechanismus aufgefaßt zu werden. Ein derartiger Vergleich fällt im Plasmazentrum schwer, weil die neoklassischen Driften ($v_{neo} \propto \frac{n'_i}{n_i}, \frac{T'_i}{T_i}$) wegen den großen relativen Fehlern sowohl der Hintergrundionendichte als auch der Temperaturgradienten nur ungenau berechenbar sind und auch die direkt bestimmten experimentellen Werten in diesem Bereich mit einer großen relativen Unsicherheit behaftet sind. Immerhin läßt sich aber im Mittel eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen den Vorhersagen der Stoßtheorie und der Messung finden. Ferner paßt die Tatsache, daß hauptsächlich Entladungen in der H-Mode, die durch extrem flache oder zum Teil sogar leicht hohle Deuteronenprofile charakterisiert sind, zu positiven (nach außen gerichteten) Drifttermen tendieren, in das Bild einer im Plasmazentrum stoßbedingten Konvektion.

Weiter läßt die deutliche Proportionalität zwischen D und v am Plasmarand (Abb. 7.4 d)), die aus ähnlichen Untersuchungen auch am JET-Plasma für die Elektronentransportkoeffizienten gefunden wurde [59] (Unterbild 7.4 d)), einen gemeinsamen Ursprung des treibenden Mechanismus für die diffusive und die konvektive Komponente vermuten. Im zentralen Bereich jedoch ist solch eine Korrelation an ASDEX Upgrade keineswegs erkennbar.

Zudem zeigen am Plasmarand die Transportkoeffizienten eine deutliche Abhängigkeit vom Einschlußregime in dem Sinne, daß bei Entladungen mit verbessertem Einschluß (H-Mode) die Transportkoeffizienten kleinere Absolutwerte annehmen. Je nach Entladungsführung können aber auch H-Moden einen schlechten Einschluß aufweisen.

7.2.4 Skalierungsgesetz für die Diffusionskoeffizienten der Verunreinigungen

Anhand einer Parameterstudie soll im folgenden eine genauere Untersuchung der diversen Abhängigkeiten der Verunreinigungstransportkoeffizienten durchgeführt werden.

Auf der Suche nach geeigneten Skalierungsgesetzen ist an ASDEX Upgrade ein Potenzansatz zur Beschreibung der Parameterabhängigkeiten

$$D_{\text{Skal}} = e^a \prod_{i=1}^m p_i^{k_i} \quad (7.1)$$

gewählt worden, wobei p_i den Skalierungsparameter bezeichnet. Die beste Anpassung an die Meßgrößen wird anhand einer linearen Regression durch Minimierung der logarithmischen Standardabweichung erreicht.

Eine Auswertung mit Hilfe der nach obigen Verfahren für diverse Einschlußregimes und -szenarien aufgestellten Datenbasis liefert für die Diffusionskoeffizienten im Plasmazentrum ($\rho_{\text{pol}} = 0.2$) bei einem Plasmastrom von 1 MA folgende Parameterabhängigkeiten (Abb. 7.5 a))

$$D(\rho_{\text{pol}} = 0.2) = 0.293 \cdot B_{\text{tor}}^{-0.183 \pm 0.082} \cdot P_{\text{tot}}^{0.473 \pm 0.026} \cdot m_{\text{eff}}^{-0.666 \pm 0.047}. \quad (7.2)$$

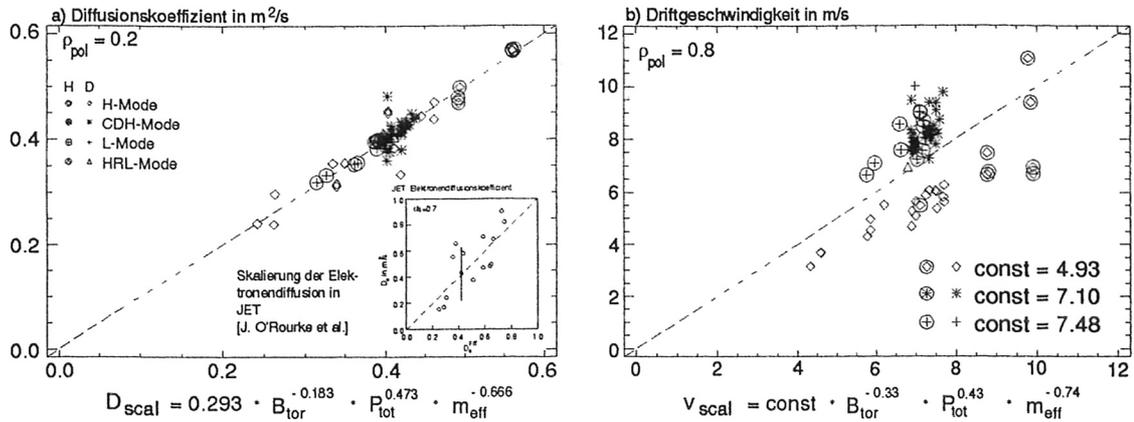


Abbildung 7.5: a) Werte des Verunreinigungsdiffusionskoeffizienten bei $\rho_{pol} = 0.2$ als Funktion der gefundenen Skalierung $D(\rho_{pol} = 0.2) = 0.293 \cdot B_{tor}^{-0.183 \pm 0.082} \cdot P_{tot}^{0.473 \pm 0.026} \cdot m_{eff}^{-0.666 \pm 0.047}$ bei $I_p = 1 \text{ MA}$. b) Gemessene Einwärtsdriftgeschwindigkeiten bei $\rho_{pol} = 0.8$ in Abhängigkeit der erhaltenen Regression.

Die hier und im folgenden in den Exponenten der Skalierungen angegebenen Fehler spiegeln die statistisch bestimmten Standardabweichungen der jeweiligen Regressionskoeffizienten wider. Innerhalb des Fehlers ist keine Abhängigkeit von der injizierten Verunreinigungssorte (He , Ne) oder der Elektronendichte gefunden worden. Der kleine aufgespannte Bereich an Plasmaströmen erlaubt, wie schon erwähnt, keine Regression gegen diesen Parameter. Neben der Zunahme der Diffusionskoeffizienten annähernd als die Wurzel der gesamten Heizleistung und der ausgeprägten Abhängigkeit von der effektiven Masse des Hintergrundplasmas, dem sogenannten *Isotopeneffekt*, besteht die offensichtliche Tendenz einer Verkleinerung der Teilchendiffusion mit zunehmendem Toroidalfeld. Die geringe Streuung der Datenpunkte in der Abbildung 7.5 zeigt, daß alle mittels der Datenbasis untersuchten Entladungsbedingungen sehr gut durch die gefundene Skalierung wiedergegeben werden.

Am Plasmarand ($\rho_{pol} \geq 0.6$) werden die abgeleiteten Parameterabhängigkeiten sowohl der Diffusionskoeffizienten als auch der Driftgeschwindigkeiten (Abb. 7.5 b)) innerhalb der Fehlergrenzen durch die für den Zentralbereich gefundenen Koeffizienten adäquat beschrieben. Die Unsicherheiten in den Exponenten in diesem Plasmarandbereich sind jedoch mit den Exponenten selbst vergleichbar und eignen sich deshalb nicht, die Abhängigkeiten mit genügender Genauigkeit zu bestimmen. Individuelle Regressionen für die einzelnen aufgrund der vorhandenen Datenmenge und Variation in den Parametern noch auswertbaren Einschlußregimes (H-Mode-, CDH-Mode- und L-Mode-Entladungen) weisen eine deutliche Diskrepanz im Transportverhalten auf, die aber durch keine der zentralen Parameterabhängigkeiten erklärbar ist und dadurch im konstanten Skalierungsfaktor verborgen bleibt (Abb. 7.5 b)). Vielmehr ist diese Abweichung, trotz der großen Streuung der Regressionskoeffizienten, in einer unterschiedlichen Dichteabhängigkeit des Transports bei den verschiedenen Einschlußregimes im Plasmarandbereich zu vermuten (z. B. $v^{H-Mode}(\rho_{pol} = 0.8) \propto \bar{n}_e^{-0.298 \pm 0.233}$, $v^{L-Mode}(\rho_{pol} = 0.8) \propto \bar{n}_e^{-0.041 \pm 0.181}$). Für die Driftgeschwindigkeiten im zentralen Plasma konnten aufgrund der beträchtlichen relativen Fehler keine Funktionalitäten herge-

leitet werden.

Um nun einen Überblick über die unterschiedlichen radialen Verläufe aller ausgewerteten Transportkoeffizienten bei den unterschiedlichen Einschlußregime zu bekommen, werden mit Hilfe der gefundenen Skalierungsabhängigkeiten (Glg. 7.2) normierte Diffusionsprofile und Driftgeschwindigkeiten im Bereich $0.2 < \rho_{\text{pol}} < 0.8$ aufgetragen (Abb. 7.6). Die schraffierten Regionen geben die Bereiche wieder, in denen die Transportkoeffizienten

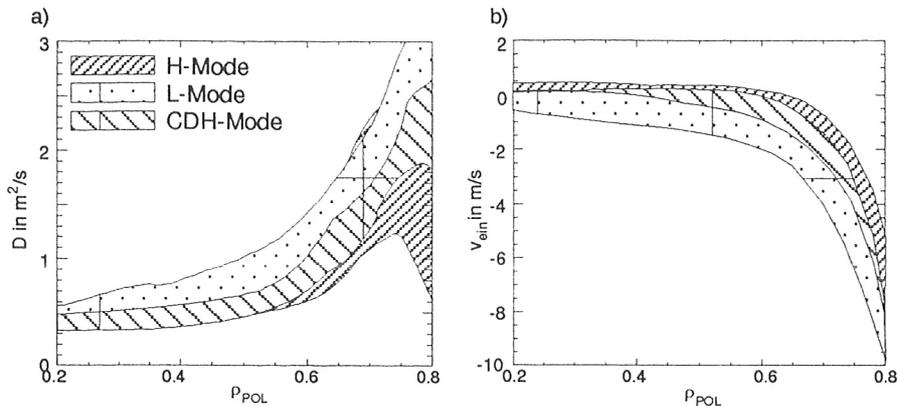


Abbildung 7.6: Normierte Diffusionskoeffizienten a) und Driftgeschwindigkeiten b) als Funktion des Flußparameters ρ_{pol} . Die Schraffuren geben die Bereiche wieder, in denen die Transportkoeffizienten der Datenbasis für die unterschiedlichen Einschlußregime variieren.

der Datenbasis für die unterschiedlichen Einschlußregime variieren. Deutlich ist die schon anhand der Abbildungen 7.4d) und 7.5 b) angesprochene und auch im Abschnitt 7.1 gefundene Abhängigkeit des Randtransports vom Einschlußregime zu erkennen: H-, CDH- und L-Moden zeigen in dieser Reihenfolge zunehmende Diffusion und Einwärtsdriften. Ferner sieht man trotz der erheblichen relativen Streuung der Werte, daß hauptsächlich Entladungen in der H-Mode im Plasmakernbereich konvektiven Fluß nach außen aufweisen (siehe auch Abschnitt 7.1 und Bild 7.4 c)).

Vor der eigentlichen Diskussion der Verunreinigungstransportkoeffizienten sollen zunächst, um durch spätere Vergleiche Aussagen über gemeinsame Transportmechanismen treffen zu können, einige Befunde von ähnlichen Untersuchungen an Energie- und Impulseinschlußzeiten bei ASDEX Upgrade [52] sowie Ergebnisse allgemeiner Tokamak-Skalierungen zusammengestellt werden.

Energieeinschlußzeit τ_E an ASDEX Upgrade

Das Verhältnis des MHD (MagnetoHydroDynamischen)-Gleichgewichtsenergieinhalts zu der gesamten eingebrachten Heizleistung P_{tot} ergibt unter stationären Bedingungen die Energieeinschlußzeit τ_E (siehe Glg. 5.4). Am ASDEX Upgrade Tokamak führt eine Regression von τ_E in ms für alle betrachteten Einschlußregimes zu folgende Abhängigkeiten [52]

$$\tau_E^{\text{Skalierung}} = 168 \cdot I_p^{1.09 \pm 0.10} \cdot B_{\text{tor}}^{-0.21 \pm 0.09} \cdot \bar{n}_e^{-0.05 \pm 0.06} \cdot P_{\text{tot}}^{-0.44 \pm 0.03} \cdot m_{\text{eff}}^{0.75 \pm 0.05} \quad (7.3)$$

von dem Plasmastrom I_p , dem Toroidalfeld B_{tor} auf der Plasmaachse, der liniengemittelten Elektronendichte \bar{n}_e in der Mittelebene, der gesamten Heizleistung P_{tot} und der effektiven Plasmamasse m_{eff} .

Impulseinschlußzeit τ_ϕ an ASDEX Upgrade

Für die Impulseinschlußzeit τ_ϕ [ms], die im stationären Gleichgewicht durch das Verhältnis aus Drehimpuls und Drehmoment des Plasmas definiert wird, liefert eine Regression gegen dieselben Variablen, die auch für die Skalierung der Energieeinschlußzeiten herangezogen werden, folgende Abhängigkeiten [52]

$$\tau_\phi^{\text{Skalierung}} = 103 \cdot I_p^{0.87 \pm 0.14} \cdot B_{\text{tor}}^{-0.44 \pm 0.13} \cdot \bar{n}_e^{0.09 \pm 0.08} \cdot P_{\text{tot}}^{-0.57 \pm 0.05} \cdot m_{\text{eff}}^{0.61 \pm 0.06} \quad (7.4)$$

Insgesamt betrachtet ist die Impulseinschlußzeit im Durchschnitt um den Faktor $\frac{1}{2}$ kleiner als die Energieeinschlußzeit.

Allgemeine Tokamak Skalierungen

Um durch empirische Parameterstudien durch Extrapolation Rückschlüsse auf die in Hinblick auf die Entwicklung zukünftiger Fusionsexperimente wichtige Energieeinschlußzeit zu ziehen und die Ergebnisse verschiedener Experimente miteinander vergleichen zu können, wurden aus den Daten mehrerer Tokamakexperimente bereits globale Skalierungsgesetze für die Energieeinschlußzeit erstellt. Dabei wird im wesentlichen zwischen der sogenannten ITER89-P Skalierung [60]

$$\tau_E^{\text{ITER89-P}} = 38 \cdot I_p^{0.85} \cdot B_{\text{tor}}^{0.2} \cdot P_{\text{tot}}^{-0.5} \cdot m_{\text{eff}}^{0.5} \cdot R^{1.2} \cdot a^{0.3} \cdot \bar{n}_e^{0.1} \cdot k^{0.5}, \quad (7.5)$$

die für Tokamaks mit L-Mode Einschluß gilt, und der ITER93-H Skalierung

$$\tau_E^{\text{ITER93-H}} = 36 \cdot I_p^{1.06} \cdot B_{\text{tor}}^{0.32} \cdot P_{\text{tot}}^{-0.67} \cdot m_{\text{eff}}^{0.41} \cdot R^{1.90} \cdot a^{-0.11} \cdot \bar{n}_e^{0.17} \cdot k^{0.66}, \quad (7.6)$$

die dem aktuellen Forschungsstand des geplanten Fusionsexperiments ITER entspricht [61, 62], unterschieden.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen von ASDEX Upgrade zeigt, daß der Einschluß der Entladungen in der Datenbank etwa um den Faktor 1.5 besser ist, als der von der ITER89-P Skalierung vorhergesagte, während die ITER93-H Skalierung den Einschluß der betrachteten Entladungen etwas überschätzt.

7.2.5 Diskussion der Transportskalierungen

Die Verunreinigungstransportkoeffizienten weisen im Gegensatz zu den globalen Transportgrößen τ_E und τ_ϕ einen lokalen Charakter auf und zu deren Berechnung werden lokale Gradienten von Meßgrößen verwendet. Dadurch erhält man eine empfindlichere Abhängigkeit von den lokalen Parametern sowie eine stärkere Auswirkung der Meßfehler

und eine damit verbundene erhöhte Unsicherheit der Regressionskoeffizienten gegenüber denen der Einschlußzeiten.

Trotzdem zeigt der Vergleich der Exponenten aus der ITER93-H Skalierung für den Energieeinschluß sowie aus ASDEX Upgrade Untersuchungen für den Energie- und den Drehimpulstransport mit den negativen Werten aus der Regression für den Verunreinigungstransportkoeffizienten ($\tau_p \propto D^{-1}$, siehe Abschnitt 7.2.3) tendenziell dieselben Abhängigkeiten. Es sind allerdings auffällige Abweichungen bezüglich des Exponenten der axialen Toroidalfeldstärke bei den Gleichungen 7.3 und 7.4 zu beobachten, deren Ursache jedoch in möglichen bislang nicht untersuchten Kolinearitäten mit dem Plasmastrom und einer wahrscheinlich ungenügend konditionierten Regression [52] zu finden ist.

Die experimentell bestimmten Verunreinigungsdiffusionskoeffizienten, die je nach Güte des Einschlusses Werte zwischen $\sim 0.4 \frac{m^2}{s}$ im Plasmazentrum und $\sim 3.0 \frac{m^2}{s}$ in Randgebieten einnehmen, liegen im Einklang mit den Ergebnissen aus Gasblas- und Modulationsexperimenten anderer Tokamaks unter stationären Bedingungen im gesamten radialen Bereich um einen Faktor 5–10 über den stoßbedingten Erwartungen, die auch den gefundenen radialen Verlauf nicht korrekt wiedergeben. Da sich alle betrachteten Ionen unter den vorliegenden Bedingungen im Kernplasma im Banana-Plateau-Gebiet befinden, liefert die neoklassische Theorie aufgrund ihrer Abhängigkeit von der Masse und Ladungszahl der betrachteten Verunreinigung ($D^{BP} \propto \sqrt{A_i}/Z_i^2$) keine Erklärung für die beobachtete Unabhängigkeit von der injizierten Spezies, die darauf hindeutet, daß der Diffusionskoeffizient weder von der Masse m_i noch von der Ladung Z_i der betrachteten Ionensorte abhängt oder daß eine mögliche Relation nur über das Verhältnis $\frac{Z_i}{m_i}$ vorliegen kann. Darüber hinaus werden weder die theoretischen Absolutwerte, noch die vorhergesagte B_{tor}^{-2} -Abhängigkeit, die gefundene Leistungsskalierung und der Isotopeneffekt von der Stoßtheorie durch das Experiment in geeigneter Weise wiedergegeben.

Die Einwärtsdriften jedoch übertreffen die neoklassischen Werte nur in radialen Bereichen außerhalb $\rho_{\text{pol}} \sim 0.6$, wo die ausgeprägte Proportionalität zwischen D und v (Abb. 7.4 d)) eine gemeinsame Ursache beider Transportkoeffizienten andeutet. Im zentralen Plasmabereich dagegen zeigt der Konvektionsterm innerhalb der großen Unsicherheiten eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den aus der Stoßtheorie hergeleiteten Werten.

Ferner werden weitgehende und unübersehbare Parallelitäten zwischen Verunreinigungs- und Elektronentransport hinsichtlich der absoluten Größe und Profilform [63], wie auch der Übereinstimmung der Abhängigkeiten gegenüber den Parametervariationen gefunden. So ergaben jüngste Untersuchungen des Elektronentransports am JET-Tokamak [59] in gutem Einklang mit den obigen Ergebnissen folgende Skalierung für den Elektronendiffusionskoeffizienten D_e bei $\frac{r}{a} = 0.7$

$$D_e^{\text{Skalierung}} = 0.24 \cdot B_{\text{pol}}^{-0.3} \cdot T_e^{1.1}, \quad (7.7)$$

wobei die Diffusion in $\frac{m^2}{s}$, das poloidale Magnetfeld in T und die Elektronentemperatur in keV gegeben ist. Auch hier wurde keine nennenswerte Abhängigkeit von der Elektronendichte gefunden. Rechnet man die Leistungsabhängigkeit der Verunreinigungsdiffusion am ASDEX Upgrade (Glg. 7.2) mit $\langle T_e \rangle = f(P_{\text{tot}})$ in eine Abhängigkeit von der

liniengemittelten Elektronentemperatur um, so ergibt sich $D \propto \langle T_e \rangle^{1.198}$, was wiederum recht gut mit dem von J. O'Rourke am JET hergeleiteten Temperaturexponenten übereinstimmt. Weiterhin läßt sich der auch bei den Elektronen gefundene Isotopeneffekt [54] nicht von der neoklassischen Theorie erklären, da der stoßinduzierte Transport proportional zur reduzierten Masse m_{ei} ist und deshalb praktisch nur von der Elektronenemasse abhängt.

Zusammenfassend deuten diese Tatsachen sowie Ergebnisse aus Untersuchungen sägezahnfreier Entladungsperioden, auf die im nächsten Abschnitt der Arbeit (Abschnitt 7.3) näher eingegangen wird, darauf hin, daß am Plasmarand ($\rho_{pol} > 0.6$) sowohl die Diffusion wie auch die Konvektion der Verunreinigungen von denselben anomalen Prozessen beschrieben werden, auf denen auch der Energie-, Drehimpuls- und Elektronentransport beruht. Im Plasmazentrum hingegen weist nur die Diffusion, abgesehen von den betrachteten sägezahnfreien Perioden, ein anomales Verhalten auf, während die Driftgeschwindigkeiten innerhalb des experimentellen Fehlers nicht im Widerspruch zur neoklassischen Theorie stehen.

7.3 Akkumulationsphänomene

Im Zusammenhang mit den bis hierhin gezeigten zentralen Transportkoeffizienten muß nochmals betont werden, daß es sich hierbei um zeitliche Mittelwerte über schnelle nicht erfaßbare Transportmechanismen, die auf stark instationäre Effekte beruhen, wie z. B. *Sägezähne* [64, 65, 66, 67] oder *ELMs* [68, 69] (siehe Abschnitt 7.4), handelt. Die *Sägezahninstabilität* ist eine periodische magnetohydrodynamische Turbulenzerscheinung, die durch einen pulsartigen Teilchen- und Energieauswurf innerhalb der ($q=1$)-Fläche charakterisiert ist und sich in einer Erhöhung der Diffusionskoeffizienten im zentralen Plasmabereich niederschlägt. Bei CDH-Entladungen stellen sich in ASDEX Upgrade zeitweise Phasen ohne Sägezähne ein, die mit einem leicht verbesserten Einschluß verbunden sind und in der Regel durch eine Zuspitzung der Dichteprofile gekennzeichnet werden. Unter diesen Bedingungen bewirkt die Unterdrückung solcher Instabilitäten häufig die Abnahme des zentralen anomalen Diffusionskoeffizienten auf Werte unterhalb oder in der Nähe der neoklassisch erwarteten, so daß beide Prozesse zum Tragen kommen oder sogar die stoßbestimmten Beiträge dominieren. Im Gegensatz zu den Entladungen, in denen Anhäufungseffekte durch die Reduktion des anomalen Diffusionskoeffizienten am Plasmarand und dem dadurch verbesserten Einschluß sämtlicher Teilchen auftreten, stellt die *Akkumulation* im Sinne der Stoßtheorie einen Entmischungsvorgang dar, bei dem durch neoklassische Effekte jedes Z -fach geladene Verunreinigung Z Protonen aus dem Plasmazentrum verdrängt [54]. Dieses Phänomen, der sich somit sehr gut für Transportuntersuchungen eignet und primär an der Zuspitzung des Z_{eff} -Profils erkennbar ist, wurde schon an diversen toroidalen Experimenten [70, 71, 72, 73, 74, 75, 76] beobachtet und konnte nun an ASDEX Upgrade mittels der Ladungsaustauschdiagnostik untersucht und die Dynamik der damit ermittelten Verunreinigungstransportprofile bestimmt werden.

Durch geeignete Wahl des eingestellten Wellenlängenintervalls und des größeren zur Verfügung stehenden spektralen Bereiches des neu eingebauten Kamerasystems lassen

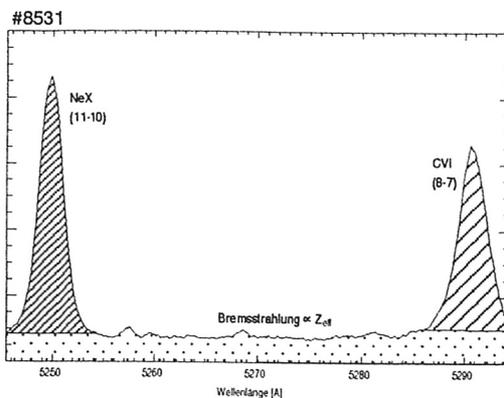


Abbildung 7.7: Spektralbereich zur gleichzeitigen Aufnahme der Kohlenstoff- und der Neonladungsaustauschlinien. Der linienintegrierte Bremsstrahlungsuntergrund liefert nach geeigneter Entfaltung radiale Z_{eff} -Profile.

sich an ASDEX Upgrade für eine Entladung die Kohlenstoff- sowie die Neonladungsaustauschlinien (Abb. 7.7) gleichzeitig erfassen und daraus der zeitliche Dichteprofilverlauf beider Verunreinigungen unter exakt gleichen Bedingungen untersuchen. Ferner liefert die Entfaltung der Bremsstrahlungsintensität längs der toroidalen Sichtlinien, die den spektralen Untergrund bestimmt, radiale Z_{eff} -Profile.

Abbildung 7.8 zeigt den zeitlichen Verlauf der liniengemittelten Elektronendichte b), SXR-Strahlung c), Neon- d) und Kohlenstoffdichte (# 8534) e), sowie Z_{eff} f) bei den Flußflächenparameter $\rho_{\text{pol}} = 0.0$ und $\rho_{\text{pol}} = 0.5$ einer Akkumulationsphase während der stationären CDH-Mode Entladung 8185 mit Plasmastrom I_p von 1 MA, toroidalem Magnetfeld B_{tor} von $-2.5 T$ und Sicherheitsfaktor am Plasmarand $q_{95} = 4$, bei der ausschließlich Neon gemessen wurde. Alle betrachteten Entladungen mit Neon-Akkumulationserscheinungen zeigen bezüglich der Kohlenstoffdichte dasselbe stationäre Verhalten. Bei dem vorliegenden Beispiel wurde eine ungestörte Sägezahnaktivität der gleichzeitigen Messung von Neon und Kohlenstoff vorgezogen. Die Kohlenstoffdichten wurden daher ohne Beschränkung der Allgemeinheit der Entladung 8534 entnommen. Diese weist eine vergleichbare Akkumulationserscheinung auf, jedoch ist das Sägezahnverhalten aufgrund überlagerter störender Modenaktivität bei weitem nicht so deutlich erkennbar. Bei 1.25 s wird die Neutralinjektion mit einer Leistung von 7.5 MW eingeschaltet und das Plasma geht in die H-Mode über. Durch externen, zur Erzielung eines konstanten Leistungsverhältnisses $\frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{tot}}} = 0.9$ rückgekoppelten Neoneinlaß in die Hauptkammer ab $t \sim 2$ s wird die Entladung in die CDH-Mode überführt. Der simultane monotone Anstieg der Neon- und Elektronendichte führt zu einer praktisch konstanten Neonkonzentration (und Z_{eff} -Profil) und verursacht bei ~ 2.7 s eine Unterdrückung der Sägezahninstabilitäten im Hauptplasma, die deutlich am linienintegrierten Signal der weichen Röntgenstrahlung zu erkennen ist. Etwa gleichzeitig kommt es zu einer Verbesserung des Einschlusses im Plasmazentrum, was die beobachtete Einschnürung und Zuspitzung des Elektronendichteprofiles ermöglicht. Erst diese Aufsteilung des n_e -Profils bewirkt die Neonakkumulation. Fast ausschließlich durch dessen Beitrag steigt der zentrale Z_{eff} -Wert von 2.6 auf 3.6 an, während dieselbe Größe bei halbem Radius nur sehr schwach zunimmt. Diese Anhäufung hat wiederum zur Folge, daß die CDH-Phase nicht stationär weitergeführt

7 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

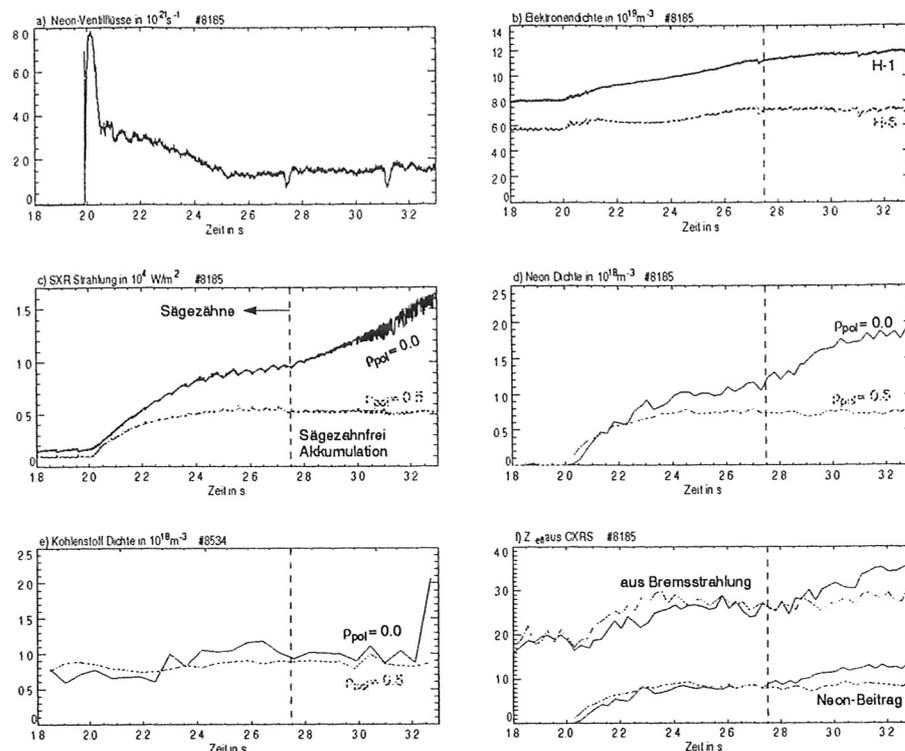


Abbildung 7.8: Zeitliche Verläufe des rückgekoppelten Neon-Flusses a), der liniengemittelten Elektronendichte b), der SXR-Strahlung c), der Neon- d) und Kohlenstoffdichten e), sowie von Z_{eff} f) bei den Flußflächenparameter $\rho_{\text{pol}} = 0.0$ und $\rho_{\text{pol}} = 0.5$ einer Akkumulationsphase während einer stationären CDH-Mode Entladung mit Plasmastrom I_p von 1 MA, toroidales Magnetfeld B_{tor} von $-2.5 T$ und Sicherheitsfaktor am Plasmarand $q_{95} = 4$.

werden kann und die Entladung starke Modenaktivität im Plasmazentrum (SXR-Signal) entwickelt. Die Kohlenstoffdichte jedoch behält unbeeindruckt von diesen Änderungen seine ursprüngliche Profilform und Absolutwert bei.

Die Transportauswertung führt zu den in Abbildung 7.9 gezeigten Diagramme, anhand der das unterschiedliche Transportverhalten bei verschiedenen radialen Positionen ($\rho_{\text{pol}} = 0.04, 0.25, 0.65$ und 0.80) veranschaulicht wird. Während die vom zeitlichen Verlauf der normierten Flüsse und Gradienten aufgespannten Gerade im Plasmazentrum beim Verschwinden der Sägezähne zu kleineren Gradienten neigt, was deutlich niedrigere Diffusionskoeffizienten in dieser Entladungsphase impliziert, läßt diese Erscheinung zum Rand hin nach, bis sie bei einem Flußflächenparameter ρ_{pol} knapp unterhalb von 0.8 vollständig verschwindet und Γ_Z^{norm} weiterhin als Funktion von $\partial n_Z^{\text{norm}}$ durch einen einzigen Transportkoeffizientensatz D und v beschrieben werden kann. Die daraus hergeleiteten radialen Profile und zeitlichen Verläufe der Diffusionskoeffizienten und Driftgeschwindigkeiten sind in Abbildung 7.10 dargestellt. Während der sägezahnfreien Entladungsperiode nimmt der Diffusionskoeffizient in radialen Bereichen innerhalb $\rho_{\text{pol}} \sim \sqrt{2}\rho_{\text{pol}}^{\text{inv}} \approx 0.65$, wobei $\rho_{\text{pol}}^{\text{inv}}$ den Sägezahninversionsradius bezeichnet, auffällig auf Werte ab, die den neoklassischen Erwartungen entsprechen. Im Vergleich dazu ver-

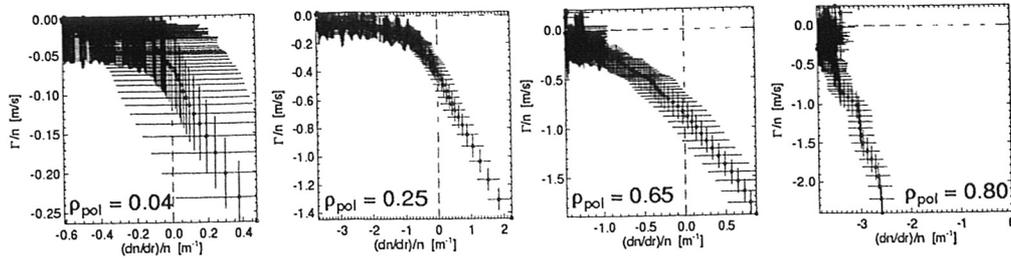


Abbildung 7.9: Diagramme der normalisierten Flüsse Γ_Z^{norm} als Funktion der normalisierten Dichtegradienten $\partial n_Z^{\text{norm}}$ bei $\rho_{\text{pol}} = 0.04, 0.25, 0.65$ und 0.80 zur Veranschaulichung der Änderung der Verunreinigungstransportkoeffizienten durch Verschwinden der Sägezahnaktivität.

bleibt innerhalb des Fehlers die gemessene Driftgeschwindigkeit von der nachlassenden Sägezahnaktivität nahezu unbeeinträchtigt. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Auffassung der Sägezahninstabilität als eine $m=1$ -Auslenkung (Kink) innerhalb der $q=1$ -Fläche mit einer anschließenden resistiven Feldlinienrekonnektion, die eine starke diffusive Vermischung des Plasmas innerhalb und außerhalb der $q=1$ -Fläche zur Folge hat.

Das unterschiedliche Akkumulationsverhalten von C und Ne nach der starken Unterdrückung des anomalen Transports läßt sich wie folgt deuten: Die Quasineutralitätsbedingung des Plasmas $\sum_i Z_i n_i = 0$ zusammen mit der Forderung der Ambipolarität $\sum_i Z_i \Gamma_i = 0$, die eine elektrische Aufladung des Plasmas für alle Zeiten verhindert, führt zu einer Beziehung zwischen den Verunreinigungsflüssen und dem Impulsaustausch. Da die Stoßfrequenz der Hintergrundionen mit den Verunreinigungen deutlich die mit den Elektronen übertreffen kann, führen derartige Stöße zu einem entsprechend größeren Verunreinigungsfluß und einer entgegengerichteten Deuteronendrift. Die Teilchen tauschen im wesentlichen ihre Positionen aus. Deshalb führen sie nicht zu einem erhöhten Nettoverlust der Teilchen, sondern zu einer relativ schnellen Umverteilung innerhalb des Plasmas. Im Falle eines spitzen radialen Protonendichteprofiles gelangen Z -fach geladene Ionen über diese Stoßprozesse rasch in das Plasmazentrum, wobei jedes Verunreinigungssion Z Protonen nach außen verdrängt. Dies führt zu einer Veränderung des Verunreinigungsdichteprofiles bis die Reibungskräfte verschwinden. Für geringe Verunreinigungskonzentrationen ($n_H \approx n_e$) ergibt sich das Verhältnis der Zentrum- zu Randdichten bezogen auf das Mitte-Randverhältnis der Hintergrundionen, dem sogenannten Akkumulationsfaktor \mathcal{A} , der besagt in welchem Maße eine Anhäufung der Verunreinigungen zu erwarten ist, zu [54]

$$\frac{n_i(0)}{n_i(1)} / \frac{n_H(0)}{n_H(1)} = \mathcal{A} = \left[\left(\frac{T_i(0)}{T_i(1)} \right)^H \frac{n_e(0)}{n_e(1)} \right]^{\frac{\beta}{1+\beta} (Z_i - 1)} \quad (7.8)$$

β bezeichnet dabei das Verhältnis aus stoßbedingter zu anomaler Diffusion $\frac{D_{\text{coll}}}{D_{\text{an}}}$. Bei rein neoklassischem Transport ($\beta \rightarrow \infty$) wird die Akkumulation von Neon gegenüber der Zuspitzung von Kohlenstoff bei Zugrundelegung gleicher Iontemperaturen durch den Faktor $Z_{\text{Ne}} - Z_C = 4$ im Exponenten bestimmt. Berechnung der Kollisionsalitäten

7 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

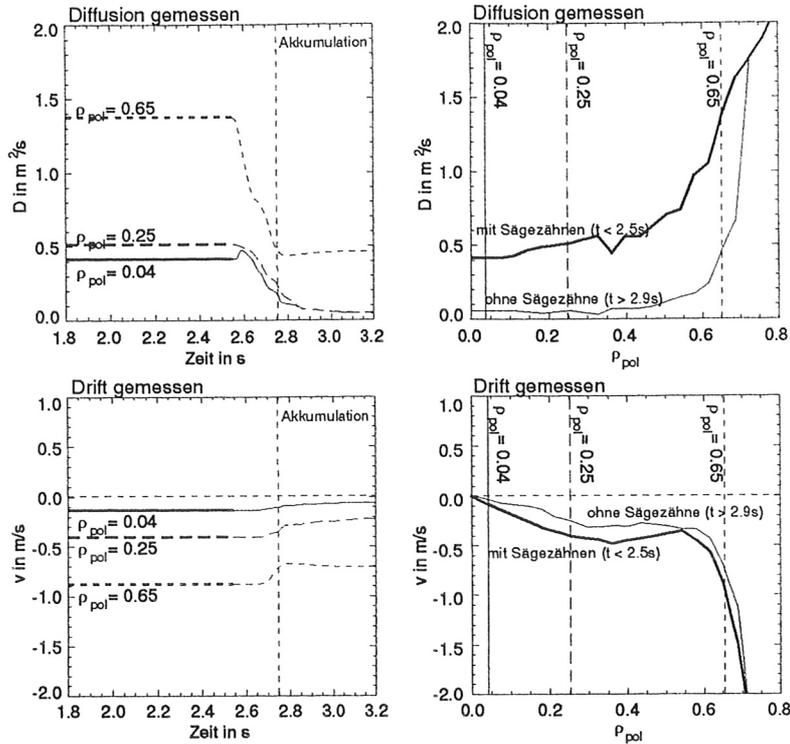


Abbildung 7.10: Zeitlicher Verlauf bei $\rho_{pol} = 0.04, 0.25$ und 0.65 und radiales Profil ($t < 2.5$ s und $t > 2.9$ s) der Diffusionskoeffizienten und Driftgeschwindigkeiten.

der verschiedenen Teilchensorten v_i^* ergeben, daß sich bis auf die Deuteronen, die sich im Bananengebiet befinden, die übrigen Verunreinigungen (C und Ne) im Plateaugebiet aufhalten. Diese Konstellation führt zusammen mit den spitzen Temperaturprofilen zu einer besonders ausgeprägten, nach innen gerichteten *Thermodiffusion* (siehe Anhang A), die sich in einem Wert von $H \sim 1.5$ niederschlägt und zu einer Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten der Art $D_i^{BP} \propto \frac{\sqrt{A_i}}{Z_i^2}$ führt. Das resultiert für Kohlenstoff in einer, um einen Faktor ~ 2.15 gegenüber Neon überhöhten neoklassischen Diffusion (Abb. 7.11) und deutet, dadurch daß sich die Unterdrückung des anomalen Transports nicht so deutlich auf die Kohlenstoff- wie auf die Neondichten auswirkt, schon auf die beobachteten Unterschiede im Akkumulationsverhalten beider Verunreinigungen hin.

Um eine genaue quantitative Analyse durchzuführen und um festzustellen, ob die beobachteten Intensitätsverläufe mit der Stoßtheorie erklärbar sind, wurden selbstkonsistente numerische Simulationsrechnungen mit der in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen STRAHL-Version unter Verwendung der gemessenen Profile $n_e(t, r)$ und $T_e(t, r)$ [77] durchgeführt. Diesen Rechnungen werden zunächst die gemessenen gemischten Transportkoeffizienten mit $D(0) \sim 0.4 \frac{m^2}{s}$ zugrundegelegt, um die sich unter stationären Verhältnissen einstellenden Profile zu erklären. Um den Aufbau der Akkumulation zu modellieren wird nach Beendigung der Sägezahnphase der anomale Transport im Kernbereich, nicht aber in der Randzone abgeschaltet. Es ergeben sich die in Abbildung 7.11 durch die gestrichelte Linie gekennzeichneten Transportkoeffizienten, die im Plasmazentrum ausschließlich neoklassisch, im Randbereich immer noch anomal bestimmt werden. Die Driftgeschwindigkeiten

7 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

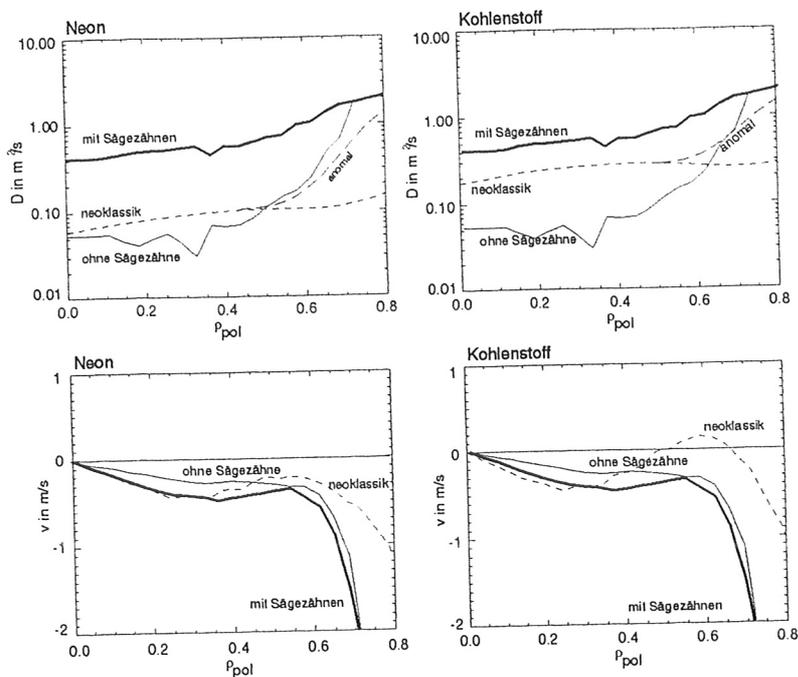


Abbildung 7.11: Aus dem Neon-Dichteverlauf gemessene Transportkoeffizienten (durchgezogene Kurven). Die dünne Linie entspricht dem Fall ohne Sägezähne, die breite dem Transport während der Entladungsphase mit Sägezahninstabilitäten im Vergleich zu den bei der selbstkonsistenten numerischen Simulationen anhand des Programmpakets STRAHL [77] verwendeten Diffusionen und Driften (gestrichelt). Der neoklassische Beitrag ergibt sich unmittelbar aus dem gemessenen Elektronentemperatur- und dem Deuteronendichteprofil ($v_{\text{neo}} \propto \frac{n'_i}{n_i}$), der aus der selbstkonsistenten Modellierung der gemessenen Elektronen- und Verunreinigungsdichte resultiert.

werden während des gesamten Zeitverlaufs und über den ganzen radialen Bereich neoklassisch angenommen und sind somit proportional zum Gradienten des Deuteronendichteprofiles ($v_{\text{neo}} \propto \frac{n'_i}{n_i}$), der aus der selbstkonsistenten Modellierung der gemessenen Elektronen- und Verunreinigungsdichte resultiert. Die gemessenen Konvektionen weisen für $\rho_{\text{pol}} < 0.6$ im Sinne eines robusten radialen Mittelwertes eine gute Übereinstimmung mit den Werten aus der Stoßtheorie auf. Wie man den Ergebnissen in [77] entnimmt, lassen sich somit die gemessenen Profile und Zeitverläufe der Neondichten und SXR-Strahlung recht gut erklären. Desweiteren sagen die Modellierungsergebnisse jedoch für Kohlenstoff auch eine, wenn auch leichte Zuspitzung hervor, die keineswegs beobachtet wird.

Einige Vereinfachungen, die in die Simulationen eingehen, verringern jedoch die Aussagekraft solcher Vergleiche. So berücksichtigt der benutzte numerische Code STRAHL nicht den Effekt der Multi-Ionen Wechselwirkung. Obwohl sich bei leichten Verunreinigungen wie die betrachteten *C* und *Ne* diese Vernachlässigung weniger auswirken sollte, kann es eine mögliche Erklärung für die nicht eintretende Kohlenstoffprofilzuspitzung bieten: Genauso wie jedes *Z*-fach geladene Verunreinigungsjon *Z* Protonen aus dem Plasmazentrum verdrängt, führen die Reibungskräfte zwischen den leichten und den schweren Ionen

dazu, daß gegenüber dem Einzelverunreinigungsfall (Simulationsergebnis) die leichteren Ionen (in unserem Fall Kohlenstoff) eine geringere, die schwereren Ionen dagegen eine ausgeprägtere Anhäufung aufweisen.

Trotz der recht guten Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Daten darf man nicht darüberhinwegsehen, daß aufgrund der mangelnden Genauigkeit der Dichte- und Temperaturprofile sowie des verbleibenden anomalen Transports, der quantitativen Überprüfung der verschiedenen theoretischen Näherungen allerdings Grenzen gesetzt sind. Insgesamt lassen sich aber viele Beobachtungen im Zusammenhang mit der Verunreinigungsanhäufung zumindest qualitativ auf der Basis der Stoßtheorie erklären.

7.4 Transport während Typ I ELMs

Entladungen in der ruhigen H-Mode werden durch einen stetigen Dichteanstieg und einer Zunahme der Verunreinigungsdichte im Plasmazentrum gekennzeichnet. Die damit verbundene Erhöhung der Strahlungsverluste führt zu einer unvermeidbaren Reduktion des Energieflusses über die Separatrix und zum Rückfall in die L-Mode beim Unterschreiten einer gewissen Schwelle. Es hat sich gezeigt, daß das Erzielen eines stationären H-Mode-Betriebs über viele Einschlußzeiten erst durch das Auftreten sogenannter ELMs (*Edge Localized Modes*) möglich ist. Dabei handelt es sich um periodische Turbulenzerscheinungen, die sich durch einen pulsartigen Teilchen- und Energieauswurf im Plasmarandbereich verbunden mit einer drastischen Veränderung der Transportkoeffizienten in diesem Gebiet äußert. Die unterschiedliche Funktionalität der ELM-Wiederholungsrate f_{ELM} vom Energiefluß über die Separatrix P_{Sep} sowie deren magnetische *Precursor*¹-Signatur dienen zur Unterscheidung zwischen den sogenannten Typ I ($\frac{\partial f_{\text{ELM}}}{\partial P_{\text{Sep}}} > 0$) und Typ III ($\frac{\partial f_{\text{ELM}}}{\partial P_{\text{Sep}}} < 0$) ELMs. Neben der wesentlichen Bedeutung der ELMs für die Kontrolle des Teilchenhaushalts in der H-Mode tragen auch die erhöhten Leistungsflüsse auf die Divertortargetplatten und die damit verbundene Materialbelastung in Hinblick auf die Operation zukünftiger Fusionsreaktoren zum wachsenden Interesse an ihrem Verständnis bei. Da sich die Auswertung von Verunreinigungsprofilen während Typ III ELMs aufgrund ihrer hohen Frequenz (1–2 kHz) und der unregelmäßigen H_{α} -Signatur bislang als nicht realisierbar erwies, wird sich die folgende Analyse auf die Betrachtung von Typ I ELMs beschränken.

7.4.1 ELM Mittelung

Aus dem schnellen Anstieg des H_{α} -Signals im Divertor und magnetischen Messungen wird deutlich, daß die zu untersuchenden MHD-Ereignisse der Typ I ELMs auf Zeitskalen bis unter $100 \mu\text{s}$ ablaufen und typische Wiederholungsraten zwischen 100 und 200 Hz aufweisen. Dadurch ermöglichen die Limitationen der CER-Diagnostik bezüglich der minimalen Belichtungszeit und der Auslesedauer des *CCD-Arrays* (siehe Abschnitt 4.2.2) weder eine hinreichend genaue Erfassung des Vorgangs noch die Durchführung

¹englisch: Vorläufer

von mehr als einer Aufnahme pro ELM-Zyklus. Ferner läßt sich ausschließlich durch Messung des intensiven He^+ -Ladungsaustauschsignals, unter Inkaufnahme des komplizierteren Auswerteverfahrens, die minimale Belichtungszeit des Systems ausschöpfen und auch in Separatrixnähe ($\rho_{pol} < 0.95$) eine zuverlässige Aussage treffen, so daß sich die Untersuchungen des Transportverhaltens während Typ I ELMs auf Helium beschränken. Um trotzdem die He -Dichteevolution mit genügender Genauigkeit im Hinblick auf zuverlässige Transportkoeffizienten zu rekonstruieren, muß zunächst der zeitliche Verlauf aus den Meßpunkten verschiedener ELM-Perioden zusammengesetzt und durch Entfaltung mit der *MCP-Responsefunktion* nachträglich korrigiert werden. Dazu wird hinsichtlich grundlegender Plasmaparameter wie der liniengemittelten Elektronendichte oder der Zusatzheizleistung stationären Entladungsphasen jeder ELM als die Wiederholung eines gleichartigen Ereignisses aufgefaßt. Anhand des charakteristischen H_α -Licht-Signals läßt sich eine Zeitbasis festlegen, die eine Mittelung über alle ELMs (bis zu 200) in solch einer Phase ermöglicht. Der Nullpunkt der Synchronisation wird durch die zeitliche Lage des Maximums jedes einzelnen betrachteten ELMs eines Sichtstrahls der H_α -Diagnostik durch den äußeren Divertor definiert. Um die neue Zeitbasis möglichst dicht mit Meßdaten zu besetzen (im folgenden als *mappen* bezeichnet), ist es äußerst wichtig, daß die Abtastrate der CER-Diagnostik nicht mit der ELM-Repetitionsfrequenz oder höheren Harmonischen übereinstimmt.

Das soeben beschriebene Projektionsverfahren wird exemplarisch anhand der Entladung 8374 in Abbildung 7.12 demonstriert. Aus den mit einer minimalen Belichtungszeit von 1 ms und einer Zeitschrittweite von 7 ms aufgenommenen He -Ladungsaustauschspektren werden nach dem im Abschnitt 5.1.2 erläuterten Verfahren absolute Helium-Dichten berechnet, deren Zeitspuren bei $\rho_{pol} = 0.77$ und $\rho_{pol} = 0.97$ jeweils in 7.12 a) und b) abgebildet sind. Der ELM-gemittelte Zeitverlauf wird durch eine Faltung von Funktionen des Typs 6.4 und 6.5 (durchgezogene Linie) beschrieben und dient als Grundlage zur Projektion der über die Zeit leicht unterschiedlichen He -Dichten auf einen konstanten Mittelwert. Anhand der charakteristischen H_α -Maxima c) erfolgt die automatisierte Erkennung der einzelnen ELMs sowie die Bildung der darauf bezogenen *ELM-Zeitbasis*. Die geringe Streuung bezüglich der Projektion des H_α -Signals auf die neue Zeitbasis d) stellt einen eindeutigen Hinweis für die physikalische Gleichartigkeit der ELM-Ereignisse über den gesamten betrachteten Zeitbereich dar und rechtfertigt die durchgeführte Mittelung. Die Evolution der projizierten He -Dichten wird in g) und h) wiederum für $\rho_{pol} = 0.77$ bzw. 0.97 verdeutlicht. Die Anpassung an das Meßsignal (durchgezogene Kurve) entsteht aus der Faltung der MCP-Öffnungsfunktion mit einer aus intervallweise definierten Exponentialverläufen und einem konstanten *Offset* u zusammengesetzten Kurve zur Beschreibung des He -Dichteabfalls (τ_1 für $t_1 < t < t_2$) und -anstiegs (τ_2 für $t_2 < t$) während des ELMs (gestrichelte Kurve):

$$\begin{aligned}
 f_{ELM}(t) &= u && \text{für } t < t_1 \\
 f_{ELM}(t) &= u - A \cdot \left(1 - \exp -\frac{t - t_1}{\tau_1}\right) / \left(1 - \exp -\frac{t_2 - t_1}{\tau_1}\right) && \text{für } t_1 < t < t_2 \\
 f_{ELM}(t) &= u - A \cdot \left(2 - \exp \frac{t - t_2}{\tau_2}\right) && \text{für } t_2 < t \quad (7.9)
 \end{aligned}$$

Der gesamte Zeitverlauf läßt sich somit als Funktion der sechs Fitkoeffizienten u , A , t_1 ,

#8374

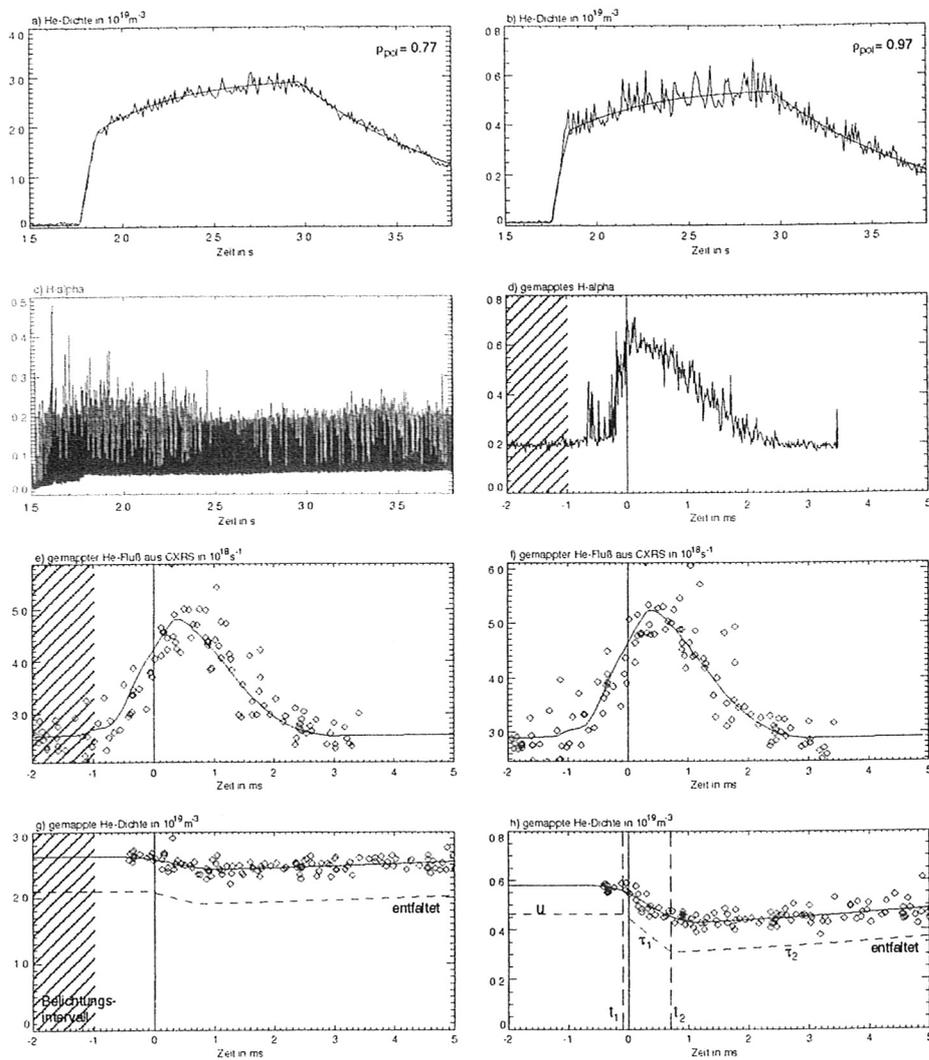


Abbildung 7.12: Mittelung über mehrere Typ I ELMs anhand des H_α -Signals im Divertor (c) und d)). a) und b) zeigen Zeitspuren der Heliumdichte bei $\rho_{pol} = 0.77$ und $\rho_{pol} = 0.97$, sowie die angepaßten Fitfunktionen. Bild c) zeigt das H_α -Signal und d) dessen Projektion auf die neue Zeitbasis, deren Nullpunkt durch das H_α -Maximum jedes ELMs definiert wird. Die geringe Streuung deutet auf die physikalische Gleichartigkeit der ELM-Ereignisse über die gesamte betrachtete Zeitphase. Die *gemappten* Heliumintensitäten aus der passiven elektronenstoß-angeregten Zuflußkomponente bei den Sichtlinien, die den Neutralteilchenstrahl bei den Flußflächenparametern $\rho_{pol} = 0.77$ und $\rho_{pol} = 0.97$ schneiden, sind jeweils in den Abbildungen e) und f) zu sehen. Durchgezogen ist das angepaßte mit dem Belichtungszeitintervall gefaltete H_α -Signal aus d) abgebildet. In g) und h) sind die *He*-Dichten als Funktion der neuen Zeitbasis als auch der durchgeführte Fit (durchgezogen) und seine Entfaltung (gestrichelt), die aus Übersichtsgründen nach unten verschoben ist, dargestellt.

t_2 , τ_1 und τ_2 glatt darstellen. Desweiteren sind zum Vergleich die *gemappten* Heliumintensitäten aus der passiven elektronenstoßangeregten Zuflußkomponente in 7.12 e) und f) abgebildet. Hier entspricht die durchgezogene Linie einer Anpassung des mit dem Belichtungsintervall gefalteten H_α -Signals d) an die Meßdaten. Während diese recht gute Übereinstimmung auf eine gemeinsame Ursache für den beobachteten Intensitätszuwachs des Helium-Zufluß- und H_α -Signals deutet, zeigt demgegenüber die He -Dichteevolution einen signifikanten zeitlichen Versatz bezüglich des H_α -Maximums sowie ein deutlich langsames Relaxationsverhalten. Ferner weist die unterschiedliche Zeitentwicklung beider Signaturen auf eine gute Entkoppelung der diversen spektralen Komponenten, die in die Auswertung (Abschnitt 5.1.2) eingehen.

Durch Auftragung der normalisierten Flüsse Γ_Z^{norm} als Funktion der normalisierten Dichtegradienten $\partial n_Z^{\text{norm}}$ (Abb. 7.13) ergeben sich für die unterschiedlichen festgehaltenen Flußparameter ρ_{pol} hysteresartige Verläufe als Funktion der Zeit. Während positive

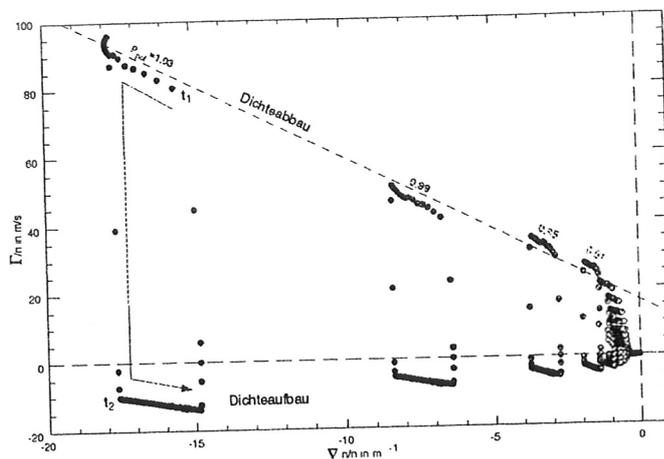


Abbildung 7.13: Normalisierte Flüsse Γ_Z^{norm} als Funktion der normalisierten Dichtegradienten $\partial n_Z^{\text{norm}}$ für alle unterschiedlichen ausgewerteten Flußparameter ρ_{pol} . Positive Auswärtsflüsse entsprechen der Teilchenauswurfphase. Negative Werte von Γ_Z^{norm} charakterisieren den Relaxationvorgang. Die Flußflächenparameter entsprechen den Werten, die bei der radialen *Spline*-Anpassung willkürlich als Stützstellen gewählt wurden.

Auswärtsflüsse die Teilchenauswurfphase ($t_1 < t < t_2$) kennzeichnen, wird die aufgrund des Relaxationvorganges ($t > t_2$) aufgespannte Teilkurve durch negative Werte von Γ_Z^{norm} charakterisiert. Innerhalb des Fehlers läßt sich wieder von einer Konstanz der Transportkoeffizienten in jedem der beiden definierten Zeitbereiche ausgehen, jedoch keine Aussage über das Transportverhalten in den Übergangsphasen treffen. Die gepunktete Gerade soll auf ähnliche Diffusions- und Driftgeschwindigkeitswerte für Plasmaradien außerhalb von $\rho_{\text{pol}} = 0.87$ bei der Dichteabbauperiode aufmerksam machen.

Das genaue Verhalten der Diffusionskoeffizienten und der Driftgeschwindigkeiten während des ELMs wird in der Abbildung 7.14 von $\rho_{\text{pol}} = 0.60$ bis 1.03 dargestellt. Schraffiert ist der Bereich hervorgehoben, in dem der Quellterm in Gleichung 6.1 nicht mehr vernachlässigbar ist und die Auswertung der Transportkoeffizienten ihre Gültigkeit verliert.

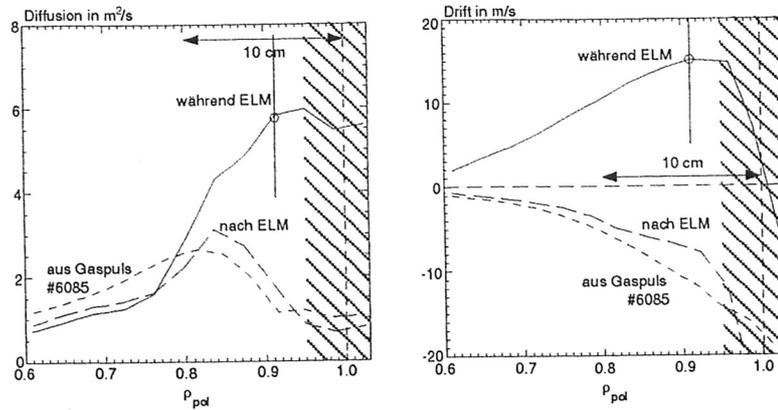


Abbildung 7.14: Radiale Profile der Transportkoeffizienten innerhalb der Separatrix während der Teilchenauswurf- (durchgezogene Linie) und Relaxationsphase (gestrichelt). Im Vergleich sind die Diffusion und die Driftgeschwindigkeit aufgetragen (gepunktet), wie sie sich aus der Auswertung einer He -Pulspropagation bei der Entladung 6085 ergeben. Die Fehlerbalken spiegeln nur die statistische Unsicherheit wider.

Das radiale Transportverhalten während des Relaxationsprozesses (gestrichelte Kurve) zeigt eine gute Übereinstimmung mit den ELM-gemittelten Ergebnissen aus Gasblasexperimenten, wie exemplarisch anhand des Vergleiches mit den Koeffizienten aus Entladung 6085 verdeutlicht wird. Ferner werden beide Profile der Diffusionskoeffizienten durch ein Maximum bei etwa $\rho_{pol} \sim 0.80$ und einem Abfall auf Werte von $\sim 1 \frac{m^2}{s}$ in der Nähe des Plasmarandes ausgezeichnet. Dieser sogenannten *Transportbarriere* sind die charakteristisch hohen Gradienten der H-Mode zuzuschreiben. Die Einwärtsdriften nehmen dagegen in radialer Richtung stetig zu. In der Teilchenauswurfphase wird in einem $\sim 10 \text{ cm}$ breiten Intervall innerhalb der Separatrix ein Anstieg der Verunreinigungsdiffusion auf ein Vielfaches des Wertes zwischen den ELMs $D_{max} \approx 6 \frac{m^2}{s}$ und dadurch bedingt das Verschwinden der *Transportbarriere* am Rand beobachtet. Der konvektive Fluß ist in dieser Periode radial nach außen gerichtet mit Driftgeschwindigkeiten im Bereich von $+15 \frac{m}{s}$. Als Fehlerbalken wird jeweils die statistische Unsicherheit bei der Auswertung der $\Gamma_Z^{norm} - \partial n_Z^{norm}$ -Diagramme aufgetragen. Der genaue Beitrag der einzelnen Transportterme zum gesamten Teilchenfluß ist aufgrund der Fehler jedoch unklar. Die ausgeprägte Abnahme der Driftgeschwindigkeiten außerhalb von $\rho_{pol} = 0.95$ kann im Einfluß des in diesem Bereich nicht zu vernachlässigenden Quellterms eine Erklärung finden.

7.4.2 Vergleich mit dem Elektronentransport und theoretische Betrachtungen

An ASDEX Upgrade sind in früheren Experimenten systematische Untersuchungen im Hinblick auf den während ELMs stattfindenden Transport von Elektronen und Energie durchgeführt worden [78] mit denen das gefundene Verunreinigungstransportverhalten in diesem Abschnitt verglichen werden soll. Der Beschreibung des Transports liegen die Einflüssigkeitsgleichungen in Zylindergeometrie mit einem rein diffusiven Ansatz für den

Teilchen- und Wärmefluß zugrunde. Die zeitlich aufgelösten Dichte- und Temperaturprofile werden den Messungen des ECE-Radiometers, der vertikalen Thomson-Streu-Apparatur, des DCN-Laser Interferometers und der *Li*-Strahldiagnostik nach Mittelung über viele ELMs entnommen. Die Teilchen- und Energiequellen im Plasma werden aus Modellierungen der Teilchen- und Leistungsdeposition der Neutralinjektionsheizung, der Ionisation neutraler Atome am Plasmarand, sowie Berechnungen der Ohmschen Heizleistung und der Berücksichtigung der Strahlungsverluste durch gemessene Werte gewonnen. Diese Analysen führen zu einer im Rahmen der Parametervariation von der ELM-Wiederholungsrate unabhängigen Erhöhung des Diffusionskoeffizienten $\overline{\Delta D} = 6.4 \pm 1.5 \frac{m^2}{s}$ und der Wärmeleitfähigkeit $\overline{\Delta \chi} = 11.3 \pm 1.1 \frac{m^2}{s}$. Zur Durchführung eines Vergleiches muß zunächst auch der Verunreinigungstransport rein diffusiv ($\Gamma_Z = -D_Z \frac{\partial n_Z}{\partial r} + v_Z n_Z = -D_Z^{\text{eff}} \frac{\partial n_Z}{\partial r}$) angesetzt werden, wobei D_Z^{eff} den effektiven Diffusionskoeffizienten bezeichnet.

Das radiale Profil der effektiven *He*-Diffusion D_{He}^{eff} wird in der Abbildung 7.15 mit Messungen der Elektronendiffusion D_e^{eff} und -wärmeleitfähigkeit χ_e^{eff} verglichen. Die

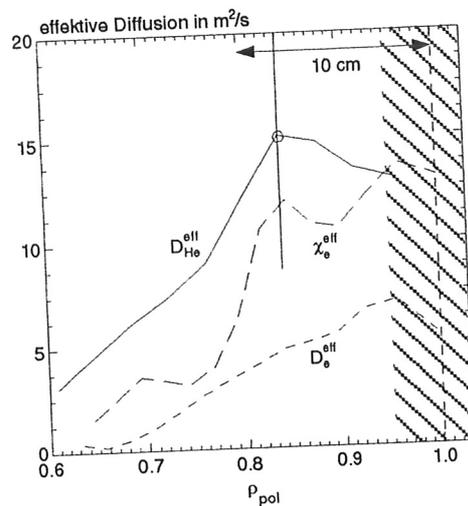


Abbildung 7.15: Radiale Profile der effektiven *He*-Diffusionskoeffizienten D_{He}^{eff} für die Entladung 8374 sowie der Elektronendiffusion D_e^{eff} und der -wärmeleitfähigkeit χ_e^{eff} innerhalb der Separatrix während der Teilchenauswurfphase für Typ-I ELMs. Die Elektronentransportkoeffizienten entstammen der Arbeit von H. Reimerdes [78] für die Entladung 7555 mit vergleichbaren Plasmamparametern ($I_p = 1 \text{ MA}$, $B_{\text{tor}} = -2.5 T$, und $\bar{n}_e \sim 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$).

Erhöhung von D_{He}^{eff} beträgt $\sim 14 \frac{m^2}{s}$ und wird in etwa zu zwei Drittel von der Auswärtskonvektion getragen, wie aus dem Vergleich mit den Ergebnissen der Abb. 7.14 zu erkennen ist. Die beobachtete Eindringtiefe von etwa 10 cm entspricht derselben Lokalisierung der Elektronendifusions- und -wärmeleitfähigkeitserhöhung am Rand. Bezüglich der Absolutgröße des Transportzuwachses ergibt sich eine bessere Übereinstimmung von D_{He}^{eff} mit χ_e^{eff} als mit D_e^{eff} , jedoch kann innerhalb des gemeinsamen Fehlers kein eindeutiger Unterschied festgestellt werden. Ferner soll an dieser Stelle noch erwähnt werden, daß das Relaxationsverhalten der *He*-Dichten während des ELM-Einbruchs vielmehr der Evolution der Elektronendichte als der zeitlichen Entwicklung der Temperatur entspricht, die

wesentlich schneller relaxiert. Die gute qualitative und quantitative Übereinstimmung der verschiedenen Transportkoeffizienten bezüglich ihrer Zeitentwicklung, Absolutwert und radialen Lokalisierung ($D_{He}^{eff} \approx D_e^{eff} \approx \chi_e^{eff}$) deutet auf eine starke Verknüpfung zwischen dem Wärme-, dem Elektronen- und dem Verunreinigungstransport während des ELM-Einbruchs. Der treibende Mechanismus sollte deshalb von Natur aus konvektiv und ambipolar sein.

Die Modellierung des Elektronenwärmetransportverhaltens durch parallele Teilchenflüsse entlang stochastisierter Magnetfeldlinien während der ELM-*Precursor*-Aktivität wurde erstmals von R. Buttery durchgeführt und ergibt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen am Tokamakexperiment COMPASS-D [79] und am ASDEX Upgrade [78]. Dabei werden die kohärenten magnetischen *Precursor*-Oszillationen vor Typ I-ELMs, denen mit Hilfe der Signale von nah am Plasma angeordneten Mirnov-Spulen [80] toroidale Modenzahlen von $n = 4$ und 5 und poloidale Modenzahlen von $m = 9$ und 14 bei Frequenzen von 100 bzw. 120 kHz zugeordnet werden, anhand einer Gleichgewichtsrekonstruktion auf resonanten Flußflächen lokalisiert. Die helikalen Störströme, die auf diesen Flächen angenommen und deren Amplituden zur Widergabe der beobachteten magnetischen Signale angepaßt werden, verursachen radiale Feldlinienausflüge und die Bildung ergodischer Magnetfeldbereiche, die die ursprüngliche Topologie ineinandergeschachtelter Flußflächen zerstören. Die thermischen Teilchenströme entlang dieser turbulenten Feldlinien führen zu einem effektiven Transport in radialer Richtung, der empfindlich von der spektralen Variation der Wellenzahl der Störung abhängt. Die resultierende erhöhte Wärmeleitfähigkeit senkrecht zu den Flußflächen wird bei der Modellierung gemäß der Formel von Rechester und Rosenbluth [81]

$$\chi_{\perp}^{RR} = v_e \frac{\langle (\partial r)^2 \rangle}{\langle \partial t \rangle}, \quad (7.10)$$

beschrieben. Die modellierten Störströme haben einen Anstieg der Wärmeleitfähigkeit auf Werte zwischen 10 und $14 \frac{m^2}{s}$ in einem etwa 3 cm breiten Bereich innerhalb der Separatrix zur Folge, was somit sowohl in der Größe als auch näherungsweise in der Ausdehnung des betroffenen Bereiches mit den Messungen von D_{He}^{eff} mit χ_e^{eff} übereinstimmt.

Die Aussagekraft der guten quantitativen und qualitativen Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den modellierten Transportkoeffizienten muß jedoch relativiert werden, denn das zugrundeliegende Rechester und Rosenbluth Modell beruht auf nicht ambipolare, konduktive Prozesse, bei denen sich der Wärmetransport prinzipiell vom Teilchentransport unterscheidet. Beim Teilchentransport führt die Ladungstrennung zwischen Elektronen und Ionen zum Aufbau positiver elektromagnetischer Potentiale, die die Elektronen in ihrer Bewegung zurückhalten. Es ergeben sich somit zwangsläufig ambipolare Teilchenflüsse mit der thermischen Strömungsgeschwindigkeit der langsameren Ionen v_i . Derselbe Zwang führt jedoch nicht zu einer intrinsischen Ambipolarität bei den konduktiven Wärmeffüssen. Dieser Unterschied wird der Tatsache zugeschrieben, daß die elektromagnetischen Felder als Folge von Ladungsdichten entstehen und nicht zwischen Ereignissen, bei denen Teilchen gleicher oder unterschiedlicher Energie ihre Positionen austauschen, differenzieren. Deshalb wird der von den Elektronen getragene

Wärmetransport im Gegensatz zum Teilchentransport von der thermischen Elektronengeschwindigkeit v_e geprägt (Glg. 7.10). Transport nach dem Rechester und Rosenbluth Modell führt somit auf Zusammenhänge der folgenden Art [82]

$$\chi_e^{\text{RR}} \approx \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} D_e^{\text{RR}}, \quad D_Z^{\text{RR}} \approx \sqrt{\frac{m_i}{m_Z}} D_e^{\text{RR}} \quad (7.11)$$

und steht somit im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen, die nahezu gleiche Wärme- und Teilchentransporteigenschaften aufweisen.

Aus einer neueren theoretischen Erweiterung des Rechester-Rosenbluth Transportmodells [83] durch Einführung nichtlinearer Elektronenanhäufungseffekte und durch Betrachtung ihrer Rückwirkung auf das dielektrische Verhalten des Plasmas über resonanten Impuls- und Energieaustausch folgt jedoch, daß der Wärmetransportmechanismus am Plasmarand durchaus einen konvektiven und ambipolaren Charakter haben kann. Die radiale Wärmeleitfähigkeit setzt sich dabei aus einer Rechester-Rosenbluth Diffusion skaliert mit dem Faktor $(\frac{\omega}{v_i k_0})^2$ und einer thermischen Ionen- statt einer Elektronengeschwindigkeit als Strömungsfaktor

$$\chi_{\perp}^{\text{T}} = v_i \frac{\langle (\partial r)^2 \rangle}{\langle \partial t \rangle} \left(\frac{\omega}{k v_i} \right)^2 \quad (7.12)$$

zusammen und liefert eine gute Beschreibung gemessener Energieflüsse am MST (Madison Symmetric Torus) [84]. Der Faktor $\frac{\omega}{v_i k_0}$ spiegelt dabei die Anzahl der Teilchen wider, die mit der kollektiven Mode in Resonanz sind, und deutet auf die Dominanz der turbulenten Elektron-Ion-Streuung gegenüber des Elektronenbeitrages hinsichtlich des Impuls- und Energieaustausches hin.

Ein durchaus erwünschter direkter quantitativer Vergleich zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen aus Modellierungen kann derzeit an ASDEX Upgrade nicht durchgeführt werden, da der momentane diagnostische Stand der magnetischen Messungen keine zuverlässige Zuordnung toroidaler Modenzahlen für die Typ I ELM Precursoroszillationen und somit keine direkte Bestimmung der Phasengeschwindigkeit der Mode $u = \frac{\omega}{k_0}$ erlaubt. Grobe Abschätzung bei den betrachteten Frequenzen hingegen führen zu Werten des Faktors $\frac{\omega}{v_i k_0}$, die durchaus in der Lage sind, den Unterschied $\frac{v_i}{v_e}$ in der vorhergesagten Wärmeleitfähigkeit beider Theorien zu erklären. Ein geplanter Ausbau der magnetischen Spulenordnung soll in Zukunft vertiefende Untersuchungen ermöglichen.

Zusammenfassend lassen sich folgende Feststellungen treffen: paralleler Transport entlang ergodisierter Feldlinien kann die experimentellen Beobachtungen qualitativ gut beschreiben. Desweiteren deutet die gute Übereinstimmung zwischen dem Teilchen- und dem Wärmetransport sowie zwischen der Elektronen- und der Verunreinigungsdiffusion signifikant auf einen konvektiven und ambipolaren Transportmechanismus hin, wie er von der Theorie von P. W. Terry vorhergesagt wird.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist der radiale Transport der leichten Verunreinigungen He und Ne am Tokamakexperiment ASDEX Upgrade empirisch untersucht worden. Der Beschreibung der Transportcharakteristiken liegt ein universeller heuristischer Ansatz für den Transportmechanismus aus einem diffusiven und einem konvektiven Anteil zugrunde. Die numerische Lösung der Transportgleichung bei instationären kontrolliert ins Plasma eingeblasenen Verunreinigungspulsen liefert die radialen Profile der Transportkoeffizienten. Die dazu benötigten zeitlich und räumlich aufgelösten Verunreinigungsprofile erhält man aus Messungen der aktiven Spektroskopie an Ladungsaustauschrekombinationsprozessen mit den injizierten Neutralstrahlneutralen.

In diesem Zusammenhang wurden zunächst die physikalischen Grundlagen zur Auswertung der Meßergebnisse erarbeitet. Mit spezieller Sorgfalt wurde dabei der Einfluß der diversen involvierten Störprozesse, wie die Feinstruktur- und Zeemanaufspaltung, der Beitrag der driftenden elektronenstoßangeregten wasserstoffähnlichen Ionen (*Plume*), der Einfluß der sekundären Strahlneutrale (*Halos*) und die Ladungsaustausch-Rekombinationsprozesse aus angeregten Neutralen auf die gemessenen Linienprofile diskutiert.

Um die Ermittlung der Verunreinigungstransportparameter mit hinreichender Genauigkeit zu ermöglichen, wurde das Ladungsaustausch-Rekombinations-Diagnostiksystem (CXR-Diagnostik) ausgebaut und die zur standardmäßigen Bestimmung der experimentellen Ergebnisse benötigten Computeralgorithmen weiterentwickelt bzw. neuartige Auswertemethoden eingeführt. Unter anderem wurde das vorhandene Neutralteilchen-Abschwächungscode NEUDEN für die Bedingungen an ASDEX Upgrade optimiert. Dabei wurden die verwendeten Abschwächungswirkungsquerschnitte durch die Berücksichtigung von Mehrstufenprozesse bei der Lösung des atomaren Ratengleichungssystems für alle wesentlichen Ionensorten neu berechnet und die gesamte Strahlabschwächung anschließend als eine Zusammensetzung der einzelnen, reinen Koeffizienten angesetzt. Ferner wurden die Dichten der gemessenen Verunreinigungen wegen der impliziten Abhängigkeit der effektiven Neutralstrahl-Abschwächungskoeffizienten von den berechneten Verunreinigungskonzentrationen und der Verdünnung des Hintergrundplasmas anhand eines iterativen Verfahrens bestimmt.

Durch qualitativen als auch quantitativen Vergleich der Ergebnisse des numerischen Plasmamodellcodes STRAHL mit lokalen Konzentrations- und Zuflußmessungen der CXR-Diagnostik als auch mit Soft X-Ray Strahlungsprofilen konnte gezeigt werden, daß die bei der Bestimmung der Transportkoeffizienten zur Anwendung kommende Methode

sowie das heuristisch angesetzte Transportmodell die Messungen konsistent und gut beschreiben kann.

Anhand der Meßergebnisse der CXR-Diagnostik konnte an ASDEX Upgrade die Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von verschiedenen globalen Plasmaparametern (wie z. B. effektive Masse der Hintergrundplasmaionen, Magnetfeld, Heizleistung und Elektronendichte) für diverse Entladungsbedingungen untersucht werden sowie eine empirische Beschreibung des Transportverhaltens beim Übergang zwischen unterschiedlichen Einschlußregime (H-CDH-Übergang) und bei zeitlich veränderlichen Prozessen am Plasmarand, sogenannten ELMs (*Edge Localized Modes*), gewonnen werden.

Als wichtiger Befund ergibt sich, daß innerhalb des Fehlers der Diffusionskoeffizient weder von der injizierten Verunreinigungssorte (He , Ne) noch von der Elektronendichte wesentlich abhängt. Neben der Zunahme von D als Funktion der gesamten Heizleistung und der ausgeprägten Abhängigkeit von dem jeweiligen Isotop des Hintergrundplasmas besteht die offensichtliche Tendenz einer Verkleinerung der Teilchendiffusion mit zunehmendem Toroidalfeld. Untersuchungen zur Abhängigkeit des Plasmastromes konnten aufgrund der geringen Variation in dieser Größe nicht durchgeführt werden. Es wurden deshalb nur Entladungen bei $I_p = 1\text{ MA}$ betrachtet. Somit konnte zudem die Magnetfeldabhängigkeit unbeeinflusst von möglichen Kolinearitäten mit dem Plasmastrom analysiert werden.

Die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von den Plasmaparametern wurde mit den entsprechenden Abhängigkeiten des Elektronentransports sowie mit Skalierungsgesetzen für die Energie- und die Drehimpulseinschlußzeit verglichen. Es ergibt sich nicht nur eine Übereinstimmung in der absoluten Größe der Diffusionskoeffizienten der Elektronen und unterschiedlicher Verunreinigungen, sondern es wird zudem eine weitreichende Parallelität hinsichtlich aller betrachteten Parameterabhängigkeiten beobachtet. Weiterhin konnte auch mit dem Energie- und Drehimpulstransport eine gute Korrelation bezüglich der Abhängigkeiten von den Parametervariationen nachgewiesen werden.

Darüber hinaus stellt sich in Übereinstimmung mit früheren Experimenten heraus, daß die Diffusion über den gesamten radialen Bereich nicht durch die neoklassische Transporttheorie zu erklären ist. Die Driftgeschwindigkeiten hingegen weisen nur bei Flußflächenparameter $\rho_{pol} > 0.6$ eine eindeutige Proportionalität zu den Diffusionskoeffizienten und einen deutlichen, sowohl quantitativen als auch qualitativen Widerspruch zur Theorie binärer Stöße auf. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zum Transportverhalten, das sich aus Untersuchungen nichtstationärer Akkumulationsphänomene herleiten läßt. In diesem Fall werden sowohl die zentralen ($\rho_{pol} < 0.6$) Verunreinigungstransportkoeffizienten D und v als auch die nichtstationäre zeitliche Entwicklung durch neoklassische Transportterme gut beschrieben.

Eine Untersuchung der ELM-Dynamik hinsichtlich der Verunreinigungstransportkoeffizienten liefert eine Erhöhung des Diffusionskoeffizienten von $D \approx 1 \frac{m^2}{s}$ auf $D_{max} \approx 14 \frac{m^2}{s}$ in einer $\sim 10\text{ cm}$ breiten Randschicht und die Ausbildung einer radial nach außen gerichteten Konvektion während der Teilchenauswurfphase. Die Dichterelaxationsphase nach dem ELM-Einbruch läßt sich durch denselben Satz von Transportkoeffizienten beschreiben, der auch aus Gasblasexperimenten hergeleitet wird.

Ferner ist die ermittelte effektive Verunreinigungsdiffusion während des ELMs mit Modellierungsergebnissen des radialen Transports aufgrund von parallelen Teilchenströmen entlang ergodisierter Magnetfeldlinien sowie mit Resultaten für den gemessenen Elektronen- und Wärmetransports verglichen worden. Die absolute Größe der effektiven Verunreinigungsdiffusionserhöhung in radialer Richtung als auch deren Lokalisierung am Plasmarand stimmt mit den gemessenen Daten der Elektronendiffusion- und Wärmeleitung gut überein und läßt sich mit der angesetzten Transportmodellierung qualitativ wiedergeben. Für den Transport während des ELMs ist eine Relation der Art $D_{He}^{eff} \approx D_e^{eff} \approx \chi_e^{eff}$ gefunden worden, die auf einen konvektiven und ambipolaren Mechanismus, wie er von neueren Theorien vorhergesagt wird, deutet.

A Neoklassischer und anomaler Transport

In magnetisch eingeschlossenen Plasmen ergibt sich für Elektronen und Protonen ein Verhältnis von Parallel- zu Senkrechtdiffusion $\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}$ von etwa 10^{14} . Deshalb können Dichte und Temperatur auf den geschlossenen Flußflächen konstant angenommen werden, bilden aber in radiale Richtung Gradienten. Wird eine exakte Magnetfeldtopologie, d.h. ohne räumliche Ergodisierung der Magnetfeldlinien eingehalten, so werden die Einschluß-eigenschaften des Plasmas durch den senkrechten Diffusionskoeffizienten bestimmt. Die Überlegungen der nächsten Abschnitte werden sich somit auf diesen senkrechten Transport beschränken, der nach dem gegenwärtigen Stand der Erkenntnis durch mehrere Mechanismen wie binäre Stöße zwischen den Teilchen, fluktuierende magnetische und elektrische Felder sowie durch makroskopische Instabilitätsprozesse des Plasmas getrieben wird.

A.1 Transport durch binäre Stöße

A.1.1 Diffusion in einem Plasma zylindrischer Geometrie

Die Wirkung binärer Stöße beruht auf dem Impulsaustausch zwischen den jeweiligen Stoßpartnern. Der Gyrationradius eines Teilchens der Sorte a ist in vektorieller Schreibweise:

$$\vec{r}_{g,a} = \frac{\vec{p}_a \times \vec{B}}{q_a \cdot B^2} \quad (\text{A.1})$$

mit dem Impuls \vec{p}_a und der Ladung q_a des Teilchens. Bei Impulsübertrag $\Delta\vec{p}_a$ durch die Wechselwirkung des Teilchens a mit einem Ion der Sorte b ergibt sich eine Versetzung des Gyrationenzentrums um $\Delta\vec{r}_{g,a}$. Der Impulserhaltungssatz verlangt mit Glg. A.1

$$q_a \cdot \Delta\vec{r}_{g,a} = -q_b \cdot \Delta\vec{r}_{g,b} \quad (\text{A.2})$$

d.h., daß sich die einstellenden Ladungsflüsse der beteiligten Teilchensorten bei binären Stößen gegenseitig aufheben (*Ambipolarität*) und die Quasineutralität des Plasmas erhalten bleibt.

Andererseits folgt aus der Gleichung A.2, daß nur Stöße zwischen Teilchen mit entgegengesetzter Ladung, also zwischen Elektronen und Ionen, zu gleichgerichteten Flüssen führen. Gleichnamig geladene Teilchen vertauschen beim Stoß gegenseitig ihre Positionen aus, so daß Stöße innerhalb einer Teilchensorte nicht zum Transport beitragen und die Ionen innerhalb des Plasmas nur eine Umverteilung erfahren, die aber vor allem für hochgeladene Ionen zu einer starken Anhäufung der Teilchen im Plasmazentrum führen kann (siehe Abschnitt 7.3). In diesem Zusammenhang muß noch erwähnt werden, daß durch den sinkenden Impulsübertrag mit zunehmender Temperatur der Teilchen, senkrechte Temperaturgradienten im Plasma Thermoreibungskräfte verursachen, die ebenfalls zu radialen Teilchenströmen Anlaß geben. Faßt man beide Transportmechanismen zusammen, so enthalten die radialen Teilchenflüsse Proportionalitäten sowohl von den Dichten als auch von den Temperaturgradienten. Den in einem einfachen Zweikomponentenplasma aufgrund der Temperaturgradienten verursachte Fluß wird als *Thermodiffusion* bezeichnet.

Der Diffusionskoeffizient nimmt im Sinne eines *random walk*-Prozesses die charakteristische Gestalt $D = \frac{\text{Diffusionslänge}^2}{\text{Stoßzeit}}$ an, wobei die Diffusionslänge die Wegstrecke ist, die zwischen zwei Stöße zurückgelegt wird. Im Fall des klassischen Diffusionskoeffizienten, der für den Transport in einem geraden Zylinder verantwortlich ist, wird die Diffusionslänge durch den Gyrationradius der betrachteten Teilchensorte ρ_Z gegeben und es gilt:

$$D_e^{\text{klass}} = \frac{\rho_e^2}{\tau_{ei}} = \frac{\rho_i^2}{\tau_{ie}} = D_i^{\text{klass}} \quad (\text{A.3})$$

Die Transportparameter des klassischen Flusses [85, 86] werden durch

$$\begin{aligned} D_Z^{\text{klass}} &= \frac{\rho_Z^2}{2\tau_{Z,i}} \simeq \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0 B} \right)^2 \sqrt{\frac{m_i}{T_i}} n_i \ln \Lambda_{Z,i}, \\ v_Z^{\text{klass}} &= Z D_Z^{\text{klass}} \left(\frac{n'_i}{n_i} - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2}{Z} \right) \frac{T'_i}{T_i} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

beschrieben.

A.1.2 Neoklassischer Transport

Eine Modifikation des klassischen Transports ergibt sich durch Berücksichtigung sogenannter neoklassischer Effekte, die durch die toroidale Geometrie bedingt werden. Aufgrund der Inhomogenität des Magnetfeldes und der Zentrifugalkräfte, die durch die Krümmung der Magnetfeldlinien hervorgerufen werden, wirken auf die sich in einem toroidalen Magnetfeld befindlichen Teilchen Kräfte ein, die die Größe ihrer Transportkoeffizienten ändern. Ferner führt die Krümmung des Magnetfeldes zu einer Variation des totalen Feldes wie $\frac{1}{R}$. Da sich R längs der schraubenförmigen Feldlinien ändert, variiert auch B entlang der Bahn der Teilchenführungszentren. Deshalb tritt der sogenannte *magnetische Spiegeleffekt* auf: Teilchen, deren Verhältnis von Senkrecht- zu Parallelgeschwindigkeit bezüglich der Richtung des Magnetfeldes einen bestimmten Wert unterschreitet, werden am höheren inneren Magnetfeld reflektiert und führen deshalb

eine Pendelbewegung zwischen zwei toroidalen Punkten aus. Ihre Bahn ist aufgrund der Krümmungsdriften nicht in sich selbst geschlossen und ihre Projektion auf den poloidalen Querschnitt ist näherungsweise der Ausschnitt eines Kreises und nimmt ein *bananenförmiges* Aussehen ein (siehe Abb. A.1). Die Breite dieser *Bananen* ergibt sich aus $\Delta_B = r_g \frac{q}{\sqrt{\epsilon}}$ mit der Toroidizität $\epsilon = \frac{r}{R}$. Im engeren Sinne trifft die Bezeichnung *Neoklassik* nur bei freien Weglängen λ zu, die größer als die charakteristische Strecke qR , die in etwa ein Drittel der Strecke zwischen Außen- und Innenseite des Torus entlang des Magnetfeldes beträgt, sind. Für den Fall $\lambda \ll qR$ spricht man dagegen von *Pfirsch-Schlüter* Effekten.

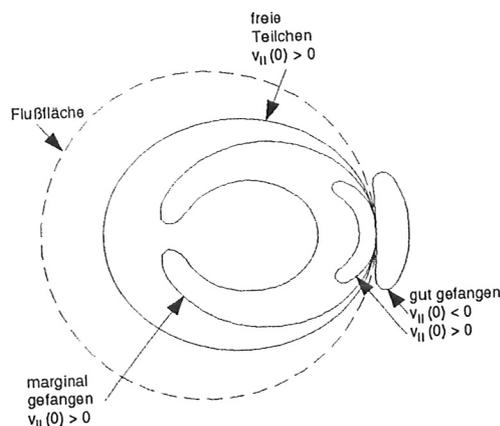


Abbildung A.1: Bananen Bahnen in einer toroidalen Konfiguration.

Bei der Beschreibung der stoßbedingten Flüsse berücksichtigt man gewöhnlich folgende Beiträge

$$\Gamma_Z = \Gamma_Z^{\text{klass}} + \Gamma_Z^{\text{ps}} \quad \text{dominant im stoßbestimmten Bereich} \\ + \Gamma_Z^{\text{bp}} \quad \text{dominant im Bereich großer freier Weglängen,} \quad (\text{A.5})$$

die je nach Stoßgebiet der Verunreinigungsionen von unterschiedlicher Bedeutung sind. Γ_Z^{klass} bezeichnet dabei den klassischen Fluß, der durch die Reibungskraft senkrecht zum Magnetfeld in zylindrischer Geometrie verursacht wird. Der *Pfirsch-Schlüter* Fluß Γ_Z^{ps} resultiert aus zusätzlichen Kräften, die durch die poloidale Variation dieser Reibungskräfte auf den magnetischen Flächen in einer toroidalen Anordnung entstehen. Druckanisotropien auf den Flußflächen und die damit verbundenen Viskositätskräfte bilden die Grundlage des sogenannten *Banana-Plateau* Flusses Γ_Z^{bp} .

Das Stoßverhalten der Teilchen wird durch die sogenannte *Kollisionalität* ν^* beschrieben, die für eine bestimmte Verunreinigungssorte a durch

$$\nu_a^* = \sum_b \nu_{a,b}^* = \frac{1}{\omega_{T,a} \epsilon^{3/2}} \sum_b \tau_{a,b}^{-1} \quad (\text{A.6})$$

definiert wird. Die Summation erfolgt über die restlichen im Plasma vorkommenden Ionensorten.

$$\omega_{T,a} = \frac{v_{th,a}}{qR} = \frac{\sqrt{2T_a/m_a}}{qR} \quad (\text{A.7})$$

bezeichnet die thermische Transitfrequenz der freien Teilchen und $\tau_{a,b}$ die Stoßzeit, die Impulsaustauschstöße mit gleichen und allen anderen Teilchen beinhaltet. Mit abnehmender relativer Häufigkeit der Stöße werden drei Bereiche hinsichtlich der freien Weglänge der freien und gefangenen Teilchen in Bezug auf die charakteristische Strecke qR unterschieden (siehe Abb. A.2):

1. **Pfirsch-Schlüter-Gebiet:** Im hochstoßbehafteten Pfirsch-Schlüter-Bereich ($\nu^* > 1$) können weder die freien noch die gefangenen Teilchen die Strecke qR stoßfrei durchlaufen.
2. **Plateau-Gebiet:** Im Gegensatz zu den freien Teilchen, die im Plateau-Bereich ($\epsilon^{3/2} < \nu^* < 1$) stoßfrei von der Torusaußen- zur Torusinnenseite gelangen, ist die Stoßfrequenz der gefangenen Teilchen immer noch so hoch, daß sie ihre Bananenbahnen nicht stoßfrei durchlaufen können. Die Bezeichnung Plateau-Gebiet leitet sich aus dem flachen Verlauf des reibungsbedingten Diffusionskoeffizienten $D_{\text{coll}} = \text{const.} \neq f(\nu^*)$ in diesem Bereich ab.
3. **Bananen-Gebiet:** Schließlich sind im Bananenbereich ($\nu^* < \epsilon^{3/2}$) auch die gefangenen Teilchen stoßfrei und durchlaufen einen oder mehr Bananenzyklen, bevor sie durch einen Stoß auf eine andere Bahn gebracht werden. Im Sinne eines *random walk*-Vorganges wird in diesem Fall die Diffusionslänge durch die Breite der Bananen Δ_B gegeben. Die Schrittweite des Versatzes der Bahn bei einem Stoß mit anderen Teilchen ist deshalb sehr viel größer als bei frei umlaufenden Teilchen.

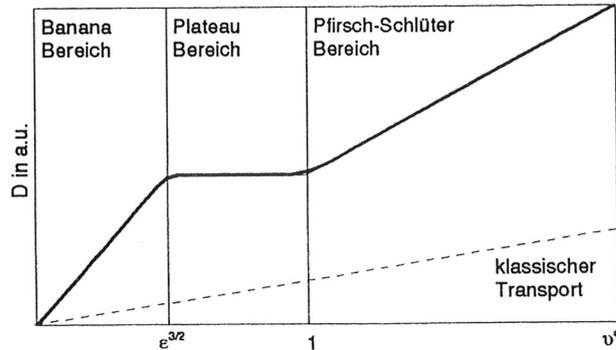


Abbildung A.2: Variation der Teilchendiffusion D in den unterschiedlichen neoklassischen Bereichen.

Nur für das Pfirsch-Schlüter-Gebiet ist die Annahme einer lokalen Transportbeschreibung gerechtfertigt und es existieren deshalb relativ einfache Theorien. Im Bananen- und im Plateau-Bereich dagegen ergeben sich die radialen Transportkoeffizienten erst nach einer geeigneten Mittelung über die magnetischen Flächen.

Für den Fall konstanter Temperaturen ergibt sich für den Pfirsch-Schlüter-Fluß

$$\Gamma_Z^{\text{ps}} = -2q^2 \left(\frac{1}{2} \rho_e^2 \nu_e \right) \frac{\partial n_e}{\partial r} = -2q^2 D_Z^{\text{klass}} \frac{\partial n_e}{\partial r} = -D_Z^{\text{ps}} \frac{\partial n_e}{\partial r}. \quad (\text{A.8})$$

Der Pfirsch-Schlüter-Diffusionskoeffizient D_Z^{ps} ist somit in erster Näherung um den Faktor $2q^2$ größer als der klassische Diffusionskoeffizient [87, 86]. Die Transportparameter des Banana-Plateau-Flusses werden durch die Gleichungen

$$D_Z^{\text{bp}} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} q^2 \rho_Z^2 \omega_{T,Z} \frac{\nu_Z^*}{1 + \nu_Z^*} \frac{1}{1 + \epsilon^{3/2} \nu_Z^*} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q}{R} \frac{\sqrt{m_Z T_i^{3/2}}}{Z^2} \left(\frac{1}{eB} \right)^2 \frac{\nu_Z^*}{1 + \nu_Z^*} \frac{1}{1 + \epsilon^{3/2} \nu_Z^*}$$

$$v_Z^{\text{bp}} = Z D_Z^{\text{bp}} \left(\frac{n_i'}{n_i} + H \frac{T_i'}{T_i} \right). \quad (\text{A.9})$$

beschrieben [88, 89], wobei der Koeffizient H eine Funktion des Stoßparameters des Hintergrundplasmas ist: $H = \frac{3}{2}$ falls sich die Plasmaionen im Plateau-Bereich befinden und $H \ll 1$ im Fall von Plasmaionen im Banana-Gebiet.

A.2 Anomaler Transport

Obwohl aufgrund neoklassischer Effekte der Transport um etwa zwei Größenordnungen gegenüber den klassischen Erwartungen überhöht ist, kann auch die neoklassische Stoßtheorie den experimentell beobachteten Energie- und Teilchentransport nicht erklären. Man benötigt daher andere Mechanismen, die diesen *anomal* erhöhten Teilchen- und Energietransport erklären können. Die derzeit am weitesten verbreitete Vorstellung ist die, daß dieser sogenannte *anomale* Transport insbesondere durch elektrostatische und magnetische Turbulenzeffekte herangerufen wird. Während fluktuierende magnetische Felder direkt die einschließende magnetische Feldstruktur beeinflussen und eine Ergodisierung der magnetischen Feldlinien verursachen können, baut die elektrostatische Turbulenz durch kollektive Effekte fluktuierende \vec{E} -Felder auf, die die poloidalen Reibungskräften zwischen den Elektronen und den Ionen über die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift erhöhen und somit den radialen Transport vergrößern. Obwohl sich die mit diesen Turbulenzen einhergehenden Fluktuationen experimentell beobachten lassen, ist es bisher noch nicht gelungen einen kausalen Zusammenhang mit dem Transport nachzuweisen. Aus diesem Grund wird in Analogie zum neoklassischen Transport der anomale Teilchenfluß als eine Zusammensetzung aus einem diffusiven und einem konvektiven Anteil

$$\Gamma_Z^{\text{an}} = \Gamma^{\text{an}} = -D(r) \frac{\partial n_Z}{\partial r} + v(r) n_Z \quad (\text{A.10})$$

angesetzt.

B Datenfilterung

B.1 Die Lee-Filterung

Die aufgenommenen Ladungsaustauschintensitäten ergeben sich aus der Faltung der betrachteten Verunreinigungsdichte mit dem Neutralstrahllichtprofil (Glg. 2.2). Geringe Verunreinigungsdichten oder starke Neutralstrahlabschwächungen aufgrund hoher Elektronendichten sowie kurze Belichtungszeiten führen somit zu ein ungünstiges Signal-Rausch-Verhältnis (SNR = Signal-to-Noise Ratio). Um das Rauschniveau, ohne das Signal über ein längeres Zeitintervall zu mitteln bzw. die Belichtungszeit zu verlängern, soweit zu reduzieren, daß dennoch eine automatisierte Auswertung möglich ist, werden die verrauschten Meßdaten vor der anschließenden quantitativen Weiterverarbeitung anhand des in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Multi-Gauß-Fitalgorithmus zusätzlich einer zweidimensionalen Filterungsprozedur nach dem Lee-Verfahren unterzogen.

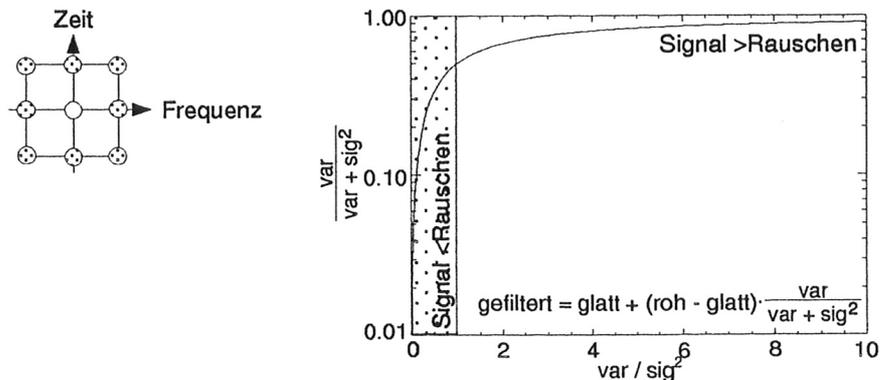


Abbildung B.1: Verlauf von $\frac{var}{var+\sigma^2}$ als Funktion von $\frac{var}{\sigma^2}$. Der Filteralgorithmus kommt erst bei $var < \sigma^2$ deutlich zum Tragen.

Die Lee-Methode vermindert das additive Signalrauschen durch Berechnung der Datenvarianz in einer lokalen Nachbarschaft des betrachteten Aufpunktes und durch Vergleich des Ergebnisses mit den erwarteten Werten. Die betrachtete Umgebung ist bei der CXR-Auswertung zweidimensional und erstreckt sich sowohl entlang der Zeit- als auch der Wellenlängenkoordinate. Die Varianz

$$var = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (f_i - f_{glatt,i})^2 \quad (B.1)$$

B Datenfilterung

wird dabei bezüglich der durch Faltung mit einer rechteckigen Fensterfunktion vorgegebener Weite geglätteten Meßdaten f_{glatt} gebildet. Das gefilterte Signal wird nach dem Ausdruck

$$f_{\text{filt}} = f_{\text{glatt}} + (f_{\text{mess}} - f_{\text{glatt}}) \frac{\text{var}}{\text{var} + \sigma^2} \quad (\text{B.2})$$

berechnet, wobei σ der Standardabweichung entspricht, die aus der Photonstatistik an der Photokathode des Kamerasystems, welche einer Poissonverteilung folgt, erwartet wird (siehe Kap. 4):

$$\sigma = \sqrt{N_{\text{phot}}} = \sqrt{\frac{N_{\text{counts}}}{k_{\text{ph-c}}}}. \quad (\text{B.3})$$

Der Verlauf von $\frac{\text{var}}{\text{var} + \sigma^2}$ als Funktion von $\frac{\text{var}}{\sigma^2}$ ist in der Abbildung B.1 in logarithmischer Skala dargestellt. Daraus wird ersichtlich, daß die Filterung jene Datenschwankungen stark unterdrückt, deren Amplitude geringer als der erwartete Rauschpegel ist. Signaländerungen, die σ übertreffen, werden dagegen praktisch unbeeinträchtigt wiedergegeben. Dieses Verhalten wird anhand der Abbildung B.2 am Beispiel eines Frequenz- und eines Zeitverlaufes verdeutlicht. Die gefilterten Daten sind dabei aus Übersichtlichkeitsgründen nach unten verschoben aufgetragen.

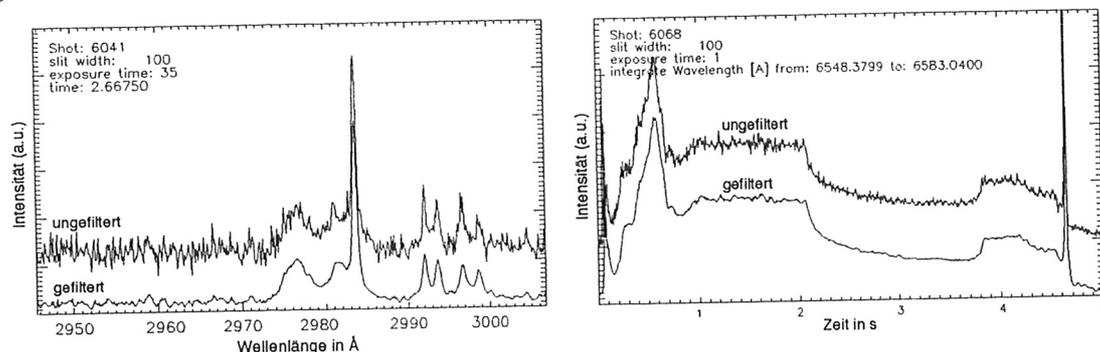


Abbildung B.2: Veranschaulichung der Wirkung der Filterungsprozedur auf die gemessenen Rohdaten sowohl im Wellenlängen- als auch im Zeitbereich. Dabei ist speziell auf die genaue Wiedergabe schnell veränderlicher Prozesse und spektraler Spitzen und auf die starke gezielte Unterdrückung des Signalrauschens zu achten.

B.2 Korrektur von Schwebungseffekten

Eine Fehlfunktion des Analog-Digital-Wandlers im CXRS-Kamerasystem verursachte während einer bestimmten Experimentierphase Untergrundschwankungen in der Größenordnung von $\pm 5 \text{ counts}$ bei einer Frequenz von 100 Hz und wurde speziell bei Belichtungszeiten unterhalb von 5 ms durch ausgeprägte Schwebungserscheinungen bemerkbar. Die Korrektur dieses Effektes wird durch die Unterdrückung der Fourierkomponenten in einem Frequenzfenster geeigneter Breite um die Schwebungsfrequenz und höhere Harmonische im Frequenzspektrum der Signale und Rücktransformation in den Zeitraum erreicht.

B Datenfilterung

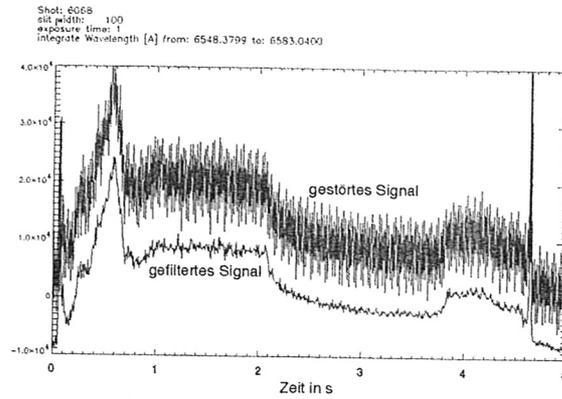


Abbildung B.3: Einfluß des Korrekturverfahrens auf das gestörte Signal bei Entladung 6068. Die Belichtungszeit beträgt 1 ms . Aus Übersichtlichkeitsgründen ist der gefilterte Verlauf gegenüber den Rohdaten nach unten verschoben.

Abbildung B.3 veranschaulicht anhand der Entladung 6068 den Einfluß dieses Korrekturverfahrens auf das gestörte Signal, welches mit einer Belichtungszeit von 1 ms aufgenommen wurde. Wiederum ist hier der gefilterte Verlauf zur Darstellung gegenüber den Rohdaten nach unten verschoben abgebildet.

C Korrektur der effektiven Ladungsaustauschanregungsrate für den $\text{Ne}^{9+}(11-10)$ -Übergang

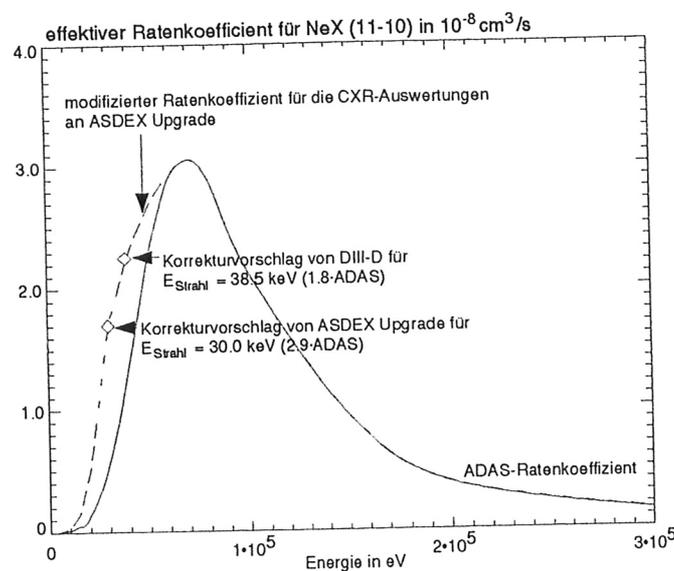


Abbildung C.1: Verlauf des effektiven Ladungsaustauschanregungsratenkoeffizienten für den $\text{Ne}^{9+}(11-10)$ -Übergang aus der ADAS-Datenbasis als Funktion der Neutralstrahlenergie (durchgezogene Kurve). Die Rauten geben die Erwartungswerte an, die sich aus Vergleichen der aus CXRS-Messungen ermittelten Neondichten mit gemessenen Z_{eff} -Beiträgen von Ne und aus Ergebnissen von Rechnungen mit Plasmamodellcodes bei ASDEX Upgrade und DIII-D ergeben. Die gestrichelte Kurve gibt den modifizierten Verlauf des Ratenkoeffizienten wieder, wie er für die Auswertung von Ladungsaustausch-Rekombinationsspektren an ASDEX Upgrade benutzt wird.

Vergleiche zwischen den gemessenen Z_{eff} -Beiträgen von Neon während Verunreinigungsblasexperimenten und den Neondichten im Plasmakern, die aus CXRS-Messungen ermittelt werden, als auch Ergebnisse aus Rechnungen mit dem Plasmamodellcode STRAHL liefern, daß die effektive Ladungsaustauschanregungsrate für den $\text{Ne}^{9+}(11-10)$ -Übergang aus der ADAS-Datenbasis im Energiebereich unterhalb von $60 \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$ unterschätzt

C Korrektur der effektiven CXR-Anregungsrate für den $Ne^{9+}(11-10)$ -Übergang

wird. Ähnliche Untersuchungen am DIII-D Tokamakexperiment führen zur selben Erkenntnis [90]. Anhand der am ASDEX Upgrade und DIII-D bei den Strahlenergien von 30.0 keV bzw. 38.5 keV gefundenen Korrekturwerte ist die Energieabhängigkeit des effektiven $Ne^{9+}(11-10)$ -Ratenkoeffizienten für die Auswertung von Ladungsaustausch-Rekombinationsspektren gemäß der Abbildung C.1 modifiziert worden.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Raeder. *Kontrollierte Kernfusion*. Teubner, Stuttgart, 1981.
- [2] A. Stäbler, O. Vollmer, et al. Performance of the First ASDEX Upgrade Neutral Beam Injector. In K. Herschbach, W. Maurer, and J. E. Vetter, editors, *Proceedings of the 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, 1994*, volume 1, page 593ff, Amsterdam, 1995. North-Holland Publ.
- [3] J.-M. Noterdaeme, C. Hoffmann, M. Brambilla, K. Büchl, A. Eberhagen, A. R. Field, J. C. Fuchs, O. Gehre, J. Gernhardt, O. Gruber, G. Haas, A. Herrmann, F. Hofmeister, A. Kallenbach, G. Lieder, F. Mertens, H. Murmann, S. de Peña-Hempel, W. Poschenrieder, Th. Richter, F. Ryter, N. Salmon, H. Salzmann, W. Schneider, F. Wesner, H.-P. Zehrfeld, H. Zohm, ASDEX Upgrade Team, and ICRH Team. First results of ion cyclotron resonance heating on ASDEX Upgrade. In M. Porkolab and J. Hosea, editors, *Radiofrequency in Plasmas*, volume 1, pages 12–24, New York, 1993. AIP.
- [4] J.-M. Noterdaeme, M. Brambilla, F. Braun, W. Becker, F. Fritsch, R. Grimm, F. Hofmeister, F. Ryter, H. Wedler, and F. Wesner. The ASDEX Upgrade ICRH experiment. In C. Gormezano, P. U. Lamalle, and R. R. Weynants, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. Europhys. Topical Conference on Radiofrequency Heating and Current Drive of Fusion Devices, Brussels, 1992)*, volume 16E, pages 61–64, Brussels, 1992. EPS.
- [5] J.-M. Noterdaeme, C. Hoffmann, M. Brambilla, K. Büchl, A. Eberhagen, C. Fuchs, O. Gehre, J. Gernhardt, O. Gruber, A. Kallenbach, W. Köppendörfer, W. Poschenrieder, N. Salmon, W. Schneider, F. Wesner, ICRH Team, and ASDEX Upgrade Team. Combination of fundamental and second harmonic minority ion cyclotron resonance heating on ASDEX Upgrade. In J. A. Costa Gabral, M. E. Manso, F. M. Serra, and F. C. Schüller, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lisbon, 1993)*, volume 17C, part III, pages 945–948, Geneva, 1993. EPS.
- [6] J.-M. Noterdaeme, F. Wesner, M. Brambilla, R. Fritsch, H.-J. Kutsch, M. Söll, and ICRH Team. The ASDEX Upgrade ICRH antenna. *Fusion Eng. Des.*, 24:65–74, 1994.
- [7] F. Leuterer, H. Brinkschulte, F. Monaco, M. München, A. G. Peeters, G. Pereverzev, F. Ryter, W. Suttrop, and ASDEX Upgrade Team. First ECRH experiments in

- ASDEX Upgrade. In 4x, editor, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 23th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Kiev, 1996)*, volume 19C, part I, pages 25–28, Geneva, 1996. EPS.
- [8] F. Leuterer, M. Münich, H. Brinkschulte, F. Monaco, W. Kasperek, W. Förster, G. Gantenbein, G. Müller, P. Schüller, A. Fix, V. Sigalaev, and E. Tai. A 140 GHz / 2 MW / 2 sec ECRH system for ASDEX Upgrade. SOFT, Lisbon, 1996.
- [9] P. T. Lang, C. Andelfinger, W. Beck, E. Buchelt, K. Büchl, P. Cierpka, H. Kollotzek, R. S. Lang, G. Prausner, F. X. Söldner, M. Ulrich, and G. Weber. The new centrifuge high-speed pellet injector for ASDEX Upgrade. Technical Report 1/274, IPP, Garching, Germany, April 1993.
- [10] P. T. Lang, P. Cierpka, R. S. Lang, S. M. Egorov, B. V. Kuteev, P. V. Reznichenko, and V. Yu. Sergeev. Compact gas gun injection system for variable sized solid pellets. *Review of Scientific Instruments*, 65(7):2316–2321, 1994.
- [11] P. T. Lang, P. Cierpka, S. M. Egorov, T. Kass, H. Vetter, and G. Weber. Pellet injector for diagnostics purposes. Technical Report 1/280, IPP, Garching, Germany, July 1994.
- [12] P. T. Lang and P. Cierpka. 80 Hz repetitive centrifuge injector for hydrogen pellets. *Review of Scientific Instruments*, 67(2):619–620, 1996.
- [13] P. T. Lang, P. Cierpka, and P. Kupschus. High repetitive pellet injectors for plasma density control. SOFT, Lisbon, 1996.
- [14] K. Pinkau, U. Schumacher, and G.H. Wolf. Fortschritte der Fusionsforschung mit magnetischem Plasmaeinschluß. *Phys.Bl.*, 45(2):41, 1989.
- [15] A. Kallenbach, R. Dux, V. Mertens, O. Gruber, G. Haas, , et al. H-mode discharges with feedback-controlled radiative boundary in the asdex upgrade tokamak. *Nuclear Fusion*, 35(10):1231 – 1246, 1995.
- [16] F. Wagner et al. Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the asdex tokamak. *Physical Review Letters*, 49(19):1408–1412, 1982.
- [17] N. C. Hawkes and N. J. Peacock. Toroidal rotation in the DITE tokamak. *Nuclear Fusion*, 25(8):971–980, 1985.
- [18] R. C. Isler and L. E. Murray. Plasma rotation measurements using spectral lines from charge-transfer reactions. *Appl.Phys.Lett.*, 42(4):355–357, 1983.
- [19] R. J. Fonck, R. J. Goldston, R. Kaita, and D. E. Post. Plasma ion temperature measurements via charge exchange recombination radiation. *Appl.Phys.Lett.*, 43(3):239–241, 1983.
- [20] R. J. Groebner, N. H. Brooks, K. H. Burrell, and L. Rottler. Measurements of plasma ion temperature and rotation velocity using the He II 4686-Å line produced by charge transfer. *Appl.Phys.Lett.*, 43(10):920–922, 1983.

Literaturverzeichnis

- [21] B. P. Duval, N. C. Hawkes, S. J. Fielding, R. C. Isler, and N. J. Peacock. Charge exchange observations and analysis in the DITE tokamak. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B9*, pages 689–697, 1985.
- [22] K. Ida and S. Hidekuma. Space- and time-resolved measurements of ion temperature with the CVI 5292-Å charge-exchange recombination line after subtracting background radiation. *Rev.Sci.Instrum.*, 60(5):867–871, 1988.
- [23] R. J. Fonck, M. Finkenthal, R. J. Goldston, D. L. Herndon, Hulse. R. A., R. Kaita, and D. D. Meyerhofer. Spatially resolved measurements of fully ionized low- Z impurities in the PDX tokamak. *Phys.Rev.Lett.*, 49(10):737–740, 1982.
- [24] R. C. Isler, L. E. Murray, S. Kasai, J. L. Dunlap, S. C. Bates, P. H. Edmonds, E. A. Lazarus, C. H. Ma, and M. Murakami. Charge-exchange excitation and recombination of oxygen in the ISX-B tokamak. *Physical Review A*, 24(5):2701–2712, 1981.
- [25] P. G. Carolan, B. P. Duval, A. R. Field, S. J. Fielding, N. C. Hawkes, N. J. Peacock, G. Fußmann, G. Janeschitz, J. Hofmann, K. H. Behringer, and R. C. Isler. Charge-exchange-excited line radiation in a tokamak (ASDEX) with neutral-particle-beam injection. *Physical Review A*, 35(8):3454–3471, 1987.
- [26] H. P. Summers. Atomic data and analysis structure on JET. *JET Report JET-IR(94) 06*, 1994.
- [27] R. K. Janev and L.P.Presnyakov. Collision processes of multiply charged ions with atoms. *Phys.Rep.*, 70(1):1–107, 1981.
- [28] P.T.Greenland. Electron capture by highly stripped ions. *Phys.Rep.*, 81(2):131–237, 1982.
- [29] R. K. Janev. Excited states created in charge transfer collisions between atoms and highly charged ions. *Physica Scripta*, T3:208–331, 1983.
- [30] R. K. Janev and H. Winter. State-selective electron capture in atom-highly charged ion collisions. *Phys.Rep.*, 117(5):265–387, 1985.
- [31] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans, and D. E. Post. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*. Springer-Verlag, Berlin, 1987.
- [32] B.H. Bransden and M.R.C. McDowell. *Charge Exchange and the Theory of Ion-Atom Collisions*. Clarendon Press, Oxford, 1992.
- [33] J.V. Hofmann. Spektroskopische Analyse von Umladungsprozessen hochionisierter Rydberg-Atome am Experiment ASDEX. *Dissertation, Technischen Universität München, IPP Report 1/254*, 1989.
- [34] R.J. Fonck, D.S. Darrow, and K.P. Jaehnig. Determination of plasma-ion velocity distribution via charge-exchange recombination spectroscopy. *Physical Review A*, 29(6):3288 – 3308, june 1984.

- [35] J D. Hey and J. Wienbeck. private communication.
- [36] R. P. Schorn, E. Wolfrun, F. Aumayr, E. Hintz, D. Rusbüldt, and H. Winter. Radial temperature distributions of C^{6+} ions in the TEXTOR edge plasma measured with lithium beam activated charge exchange spectroscopy. *Nuclear Fusion*, 32(3):351 – 359, 1992.
- [37] A. Kallenbach. Private Mitteilung.
- [38] B. A. Trubnikov. Particle interactions in a fully ionized plasma. In M. A. Leontovich, editor, *Reviews of Plasma Physics Volume 1*, pages 105–204. Consultants Bureau, New York, 1965.
- [39] J.W. Conner and R.J. Hastie. The effect of shaped plasma cross sections on the ideal internal kink mode in tokamaks. *Technical Report CLM-M106, Culham Laboratory*, 1985.
- [40] Patrick J. McCarthy. An integrated data interpretation system for tokamak discharges. *Dissertation, The National University Of Ireland*, August 1992.
- [41] P.J. McCarthy and M.C. Sexton. Plasma profile recovery by function parametrisation. *IPP Report 5/12*, 1986.
- [42] Hughes and Post. A monte carlo algorithm for calculating neutral gas transport in cylindrical plasmas. *Journal of Comp. Physics*, 28, 1978.
- [43] S. Succi and G.G. Lister. Neutral beam halo computations and charge-exchange losses in the ASDEX tokamak. In *Heating in Toroidal Plasmas. 3rd Varenna-Grenoble Symposium*, 1982.
- [44] W. Mandl. Development of active balmer-alpha spectroscopy at JET. *JET Report JET-IR(92)05*, 1992.
- [45] F.P. Penningsfeld. Computation of the density distribution of injected neutral beam particles by the program NEUDEN. *IPP Report 4/229*, 1986.
- [46] A.C. Riviere. Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma. *Nuclear Fusion*, 11:363 – 369, 1971.
- [47] C.D. Boley, R.K. Janev, and D.E. Post. Enhancement of the neutral-beam stopping cross section in fusion plasmas due to multistep collision processes. *Physical Review Letters*, 52(7):534 – 537, february 1984.
- [48] R.K. Janev, C.D. Boley, and D.E. Post. Penetration of energetic neutral beams into fusion plasmas. *Nuclear Fusion*, 29(12):2125 – 2140, 1989.
- [49] H.G. Bethe and E.E. Salpeter. *Quantum Physics of One- and Two-Electron Atoms*. Springer Verlag, Berlin, 1957.
- [50] A. Kallenbach and H.-M. Mayer. Characteristics of a freely programmable ICCD detector for multichord particle influx measurements on the ASDEX Upgrade tokamak. *Rev.Sci.Instruments*, 64(5):1257–1262, may 1993.

- [51] P.R. Bevington and D.K. Robinson. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill, Inc., 1992.
- [52] H. Meister. Untersuchungen zu Plasmarotation und Impulstransport in ASDEX Upgrade. *Diplomarbeit*, November 1996.
- [53] M. R. Wade, D. L. Hillis, J. T. Hogan, M. A. Mahdavi, R. Maingi, W. P. West, et al. Helium transport and exhaust studies in enhanced confinement regimes in DIII-D. *Physics of Plasmas*, 2(6):2357–2365, 1995.
- [54] G. Fußmann. Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen. *IPP Report 1/273*, Dezember 1992.
- [55] K. H. Behringer. Description of the impurity transport code STRAHL. *JET Report JET-R(87)08*, 1987.
- [56] K. H. Behringer. Neoclassical transport calculations using the impurity transport code STRAHL. *JET Report JET-R(89)03*, 1989.
- [57] A. Kallenbach et al. H mode discharges with feedback controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade tokamak. *Nuclear Fusion*, 35(10):1231–1246, 1995.
- [58] O. Gruber, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, V. Mertens, J. Neuhauser, F. Ryter, H. Zohm, et al. Observation of continuous divertor detachment in H-Mode discharges in ASDEX Upgrade. *Physical Review Letters*, 74(21):4217–4220, 1995.
- [59] J. O'Rourke, C. Gowers, G.J. Kramer, P.D. Morgan, R. Simonini, and A.C.C. Sips. Measurement of the electron source distribution and particle transport coefficients in JET. *Plasma Physics And Controlled Fusion*, 35:585 – 594, 1993.
- [60] P. N. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel, O. J. W. F. Kardaun, J. G. Cordey, S. M. Kaye, and D. E. Post. Scalings for tokamak energy confinement. *Nuclear Fusion*, 30(10):1999–2006, 1990.
- [61] ITER H-mode Database Working Group. ITER H-mode confinement database update. *Nuclear Fusion*, 34(1):131–167, 1994.
- [62] G. Janeschitz and ITER-JCT and Home Teams. Status of ITER. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 37:A19–A35, 1995.
- [63] J-L. Lachambre, B. Quirion, G. Le Clair, B. Stansfield, G. Abel, D. Michaud, D. Bourgoïn, and W. Zuzak. Particle transport in diverted TdeV. *Plasma Physics And Controlled Fusion*, 38:1943 – 1966, 1996.
- [64] B.B. Kadomtsev. Disruptive instability in tokamaks. *Sov.J. Plasma Phys*, 1(5):389 – 391, 1975.
- [65] J. A. Wesson. Sawtooth reconnection. *Nuclear Fusion*, 30(12):2545–2549, 1990.
- [66] Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, D. Anderson, M. Lisak, and F. Wising. Sawtooth oscillations with the central safety factor, q_0 , below unity. *Physical Review Letters*, 68(26):3881–3884, June 1992.

- [67] D. Biskamp and J F. Drake. Dynamics of the sawtooth collapse in tokamak plasmas. *Rev.Sci.Instruments*, 68(26):3881–3884, June 1994.
- [68] H. Zohm et al. ELM studies on DIII-D and a comparison with ASDEX results. *Nuclear Fusion*, 35(5):543–550, 1995.
- [69] H. Zohm. Edge Localized Mode. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 38(2), 1996.
- [70] G. Janeschitz, G. Fußmann, J. Hofmann, et al. Erosion and retention of the target plate material in the ASDEX divertor. *Journal.Nuc.Mat.*, 162–164:624–628, 1989.
- [71] G. Fußmann, A.R. Field, A. Kallenbach, K. Krieger, and K-H. Steuer. Impurity transport and neoclassical predictions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 33(13):1677–1695, 1991.
- [72] K. W. Wenzel and D. J. Sigmar. Neoclassical analysis of impurity transport following transition to improved particle confinement. *Nuclear Fusion*, 30(6):1117–1127, 1990.
- [73] M. Kaufmann, K. Büchel, G. Fußmann, et al. Pellet injection with improved confinement in ASDEX. *Nuclear Fusion*, 28(5):827–848, 1988.
- [74] R D. Petrasso, D. J. Sigmar, K. W. Wenzel, et al. Observations of centrally peaked impurity profiles following pellet injection in the Alcator-C tokamak. *Physical Review Letters*, 57(6):707–710, 1986.
- [75] K. Ida, J. Fonck, S. Sesnic, et al. Impurity behaviour in PBX L- and H-mode plasmas. *Nuclear Fusion*, 29(2):231–250, 1989.
- [76] W. M. Stacey and M. A. Malik. Analysis of impurity confinement experiments with CO- and COUNTER-injected neutral beams in the ISX-B and PLT tokamak. *Nuclear Fusion*, 29(6):937–953, 1989.
- [77] R. Dux, A. Kallenbach, K. Behringer, R. Neu, S. de Peña Hempel, M. Sokoll, ASDEX Upgrade Team, NI Team, and ICRH Team. Measurement and modelling of impurity transport in radiating boundary discharges in ASDEX Upgrade. In 4x, editor, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 23th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Kiev, 1996)*, volume 19C, part I, pages 25–28, Geneva, 1996. EPS.
- [78] H. Reimerdes. Bestimmung lokaler Transportkoeffizienten während Edge Localized Modes am Tokamakexperiment ASDEX Upgrade. *IPP Report 1/300*, Mai 1996.
- [79] R. J. Buttery et al. ELM related MHD activity on the COMPASS-D tokamak compared with ASDEX Upgrade. *Europhysics Conference Abstracts (Proceedings of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995)*, III:273–276, 1995.
- [80] I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987.

Literaturverzeichnis

- [81] A. B. Rechester and M. N. Rosenbluth. Electron heat transport in a tokamak with destroyed magnetic surfaces. *Physical Review Letters*, 40(1):38–41, 1978.
- [82] J. A. Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [83] P.W. Terry et al. Ambipolar magnetic fluctuation-induced heat transport in toroidal devices. *Phys. Plasmas*, 3(5):1999–2005, may 1996.
- [84] G. Fiksel, S C. Prager, W. Shen, and M. Stoneking. Measurement of magnetic fluctuation induced energy transport. *Physical Review Letters*, 72(7):1028–1031, february 1994.
- [85] M.N. Rosenbluth and N. Kaufman. Plasma diffusion in a magnetic field. *Physical Review*, 109(1):1–5, january 1958.
- [86] F. L. Hinton and R. D. Hazeltine. Theory of plasma transport in toroidal confinement systems. *Rev. Mod. Phys.*, 48(2):239–308, 1976.
- [87] P. H. Rutherford. Impurity transport in the Pfirsch-Schlüter regime. *Phys. Fluids*, 17(9):1782–1784, 1974.
- [88] S. P. Hirshman. Moment equation approach to neoclassical transport theory. *Phys. Fluids*, 21(2):224–229, february 1978.
- [89] R. J. Hawryluck, S. Suckewer, and S. P. Hirshman. Low- Z impurity transport in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 19(5):607–632, 1979.
- [90] M. Wade. private communication.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. K. Pinkau und Herrn Prof. Dr. F. Wagner danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit unter ihrer Leitung am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.

Gleichzeitig möchte ich Herrn Prof. Dr. M. Kaufmann und Herrn Prof. Dr. K. Behringer dafür danken, die Durchführung der experimentellen Messungen an ASDEX Upgrade zu ermöglichen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Dr. A. Kallenbach für die Vergabe und fachliche Betreuung der Arbeit, zu deren Gelingen er durch seine große Hilfsbereitschaft und tiefgehenden richtungsweisenden physikalischen Diskussionen maßgeblich beigetragen hat.

Darüber hinaus möchte ich mich auch bei Herrn Cand.-Phys. H. Meister bedanken. Durch seine tatkräftige Unterstützung bei der Betreuung der CER-Diagnostik machte er viele meiner experimentellen Messungen und Auswertungen erst möglich.

Herrn Dr. R. Dux danke ich für zahlreiche wertvolle Diskussionen bezüglich des Teilchentransportes, insbesondere im Zusammenhang mit dem Verunreinigungstransportcode STRAHL, und die vielen Hilfestellungen bei der Einarbeitung in STRAHL.

Ferner danke ich Herrn Prof. Dr. K. Behringer für die Einführung und die Betreuung der atomaren Datenbasis ADAS.

Herrn Dr. H-S. Bosch, Herrn Dr. R. Neu und Herrn Prof. Dr. H. Zohm danke ich für viele Gespräche über physikalische Fragen und ihr Interesse an dieser Arbeit.

Ebenfalls schulde ich besonderen Dank den Herren H.-K. Schneider, Dipl. Phys. J. Köllermeyer und P. Bischoff für ihre Hilfsbereitschaft beim Aufbau der CER-Diagnostik.

Bei Herrn Dr. T. Kass möchte ich mich für die kritische Durchsicht der Arbeit bedanken.

Allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe zur Neutralinjektion, insbesondere den Herren Dr. A. Stähler und Dr. O. Vollmer gilt mein herzlicher Dank für die effektive und außerordentlich reibungslose Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima.

Bei allen Mitarbeitern der ASDEX Upgrade-Datenverarbeitungsgruppe, insbesondere bei Frau A. Buhler und den Herren Dr. K. Behler, Dr. R. Drube, H. Blank, R. Merkel, K. Förster und M. Harnau bedanke ich mich herzlich für die unermüdliche und kompetente Unterstützung bei der Datenerfassung, der Datenarchivierung und der Lösung verschiedener Hard- und Softwareproblemen.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Zimmerkollegen, den Herren Dr. K. Asmussen, Cand.-Phys. B. Endras, Dr. T. Kass, Dr. G. Lieder, Dipl. Phys. M. Maraschek, Cand.-Phys. H. Meister, Dr. M. Schittenhelm, Dipl. Phys. M. Sokoll und Dipl. Phys. W. Ullrich für die beständig freundliche und aufmunternde Atmosphäre sowie für die spontanen Hilfestellungen und unermüdlichen Diskussionen.

Bei allen Mitgliedern des ASDEX Upgrade Teams möchte ich mich für die freundliche Aufnahme am Institut, die vorbildliche Hilfsbereitschaft bei allen meinen Problemen und Fragestellungen und die stets angenehme Zusammenarbeit bedanken. All dies hat wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.