

ASDEX

Untersuchung des Verunreinigungstransports
am Tokamak ASDEX
mit spektroskopischen Methoden

Karl W. Krieger

IPP 1/257

Dezember 1990



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN**

**Untersuchung des Verunreinigungstransports
am Tokamak ASDEX
mit spektroskopischen Methoden**

Karl W. Krieger

IPP 1/257

Dezember 1990

**Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation**

*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.*

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3

UNTERSUCHUNG DES VERUNREINIGUNGSTRANSPORTS
AM TOKAMAK ASDEX MIT SPEKTROSKOPISCHEN
METHODEN

Karl W. Krieger

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. H.-J. Mang
Prüfer der Dissertation : 1. Hon. Prof. Dr. K. Pinkau
2. Univ.-Prof. Dr. H.-J. Körner

Die Dissertation wurde am 6.11.90 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 13.12.90 angenommen.

1. Einleitung	2
2. Die Bedeutung der Eltern für die Entwicklung des Kindes	10
3. Die Rolle der Eltern in der Erziehung	15
4. Die Verantwortung der Eltern	20
5. Die Beziehung zwischen Eltern und Kind	25
6. Die Auswirkungen von Erziehungsmaßnahmen	30
7. Die Förderung der Persönlichkeit des Kindes	35
8. Die Bedeutung der Eltern für die soziale Entwicklung	40
9. Die Rolle der Eltern in der schulischen Bildung	45
10. Die Bedeutung der Eltern für die emotionale Entwicklung	50
11. Die Förderung der kognitiven Fähigkeiten	55
12. Die Bedeutung der Eltern für die körperliche Entwicklung	60
13. Die Rolle der Eltern in der kulturellen Bildung	65
14. Die Bedeutung der Eltern für die ethische Entwicklung	70
15. Die Förderung der Kreativität	75
16. Die Bedeutung der Eltern für die psychische Gesundheit	80
17. Die Rolle der Eltern in der Medienbildung	85
18. Die Bedeutung der Eltern für die politische Bildung	90
19. Die Förderung der Selbstständigkeit	95
20. Die Bedeutung der Eltern für die Lebenskompetenz	100

Meinen Eltern gewidmet

1. Die Bedeutung der Eltern für die Entwicklung des Kindes	10
2. Die Rolle der Eltern in der Erziehung	15
3. Die Verantwortung der Eltern	20
4. Die Beziehung zwischen Eltern und Kind	25
5. Die Auswirkungen von Erziehungsmaßnahmen	30
6. Die Förderung der Persönlichkeit des Kindes	35
7. Die Bedeutung der Eltern für die soziale Entwicklung	40
8. Die Rolle der Eltern in der schulischen Bildung	45
9. Die Bedeutung der Eltern für die emotionale Entwicklung	50
10. Die Förderung der kognitiven Fähigkeiten	55
11. Die Bedeutung der Eltern für die körperliche Entwicklung	60
12. Die Rolle der Eltern in der kulturellen Bildung	65
13. Die Bedeutung der Eltern für die ethische Entwicklung	70
14. Die Förderung der Kreativität	75
15. Die Bedeutung der Eltern für die psychische Gesundheit	80
16. Die Rolle der Eltern in der Medienbildung	85
17. Die Bedeutung der Eltern für die politische Bildung	90
18. Die Förderung der Selbstständigkeit	95
19. Die Bedeutung der Eltern für die Lebenskompetenz	100

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Zielsetzung	1
1.1	Plasmaverunreinigungen: ein zentrales Problem der kontrollierten Kernfusion	1
1.2	Aufbau der Dissertation	3
2	Einleitung	5
2.1	Kernfusion mit magnetischem Plasmaeinschluß im Tokamak	5
2.2	Methoden zur Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten	10
2.3	Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten mittels zeitlich moduliertem Gaseinlaß	10
3	Theoretische Vorbetrachtungen	13
3.1	Die Transportgleichung für Verunreinigungen	13
3.2	Neoklassischer - und anomaler Transport	17
3.3	Harmonische Analyse zeitabhängiger Signale	23
4	Lösungen der Transportgleichung	25
4.1	Spezielle Lösungen für harmonisch modulierte Quellen	25
4.2	Bestimmung von Transportparametern	31
4.3	Invertierung der Transportgleichung für die Gesamtdichte	32
4.4	Amplituden- und Phasenrelationen einzelner Ionisationsstufen	35
5	Experimenteller Aufbau und Messungen	41
5.1	Beschreibung des Experiments	41
5.2	Messung von Profilen der Amplitude und Phasenverschiebung einer Fourierkomponente	44
5.3	Messung von Fourieramplituden und Phasen der Verunreinigungsdichte	46
5.4	Messung von Phasen am Plasmarand	48
5.5	Messung von Phasen im Plasmazentrum	55

6	Meßergebnisse	58
6.1	Qualitative Ergebnisse aus den linienintegrierten Signalen	58
6.2	Konsistenz der einfachen Transportmodelle mit radialen Phasenmessungen.	61
6.3	Zur Linearität der Transportprozesse	66
6.4	Störung des Plasmas durch die Verunreinigungszugabe	68
6.5	Bestimmung des Diffusionskoeffizienten im Rahmen des vereinfachten Transportmodells	73
6.6	Vergleich der gemessenen Phasen mit neoklassischen Vorhersagen	80
6.7	Vergleich der Transportmodelle für Verunreinigungen und Hintergrundplasma.	82
6.8	Vergleich der Ergebnisse mit anderen Resultaten von ASDEX	84
6.9	Messungen des Verunreinigungstransports am Plasmarand mittels hoher Modulationsfrequenzen	86
6.10	Radial aufgelöste Messungen	93
7	Zusammenfassung	100
	Literaturverzeichnis	103

Kapitel 1

Motivation und Zielsetzung

1.1 Plasmaverunreinigungen: ein zentrales Problem der kontrollierten Kernfusion

Plasmaverunreinigungen sind eines der schwerwiegenden Probleme für den Entwurf und Betrieb eines Kernfusionsreaktors. Schon geringste Konzentrationen können die Zündung und das fortlaufende Brennen des Plasmas durch ihren negativen Einfluß auf die Leistungsbilanz verhindern. Die Handhabung dieses Problems erfordert zunächst das Verständnis der Mechanismen, die für Entstehung und Ausbreitung der Verunreinigungen im Reaktor verantwortlich sind.

Eine wichtige Quelle für Verunreinigungen ist die Fusionsreaktion selbst. Bei der Reaktion ${}_1\text{D}^2 + {}_1\text{T}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_0\text{n}^1$ entsteht ein He^{2+} -Ion, das im Magnetfeld wie die Plasmaionen D^+ und T^+ eingeschlossen bleibt. Eine weitere Verunreinigungsquelle ist die Wand des Vakuumpfäßes, in dem sich das Plasma befindet. Schnelle Teilchen, die das Plasma durch Diffusionsprozesse oder Neutralisierung verlassen, können aus der Wand Atome herausschlagen, die ihrerseits wieder in das Plasma gelangen können.

Die Anwesenheit der Verunreinigungen schafft verschiedene Schwierigkeiten, deren Natur in erster Linie durch die Ladung der Ionen bestimmt wird:

Leichte, niedrig geladene Verunreinigungen wie das bereits erwähnte Helium, sowie Beryllium, Bor, und Kohlenstoff, deren Hauptquelle die Beschichtungen der Gefäßwände und anderer Einbauten sind, werden im heißen Zentrum des Plasmas vollständig ionisiert und tragen deshalb dort nicht wesentlich zu Strahlungsverlusten bei, wohl aber in der kühlen Randzone. Auch wenn die Verluste in diesem Bereich nicht direkt zur Abkühlung des heißen Plasmazentrums führen, können sie doch die Gesamtenergiebilanz des Plasmas beeinträchtigen. Zusätzlich bewirkt eine zu hohe Konzentration im Plasmazentrum durch die Quasineutralität des Plasmas eine Verdünnung der Deuterium- und Tritiumionen, so daß die Wahrscheinlichkeit für Fusionsreaktionen stark absinken kann.

Schwere und mittelschwere Verunreinigungsatome, wie Wolfram, Molybdän und zum Teil auch noch Nickel und Eisen, deren Hauptquelle die Gefäßwand ist, werden auch in einem brennenden Fusionsplasma nicht vollständig ionisiert. Sie können

daher durch Linien- und Rekombinationsstrahlung dem Plasma Energie entziehen. Die dabei von einem Element abgestrahlte Leistung ist im wesentlichen eine Funktion der Plasmatemperatur. Für die schweren Elemente liegt das Maximum dieser Funktion gerade in dem für die Kernfusion relevanten Temperaturbereich von 10^6 – 10^7 K. Aus diesem Grund führen selbst geringe Konzentrationen dieser Elemente zu derart hohen Strahlungsverlusten, daß keine Zündung zustande kommen kann. Allerdings kann durch geeignete Beschichtung der mit dem Plasma in Kontakt stehenden Teile mit Materialien niedriger Kernladungszahl die Produktion schwerer metallischer Verunreinigungen stark eingeschränkt werden.

Es hat sich herausgestellt, daß in einem Fusionsreaktor Konzentrationen bis zu etwa 0,01% schwerer (W, Mo), 0,1–1% mittelschwerer (Fe, Ni, Cu) und 2–5% leichter Verunreinigungen (Be, B, C, O) sowie höchstens 10% He tolerierbar sind. Die an den heutigen Fusionsanlagen gemessenen Verunreinigungsgrade liegen im Bereich dieser Maximalkonzentrationen. Erschwerend kommt hinzu, daß bei den für die Zündung notwendigen Plasmazuständen mit gutem Energieeinschluß auch die Teilchen, d.h. sowohl Elektronen und Deuteronen bzw. Tritonen, als auch die Verunreinigungen, besser eingeschlossen werden. Dabei tritt, insbesondere bei den schweren Elementen, eine Akkumulation im heißen Plasmazentrum auf, durch die sich die Leistungsbilanz noch weiter verschlechtert.

Die große Bedeutung der hier dargestellten Probleme hat dazu geführt, daß die Untersuchung des Verhaltens von Verunreinigungen ein wichtiges Forschungsfeld des Fusionsprogramms darstellt. Neben den Mechanismen der Verunreinigungsproduktion sowie den für die Strahlung wesentlichen atomaren Prozessen liegt der Schwerpunkt der Untersuchungen auf dem Gebiet des Verunreinigungstransports. Dabei wird zunächst eine möglichst universelle, empirische Beschreibung der Transporteigenschaften für die verschiedenen Plasmazustände angestrebt. Die beiden grundlegenden Parameter hierfür sind der Diffusionskoeffizient und die Driftgeschwindigkeit. Abgesehen von einem mehr praktischen Aspekt sind solche Untersuchungen auch vom theoretischen Standpunkt her sehr bedeutsam, da das Verhalten der Verunreinigungen Rückschlüsse auf die dem Transport zugrundeliegenden Mechanismen zuläßt. Aus diesen Gründen ist es notwendig, die Transportparameter der vorkommenden Verunreinigungen in verschiedenen Plasmazuständen so genau wie möglich zu bestimmen.

Bisher konnten Messungen des Verunreinigungstransports nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bzw. Zuverlässigkeit durchgeführt werden. Die bislang verwendeten Verfahren erlaubten insbesondere keine radiale Auflösung bei der Bestimmung der Transportgrößen.

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer neuartigen Meßmethode, die es gestattet, Transportparameter von Verunreinigungen detaillierter und mit verbesserter

Genauigkeit zu messen. Insbesondere die erwähnten Untersuchungen der radialen Abhängigkeiten bei der Diffusion und der überlagerten Drift werden damit erstmals zugänglich. Bei diesem Verfahren werden kleine Mengen von gasförmigen Verunreinigungen zeitlich moduliert in das Plasma eingebracht. Durch harmonische Analyse der gemessenen Signale können Phasen und Fourieramplituden bei der Modulationsfrequenz mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Neben der erhöhten Genauigkeit und der kleineren Störung des Plasmas wird durch die Betrachtung einzelner Frequenzkomponenten anstelle des vollständigen Zeitverlaufs die Auswertung stark vereinfacht. Um die Methode anwendungsreif zu machen, mußten zunächst die theoretischen Grundlagen zur Analyse der Messungen geschaffen werden. Das Verfahren wurde dann am Tokamakexperiment ASDEX erprobt. Schließlich konnten erfolgreich Transportkoeffizienten in Abhängigkeit von verschiedenen Plasmaparametern gemessen werden.

1.2 Aufbau der Dissertation

Zunächst wird in einem einleitenden Kapitel das Tokamakprinzip zum Einschluß von Plasmen in Magnetfeldern vorgestellt und ein kurzer Abriß der grundlegenden Mechanismen des Teilchen- und Energieeinschlusses gegeben. Daran anschließend werden die bisher verwandten Methoden zu Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten beschrieben und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte neue Methode zeitlich modulierter Verunreinigungszugabe vorgestellt. Insbesondere wird dabei auf die jeweiligen Vor- und Nachteile eingegangen.

Im nächsten Kapitel folgen einige theoretische Vorbetrachtungen. Zunächst werden die Transportgleichung für Verunreinigungen und einige wichtige Modellannahmen beschrieben. Danach wird ein kurzer Überblick über die neoklassischen Transportkoeffizienten gegeben, die analytisch berechnet werden können. Ein weiterer Abschnitt enthält mathematische Grundlagen zur harmonischen Analyse zeitabhängiger Signale.

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Meßmethode behandelt. Dazu gehört die Herleitung spezieller Lösungen der Transportgleichung im Falle harmonisch modulierter Quellterme, die die Bestimmung von Transportparametern im Rahmen vereinfachter Modelle ermöglichen. Anschließend folgt die Behandlung des inversen Problems, d.h. der Ableitung von Transportkoeffizienten aus den gemessenen Verunreinigungsdichten durch Integration der Transportgleichung. Da sich die hier behandelten Transportmodelle auf die totale Verunreinigungsdichte beziehen, wird in einem weiteren Abschnitt auf die Unterschiede eingegangen, die sich aus der Beobachtung einzelner Ionisationsstufen der jeweiligen Elemente ergeben.

Die experimentellen Gegebenheiten werden im darauf folgenden Kapitel dargestellt. Dazu gehört die Anordnung der verwendeten Spektrometer und die spektroskopischen Eigenschaften der für die Messungen verwandten Verunreinigungen. Danach werden die Methoden zur Messung von Fourieramplituden und Phasenbeziehungen zeitlich modulierter Verunreinigungsstrahlung beschrieben, und die jeweiligen Fehlerquellen diskutiert.

Im letzten Kapitel werden zuerst die beobachteten Signale qualitativ erörtert. Es folgen die Ergebnisse zur Konsistenz von gemessenen Daten und den zur Auswertung verwandten Transportmodellen. Dazu gehört auch eine Diskussion der Störung, die das Plasma durch die Verunreinigungszugabe erfährt. Im selben Zusammenhang stehen Untersuchungen zur Linearität der Transportgleichung. Es folgt die Beschreibung und Diskussion von Meßergebnissen zur Diffusion, die mit Hilfe eines vereinfachten empirischen Modells aus Phasenmessungen bestimmt wurden. Aus den Ergebnissen werden Schlußfolgerungen zu der Abhängigkeit der Diffusion von verschiedenen globalen Plasmaparametern gezogen. In den beiden darauffolgenden Abschnitten wird diskutiert, inwieweit die neoklassische Transporttheorie bzw. der empirisch bestimmte Transport des Hintergrundplasmas zu den Meßergebnissen passen. Im Anschluß daran werden die hier dargestellten Ergebnisse mit Resultaten früherer Messungen, die mit anderen Methoden gewonnen wurden, verglichen. Der folgende Abschnitt geht dann auf Ergebnisse zum Transport in den äußeren Plasma-bereichen ein, die mit Phasenmessungen bei hohen Modulationsfrequenzen erhalten wurden. Abschließend werden noch Ergebnisse zu radial aufgelösten Messungen dargestellt.

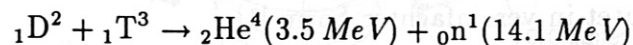
Im letzten Kapitel werden die erzielten Ergebnisse noch einmal zusammengefaßt und ein kurzer Ausblick auf zukünftige Möglichkeiten für Transportuntersuchungen mit der beschriebenen Methode gegeben.

Kapitel 2

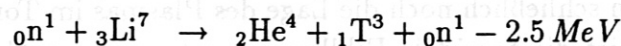
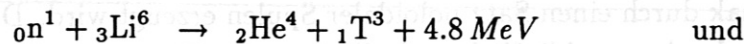
Einleitung

2.1 Kernfusion mit magnetischem Plasmaeinschluß im Tokamak

Seitdem die Verschmelzung leichter Atomkerne als die Energiequelle der Sterne identifiziert wurde, hat man versucht, diese Prozesse auch zur Energiegewinnung auf der Erde nutzbar zu machen. Die systematische Erforschung der Möglichkeiten kontrollierter Kernfusion begann jedoch erst 1958 mit der Veröffentlichung bis dahin geheimer Ergebnisse militärischer Forschungsprogramme. Seither wird an der technischen Realisierung von Fusionsreaktoren gearbeitet, wobei als aussichtsreichster Prozess die Reaktion



gilt, da deren Reaktionsquerschnitt in dem erreichbaren Temperaturbereich von allen bekannten Reaktionen am größten ist. Das in der Natur nur in Spuren vorhandene schwere Wasserstoffisotop Tritium kann mit Hilfe der bei der Fusion entstehenden Neutronen aus Lithium mittels der Reaktionen



gewonnen werden [1].

Damit eine Kernverschmelzung stattfinden kann, muß die Coulombabstoßung der Deuterium- und Tritiumkerne durch hohe kinetische Energien überwunden werden. Der Reaktionsquerschnitt für die D-T-Reaktion erreicht bei ungefähr 100 keV sein Maximum. Bei einem Plasma mit Maxwell'scher Energieverteilung stehen aber schon bei einer Temperatur von etwa 20 keV genügend hochenergetische Teilchen zur Verfügung, um eine positive Energiebilanz erreichen zu können (Temperaturen werden in der Fusionsforschung üblicherweise in eV angegeben: $1 \text{ eV} \equiv k 11600 \text{ K}$).

Neben der erforderlichen Temperatur muß auch die Energieverlustrate des Plasmas so klein sein, daß die Verluste durch die Fusionsreaktionen ausgeglichen werden können. Man kann zeigen, daß diese Bedingung im Fall der D-T-Reaktion erfüllt wird, wenn das Produkt von Plasmadichte n und Energieeinschlußzeit τ_E den Wert $n\tau_E = 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ erreicht.

Um die vorgenannten Bedingungen zu erreichen, werden zwei grundsätzliche Ansätze verfolgt. Eine Möglichkeit besteht darin, Kügelchen aus einem gefrorenen D-T-Gemisch durch Laser- oder Ionenstrahlen zu komprimieren und aufzuheizen. Der zweite Weg beruht darauf, die geladenen Brennstoffteilchen in Magnetfeldern einzuschließen. Dabei hat sich herausgestellt, daß nur Konfigurationen mit geschlossenen Feldlinien einen ausreichenden Energie- und Teilcheneinschluß erlauben. Von diesen sind vor allem zwei Anordnungen Gegenstand der aktuellen Forschung: der Stellarator und der Tokamak. Das Fusionsexperiment ASDEX, an dem die Messungen zu dieser Arbeit vorgenommen wurden, ist nach dem letzteren Prinzip aufgebaut [2]. Die hier diskutierte Methode könnte jedoch genauso bei Stellaratoren angewendet werden. Aufgrund der Radioaktivität von Tritium werden an ASDEX und allen anderen Experimenten zum magnetischen Einschluß bis jetzt nur Wasserstoff- und Deuteriumplasmen studiert.

Abbildung 2.1 zeigt das Prinzip der Tokamakanordnung. Von einer Transformatorspule wird im Plasma ein Strom I_p induziert, der wiederum ein poloidales Magnetfeld B_θ erzeugt. Durch dieses Feld werden die geladenen Plasmateilchen eingeschlossen. Damit das Plasma ein stabiles Gleichgewicht erreicht, muß der Plasmadruck p durch magnetische Kräfte ausbalanciert werden. Die Gleichgewichtsbedingung für die Kraftdichten lautet in vereinfachter Form [1]

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad (2.1)$$

wobei \mathbf{j} die Stromdichte im Plasma ist. Es zeigt sich, daß für ein stabiles Plasmagleichgewicht eine zusätzliche toroidale Magnetfeldkomponente B_φ notwendig ist¹, die beim Tokamak durch einen Satz poloidaler Spulen erzeugt wird. Durch zusätzliche toroidale Spulen kann schließlich noch die Lage des Plasmas im Torus beeinflußt werden. Typischerweise ist die toroidale Feldkomponente um eine Größenordnung stärker als die poloidale Komponente. In dem resultierenden Feld formen die schraubenförmig umlaufenden Feldlinien ineinandergeschachtelte toroidale Flächen, auf denen die poloidale Komponente des magnetischen Flusses konstant ist. Wie aus Gleichung (2.1) hervorgeht, sind die Flächen konstanten Flusses gleichzeitig auch Flächen konstanter Stromdichte und konstanten Drucks. Im folgenden nehmen wir darüberhinaus auch an, daß die Teilchendichte und -temperatur auf den Flußflächen konstant sind.

Eine für die Stabilität des Plasmas wichtige Größe, die auch in Transporttheorien eine Rolle spielt, ist der sogenannte Sicherheitsfaktor [1]

$$q = \frac{d\Phi}{d\Psi} \ll 1 \approx \frac{aB_\varphi}{RB_\theta}, \quad (2.2)$$

¹Anstatt mit B_φ wird die toroidale Feldkomponente oft auch mit B_t bezeichnet.

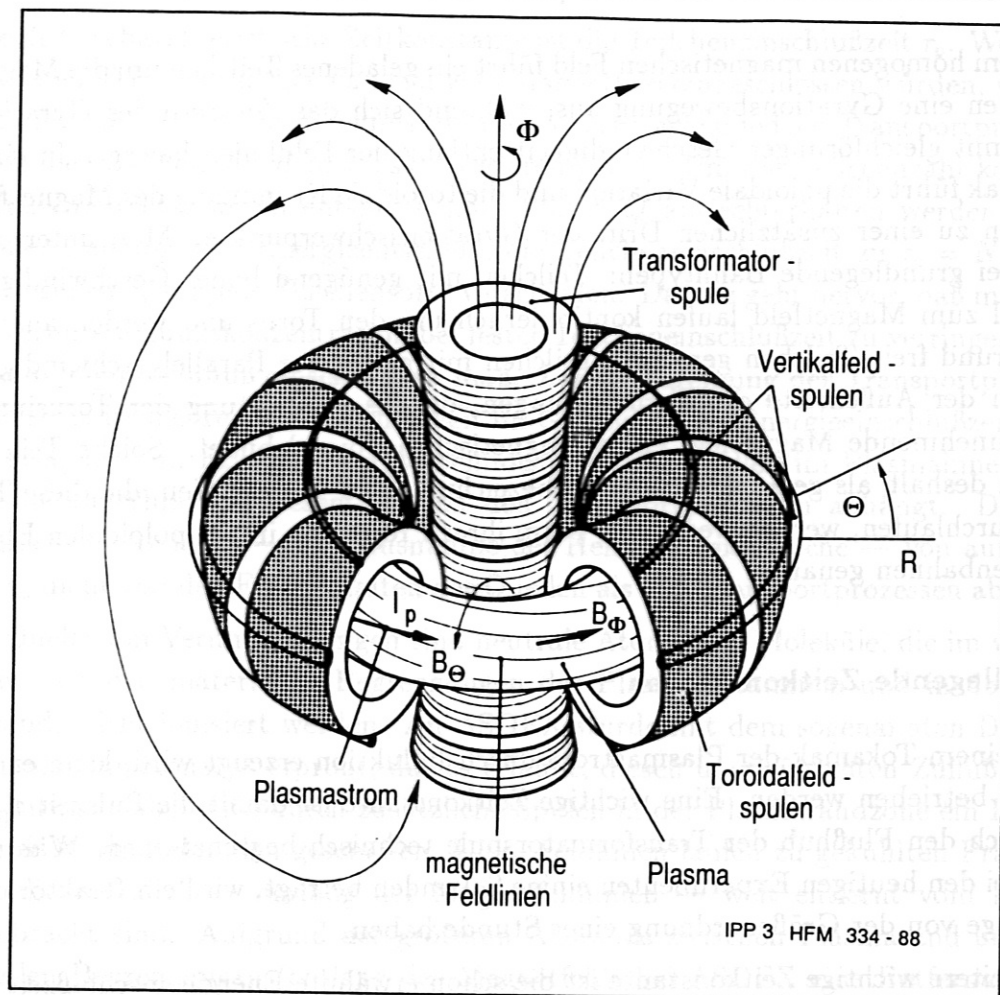


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Tokamakprinzips. Der große Radius des Plasmatorus wird allgemein mit R , der kleine Radius mit a bezeichnet. Typische Werte der Plasmaparameter in Tokamaks sind ein Plasmastrom I_p von 10^5 – 10^7 A, ein Toroidalfeld B_ϕ von 2–10 T und eine Teilchendichte von 10^{19} – 10^{20} m^{-3} bei Abmessungen von $R = 1$ – 3 m . Die Plasmatemperatur liegt bei 1–20 keV.

der angibt, wie sich die toroidale Flußkomponente Φ mit der poloidalen Flußkomponente Ψ ändert. Vereinfacht gesagt gibt q an, wie viele toroidale Umläufe eine Magnetfeldlinie machen muß, um einen Umlauf in der poloidalen Ebene zu vollführen. Allgemein ist das Plasmagleichgewicht umso stabiler, je größer der Sicherheitsfaktor ist. Die in Formel (2.2) vorkommende Größe $\epsilon = a/R$ ist ein Maß für die geometrische Form des Plasmatorus und wird als inverses Aspektverhältnis bezeichnet.

Teilchenorbits

In einem homogenen magnetischen Feld führt ein geladenes Teilchen um die Magnetfeldlinien eine Gyrationbewegung aus, während sich das Zentrum des Gyrationorbits mit gleichförmiger Geschwindigkeit entlang der Feldlinien bewegt. In einem Tokamak führt die poloidale Variation und die toroidale Krümmung des Magnetfelds dagegen zu einer zusätzlichen Drift der Gyrationsschwerpunkte. Man unterscheidet zwei grundlegende Bahntypen: Teilchen mit genügend hoher Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld laufen kontinuierlich um den Torus und werden aus diesem Grund freie Teilchen genannt. Teilchen mit geringerer Parallelgeschwindigkeit sind an der Außenseite des Torus gefangen, da das in Richtung der Torusinnenseite zunehmende Magnetfeld einen magnetischen Spiegel bildet. Solche Teilchen werden deshalb als gefangene Teilchen bezeichnet. Die Trajektorien, die diese Teilchen durchlaufen, werden wegen der Form ihrer Projektion in der poloidalen Ebene Bananenbahnen genannt.

Grundlegende Zeitkonstanten

Da in einem Tokamak der Plasmastrom durch Induktion erzeugt wird, kann er nur gepulst betrieben werden. Eine wichtige Zeitkonstante ist damit die Pulszeit τ_{puls} , die durch den Flußhub der Transformatorspule technisch begrenzt wird. Während τ_{puls} bei den heutigen Experimenten einige Sekunden beträgt, wird ein Reaktor eine Pulslänge von der Größenordnung einer Stunde haben.

Eine weitere wichtige Zeitkonstante ist die schon erwähnte Energieeinschlußzeit τ_E , die die thermische Isolation des Plasmas repräsentiert. Als Energiequelle dient zunächst der im Plasma fließende Strom. Da jedoch der Widerstand eines Plasmas mit steigender Temperatur stark absinkt, muß man, um Temperaturen über $1-2 \text{ keV}$ zu erreichen, andere Heizmethoden anwenden. Eine Möglichkeit besteht darin, hochenergetische Neutralteilchen in das Plasma einzuschießen, die ihre Energie durch Stöße an die Plasmaionen abgeben. Darüberhinaus kann man auch elektromagnetische Wellen bei charakteristischen Frequenzen in das Plasma einkoppeln und damit Energie auf die Ionen oder Elektronen übertragen. Die dem Plasma zugeführte Energie kann nun durch verschiedene Prozesse wieder verloren gehen. Ein wichtiger Verlustmechanismus ist die schon angesprochene Linien- und Rekombinationsstrahlung von Verunreinigungen sowie die Bremsstrahlung der Elektronen. Zusätzlich wird Energie auch durch Wärmeleitungsprozesse und konvektiven Transport abtransportiert. Als Resultat dieser Prozesse stellt sich ein Gleichgewicht ein, bei dem die zugeführte Heizleistung P der Energieverlustrate, dargestellt durch den Quotienten von innerer Energie und Energieeinschlußzeit, entspricht. Die Energieeinschlußzeit ist also durch $\tau_E = \frac{3}{2} N k (T_e + T_i) / P$ gegeben, wobei N die Anzahl der

Teilchen im Plasma und T_e bzw. T_i die Temperatur der Elektronen bzw. Ionen ist. Eine dritte charakteristische Zeitkonstante ist die Teilcheneinschlußzeit τ_p . Wenn die geladenen Teilchen im Plasma ideal vom Magnetfeld eingeschlossen würden, wäre τ_p unendlich groß. Stöße und Feldinstabilitäten verursachen jedoch Transportprozesse, durch die Teilchen aus dem Plasma verloren gehen. Um die Teilchenzahl konstant zu halten, muß also ein entsprechender Zufluß Q aufrechterhalten werden. Man definiert, analog zum Energieeinschluß, die Teilcheneinschlußzeit zu $\tau_p = N/Q$. In der Regel ist τ_p für jede Teilchensorte verschieden. Daraus geht hervor, daß man, um die Verunreinigungskonzentration bei fester Teilcheneinschlußzeit zu verringern, den Verunreinigungszufluß einschränken muß. Zur Beschreibung der Transportprozesse im Plasma ist die Teilcheneinschlußzeit im Gegensatz zur Energieeinschlußzeit nicht gut geeignet. Im Fall der Energie befinden sich die Quellen im Plasmainneren, so daß die Einschlußzeit wesentlich von den Transportprozessen abhängt. Dagegen kommen die Teilchen — mit Ausnahme der Helium-Fusionsasche — von außen, so daß τ_p mehr von den Eigenschaften der Quellen als von Transportprozessen abhängt. Die Quelle von Verunreinigungen sind neutrale Atome und Moleküle, die im wesentlichen von den materiellen Begrenzungen des Plasmas stammen und in der Plasmarandschicht ionisiert werden. An ASDEX wurde mit dem sogenannten Divertor erstmals ein Konzept erprobt, das es erlaubt, diesen unerwünschten Zufluß einzuschränken. Dabei wird durch zusätzliche Spulen in der Plasmarandzone ein Bereich offener Magnetfeldlinien geschaffen. Diese Feldlinien laufen zu gekühlten Prallplatten, die räumlich — entlang der Magnetfeldlinien — weit entfernt vom Plasma angebracht sind. Aufgrund des größeren Abstands zwischen Plasmarand und materiellen Begrenzungen (entlang des Magnetfelds bei ASDEX eine Entfernung von etwa 15 m) gelangt nur noch ein Bruchteil der neutralen Teilchen in das Plasma selbst, da sie nach Ionisation in der Randschicht entlang der Feldlinien zu den Divertorplatten laufen und dort wieder neutralisiert und abgepumpt werden, bevor sie durch Transport senkrecht zum Magnetfeld das Plasmainnere erreichen können. Mit Hilfe dieses Divertors konnten an ASDEX Plasmen mit bis dahin unerreichter Reinheit erzeugt werden.

Im folgenden werden nun Methoden beschrieben, die der Untersuchung des Verunreinigungstransports im Plasmainneren dienen.

2.2 Methoden zur Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten

Zur Messung von Transportkoeffizienten werden gewöhnlich Laserablation von Verunreinigungen [3], Einschuß von verunreinigungsdotierten Pellets [4] oder Einlaß kurzer Gaspulse in das Plasma [3] verwendet. Dabei werden die Verunreinigungen innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne in das Plasma eingebracht und dann durch Beobachtung der von den Ionen ausgesandten Linienstrahlung die Zeitkonstante bestimmt, mit der die Teilchen wieder aus dem Plasma herauslaufen. Dieses Verfahren erlaubt jedoch im allgemeinen nur die Bestimmung von Diffusionskoeffizienten unter Annahme einer gegebenen Driftgeschwindigkeit und führt außerdem zu einer beträchtlichen Störung des Plasmas durch die anfänglich hohe Verunreinigungskonzentration und die damit verbundenen Strahlungsverluste. Ein weiterer Nachteil der Methode ist das schnelle Abklingen der Signale, was zu einem schlechten Signal-Rausch-Verhältnis und damit zu Unsicherheiten bei der Bestimmung der exponentiellen Abklingzeitkonstanten führt. Auch die radial aufgelöste Messung des Zeitverlaufs der Verunreinigungsstrahlung bereitet unter diesen Umständen große Schwierigkeiten. Selbst wenn solche Messungen, die für mehr detaillierte Untersuchungen der Transportparameter notwendig sind, mit der notwendigen Genauigkeit durchgeführt werden können, gestaltet sich doch die Auswertung der Daten sehr kompliziert und zeitaufwendig, da der gesamte Zeitverlauf durch numerische Simulationen nachgebildet werden muß.

Das Verhältnis von diffusiven und driftbestimmten Flüssen kann im Prinzip durch Analyse von stationären Verunreinigungsdichteprofilen bestimmt werden. Hierbei wird die durch den Transport verursachte Verbreiterung und Verschiebung des radialen Dichteprofiles einer Ionisationsstufe im Vergleich zu dem entsprechenden Profil im Koronagleichgewicht gemessen. Da in diese Effekte jedoch nur die Wurzel der Transportterme eingeht, sind die Unsicherheiten in den Ergebnissen bei diesem Verfahren vergleichsweise groß.

2.3 Bestimmung von Verunreinigungstransportkoeffizienten mittels zeitlich moduliertem Gaseinlaß

Zur Untersuchung des Teilchentransports im Hauptplasma wurde als Alternative für die ungenauen Profilmessungen vorgeschlagen, dem Plasma durch Modulation der Gaszufuhr eine kleine Störung aufzuprägen, und die resultierende Modulation der Elektronendichte durch harmonische Analyse zu untersuchen [5,6]. Die Grundidee, eine Verbesserung der Meßgenauigkeit durch harmonische Analyse modulierter Signale zu erreichen, wurde an ASDEX für Untersuchungen des Verunreinigungstrans-

ports vorgeschlagen. Im Rahmen dieser Dissertation wurde daraus eine Methode zur Bestimmung der Transportparameter von Verunreinigungen entwickelt [7].

Dabei werden gasförmige Verunreinigungsverbindungen zeitlich moduliert in das Plasmagefäß eingelassen. Die Modulation des Zuflusses hat eine entsprechende Modulation der Konzentration der einzelnen Ionisationsstufen und damit auch eine Modulation der von den Ionen ausgesandten Strahlung zur Folge. Aus den gemessenen Fourieramplituden und Phasenbeziehungen der emittierten Strahlung läßt sich das Transportverhalten der Verunreinigungen bestimmen.

Mit der oben erwähnten Methode, die für Untersuchungen des Hauptplasmas Anwendung findet, hat die Vorgehensweise bei Verunreinigungen im wesentlichen nur das Prinzip der harmonischen Analyse modulierter Signale gemeinsam. Die hauptsächlichsten Unterschiede sind:

- Die dem Plasma zugegebenen Verunreinigungsmengen sind so gering, daß sie das Plasmagleichgewicht nicht beeinflussen. Im Gegensatz dazu wird bei der Analyse des Hauptplasmas das Gleichgewicht gezielt gestört, und die Ausbreitung der Störungen untersucht.
- Im Gegensatz zur Modulation des Hauptplasmas gibt es im Fall der Verunreinigungen keine Quellterme im Plasmainternen, da die Verunreinigungen schon in der Plasmarandschicht ionisiert werden (Ionisationslänge der Größenordnung $O(1\text{ cm})$).
- Die Verunreinigungen liegen im Plasma in verschiedenen Ionisationsstufen vor, deren Verhalten durch atomare Prozesse, wie Ionisation und Rekombination, wesentlich mitbestimmt wird. Daraus ergeben sich Vor- und Nachteile, die in den folgenden Kapiteln beschrieben werden.

Im Vergleich zu den weiter oben beschriebenen Methoden weist die Transportanalyse mittels modulierter Gaspulse einige wichtige Vorteile auf. So reichen wegen der langen Zeitintervalle (0.6–2 s an ASDEX), während denen die oszillierenden Signale aufgenommen werden, sehr kleine Verunreinigungsflüsse aus, da durch Fourieranalyse der Signale eine klare Trennung vom Untergrund möglich ist. Dadurch sind die Störungen des Plasmas bei diesem Verfahren sehr viel geringer als z.B. bei Laserablationsexperimenten. Weiterhin erlaubt die harmonische Analyse nicht nur eine verbesserte Messung von Diffusionskoeffizienten, sondern auch die Bestimmung von Driftgeschwindigkeiten, wofür allerdings der experimentelle Aufwand größer wird, da die Amplitude der Dichteoszillationen gemessen werden muß. Dazu sind im Gegensatz zu Phasenmessungen absolut geeichte Spektrometer notwendig. Bei genauer Bestimmung von Amplituden- und Phasenprofilen können auch Informationen über radiale Abhängigkeiten der Transportkoeffizienten gewonnen werden. Ein weiterer

Vorteil ist der zusätzliche Freiheitsgrad, den man in der Variation der Modulationsfrequenz zur Verfügung hat. So ist es zum Beispiel möglich, durch Wahl geeignet hoher Frequenzen speziell den Transport in der Randschicht des Plasmas zu untersuchen.

Der Hauptnachteil dieser Methode, wie auch der weiter oben beschriebenen Verfahren, liegt in den für eine Messung erforderlichen langen stationären Entladungsphasen. Zur Analyse von zeitlich rasch veränderlichen Transportphänomenen, wie sie z.B. bei Verunreinigungsakkumulation auftreten [8], bedient man sich numerischer Simulationen. Dabei wird ein bestimmtes Transportmodell zur Beschreibung der experimentellen Resultate angenommen und solange modifiziert, bis die Ergebnisse der Simulation mit den entsprechenden Meßwerten hinreichend gut übereinstimmen [9]. Problematisch bei dieser Methode ist jedoch der Nachweis der Eindeutigkeit des so abgeleiteten Transportmodells.

Kapitel 3

Theoretische Vorbetrachtungen

3.1 Die Transportgleichung für Verunreinigungen

Bei der Untersuchung des Verhaltens von Verunreinigungen im Plasma muß man zwischen neutralen und geladenen Teilchen unterscheiden. Neutrale Atome, die nicht durch das Magnetfeld beeinflusst werden, können am ehesten durch ein Modell beschrieben werden, in dem die Teilchen sich auf geradlinigen Bahnen bewegen und mit einer bestimmten Rate durch Ionisations- und Umladungsprozesse verloren gehen. Da die Neutralteilchen bei den in Tokamakplasmen typischen Temperaturen nur am Plasmarand von Bedeutung sind, beschränken wir uns im folgenden auf die Untersuchung der geladenen Teilchen, deren Bewegung im Plasma wesentlich durch das Magnetfeld mitbestimmt wird. Der Transport ionisierter Verunreinigungsatome wird durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n_z(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_z(\mathbf{r}, t) + Q_z(\mathbf{r}, t), \quad (3.1)$$

die aus der Teilchenerhaltung resultiert, beschrieben, wobei n_z die Dichte, $\mathbf{\Gamma}_z$ der Fluß und Q_z die effektive Quelle von Verunreinigungsionen der Ionisationsstufe Z ist. Dabei ist für neutrale Atome $Z = 0$ und für „nackte“ Atomkerne $Z = Z_I$, wobei Z_I die Kernladungszahl ist. Solange man sich auf die Betrachtung eines Elements beschränkt, kann auf eine zusätzliche Bezeichnung zur Unterscheidung der jeweiligen Atomsorte verzichtet werden. In den uns besonders interessierenden Fällen höherer Ladungszahl ist die Abhängigkeit der betrachteten Größen vom toroidalen und poloidalen Winkel im Tokamak so schwach, daß sie vernachlässigt werden kann. Damit muß nur noch die Kontinuitätsgleichung in radialer Richtung betrachtet werden:

$$\frac{\partial n_z(r, t)}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_z(r, t)) + Q_z(r, t). \quad (3.2)$$

Der Teilchenfluß kann als Summe eines Diffusions- und eines Strömungsterms aufgefaßt werden:

$$\Gamma_z = -D_z \frac{\partial n_z}{\partial r} + v_z n_z, \quad (3.3)$$

wobei der Diffusionskoeffizient D_z und die Driftgeschwindigkeit v_z von verschiedenen Plasmametern abhängen können. Die Quellfunktion enthält als Teilchenquelle

die Ionisation neutraler Teilchen, die von außen in das Plasma eindringen, als Teilchensenke die Verluste durch Abströmen von Ionen in der Plasmarandschicht zur Wand und den Divertorplatten, sowie zusätzliche Terme, die die Ionisation und Rekombination der Ionen in die nächsthöhere beziehungsweise -tiefere Ionisationsstufe beschreiben.

$$Q_z = \begin{cases} -\Theta(r-a) \frac{n_z}{\tau_{\parallel}} & -n_e R_z n_z - n_H R_z^{cx} n_z + Q & \text{für } Z = 1 \\ -\Theta(r-a) \frac{n_z}{\tau_{\parallel}} & +n_e (-S_z n_z + S_{z-1} n_{z-1}) \\ & +n_e (-R_z n_z + R_{z+1} n_{z+1}) & \text{für } 1 < Z < Z_I. \\ & +n_H (-R_z^{cx} n_z + R_{z+1}^{cx} n_{z+1}) \\ -\Theta(r-a) \frac{n_z}{\tau_{\parallel}} & -n_e R_z n_z - n_H R_z^{cx} n_z & \text{für } Z = Z_I \end{cases} \quad (3.4)$$

Dabei ist $\Theta(x)$ die Stufenfunktion mit $\Theta(x < 0) = 0$ und $\Theta(x > 0) = 1$. Die Ionisationsrate der Ionenspezies Z ist durch $-n_e S_z n_z$ gegeben, wobei n_e die Elektronendichte und S_z der Ratenkoeffizient für Elektronenstoßionisation ist. Analog ist die Rekombinationsrate durch $-(n_e R_z + n_H R_z^{cx})$ gegeben, wobei n_H die Dichte neutraler Plasmateilchen ist, und R_z beziehungsweise R_z^{cx} die Ratenkoeffizienten für elektronische Strahlungsrekombination und Ladungsaustauschrekombination sind. Die Ratenkoeffizienten für ein bestimmtes Ion sind durch atomphysikalische Eigenschaften bestimmt, und hängen im Plasma praktisch nur von der Elektronentemperatur T_e ab.

Ist die Zeitskala, auf der die Transportprozesse ablaufen, sehr viel größer als die der Ionisations- und Rekombinationsprozesse, so kann in Gleichung (3.1) die Divergenz des Teilchenflusses vernachlässigt werden. In diesem sogenannten Koronisationsgleichgewicht sind die lokalen Verhältnisse der Dichten benachbarter Ionisationsstufen nur durch das Gleichgewicht zwischen Ionisation und Rekombination bestimmt, d.h. $S_z n_z = R_{z+1} n_{z+1}$. Wegen des fehlenden Transports gehen in dieses Modell auch keine Nettoteilchenquellen und -senken ein. Wie der Name schon sagt, befinden sich die Plasmen der Sternatmosphären in sehr guter Näherung im Koronagleichgewicht. In Tokamakplasmen treten die entsprechenden Bedingungen höchstens im Zentralbereich auf.

Die Quellverteilung $Q(r, t)$ kann in guter Näherung aus der Kontinuitätsgleichung der Neutralteilchen bestimmt werden [3], wobei angenommen wird, daß der Zufluß neutraler Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit v_0 erfolgt. Ausgehend von

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_0 n_0) - n_e S_0 n_0 \quad \text{mit} \quad \Gamma_0 = -v_0 n_0 \quad (3.5)$$

erhält man im stationären Fall durch Integration die Quellverteilung einfach ionisierter Atome

$$Q(r) = -\Gamma_{0,w} \frac{r_w n_e S_0}{r v_0} e^{-\int_r^{r_w} dr' n_e S_0 / v_0}, \quad (3.6)$$

wobei $\Gamma_{0,w}$ der Zufluß neutraler Atome am Radius r_w der materiellen Begrenzung (Wand) des Plasmas ist. Bei Edelgasen ist die Geschwindigkeit der Atome im wesentlichen durch die thermische Energie ($\cong 0.025 \text{ eV}$) gegeben, während bei Molekülgasen zunächst die Moleküle dissoziiert werden, wodurch die Geschwindigkeit der Atome durch die Bindungsenergie ($\cong 1 \text{ eV}$) gegeben ist. Durch Einbeziehung der Winkel- und Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen folgt eine im allgemeinen vernachlässigbare Verbreiterung der Quellverteilung in radialer Richtung [3].

Bei sinusförmig moduliertem Zufluß muß die Zeitableitung der Neutralteilchendichte in Gleichung (3.5) mitberücksichtigt werden. Man macht den Ansatz $Q(r, t) = Q(r, \omega)e^{i\omega t}$ und erhält wieder nach einfacher Integration

$$Q(r, \omega) = -\Gamma_{0,w} \frac{r_w n_e S_0}{r v_0} e^{-\int_r^{r_w} dr' n_e S_0 / v_0} e^{i\omega(r-r_w)/v_0}. \quad (3.7)$$

Mit der stationären Quellverteilung folgt direkt $Q(r, t) = Q(r)e^{i\omega(t-(r_w-r)/v_0)}$. Wie man sieht, ergibt sich für die einfach ionisierten Teilchen eine vom Radius abhängige Phasenverschiebung. In dem oben angegebenen Bereich typischer Geschwindigkeiten erhält man bei Modulationsfrequenzen der Größenordnung 10 s^{-1} und $r_w - r \cong 0.05 \text{ m}$ eine Phasendifferenz von $\cong 10^{-3} \text{ rad}$. Der Einfluß der Modulation kann also bei der Berechnung der Quellfunktion in guter Näherung vernachlässigt werden.

Die Strömungsverluste parallel zum Magnetfeld im Bereich offener Magnetfeldlinien (außerhalb der Magnetfeldseparatrix, d.h. $r > a$) werden durch eine Verlustrate $1/\eta_{\parallel}$ beschrieben, wobei die Zeitkonstante η_{\parallel} , die empirisch bestimmt werden muß, an ASDEX von der Größenordnung 1 ms ist. In dem für Tokamakplasmen typischen Temperaturbereich ($T_e \simeq 10 - 10^4 \text{ eV}$) kann die Rekombination von Ionen zu neutralen Atomen als Teilchensenke vernachlässigt werden. Nur bei sehr hohen Dichten und niedrigen Temperaturen ($T_e < 3 \text{ eV}$) muß dieser Beitrag in die Rechnungen einbezogen werden [3].

Das vollständige System von Transportgleichungen kann nur numerisch gelöst werden. An ASDEX wurde dazu der Code ZEDIFF entwickelt, dessen grundlegende numerische Algorithmen in [10,11] beschrieben sind. Mit diesem Code kann nicht nur das Transportverhalten der Verunreinigungsionen simuliert werden, sondern auch deren Strahlung, so daß ein direkter Vergleich mit der gemessenen Linienstrahlung möglich ist. Im wesentlichen werden die folgenden Parameter zur Simulation des Transportverhaltens benötigt:

- $n_e(r, t)$ und $T_e(r, t)$, die durch Thomsonstreuung bestimmt werden,
- der Zufluß neutraler Teilchen $\Gamma_0(r, t)$,
- die Transportkoeffizienten $D_z(r, t)$ und $v_z(r, t)$,

- atomphysikalische Daten zur Berechnung der Ratenkoeffizienten für Ionisation, Rekombination und Strahlungsanregung.

Als Ergebnis erhält man:

- die Verunreinigungsdichten $n_z(r, t)$ und daraus abgeleitete Größen (effektive Ladung Z_{eff} und mittlere Ladung \bar{Z} , die in Kapitel 3.2 definiert werden, sowie die Gesamtdichte n_I der Verunreinigungen),
- die Strahlungsleistung $P(r, t)$ der dominanten Spektrallinien sowie Linienintegrale dieser Strahlung entlang frei wählbarer Sichtlinien durch das Plasma.

Wie schon gesagt, können mittels solcher Simulationen heuristisch angesetzte Transportmodelle an Hand von Vergleichen mit Messungen überprüft werden. Um andererseits aus Messungen der zeitlichen und radialen Abhängigkeiten der Verunreinigungsstrahlung auf die Transportparameter schließen zu können, muß man die Transportgleichung weiter vereinfachen, was in den folgenden Abschnitten beschrieben wird.

Die Summation über alle Ionisationsstufen führt zu einer Gleichung, die den Transport für die Gesamtverunreinigungsdichte n_I beschreibt:

$$\frac{\partial n_I(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(D(r) \frac{\partial n_I(r, t)}{\partial r} - v(r) n_I(r, t) \right) + Q(r, t) - \frac{\Theta(r - a)}{\tau_{||}} n_I(r, t). \quad (3.8)$$

Eine wesentliche Vereinfachung wird durch den Wegfall der Ionisations- und Rekombinationsterme, die die benachbarten Ionisationsstufen miteinander koppeln, erreicht. Nach der Summation verbleiben als effektive Quelle nur noch die Ionisation neutraler Teilchen $Q(r, t)$ und die Verluste in der Randschicht $n_I(r, t)/\tau_{||}$. Die Transportkoeffizienten sind in dieser Näherung nur noch Funktionen des Plasmaradius (und implizit der Zeit). Da sich in einem Tokamakplasma die einzelnen Ionisationsstufen in räumlich getrennten Schalen befinden, kann eine eventuell bestehende Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von der Ladung der Ionen durch Faltung mit den Dichten im Koronagleichgewicht in guter Näherung zu einer Abhängigkeit vom Plasmaradius transformiert werden [3].

Betrachtet man nur den Verunreinigungstransport im Plasmaintern ($r \leq a$), so können auch die Teilchenquellen und -senken vernachlässigt werden, da die Quellfunktion im Plasmaintern praktisch verschwindet und keine Teilchen durch Verluste parallel zum Magnetfeld verloren gehen. Damit braucht man nur noch die verbleibende homogene Transportgleichung zu behandeln:

$$\frac{\partial n_I(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(D(r) \frac{\partial n_I(r, t)}{\partial r} - v(r) n_I(r, t) \right). \quad (3.9)$$

Die Gleichungen (3.8) und (3.9) können nun dazu verwandt werden, Verunreinigungsdichten für bekannte Transportmodelle vorherzusagen oder aber auch, falls die Dichten bekannt sind, um die Transportkoeffizienten zu bestimmen.

Bei Messungen mittels harmonischer Analyse zeitlich modulierter Signale stehen dazu mehrere Möglichkeiten zur Verfügung.

- Man kann für bestimmte, vereinfachte Transportmodelle die Transportgleichung für die Gesamtdichte analytisch lösen, und damit Phase und Amplitude der Dichte am Plasmarand und im Plasmazentrum in Abhängigkeit von den in den jeweiligen Modellen vorhandenen freien Parametern berechnen. Durch Vergleich mit den entsprechenden gemessenen Werten können damit die Transportparameter im Rahmen der entsprechenden Modelle bestimmt werden. Diese Methode hat den Vorteil, daß nur wenige Messungen zur Analyse einer Entladung notwendig sind, und eignet sich deshalb besonders für Studien der Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von den verschiedenen Plasmaparametern, wie n_e , T_e , I_p , B_t u.a.
- Hat man mit genügender Genauigkeit Radialprofile von Phase und Amplitude der Verunreinigungsdichte gemessen, so kann man durch Invertierung der Transportgleichung auch radiale Abhängigkeiten der Transportkoeffizienten studieren.
- Eine weitere Möglichkeit ist, wie schon gesagt, die Simulation von Amplituden- und Phasenprofilen sowie der entsprechenden linienintegrierten Größen mit Hilfe des erwähnten Transportcodes ZEDIFF. Damit können insbesondere die verwendeten Transportmodelle auf ihre Konsistenz mit den Messungen getestet werden. Darüber hinaus ist es auch möglich, durch einen Fit der simulierten an die gemessenen Daten Werte von Transportkoeffizienten zu bestimmen.

In Kapitel 4 werden die unter den beiden ersten angeführten Möglichkeiten detailliert beschrieben.

3.2 Neoklassischer - und anomaler Transport

Nach derzeitigem Stand der Erkenntnis muß man davon ausgehen, daß dem Teilchentransport in Tokamaks mehrere Mechanismen zugrunde liegen. *Teilchenstöße* im Plasma führen zum Auftreten von Reibungskräften. Transport, der auf diesen Prozessen beruht, wird klassisch genannt. Zusätzliche Transportterme, die sich aus der Berücksichtigung der toroidalen Geometrie ergeben, werden als neoklassisch bezeichnet. Im engeren Sinne wird diese Bezeichnung nur für den Fall freier Weglängen

$\lambda \geq qR$ verwandt, wobei qR die charakteristische Länge ist, die entlang der Magnetfeldlinien die Torusaußenseite mit der Innenseite verbindet. Im Fall $\lambda \ll qR$ spricht man dagegen von Pfirsch-Schlüter Effekten.

Neben Stößen können auch *kollektive Teilchenbewegungen* zu Transportprozessen führen. Als Ursachen dafür werden hauptsächlich korrelierte Fluktuationen des elektrischen Feldes und der Teilchendichte angesehen. Daneben können auch Störungen des Magnetfelds aufgrund helikaler Störströme zu einer Ergodisierung des magnetischen Feldlinienverlaufs und damit zu erhöhtem radialem Teilchentransport führen. Aus historischen Gründen wird der auf diesen Prozessen beruhende Teilchentransport *anomal* (im Gegensatz zum normalen klassischen und neoklassischen Transport) genannt. Es hat sich jedoch im Experiment herausgestellt, daß die vom anomalen Transport herrührenden Teilchenflüsse in stationären Plasmazuständen um etwa ein bis zwei Größenordnungen stärker sind, als die klassischen und neoklassischen Flüsse. Stationäre Entladungsphasen lassen sich sowohl in rein ohm'sch geheizten als auch in zusatzgeheizten Plasmen erreichen. Bei zusatzgeheizten Plasmen gibt es allerdings zwei unterschiedliche Plasmazustände. Normalerweise verschlechtern sich die Einschlußbedingungen im Vergleich zu den entsprechenden ohm'schen Entladungen. Man spricht dann von L-mode Entladungen (L engl. für low). In diesem Zustand können stationäre Bedingungen aufrechterhalten werden. Dagegen wurde, zuerst an ASDEX, später auch an anderen Divertortokamaks, ein alternativer Plasmazustand beobachtet, bei dem die Einschlußbedingungen an die der ohm'schen Entladungen heranreichen. Man bezeichnet dies mit H-mode (engl. für high). Plasmen in der H-mode sind nur bei Anwesenheit besonderer Instabilitäten am Plasmarand stationär (ELM = edge localized mode).

Bei Fehlen dieser Instabilitäten, in der sogenannten ruhigen H-mode, sowie in Entladungen mit Neutralinjektionsheizung (NI) entgegen der Plasmastromrichtung (Counter-NI) oder mit Pelleteinschuß, hat sich dagegen gezeigt, daß der anomale Transportanteil so weit absinken kann, daß die neoklassischen Beiträge nicht mehr zu vernachlässigen sind. In diesem Fall ist der konvektive Anteil des Teilchenflusses so viel stärker als der nach außen gerichtete diffusive Fluß, daß eine rasche Akkumulation der Verunreinigungen im Plasmazentrum erfolgt. Dieser Prozess setzt sich solange fort bis sich durch die steileren Dichtegradienten wieder ein Gleichgewicht zwischen beiden Flüssen einstellt. Durch die mit den hohen Verunreinigungskonzentrationen (insbesondere von Kupfer) verbundenen Strahlungsverluste wird dieses Gleichgewicht an ASDEX jedoch in der Regel nicht erreicht, da die Entladung aufgrund der Abkühlung des Plasmas instabil wird und abbricht.

Während die Theorie des stoßbedingten Transports schon früh entwickelt wurde und heute verhältnismäßig weit fortgeschritten ist, gibt es zur Erklärung der anomalen Transportphänomene bis jetzt noch keine solide theoretische Grundlage. Im Gegen-

satz zu den anomalen Flüssen können die stoßbedingten Beiträge zum Gesamtfluß also analytisch berechnet und mit experimentellen Beobachtungen verglichen werden.

Der stoßbedingte Transport basiert auf Reibung, d.h. auf Impulsaustausch zwischen den verschiedenen Teilchensorten. Allgemein gilt

$$\langle \Gamma_a \rangle_\Psi = \sum_b \underbrace{\frac{R_{a,b}^\perp}{e_a B}}_{\text{klassisch}} + \underbrace{\left\langle \frac{R_{a,b}^\parallel}{e_a B_\theta} \right\rangle_\Psi}_{\text{neoklassisch}},$$

wobei sich der Index Ψ auf eine Mittelung über die magnetischen Flußflächen bezieht. Zusätzliche Effekte werden durch die Viskosität der Teilchen verursacht, da hierdurch die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der verschiedenen Spezies a, b verändert, und damit die Reibungskräfte parallel zum Magnetfeld $R_{a,b}^\parallel$ beeinflußt werden.

Die stoßbedingten Flüsse werden gewöhnlich in mehrere Teile aufgespalten, deren Anteil am Gesamtfluß im wesentlichen durch die sogenannte Collisionality (Stoßbestimmtheitsparameter) von Hintergrundplasma und Verunreinigungsionen bestimmt wird:

$$\begin{aligned} \Gamma_z^{\text{coll}} &= \Gamma_z^{\text{cl}} + \Gamma_z^{\text{ps}} && \text{dominant im stoßbestimmten Bereich} \\ &+ \Gamma_z^{\text{bp}} && \text{dominant im Bereich großer freier Weglängen.} \end{aligned}$$

Man unterscheidet

- den klassischen Fluß Γ_z^{cl} , der aus der Reibungskraftkomponente senkrecht zum Magnetfeld in einem geraden Zylinder resultiert,
- den Pfirsch-Schlüter Fluß Γ_z^{ps} , der aus zusätzlichen Kräften, die durch die poloidale Variation der obengenannten Reibungskräfte auf den magnetischen Flächen in einer toroidalen Feldkonfiguration entstehen, resultiert und
- den Banana-Plateau Fluß Γ_z^{bp} , der von Druckanisotropien auf den magnetischen Flächen und damit verbundenen Viskositätskräften verursacht wird.

Die Collisionality, die, wie erwähnt, die Größe der einzelnen Flüsse bestimmt, ist vereinfacht gesagt das Verhältnis aus der Frequenz von Stößen mit kleinem Streuwinkel (die im wesentlichen für den Transport verantwortlich sind) und der Frequenz, mit der ein gefangenes Teilchen von der Torusinnenseite zur Außenseite und zurück läuft (der sogenannten Transit-Frequenz). Sie ist für eine Ionenspezies a als

$$\nu_a^* = \sum_b \nu_{a,b}^* = \frac{1}{\omega_{T,a} \sqrt{\epsilon}} \sum_b \frac{1}{\epsilon \tau_{a,b}}, \quad (3.10)$$

definiert, wobei die Summation über alle anderen im Plasma vorkommenden Ionenspezies b läuft. Die in Gleichung (3.10) enthaltenen Größen für die Ionenspezies a und b und der Gyroradius, der später benötigt wird, sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
 \omega_{T,a} &= \frac{v_{th,a}}{qR} = \frac{\sqrt{2T_a/m_a}}{qR} && \text{Transitfrequenz,} \\
 \tau_{a,b} &= \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{m_a + m_b}{m_a m_b}} \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 m_a T_a^{3/2}}{Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda_{a,b} n_b} && \text{Stoßzeit [12],} \\
 \epsilon &= r/R && \text{inverses Aspektverhältnis,} \\
 \rho_a^2 &= \frac{2m_a T_a}{Z_a^2} \left(\frac{1}{eB}\right)^2 && \text{und Gyroradius,}
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

wobei $\ln \Lambda_{a,b}$ der Coulomblogarithmus der Teilchenstöße zwischen den Spezies a und b ist und die Temperatur in Energieeinheiten geschrieben ist. Mit der mittleren Ladung $\bar{Z} = \sum Z n_z / \sum n_z$ und der effektiven Ladung $Z_{eff} = (n_i + \sum Z^2 n_z) / n_e$ gilt für die Collisionality der Verunreinigungen und des Hintergrundplasmas:

$$\nu_i^* = \nu_{ii}^* Z_{eff} \left(\frac{\bar{Z} - 1}{\bar{Z} - Z_{eff}} \right) \quad \text{und} \quad \nu_z^* = \nu_i^* \bar{Z}^2. \tag{3.12}$$

Die Collisionality der Hintergrundionen wird also nur schwach von den im Plasma enthaltenen Verunreinigungen beeinflusst ($\sim Z_{eff}$), während die Collisionality der Verunreinigungen mit steigender Ladung der Ionen stark anwächst ($\sim \bar{Z}^2$). Nach der relativen Häufigkeit von Stößen werden drei Bereiche unterschieden:

1. **Bananen-Bereich:** Gefangene Teilchen durchlaufen eine oder mehrere Bananenzyklen, bevor sie durch Stoß auf eine andere Bahn gebracht werden. Die Grenze, bei der gerade noch eine Bananenbahn zwischen zwei Stößen durchlaufen wird, ist das sogenannte Banana-limit.
2. **Plateau-Bereich:** Gefangene Teilchen durchlaufen keine vollständigen Bananbahnen mehr. Freie Teilchen dagegen gelangen noch stoßfrei von der Torusaußen- zur Torusinnenseite. Der Name kommt von $D_{coll} = \text{const.} \neq f(\nu^*)$ in diesem Gebiet.
3. **Pfirsch-Schlüter-Bereich:** Weder gefangene noch freie Teilchen können stoßfrei die relevante Strecke qR zwischen Torusaußenseite und -innenseite durchlaufen. Nur in diesem Gebiet gilt eine lokale Transportbeschreibung zum Beispiel mit $\Gamma = -D\nabla n$. Im Bananen- oder Plateau-Bereich ist dagegen eine Mittelung über die magnetischen Flächen unabdingbar. Nur die gemittelten Größen $\langle \dots \rangle_\Psi$ können für die Beschreibung des radialen Transports verwendet werden. Die Grenze, bei der ein *freies* Teilchen zwischen zwei Stößen gerade die Strecke qR durchläuft, wird Pfirsch-Schlüter-Limit genannt.

Abb. 3.1 zeigt für eine ASDEX-Counter-NI Entladung die Collisionality von Kohlenstoff, Kupfer und den Plasmaionen als Funktion des Radius. Man sieht, daß sich Kohlenstoff in diesem Fall im Plasmazentrum im Plateaubereich und in der Randzone im stoßbestimmten Pfirsch-Schlüter Bereich befindet, während Kupfer im gesamten Plasma im Pfirsch-Schlüter Bereich ist. Dagegen befinden sich, im Gegensatz zu den Verunreinigungen, die Hintergrundionen in dem durch lange freie Weglängen charakterisierten Banana-Plateau Bereich.

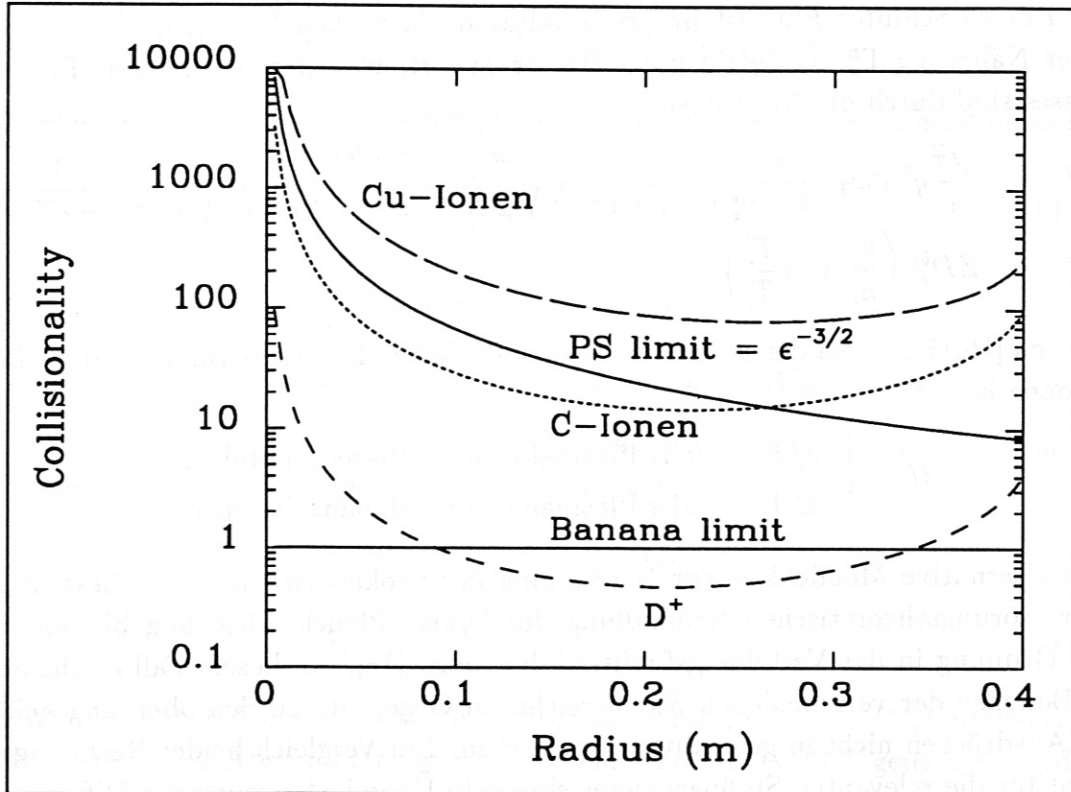


Abbildung 3.1: Collisionality von Kupfer, Kohlenstoff und Deuteronen in der Counter-NI Entladung #25602. Plasmaparameter für $t = 1.1$ s: $T_e = 1.0$ keV, $n_e = 5.1 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, $q_a = 2.3$. Die Verunreinigungskonzentration wurde für Kupfer aus Messungen der Emission im weichen Röntgenbereich und für Kohlenstoff aus Messungen mittels Ladungsaustauschspektroskopie bestimmt: $n_C/n_e \approx 0.02$, $n_{Cu}/n_e \approx 0.0002$. Oberhalb des Pfirsch-Schlüter (PS) Limits dominieren die Stoßprozesse den Transport, während unterhalb des Bananen Limits der Effekt der, im Vergleich zur charakteristischen Länge qR im Torus, langen freien Weglängen zum Tragen kommt.

Die neoklassischen Flüsse können als Summe eines diffusiven und eines Driftterms ausgedrückt werden

$$\Gamma_z^{\text{coll}} = -D_z \frac{\partial n_z}{\partial r} + v_z n_z. \quad (3.13)$$

In den in Abb. 3.1 wiedergegebenen ASDEX-typischen Stoßparameterbereichen gilt für die Transportparameter des klassischen Flusses [13,14]

$$\begin{aligned} D_z^{cl} &= \frac{\rho_z^2}{2\tau_{z,i}} \simeq \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0 B} \right)^2 \sqrt{\frac{m_i}{T_i}} n_i \ln \Lambda_{z,i} \\ v_z^{cl} &= Z D_z^{cl} \left(\frac{n'_i}{n_i} - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2}{Z} \right) \frac{T'_i}{T_i} \right). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Der Pfirsch-Schlüter Fluß ist proportional zum klassischen Fluß [15,14], wobei in erster Näherung $\Gamma_z^{ps} = 2q^2 \Gamma_z^{cl}$ gilt. Die Transportparameter des Banana-Plateau Flusses sind durch die Ausdrücke

$$\begin{aligned} D_z^{bp} &= \frac{\sqrt{\pi}}{4} q^2 \rho_z^2 \omega_{T,z} \frac{\nu_z^*}{1 + \nu_z^*} \frac{1}{1 + \epsilon^{3/2} \nu_z^*} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q}{R} \frac{\sqrt{m_z T_i^{3/2}}}{Z^2} \left(\frac{1}{eB} \right)^2 \frac{\nu_z^*}{1 + \nu_z^*} \frac{1}{1 + \epsilon^{3/2} \nu_z^*} \\ v_z^{bp} &= Z D_z^{bp} \left(\frac{n'_i}{n_i} + H \frac{T'_i}{T_i} \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

gegeben [16,17], wobei der Parameter H eine Funktion des Stoßparameters der Plasmaionen ist:

$$H = \begin{cases} 3/2 & \text{falls Plasmaionen im Plateau Bereich,} \\ \ll 1 & \text{falls Plasmaionen im Banana Bereich.} \end{cases}$$

Eine alternative Möglichkeit zur Berechnung der neoklassischen Flüsse besteht in einer störungstheoretischen Behandlung der Fokker-Planck Gleichung bis zur ersten Ordnung in der Verteilungsfunktion der Ionen [18]. In diesem Fall erscheinen die Beiträge der verschiedenen Stoßbereiche im Gegensatz zu den oben angegebenen Ausdrücken nicht in getrennten Ausdrücken. Ein Vergleich beider Rechnungen ergibt für die relevanten Stoßparameter eine gute Übereinstimmung der Diffusionskoeffizienten, während sich die Driftgeschwindigkeiten in einigen Bereichen etwas unterscheiden.

Im Fall von anomalem Transport, bei dem gegenwärtig noch keine theoretisch berechneten Ausdrücke für die Transportparameter angegeben werden können, behilft man sich, in Analogie zum neoklassischen Transport, mit einem empirischen Ansatz für den Teilchenfluß

$$\Gamma_z^{an} = \Gamma^{an} = -D(r) \frac{\partial n_z}{\partial r} + v(r) n_z, \quad (3.16)$$

wobei $D(r)$ und $v(r)$ einfache Funktionen sind, die nicht mehr von der Ladung der Ionen abhängen sollen, was im Fall von fluktuationsinduziertem Transport eine brauchbare Annahme ist, da dann die Flüsse, soweit bekannt, durch die $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift, welche unabhängig von Ladung und Masse der Teilchen ist, zustande kommen sollten. Die Brauchbarkeit solcher Ansätze muß dann in Experimenten überprüft werden.

3.3 Harmonische Analyse zeitabhängiger Signale

Bei der in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Methode werden Fourieramplituden und Phasenwinkel von Signalen bestimmt. Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die grundlegenden Begriffe gegeben werden.

Die Fouriertransformierte einer zeitabhängigen Funktion $f(t)$ ist durch

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} f(t) dt \quad (3.17)$$

gegeben. Will man nun die Funktion $f(t)$ durch eine Zerlegung nach Sinusfunktionen

$$f(t) = \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\pi} A(\omega) \sin(\omega t - \varphi(\omega)) \quad (3.18)$$

beschreiben, so muß die komplexe Fouriertransformierte $f(\omega)$ als

$$f(\omega) = -iA(\omega)e^{-i\varphi(\omega)} = -A(\omega) \sin \varphi(\omega) - iA(\omega) \cos \varphi(\omega) \quad (3.19)$$

dargestellt werden. Damit erhalten wir die reelle Amplitude $A(\omega)$ und die Phasenverschiebung $\varphi(\omega)$ der Signalkomponente bei der Frequenz ω

$$A(\omega) = \left(\Re^2 f(\omega) + \Im^2 f(\omega) \right)^{1/2} \quad (3.20)$$

$$\varphi(\omega) = \tan^{-1} \frac{\Re f(\omega)}{\Im f(\omega)}. \quad (3.21)$$

Bei physikalischen Messungen hat man normalerweise Meßwerte $f(t_j)$ zu diskreten Zeitpunkten t_j im Abstand Δt , die während eines Zeitintervalls T gemessen werden.

$$\begin{aligned} f(t_j) &= f(t_0 + j\Delta t) & j &= 0, 1, \dots, N-1 \\ N &= T/\Delta t \end{aligned}$$

Analog zur Fouriertransformation für stetige Funktionen erhält man Amplitude und Phase in diesem Fall aus der diskreten Fouriertransformation

$$f(\omega_k) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} e^{-i\omega_k t_j} f(t_j) \quad t_j = t_0 + \left(j + \frac{N}{2}\right)\Delta t \quad (3.22)$$

$$\omega_k = \frac{2\pi k}{N \Delta t}, \quad k = 0, 1, \dots, \frac{N}{2}.$$

Zwischen Zeit- und Frequenzskala bestehen dabei die folgenden Beziehungen:

Zeit	Δt	T
Frequenz	$\nu_{max} = \frac{1}{2\Delta t}$	$\Delta\nu = \frac{1}{T}$

Um eine gute Frequenzauflösung zu erhalten, muß die Meßzeit T also möglichst groß gemacht werden.

Überdies muß, um sinnvolle Aussagen über die Fourierkomponente bei einer bestimmten Frequenz machen zu können, T so gewählt werden, daß diese Frequenz im Fourierspektrum enthalten ist, das heißt $\nu/\Delta\nu = \nu T$ muß eine ganze Zahl sein.

Kapitel 4

Lösungen der Transportgleichung

4.1 Spezielle Lösungen für harmonisch modulierte Quellen

Im Fall eines harmonisch modulierten Neutralteilchenzuflusses, wie er bei den hier beschriebenen Transportanalysen erzeugt wird, ergibt sich eine ebenso zeitlich modulierte Quellfunktion für die Ionen, die in der Form

$$Q(r, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} q_n(r) e^{i n \omega_0 t} \quad (4.1)$$

geschrieben werden kann, wobei ω_0 die Modulationsfrequenz darstellt und $q_n(r)$ die Quellverteilungen bei der Modulationsfrequenz und deren Oberwellen sind. Die Komponenten mit höheren Frequenzen entstehen durch die nichtlineare Antwort der für die Modulation eingesetzten Gasventile auf die angelegte sinusförmige Steuerungspannung.

Die Modulation der Quelle für die einfach ionisierten Teilchen führt zu einer entsprechenden Modulation der Teilchendichte und -flüsse der höher geladenen Ionen. Da die Transportkoeffizienten, soweit bisher bekannt, nicht explizit von den Teilchendichten selbst abhängen, können wir annehmen, daß die Transportgleichung linear ist. Damit ist es möglich für die Teilchendichte einen Fourieransatz $n_I(r, t) = n_I(r, \omega) e^{i \omega t}$ zu machen, so daß wir schließlich zur Transportgleichung für die Gesamtteilchendichte im Frequenzraum gelangen:

$$i \omega n_I(r, \omega) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(D(r) \frac{\partial n_I(r, \omega)}{\partial r} - v(r) n_I(r, \omega) \right). \quad (4.2)$$

Eine sinnvolle Interpretation der Fourierkomponenten ist nur bei stationären Plasmaparhältnissen möglich. Aus diesem Grund können die Transportparameter als zeitlich konstant angenommen werden.

Im folgenden werden für einige einfache Modelle von $D(r)$ und $v(r)$ Lösungen der Transportgleichung (4.2) abgeleitet. Wie schon erwähnt, behandeln wir nur die Lösungen im quellenfreien Plasmainternen $r \leq a$, und setzen voraus, daß die Amplitude und Phase der Oszillationen bei der betrachteten Frequenz am Plasmarand $r = a$ bekannt sind. Wir können damit eine feste Randbedingung vorgeben und wählen der Einfachheit halber eine sinusförmige Zeitabhängigkeit $n_I(a, t) =$

$A(a, \omega) \sin \omega t$, wobei $A(a, \omega)$ die reelle Amplitude am Plasmarand ist. Damit ergibt sich für die komplexe Fourieramplitude der Teilchendichte die Randbedingung $n_I(a, \omega) = -iA(a, \omega)$.

In den meisten Fällen erweist es sich als einfacher, wenn man bei der Lösung der Transportgleichung zunächst den stationären Anteil der Teilchendichte abspaltet. Die Transportgleichung läßt sich für den stationären Fall sofort integrieren und man erhält als Lösung

$$n_I^{eq}(r) \sim e^{\int_r^{r_0} dr' v(r')/D(r')}. \quad (4.3)$$

Bei rein diffusiven Transportprozessen ist also, falls keine Quellen vorhanden sind, die Verunreinigungsdichte unter stationären Bedingungen über den Radius konstant.

Lösung für konstanten Diffusionskoeffizienten $D(r) = \text{const.} = D$ und verschwindende Driftgeschwindigkeit $v(r) = 0$.

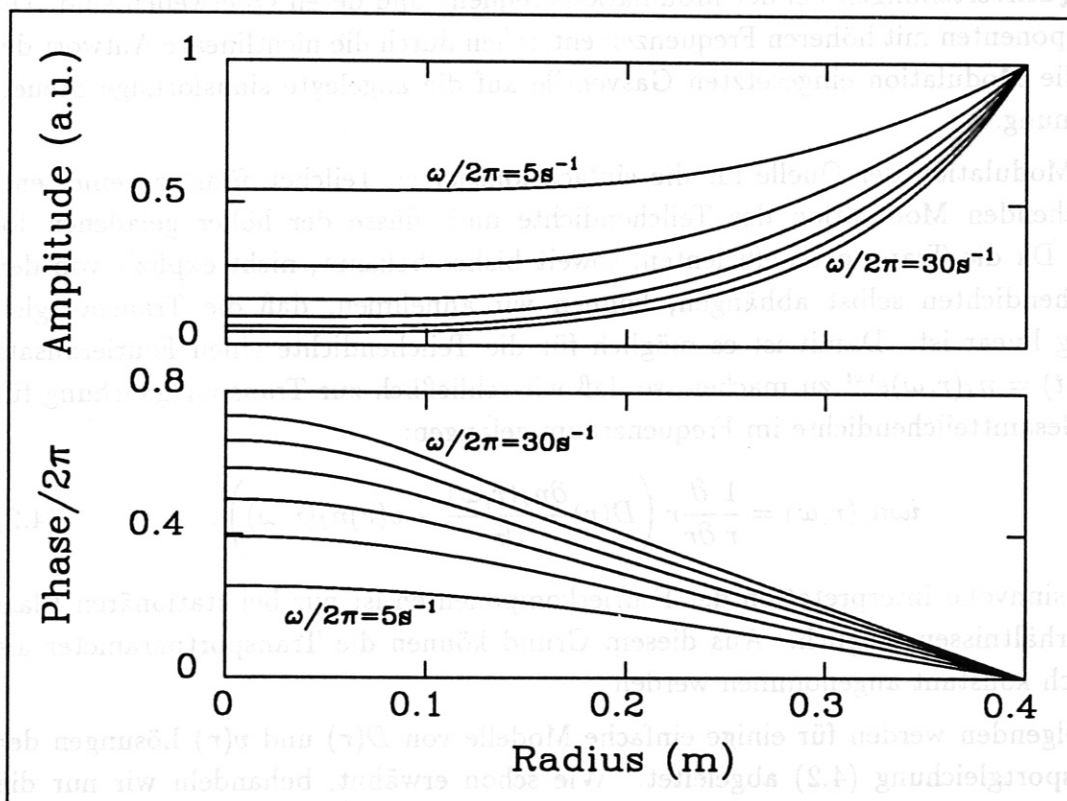


Abbildung 4.1: Fourieramplitude und Phasenverschiebung als Funktion des Plasmaradius r für verschiedene Werte des Parameters $k^2 = \omega/D$. Die Kurven wurden berechnet für $D = 0.6 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\omega/2\pi = 5, 10, \dots, 30 \text{ s}^{-1}$.

In diesem Fall führt die Substitution $kr \rightarrow u$ mit $k^2 = \omega/D$ in Gleichung (4.2) direkt zur Bessel'schen Differentialgleichung

$$u^2 n_I'' + u n_I' - i u^2 n_I = 0,$$

deren Lösung Kelvinfunktionen sind [19]. Unter Beachtung der Randbedingung für $r = a$ ergibt sich schließlich

$$n_I(r, \omega) = -iA(r, \omega) \frac{\text{ber}_0(kr) + i\text{iber}_0(kr)}{\text{ber}_0(ka) + i\text{iber}_0(ka)}. \quad (4.4)$$

Abb. 4.1 zeigt die Fourieramplitude und die Phasenverschiebung als Funktion des Plasmaradius für verschiedene Werte des Verhältnisses ω/D . Schon bei diesem einfachsten Transportmodell ist aus dem Verlauf der Profile bei zunehmenden Werten von ω/D zu erkennen, daß das Plasma bei konstantem Diffusionskoeffizienten hochfrequente Schwingungen stärker dämpft, d.h. daß bei genügend hoher Frequenz die Oszillationen der Dichte auf den Plasmarand beschränkt bleiben. Diesen Effekt kann man ausnutzen, um speziell den Transport im äußeren Plasmabereich zu untersuchen. Außerdem kann man erkennen, daß sich die Phasenverschiebung mit ansteigender Frequenz oder — bei konstanter Frequenz — mit kleiner werdender Diffusion erhöht.

Lösung für konstanten Diffusionskoeffizienten $D(r) = \text{const.} = D$ und lineare Inwärtsdrift $v(r) = -v_a r/a$.

In diesem Fall wird zweckmäßigerweise zuerst der stationäre Teil der Lösung, den man durch Integration direkt aus Gleichung (4.3) erhält, abgespalten:

$$n_I(r, \omega = 0) \sim e^{-\frac{\alpha}{2} \frac{r^2}{a^2}} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{av_a}{D}.$$

Mit der Substitution

$$\frac{\alpha}{2} \frac{r^2}{a^2} \rightarrow u$$

gelangt man nach einigen Umformungen zur Kummer'schen Differentialgleichung

$$u n_I'' + (1 - u) n_I' - i \frac{k^2 a^2}{2\alpha} n_I = 0,$$

deren Lösung eine konfluente hypergeometrische Funktion mit imaginärem erstem Parameter ist [20]

$$n_I(r, \omega) = -iA(a, \omega) \frac{{}_1F_1(i \frac{k^2 a^2}{2\alpha}, 1, \frac{\alpha}{2} \frac{r^2}{a^2}) e^{-\frac{\alpha}{2} \frac{r^2}{a^2}}}{{}_1F_1(i \frac{k^2 a^2}{2\alpha}, 1, \frac{\alpha}{2}) e^{-\frac{\alpha}{2}}}. \quad (4.5)$$

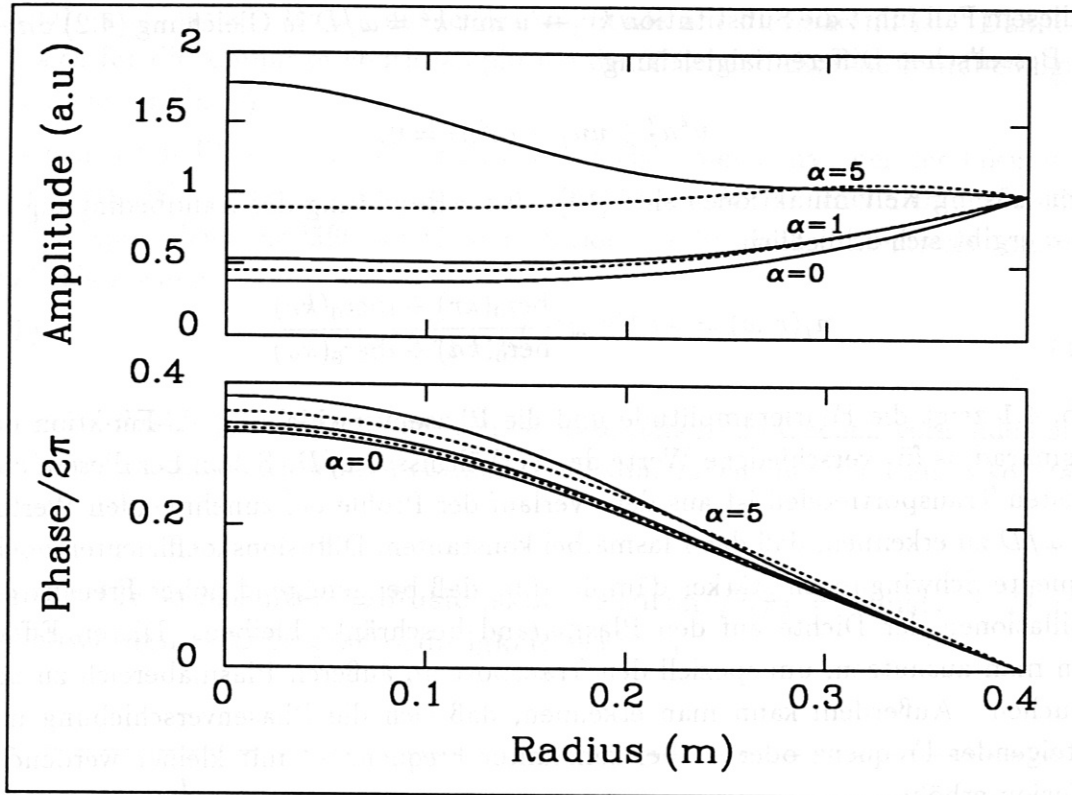


Abbildung 4.2: Amplituden und Phasen für lineare Inwärtsdrift (durchgezogene Linien) und kubische Inwärtsdrift (unterbrochene Linien) als Funktion des Plasma-radius r für $D = 0.4 \text{ m}^2/\text{s}$ und verschiedene Werte des Driftparameters α (0, 1, 5) bei einer Modulationsfrequenz von $\omega/2\pi = 5 \text{ s}^{-1}$. Für $\alpha = 0$ (d.h. keine Drift) fallen die Linien zusammen.

Lösung für konstanten Diffusionskoeffizienten $D(r) = \text{const.} = D$ und kubische Inwärtsdrift $v(r) = -v_a(r/a)^3$.

In diesem Fall gelangt man nach Abtrennung des stationären Anteils der Lösung

$$n_I(r, \omega = 0) \sim e^{-\frac{\alpha r^4}{4 a^4}} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{a v_a}{D}$$

und der Substitution

$$\frac{\sqrt{\pm\alpha} r^2}{2 a^2} \rightarrow u$$

zu der Differentialgleichung

$$u n_I'' + (1 \mp 2u^2) n_I' - i \frac{k^2 a^2}{2\sqrt{\pm\alpha}} n_I = 0,$$

wobei, je nachdem ob α positiv (Inwärtsdrift) oder negativ (Auswärtsdrift) ist, das obere oder untere Vorzeichen verwendet werden muß. Die Lösung dieser Differen-

tialgleichung konnte nicht in elementaren Funktionen ausgedrückt werden. Man kann sie jedoch als Potenzreihe in u bestimmen und erhält eine Rekursionsbeziehung für die Koeffizienten dieser Reihe. Wir schreiben die Lösung analog zum Fall mit linearem Driftterm als

$$n_I(r, \omega) = -iA(a, \omega) \frac{{}_1C_1^\pm(i\frac{k^2 a^2}{2\sqrt{\alpha}}, 1, \frac{\sqrt{\alpha}}{2} \frac{r^2}{a^2}) e^{-\frac{\alpha}{4} \frac{r^4}{a^4}}}{{}_1C_1^\pm(i\frac{k^2 a^2}{2\sqrt{\alpha}}, 1, \frac{\sqrt{\alpha}}{2}) e^{-\frac{\alpha}{4}}}, \quad (4.6)$$

wobei für die Funktion ${}_1C_1^\pm$ gilt:

$$\begin{aligned} {}_1C_1^\pm(a, 1, z) &= \sum_{n=0}^{\infty} c_n^\pm z^n, & c_n^\pm &= \frac{1}{n^2} (a c_{n-1}^\pm \pm 2(n-2)c_{n-2}^\pm) \\ c_0^\pm &= 1 \\ c_1^\pm &= a \end{aligned}$$

Abb. 4.2 zeigt Amplituden und Phasen sowohl für lineare als auch für kubische Inwärtsdrift als Funktion des Plasmaradius r bei konstant gehaltenem Diffusionskoeffizienten und verschiedenen Werten des Driftparameters α . Man sieht, daß der Betrag und der radiale Verlauf der Driftgeschwindigkeit nur einen geringen Einfluß auf die Phase der Oszillationen hat, verglichen mit dem Einfluß auf die Fourieramplitude. Umgekehrt kann man schließen, daß zur Unterscheidung verschiedener Driftterme insbesondere die Amplitude bekannt sein muß, während mit der Phase hauptsächlich die Diffusion untersucht werden kann, was auch die folgenden Lösungen für eine quadratische Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten vom Plasmaradius zeigen.

Lösung für quadratischen Diffusionskoeffizienten $D(r) = D_0 + (D_e - D_0)(r/a)^2$ und lineare Inwärtsdrift $v(r) = -v_a r/a$.

Wir führen die Abkürzungen $\delta = (D_e - D_0)/D_0$ und $\alpha^* = \frac{1}{2\delta} \frac{a v_a}{D_0}$ ein und führen in der Transportgleichung die Substitution $-\delta r^2/a^2 \rightarrow u$ durch. Damit erhält man nach Abtrennung des stationären Anteils aus Gleichung (4.3)

$$n_I(r, \omega = 0) \sim e^{-\alpha^* \ln(1+\delta r^2/a^2)} = \left(1 + \delta \frac{r^2}{a^2}\right)^{-\alpha^*}$$

und einigen Umformungen eine hypergeometrische Differentialgleichung [21] mit komplexen Koeffizienten

$$u(1-u)n_I'' + (1 + (\alpha^* - 2)u)n_I' + i\frac{k^2 a^2}{4\delta} n_I = 0,$$

deren Lösung durch

$$n_I(r, \omega) = \frac{-iA(a, \omega) \frac{{}_2F_1\left(\frac{1-\alpha^* + \sqrt{(\alpha^*-1)^2 + ik^2 a^2/\delta}}{2}, \frac{1-\alpha^* - \sqrt{(\alpha^*-1)^2 + ik^2 a^2/\delta}}{2}, 1, -\delta \frac{r^2}{a^2}\right)}{{}_2F_1\left(\frac{1-\alpha^* + \sqrt{(\alpha^*-1)^2 + ik^2 a^2/\delta}}{2}, \frac{1-\alpha^* - \sqrt{(\alpha^*-1)^2 + ik^2 a^2/\delta}}{2}, 1, -\delta\right)} e^{-\alpha^* \log(1+\delta r^2/a^2)}}{e^{-\alpha^* \log(1+\delta)}} \quad (4.7)$$

gegeben ist. Abb. 4.3 zeigt Amplitude und Phase als Funktion des Radius zu verschiedenen Werten des Parameters δ bei konstanter Inwärtsdrift. Man sieht, daß, ähnlich zu den in Abb. 4.1 gezeigten Funktionen, sowohl die Amplitude, als auch in etwa gleichem Maße die Phase von der Diffusion geprägt wird.

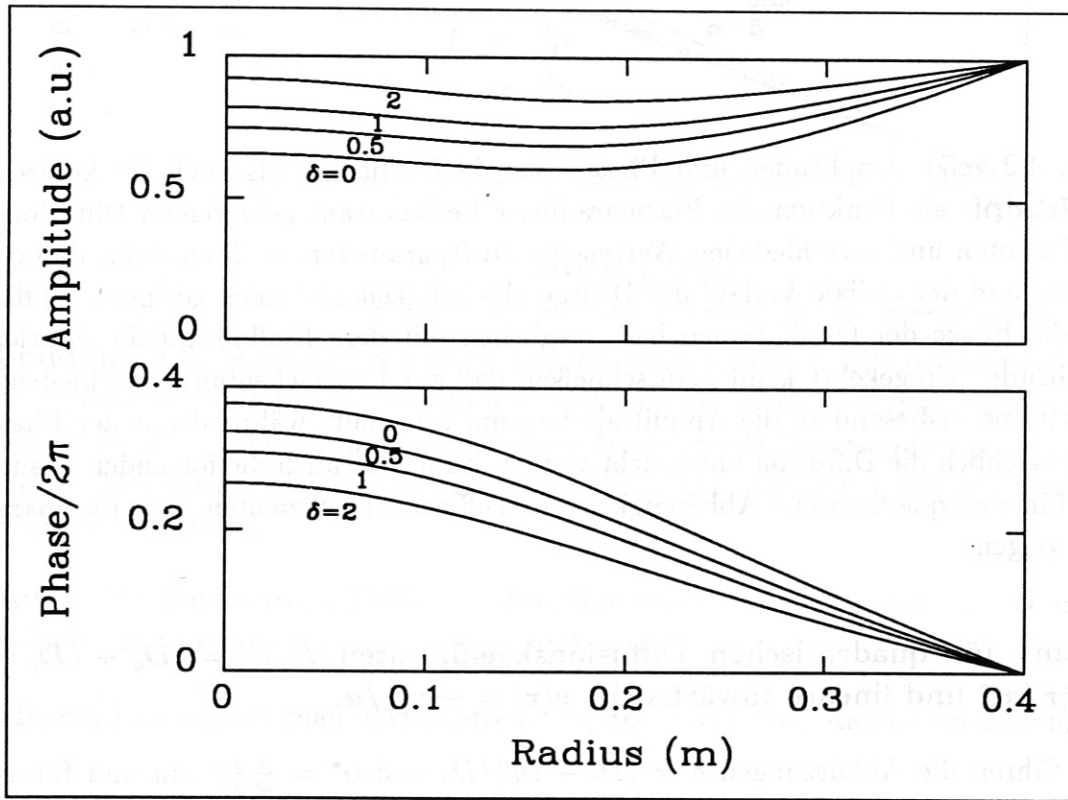


Abbildung 4.3: Fourieramplitude und -phase als Funktion des Plasmaradius r für verschiedene Werte des Parameters $\delta = (D_e - D_0)/D_0$ bei konstanter linearer Inwärtsdrift v_a und einer Modulationsfrequenz von 5 s^{-1} .

4.2 Bestimmung von Transportparametern

Aus den zuvor abgeleiteten Lösungen für den Transport der Gesamtdichte bei verschiedenen Modellen von Diffusion und Drift können, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, Amplituden und Phasen am Rand und im Plasmazentrum für eine bestimmte Frequenz in Abhängigkeit von den jeweiligen Parametern berechnet werden. Durch Vergleich mit den entsprechenden gemessenen Werten können dann im Rahmen des jeweils verwendeten Modells Transportkoeffizienten bestimmt werden. Abb. 4.4

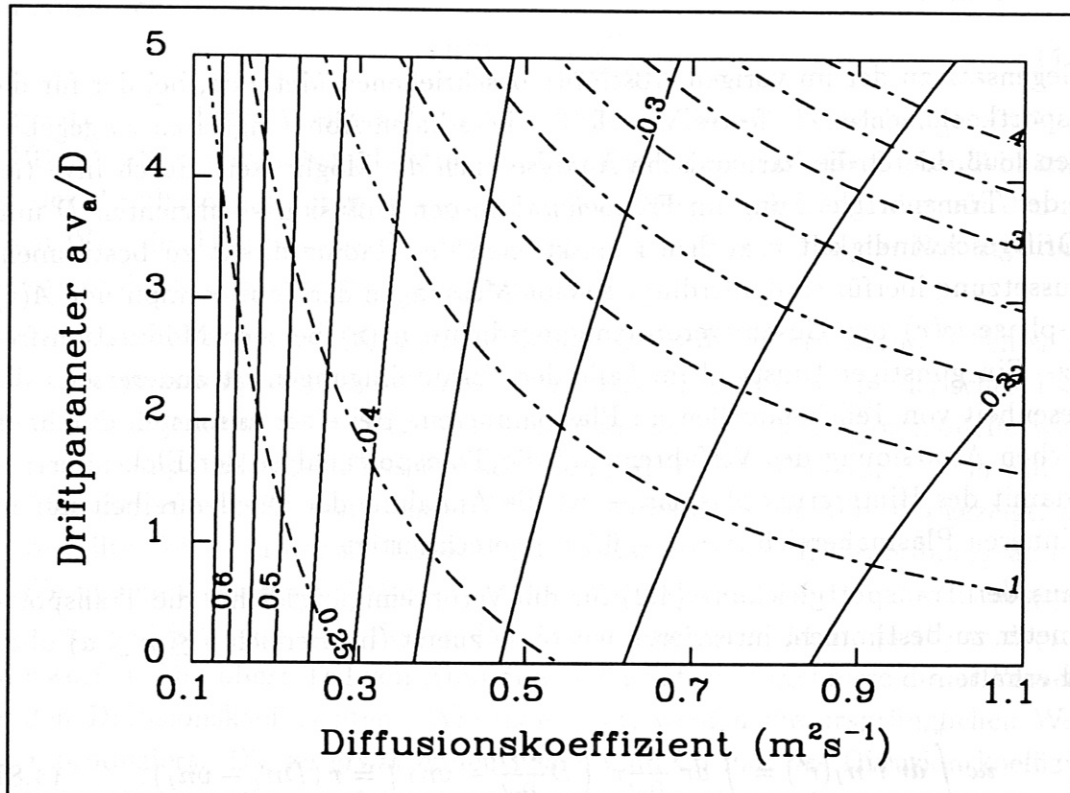


Abbildung 4.4: Höhenlinien von konstanter Fourieramplitude (gestrichelt, die Amplitude am Plasmarand wird zu 1 angenommen) und Phasendifferenz (durchgezogen, in Einheiten von 2π) im Plasmazentrum für eine Modulationsfrequenz $\omega/2\pi = 5 \text{ s}^{-1}$ und $a = 0.4 \text{ m}$.

zeigt die Resultate solch einer Rechnung für konstanten Diffusionskoeffizienten und lineare Inwärtsdrift. Die Abbildung zeigt Höhenlinien für konstante zentrale Fourieramplitude $A(0)$ und konstante zentrale Phasenverschiebung $\varphi(0) - \varphi(a)$ der Verunreinigungsdichte. Aus einer Messung von Amplitudenverhältnis und Phasenverschiebung zwischen Plasmarand und -zentrum kann man aus dem Schnittpunkt der entsprechenden Höhenlinien sofort die Parameter D und v_a bestimmen.

Eine wichtige Eigenschaft der in Abb. 4.4 gezeigten Ergebnisse ist die geringe Ab-

hängigkeit der Phasendifferenz vom Driftparameter, insbesondere im linken Teil der Abbildung (d.h. für kleine Diffusionskoeffizienten). Aufgrund dieser Besonderheit kann der Diffusionskoeffizient, falls keine Amplitudenmessungen zur Verfügung stehen, auch angenähert aus einer Messung der Phasenbeziehungen allein bestimmt werden.

4.3 Invertierung der Transportgleichung für die Gesamtdichte

Im Gegensatz zu der im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode, bei der für die Transportkoeffizienten ein festes Modell für die radialen Abhängigkeiten vorgegeben werden muß, bietet die harmonische Analyse auch die Möglichkeit, durch Invertierung der Transportgleichung im Frequenzraum, den Diffusionskoeffizienten D und die Driftgeschwindigkeit v auch als Funktionen des Radius direkt zu bestimmen. Voraussetzung hierfür sind allerdings genaue Messungen der Fourieramplitude $A(r)$ und -phase $\varphi(r)$ der Gesamtverunreinigungsdichte $n_I(r)$ bei der Modulationsfrequenz. Ein günstiger Umstand im Falle der Verunreinigungen ist andererseits die Abwesenheit von Teilchenquellen im Plasmainterinneren. Bei einer ansonsten durchaus möglichen Anwendung des Verfahrens auf die Transportanalyse der Elektronen — und damit des Hintergrundplasmas — ist die Annahme der Quellenfreiheit nur in dem inneren Plasmabereich ($r \leq a - 0.1 \text{ m}$) gerechtfertigt.

Um aus der Transportgleichung (4.2) für die Verunreinigungsdichte die Transportparameter zu bestimmen, integrieren wir diese zuerst (im Bereich $0 \leq r \leq a$) über r und erhalten

$$i\omega \int_0^r dr' r' n_I(r') = \int_0^r dr' \frac{\partial}{\partial r'} r' \left(D \frac{\partial n_I}{\partial r'} - v n_I \right) = r (D n_I' - v n_I). \quad (4.8)$$

Nach Einsetzen von $n_I = -iAe^{-i\varphi}$ und einigen Umformungen gelangt man zu

$$-D(r) \left(\frac{A'(r)}{A(r)} - i\varphi'(r) \right) + v(r) = \frac{\omega}{r} \int_0^r dr' r' \frac{A(r')}{A(r)} e^{-i(\varphi(r') - \varphi(r))}.$$

Zusammen mit der entsprechenden konjugiert komplexen Gleichung

$$-D(r) \left(\frac{A'(r)}{A(r)} + i\varphi'(r) \right) + v(r) = \frac{\omega}{r} \int_0^r dr' r' \frac{A(r')}{A(r)} e^{+i(\varphi(r') - \varphi(r))}$$

kann man dann direkt $D(r)$ und $v(r)$ bestimmen und erhält nach Umwandlung der komplexen Exponentialfunktionen in trigonometrische Funktionen die folgenden

Integraltransformationen:

$$D(r) = -\frac{\omega}{r\varphi'(r)} \int_0^r dr' r' \frac{A(r')}{A(r)} \cos(\varphi(r') - \varphi(r)), \quad (4.9)$$

$$v(r) = -\frac{\omega}{r} \int_0^r dr' r' \frac{A(r')}{A(r)} \sin(\varphi(r') - \varphi(r)) + \frac{A'(r)}{A(r)} D(r). \quad (4.10)$$

Speziell im Plasmazentrum erhalten wir $v(0) = 0$ und aus dem Grenzübergang $r \rightarrow 0$ in Gleichung (4.9) durch mehrmalige Anwendung der Regel von L'Hopital den Ausdruck

$$D(0) = -\frac{\omega}{2\varphi''(0)}. \quad (4.11)$$

Wie auch im Fall von Abeltransformationen führen die in den Gleichungen (4.9) und (4.10) enthaltenen radialen Ableitungen A' und φ' zu einer empfindlichen Abhängigkeit der Resultate von den gemessenen Größen. Noch stärker tritt dies für den zentralen Wert des Diffusionskoeffizienten zutage, da in diesem Fall das Resultat durch die zweite Ableitung der Phase φ'' bestimmt wird.

Um die Brauchbarkeit der Methode im Hinblick auf die zu erwartenden Fehler und deren Fortpflanzung in das Endergebnis zu testen, wurde ein numerisches Experiment durchgeführt. Für einige der analytisch lösbaren Transportmodelle wurde die Fourieramplitude und Phasenverschiebung für eine kleine Anzahl von radialen Punkten berechnet. Zu den exakten Werten wurden, wie in Abb. 4.5 gezeigt, normalverteilte Fehler in der im Experiment zu erwartenden Größenordnung addiert. An die nun mit Fehlern behafteten Punkte wurde jeweils ein Polynomfit angepaßt und die resultierenden Funktionen den Transformationen (4.9), (4.10) und (4.11) unterworfen. Der obere Teil von Abbildung 4.6 zeigt die Ergebnisse dieser Prozedur für den Diffusionskoeffizienten. Wie man sieht, werden die ursprünglichen Werte gut reproduziert. Die zu erwartenden Fehler sind im Fall des Diffusionskoeffizienten, wie schon erwähnt, auf der Plasmaachse am größten. Trotzdem können, wie der Vergleich mit dem unteren Teil von Abbildung 4.6 zeigt, unterschiedliche radiale Abhängigkeiten der Diffusion deutlich erkannt werden. Der obere Teil von Abbildung 4.7 zeigt die entsprechenden Ergebnisse für die Inwärtsdriftgeschwindigkeit. Auch in diesem Fall werden die ursprünglichen Werte recht gut reproduziert. Im Gegensatz zur Diffusion nehmen die Fehler im Fall der Driftgeschwindigkeit, bei der der Wert im Zentrum notwendigerweise zu $v(0) = 0$ festgelegt ist, zum Plasmarand hin zu. Wie der Vergleich mit dem unteren Teil der Abbildung 4.7 zeigt, können auch bei der Inwärtsdrift unterschiedliche radiale Abhängigkeiten gut aufgelöst werden.

Um die logarithmische Ableitung der Fourieramplitude der Gesamtdichte, die in die Gleichungen (4.9) und (4.10) eingeht, bestimmen zu können, muß man die Amplituden der am stärksten vertretenen Ionisationsstufen messen. Bisher konnten Messungen dieser Art noch nicht vorgenommen werden, da für die an ASDEX eingesetzten

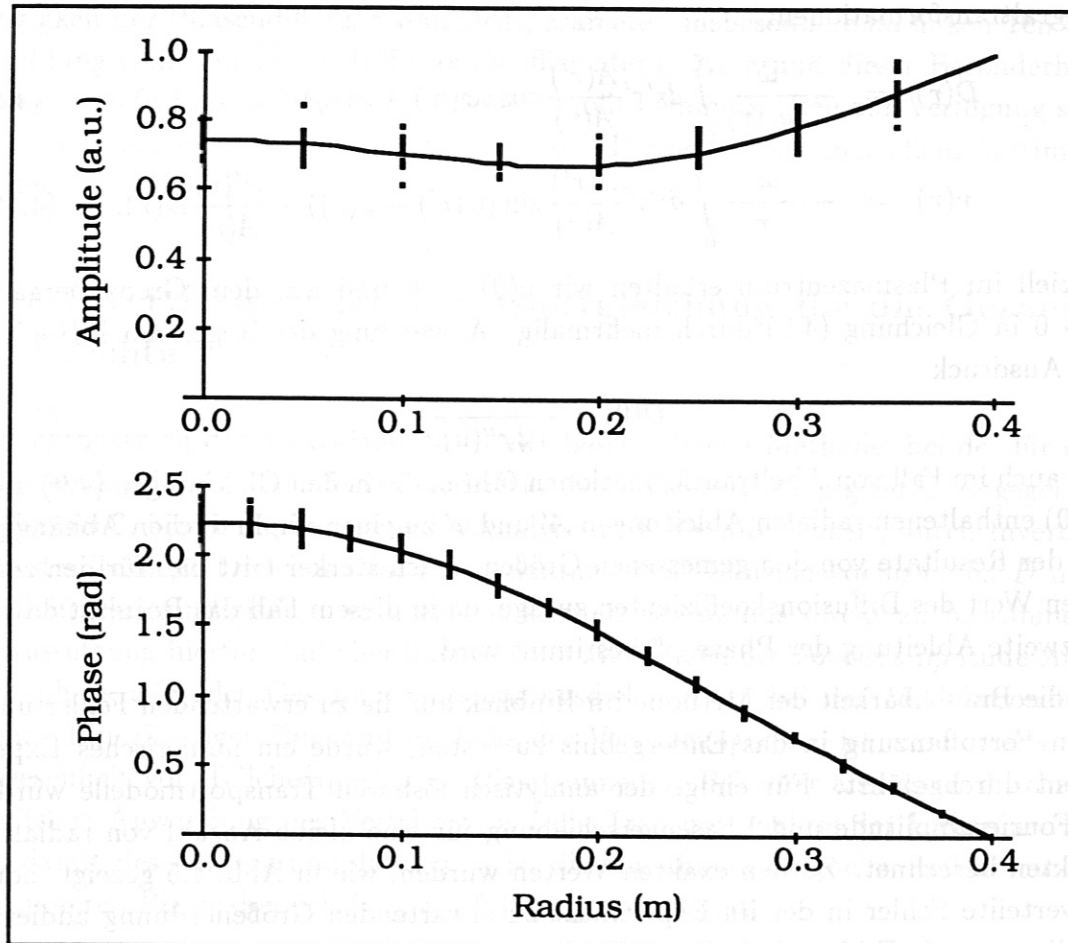


Abbildung 4.5: *Fourieramplitude (oben) und Phasenverschiebung (unten) bei einer Modulationsfrequenz von 5 s^{-1} berechnet für das Transportmodell mit konstantem Diffusionskoeffizienten ($D = 0.4 \text{ m}^2/\text{s}$) und linearer Inwärtsdrift ($v_a = 2 \text{ m/s}$). Die durchgezogenen Linien stellen die exakten Werte dar, während die Punkte die Werte mit zusätzlichen statistischen Fehlern wiedergeben.*

Spektrometer keine Möglichkeit zur Absoluteichung bestand. Die Problematik der zur Amplitudenmessung notwendigen Spektrometereichung wird in Kapitel 4.4 im einzelnen diskutiert.

Die Messung des zentralen Diffusionskoeffizienten erweist sich wegen der Beziehung (4.11) als prinzipiell einfacher, da in diesem Fall nur die zweite Ableitung der Phase benötigt wird. Mißt man die Phasen nahe der Plasmaachse an mehreren Punkten, so kann man mit Hilfe einer geeigneten Funktion die Profilkurve annähern und deren zweite Ableitung bestimmen. Die dabei auftretenden Fehler gehen allerdings, wie erwähnt, relativ stark in das Resultat ein.

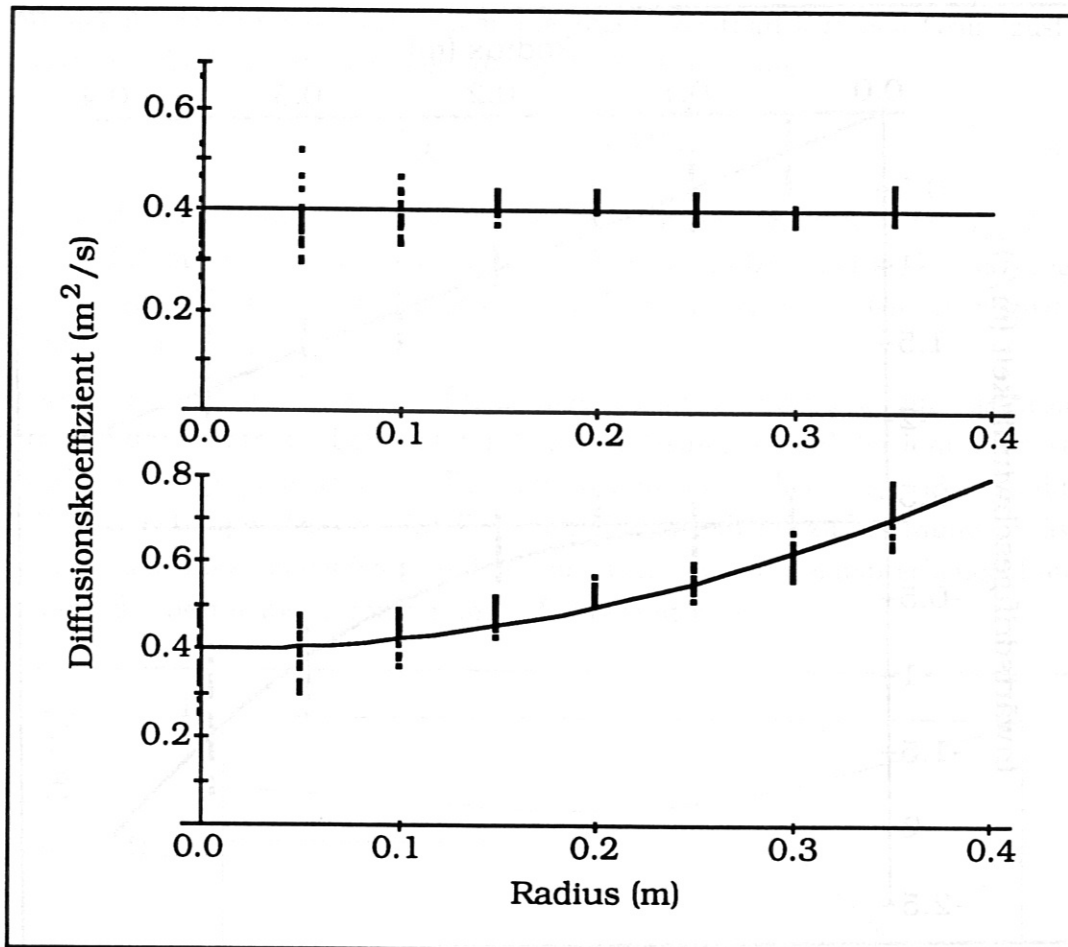


Abbildung 4.6: Oberes Bild: Diffusionskoeffizient aus der Inversionsprozedur mit den Werten für $A(r)$ und $\varphi(r)$ aus Abb. 4.5. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die exakten Koeffizienten, die Punkte sind die mit den resultierenden Fehlern behafteten Werte. Unteres Bild: Resultate aus einer Simulation mit derselben Inwärtsdrift jedoch mit quadratischer Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten vom Plasmaradius $D(r) = 0.4 \text{ m}^2/\text{s} (1 + (r/a)^2)$.

4.4 Amplituden- und Phasenrelationen einzelner Ionisationsstufen

Da bei Experimenten mit Verunreinigungen zunächst einmal nicht deren Gesamtdichte, sondern die Intensitäten einzelner Linien in bestimmten Ionisationsstufen gemessen werden, aus denen sich die Dichten der entsprechenden Ionen berechnen lassen, ist es notwendig, den Zusammenhang zwischen diesen Messungen zu untersuchen.

In einem typischen Tokamakplasma mit hoher Elektronentemperatur $T_e \cong 10 -$

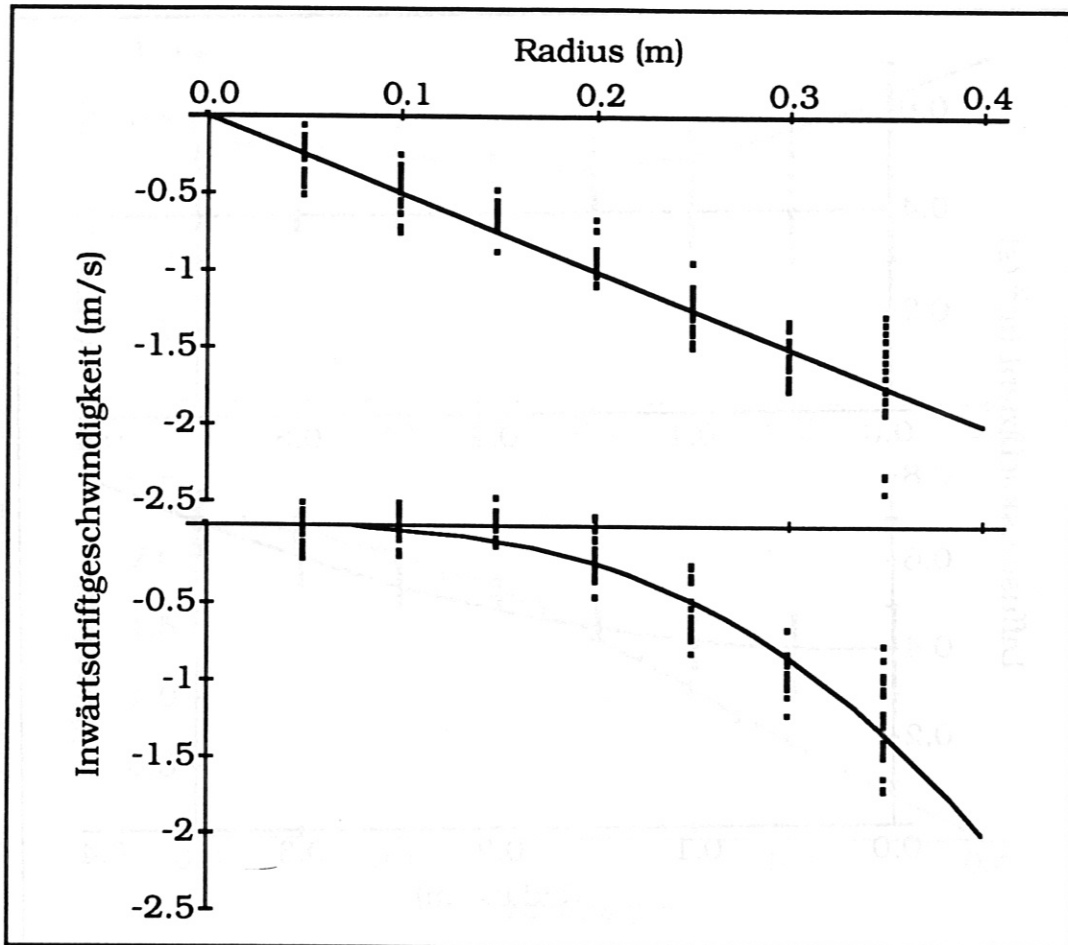


Abbildung 4.7: Oberes Bild: Inwärtsdrift aus der Inversionsprozedur mit den Werten für $A(r)$ und $\varphi(r)$ aus Abb. 4.5. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die exakten Koeffizienten, die Punkte sind die mit den resultierenden Fehlern behafteten Werte. Unteres Bild: Resultate aus einer Simulation mit demselben Diffusionskoeffizienten und demselben Driftparameter jedoch mit kubischer Abhängigkeit der Inwärtsdrift vom Plasmaradius $v = -v_a(r/a)^3$.

10^4 eV und niedriger Elektronendichte $n_e \leq 10^{21} m^{-3}$ gelten die folgenden Annahmen:

- Das Plasma ist optisch dünn gegenüber atomarer Linienstrahlung, d.h. die Photoabsorption kann vernachlässigt werden.
- Die Übergangsrate angeregter Zustände ($A > 10^8 - 10^{14} s^{-1}$) ist wesentlich höher, als die Anregungsstoßfrequenz durch Elektronenstöße von $\cong 10^5 s^{-1}$. Die Atome beziehungsweise Ionen sind also praktisch alle im Grundzustand.

In diesem Fall des sogenannten Korona-Anregungsgleichgewichts ist die Strahlungs-

dichte der durch Übergang von einem angeregten Zustand k in den Grundzustand g emittierten Linienstrahlung allein durch die Stoßanregung

$$P_{gk}^z = n_z n_e \chi_{gk}^z(T_e) E_{gk}. \quad (4.12)$$

gegeben. Z ist dabei die Ionisationsstufe des betrachteten Elements und $\chi_{gk}^z(T_e)$ der Ratenkoeffizient für Elektronenstoßanregung vom Grundzustand in den angeregten Zustand k [22,23]. E_{gk} ist die Energie des bei der Rückkehr in den Grundzustand emittierten Photons.

Wie man sieht ist die emittierte Strahlungsleistung proportional zur Elektronendichte und der Dichte der betrachteten Ionen im Grundzustand der Ionisationsstufe Z , sowie zum Anregungsratenkoeffizienten, der im wesentlichen nur eine Funktion der Elektronentemperatur ist. Um die Verunreinigungsdichte zu bestimmen, müssen also die lokale Elektronendichte und -temperatur sowie die entsprechende Linienstrahlung der betrachteten Ionisationsstufe bekannt sein.

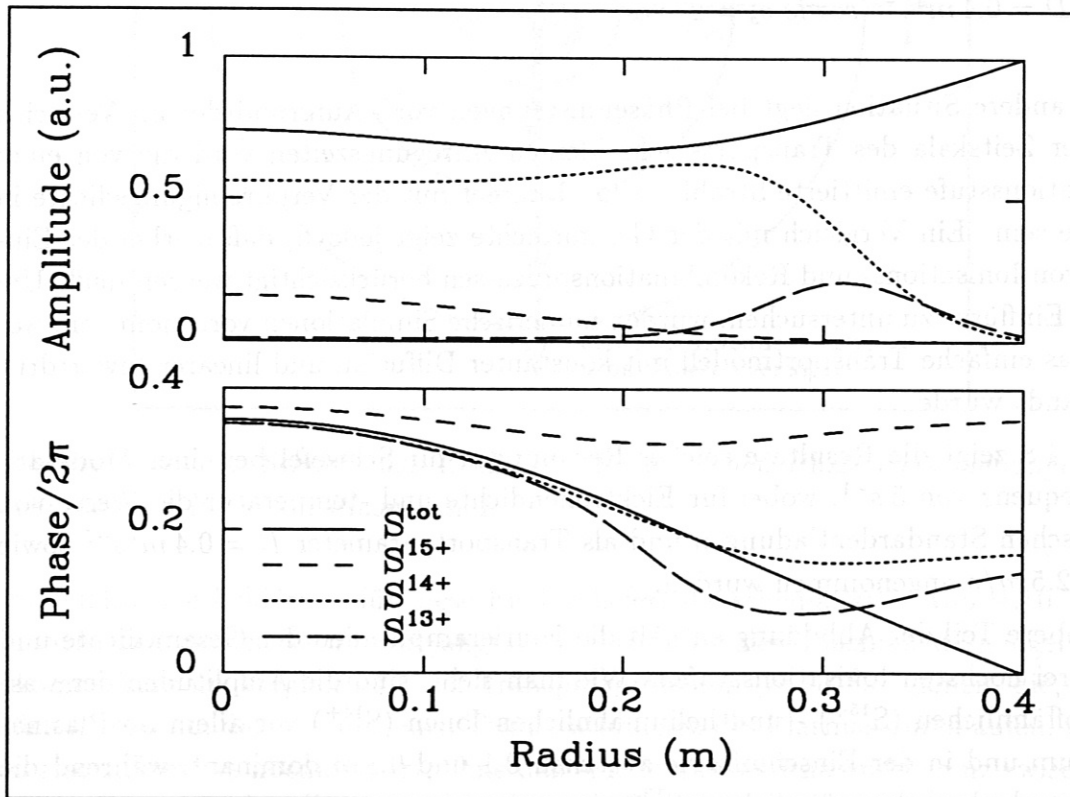


Abbildung 4.8: Amplituden- und Phasenprofile aus numerischen Simulationen des Transports von Schwefel für n_e - und T_e -Profile von ohm'schen Standardentladungen bei einer Modulationsfrequenz von $\omega/2\pi = 5 \text{ s}^{-1}$, Plasmaradius $a = 0.4 \text{ m}$ und Transportparametern $D = 0.4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ sowie $v_a = 2 \text{ m/s}$.

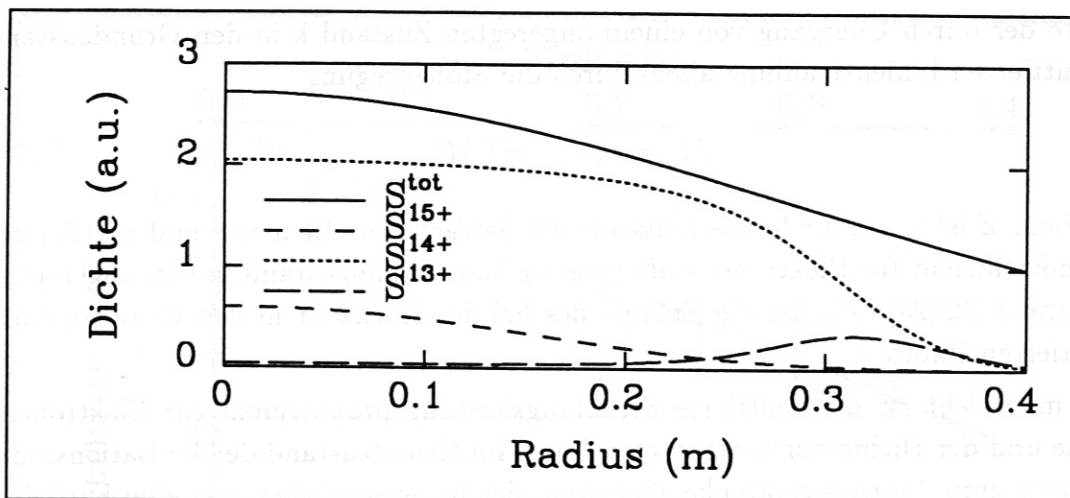


Abbildung 4.9: Profile der Fourieramplituden von Schwefel im stationären Fall ($\omega = 0$) für n_e - und T_e -Profile von ohm'schen Standardentladungen bei einer Modulationsfrequenz von $\omega/2\pi = 5 \text{ s}^{-1}$, Plasmaradius $a = 0.4 \text{ m}$ und Transportparametern $D = 0.4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ sowie $v_a = 2 \text{ m/s}$.

Eine andere Situation liegt bei Phasenmessungen vor. Aufgrund der im Vergleich zu der Zeitskala des Transports sehr kleinen Anregungszeiten wird die von einer Ionisationsstufe emittierte Strahlung lokal immer mit der Verunreinigungsdichte in Phase sein. Ein Vergleich mit der Gesamtdichte zeigt jedoch, daß hierbei der Einfluß von Ionisations- und Rekombinationsprozessen berücksichtigt werden muß. Um diese Einflüsse zu untersuchen, wurden numerische Simulationen vorgenommen, wobei das einfache Transportmodell mit konstanter Diffusion und linearer Inwärt drift verwandt wurde.

Abb. 4.8 zeigt die Resultate solcher Rechnungen für Schwefel bei einer Modulationsfrequenz von 5 s^{-1} , wobei für Elektronendichte und -temperatur die Werte von ohm'schen Standardentladungen und als Transportparameter $D = 0.4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ sowie $v_a = 2.5 \text{ m/s}$ angenommen wurden.

Der obere Teil der Abbildung enthält die Fourieramplituden der Gesamtdichte und der drei höchsten Ionisationsstufen. Wie man sieht, sind die Amplituden der wasserstoffähnlichen (S^{15+}) - und heliumähnlichen Ionen (S^{14+}) vor allem im Plasmazentrum und in der Einschlußzone zwischen 0.1 und 0.3 m dominant, während die Amplitude der lithiumähnlichen (S^{13+}) Ionen im Plasmarandbereich am größten ist. Ein Vergleich mit den stationären Dichteprofilen (Abb. 4.9) zeigt, daß dieser Effekt durch die lokale Verteilung der Ionisationsstufen im Verhältnis zur Gesamtdichte bestimmt ist. Diese Verteilung wird wesentlich durch das Gleichgewicht von Ionisation und Rekombination zwischen den einzelnen Ionisationsstufen bestimmt.

Ein wichtiger Effekt ist im unteren Teil von Abb. 4.8 zu sehen, der die entsprechen-

den Phasenverschiebungen enthält. Anstatt zum Plasmarand hin Null zu erreichen, wie es bei der Gesamtdichte der Fall ist, bleiben die Phasenverschiebungen der gezeigten Ionisationsstufen mehr oder weniger konstant. Im Gegensatz dazu stimmen die Phasenverschiebungen im Plasmazentrum weitgehend mit der der Gesamtdichte überein.

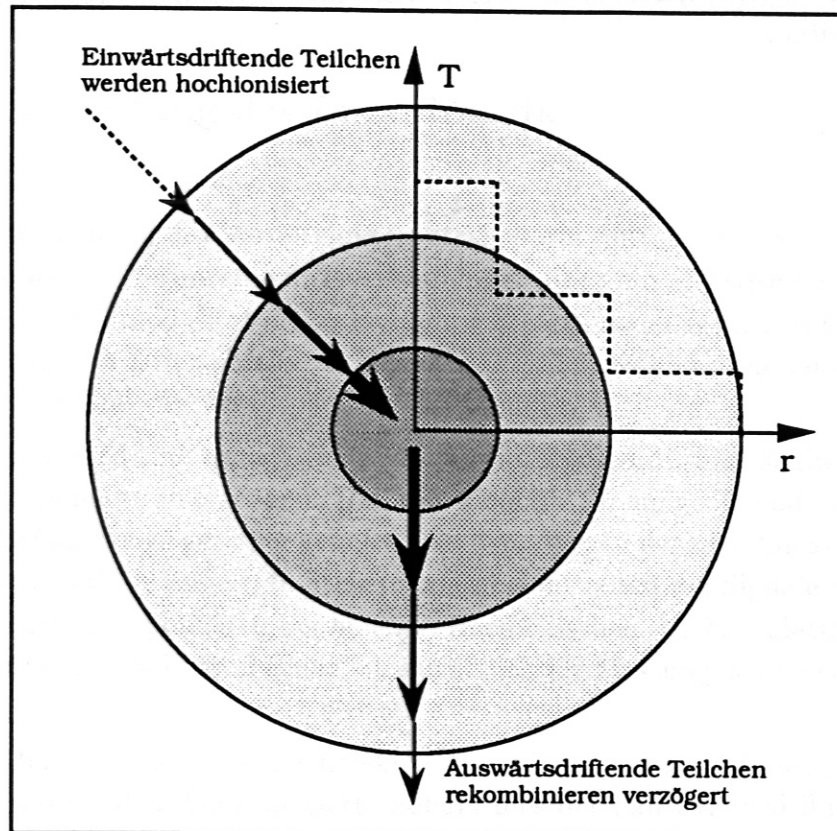
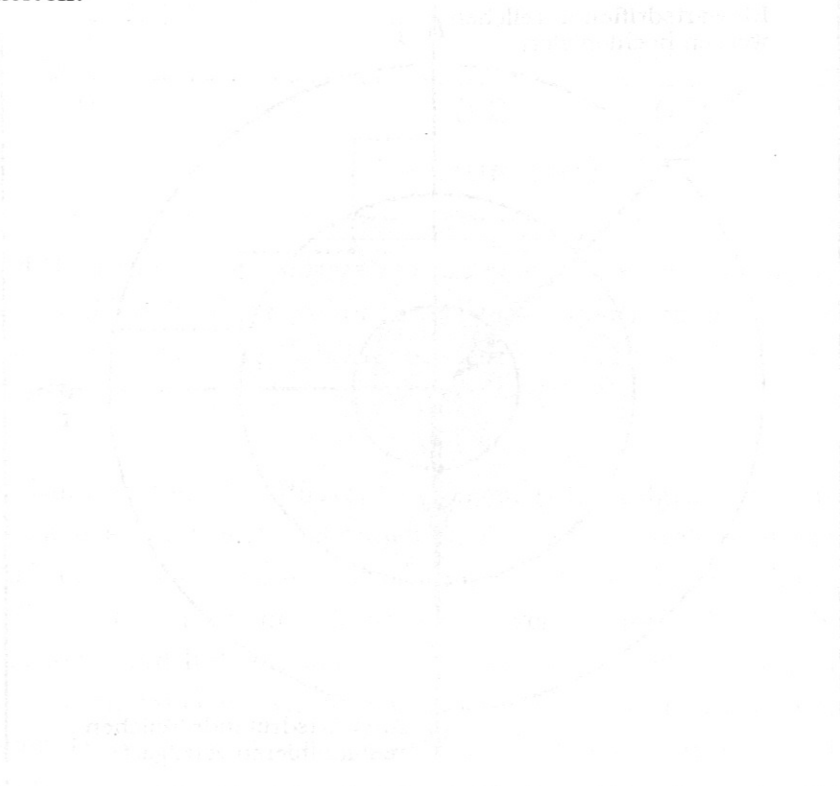


Abbildung 4.10: Schema zur Erklärung der endlichen Phasenverschiebungen hochgeladener Ionen am Plasmarand.

Eine qualitative Erklärung für diese Effekte liefert die schematische Abb. 4.10. Die Ionisationszeiten der Verunreinigungionen sind unter den Plasmabedingungen im Tokamak kurz im Vergleich zu den Transportprozessen ($\approx 10^{-3}s$). Ionen, die, von außen kommend, die verschiedenen Temperaturzonen des Plasmas durchlaufen, werden also sukzessive hochionisiert, ohne daß eine merkliche Phasendifferenz zwischen ihnen und der Gesamtdichte der Teilchen entsteht. Aus diesem Grund stimmen die Phasen der einzelnen Ionensorten im Plasmazentrum noch weitgehend überein. Die Rekombinationszeiten in den äußeren Zonen sind dagegen um ein bis zwei Größenordnungen länger als die Ionisationszeiten und damit vergleichbar mit den Zeitkonstanten der Transportprozesse. Es kommt dort also zu erheblichen Abweichungen vom Korona - Ionisationsgleichgewicht. Ionen, die vom Plasmazentrum zurück zum

Rand laufen, und eine große Phasenverschiebung aufweisen, tragen somit in den Randbereichen spürbar zur Phase der jeweiligen Ionisationsstufe bei. Addiert man jedoch die komplexen Fourieramplituden auf, so heben sich die unterschiedlichen Phasen gerade so weg, daß die Kurven für die Gesamtdichte reproduziert werden. Ein Vergleich mit den entsprechenden analytischen Ergebnissen zeigte eine perfekte Übereinstimmung im Rahmen der bei den Rechnungen auftretenden numerischen Ungenauigkeiten.



Kapitel 5

Experimenteller Aufbau und Messungen

5.1 Beschreibung des Experiments

Bei der Untersuchung des Verunreinigungstransports mittels harmonischer Analyse werden gasförmige Verunreinigungsverbindungen über ein elektrisch ansteuerbares Piezoventil zeitlich moduliert in das Entladungsgefäß eingeblasen. Der Gasfluß kann durch Messung des Druckabfalls vor dem Ventil erfaßt werden. Die Gasmenge wird über den Druck und die Ventilspannung kontrolliert.

Normalerweise wird eine sinusförmige Modulation verwandt, um möglichst nur eine Frequenzkomponente zu erzeugen. Dadurch kann die für ein genügend starkes Signal erforderliche Gasmenge geringer gehalten werden. Wegen der nichtlinearen Reaktion des Gasventils auf die angelegte Steuerspannung enthalten die Signale im allgemeinen auch Fourierkomponenten bei höheren Harmonischen der Modulationsfrequenz, die, falls ihre Amplitude groß genug ist, zusätzlich für Messungen verwendet werden können.

Die in das Plasma gelangten Gasmoleküle dissoziieren zuerst zu freien Atomen und Radikalen und werden dann ionisiert. Sobald dies der Fall ist, wird ihr Transportverhalten vom Magnetfeld bestimmt, d.h. daß sich die bei den neutralen Atomen durch die lokale Injektion bedingte toroidale und poloidale Asymmetrie in einer sehr kurzen Zeitspanne ($\approx 10^{-3}s$) auflöst, indem die ionisierten Teilchen nun auf Gyrobahnen entlang des Magnetfeldes um den Torus wandern. Die von den Ionen emittierte Linienstrahlung wird im sichtbaren -, im VUV - und im Röntgenspektralbereich gemessen. Als Detektoren für sichtbares Licht werden Photomultiplier verwendet, im VUV-Bereich dagegen Channeltrons und im Röntgenbereich Proportionalzähler. Abbildung 5.1 zeigt ein Schema der experimentellen Anordnung mit der Position der verwendeten Gasventile und Spektrometer am Vakuumgefäß von ASDEX.

Die in den Experimenten verwandten gasförmigen Verunreinigungen bzw. ihre Verbindungen sollten im Plasma unter normalen Bedingungen nicht vorhanden sein. Außerdem sollten Atome, die an den Divertorplatten oder an der Gefäßwand neutralisiert wurden, möglichst nicht durch Recyclingprozesse wieder in das Plasma gelangen, da sonst die Verunreinigungskonzentration ständig ansteigen würde. Aus

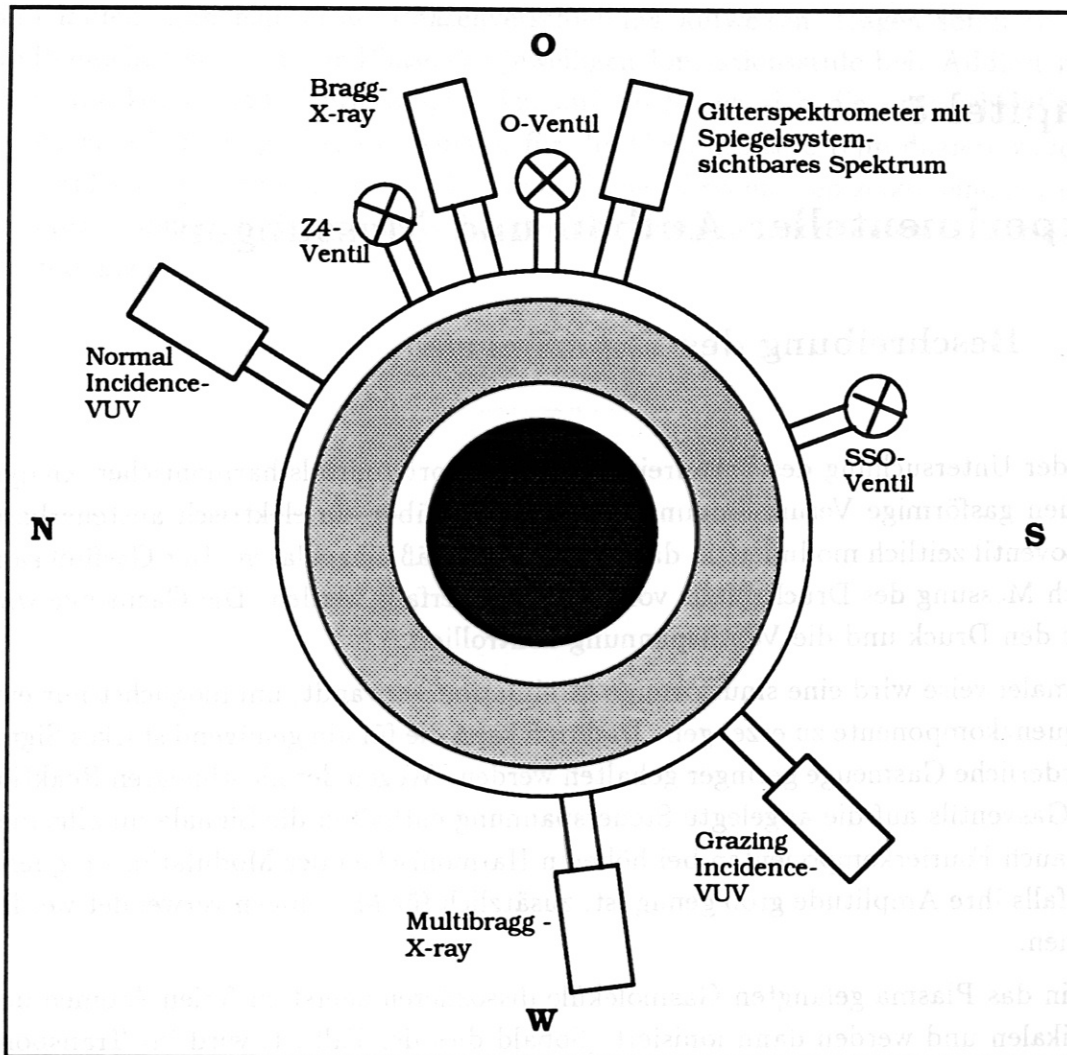


Abbildung 5.1: Schematischer Überblick über die in den Experimenten verwendeten Gasventile und Spektrometer.

diesem Grund sind Edelgase, die ein besonders starkes Recycling aufweisen, nicht geeignet. Leichte Atome, wie Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff, die in Molekülform als CH_4 , N_2 und CO eingeblasen werden können, kommen nicht in Betracht, weil sie im Zentralbereich des Plasmas bereits vollständig ionisiert und daher mit den Mitteln der passiven Spektroskopie nicht mehr beobachtbar sind. Damit verbleiben schließlich nur noch die Verbindungen SiH_4 , PH_3 , H_2S , HCl und HBr . Da HCl sehr korrosiv und PH_3 außerordentlich giftig ist, wurden im Bereich mittlerer Kernladungszahlen vorwiegend H_2S bzw. D_2S und in geringerem Maße SiH_4 verwandt, wobei letzteres wegen der hohen Explosionsgefahr und der Selbstentflammbarkeit an Luft auch besondere Vorsichtsmaßnahmen erfordert. Als Repräsentant einer hohen Kernladungszahl wurde Br als HBr -Gas eingeblasen. Wegen der fehlenden atomaren

Daten zu Ionisations- und Rekombinationsraten von Brom konnten in diesem Fall allerdings keine detaillierten Untersuchungen mittels Simulationsrechnungen durchgeführt werden.

Messungen am Plasmarand

Die von den Ionen emittierte Linienstrahlung liefert unterschiedliche Informationen je nachdem aus welchem Plasmabereich sie stammt. Am Plasmarand sind die Verunreinigungen noch nicht sehr hoch ionisiert. Die von ihnen emittierte Strahlung liegt hauptsächlich im sichtbaren und im langwelligen Vakuum - Ultraviolett (VUV) Spektrum. Im VUV-Bereich stammt die Linienstrahlung von Resonanzübergängen, während die sichtbaren Linien aus Übergängen zwischen angeregten Energiezuständen stammen. Da die Aufenthaltsdauer eines Ions in der entsprechenden Temperaturzone sehr kurz im Vergleich zu typischen Zeiten für Rekombination ist, kann man in guter Näherung deren Einfluß auf die Strahlung vernachlässigen. In diesem Fall ist die von einem Ion emittierte Strahlung proportional zum *Teilchenzufluß* [24] und nicht zur Teilchendichte was bei Messungen der Amplitude mit berücksichtigt werden muß. Die folgende Tabelle 5.1 enthält die Verunreinigungslinien, die für Messungen am Plasmarand verwendet wurden.

Tabelle 5.1: Emissionslinien niedriger Ionisationsstufen, die für Messungen am Plasmarand verwandt wurden.

Ion	Übergang	Terme	Wellenlänge	Bemerkungen
Si III	$3s^2 - 3s3p$	$g^1S_0 - ^1P_1$	1206.51Å	Resonanzübergang
S II	$3p^24s - 3p^24p$	$^4P_{5/2} - ^4D_{7/2}$	5453.81Å	aus $g^4S_{3/2} \rightarrow ^4P_{5/2}$
S III	$4s - 4p$	$^3P_2^o - ^3D_3$	4253.59Å	aus $g^3P_2 \rightarrow ^3P_2^o$
S VI	$3s - 3p$	$g^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$	933.38Å	Resonanzübergang
Br II			4785.50Å	

Bei Beobachtungen im sichtbaren Licht werden die Ionen sehr schnell weiter ionisiert und strahlen deshalb nicht gleichmäßig über den gesamten Torus. Aus diesem Grund wurden die Messungen im sichtbaren Spektrum mit einem Spektrometer vorgenommen, dessen Sichtlinie über ein verstellbares Spiegelsystem direkt auf das Gasventil eingestellt werden konnte (siehe Abb. 5.1). Als Detektoren wurden alternativ ein Photomultiplier und ein OMA-System (Optical Multichannel Analyzer) verwendet, wobei mit dem OMA-System auf Kosten einer schlechteren Zeitauflösung jeweils ein

ganzer Spektralbereich erfaßt werden kann. Die Strahlung im langwelligen VUV-Bereich wurde mit einem Normal Incidence Gitterspektrometer gemessen, wobei als Detektor ein Channeltron verwendet wurde.

Messungen im Plasmainternen

Im zentralen Plasmabereich liegen die mittelschweren Elemente wie Silizium und Schwefel an ASDEX in wasserstoff-, helium- oder lithiumähnlichen Ionisationsstufen vor, während sich die metallischen Verunreinigungen (Ti-Ni) wegen der höheren Ionisationsenergien im wesentlichen in den entsprechenden neon- oder natriumähnlichen Stufen befinden. Die Linienstrahlung der lithium- und natriumähnlichen Ionen liegt im VUV-Bereich, die der wasserstoff-, helium- und neonähnlichen Ionen dagegen im weichen Röntgenbereich. Alle beobachteten Linien stammen von Resonanzübergängen, im VUV Bereich mit $\Delta n = 0$ und im Röntgenbereich mit $\Delta n = 1$. Da die Verunreinigungionen im Plasmazentrum angenähert im Koronagleichgewicht sind, repräsentiert die Linienstrahlung im wesentlichen die Verunreinigungsdichte nach Formel (4.12), wie in [24] beschrieben. Im VUV Bereich wurden die Messungen mit einem Grazing Incidence Gitterspektrometer vorgenommen, wobei als Detektor ein Channeltron verwendet wurde. Für die Messungen im Röntgenbereich stand ein neuartiges Bragg Kristallspektrometer zur Verfügung. Dieses Spektrometer besteht aus zwei unabhängigen Einheiten die nebeneinander in einem Gehäuse montiert sind. Um einfach und schnell verschiedene Spektralbereiche einstellen zu können, sind bei jeder Einheit auf einem Rotor mehrere Kristalle angebracht, die dann nach Bedarf in den Strahlengang gebracht werden können. Durch ein Kollimatorsystem, das aus parallel gespannten Drähten in einer speziellen Anordnung besteht, konnte der Sehstrahlwinkel auf $1/1000 \text{ rad}$ reduziert werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit beobachteten Röntgenlinien wurde ein Ge(111) Kristall mit einer Gitterkonstante von 3.25 \AA und als Detektor ein Proportionalzähler verwendet. Um die Bestimmung von Strahlungsprofilen zu ermöglichen sind die Sichtlinien des Grazing-Incidence- und des Bragg-spektrometers über den Plasmaquerschnitt schwenkbar. In der folgenden Tabelle 5.2 sind die zu Messungen im Plasmazentrum verwandten Spektrallinien aufgelistet.

5.2 Messung von Profilen der Amplitude und Phasenverschiebung einer Fourierkomponente

Das mit einem Spektrometer gemessene Signal entspricht dem Wegintegral über die lokale Strahlungsdichte entlang der entsprechenden Sichtlinie durch das Plasma. Im folgenden gehen wir davon aus, daß die Emissivitäten auf einer Flußfläche kon-

Tabelle 5.2: Wellenlängen von Spektrallinien, die für Messungen am Plasmarand verwandt wurden.

Ion	Übergang	Zustände	Wellenlänge	Bemerkungen
Si XII	$2s - 2p$	$g^2 S_{1/2} - ^2 P_{3/2}$	499.40 Å	Li-ähnlich
Si XIII	$1s^2 - 1s2p$	$g^1 S_0 - ^1 P_1$	6.65 Å	He-ähnlich
Si XIV	$1s - 2p$	$g^2 S_{1/2} - ^2 P_{3/2}$	6.18 Å	H-ähnlich
S XIV	$2s - 2p$	$g^2 S_{1/2} - ^2 P_{3/2}$	417.61 Å	Li-ähnlich
S XV	$1s^2 - 1s2p$	$g^1 S_0 - ^1 P_1$	5.04 Å	He-ähnlich
S XVI	$1s - 2p$	$g^2 S_{1/2} - ^2 P_{3/2}$	4.73 Å	H-ähnlich
Br XXV	$3s - 3p$	$g^2 S_{1/2} - ^2 P_{3/2}$	189.62 Å	Na-ähnlich
Br XXVI	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3d$	$g^1 S_0 - (\frac{1}{2}, \frac{3}{2})_1^o$	7.17 Å	Ne-ähnlich
Br XXVI	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3d$	$g^1 S_0 - (\frac{3}{2}, \frac{5}{2})_1^o$	7.35 Å	Ne-ähnlich

stant sind. In ASDEX sind die Flußflächen in guter Näherung kreisförmig, wobei die Kreise jedoch nicht konzentrisch angeordnet, sondern, aufgrund der Gleichgewichtsbedingung (2.1), in der Äquatorebene etwas nach außen verschoben sind. Da der Sichtbereich der verwendeten Spektrometer nur einen kleinen Winkel mit der Äquatorebene einschließt (siehe Abb. 5.2), können wir die Verschiebung jedoch vernachlässigen, so daß die Strahlung entlang einer Sichtlinie im Abstand x zur Plasmaachse durch

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dl f(r) = 2 \int_x^{\infty} \frac{f(r)r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}},$$

gegeben ist, wobei dl das Linienelement auf der Sichtlinie ist. Um nun aus gemessenen Linienintegralen entlang verschiedener Sichtlinien die radialen Funktionen zu bestimmen, muß man das invertierende Integral

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} dx \frac{f'(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (5.1)$$

berechnen (Abel-Inversion). In der Praxis geschieht dies dadurch, daß man durch die bei diskreten Sichtlinien gemessenen Intensitäten eine glatte Kurve (z.B. ein Splinpolynom) fittet, und dann die Integraltransformation (5.1) numerisch bestimmt. Die hauptsächlichen Probleme sind hierbei die Festlegung des Radius bei dem die Emission gegen Null gehen soll und die aus der in der Transformation (5.1) enthaltene Ableitung $f'(x)$ resultierenden Fehler. Zur Verminderung der letzteren Feh-

lerquelle wurden spezielle Algorithmen entwickelt [25], die auch in der vorliegenden Arbeit verwandt wurden.

Um Amplitude und Phasenverschiebung einer Fourierkomponente der gemessenen Signale als Funktion des Radius zu bestimmen, berechnet man zuerst den Real- und Imaginärteil dieser Komponente für die einzelnen wegintegrierten Messungen. Da die Abeltransformation reell ist, kann man nun die Profile von Real- und Imaginärteil getrennt bestimmen, und aus diesen dann die Profile von Amplitude und Phasenverschiebung. Mit dieser Vorgehensweise kann der aus den statistischen Fluktuationen der gemessenen Zählraten resultierende Fehler verringert werden.

An ASDEX können, wie schon erwähnt, Radialprofile mit dem Multibraggsspektrometer im Röntgenbereich und mit dem Grazing Incidence Spektrometer im VUV-Bereich bestimmt werden. Die von den beiden Spektrometern überstrichenen Plasmapbereiche sind in Abb. 5.2 wiedergegeben. Da die Sichtlinien nur zwischen den Entladungen verändert werden können, muß zur Bestimmung von Radialprofilen eine Serie gleichartiger Entladungen unter möglichst konstanten Bedingungen durchgeführt werden.

5.3 Messung von Fourieramplituden und Phasen der Verunreinigungsdichte

Um Amplitude und Phase der Verunreinigungsdichte bestimmen zu können, sind Messungen der Dichten aller Ionisationsstufen notwendig. Es ist jedoch in der Praxis nicht möglich solche Messungen über den gesamten Plasmaradius vorzunehmen, so daß man vereinfachte Verfahren anwenden muß.

Messung der Phase der Verunreinigungsdichte

Bei Messungen der Phasenverschiebung im Plasmazentrum kann man sich die in Abschnitt 4.4 beschriebenen kleinen Phasenvariationen der hochionisierten Zustände im zentralen Bereich relevanter Amplituden zunutze machen, da diese zur Folge haben, daß die Phasenlage der linienintegrierten Größen in guter Näherung den lokalen Werten entspricht. Eine orts aufgelöste Messung mit anschließender Abelinversion kann damit für die Bestimmung von $\varphi(0) - \varphi(a)$ entfallen. Analog kann man bei Messungen am Plasmarand ausnutzen, daß die Schalen der niedrigen Ionisationsstufen vergleichsweise schmal sind, so daß die Variation der Phase über den Bereich relevanter Amplituden vernachlässigbar ist.

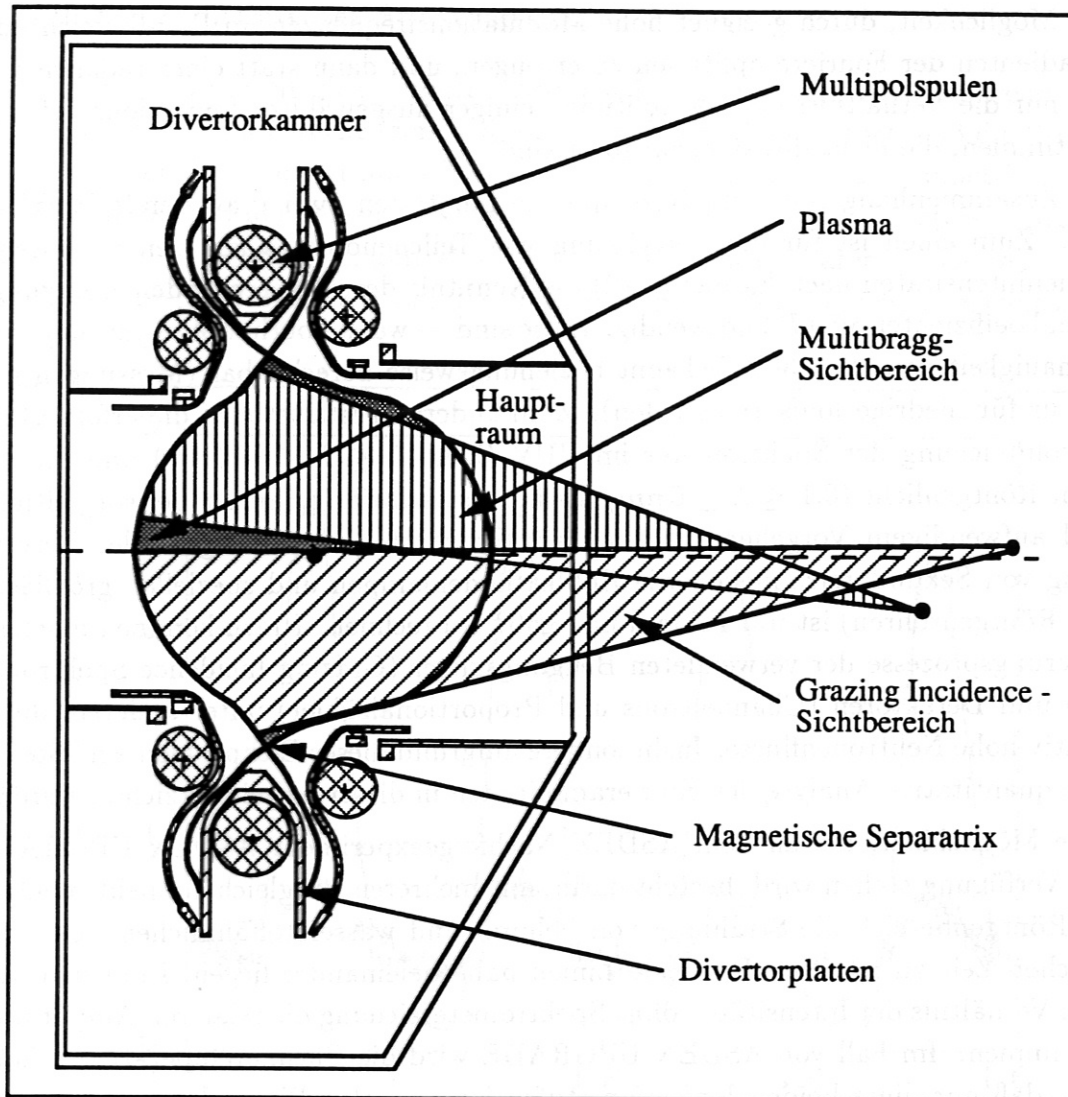


Abbildung 5.2: Poloidaler Schnitt durch das ASDEX Gefäß. Der vom Multibragg Spektrometer überdeckte Bereich ist senkrecht, der vom Grazing Incidence Spektrometer überdeckte Bereich diagonal schraffiert. Wie man sieht, kann mit dem Röntgenspektrometer nicht direkt im Plasmazentrum gemessen werden. (Das Plasmazentrum ist durch einen Punkt markiert).

Messung der Amplitude der Verunreinigungsichte

Die Profile der Fourieramplituden in Abb 4.8 zeigen, daß zumindest im inneren Bereich des Plasmas die Möglichkeit besteht, die Amplitude der Gesamtdichte messen zu können, da dort nur wenige Ionisationsstufen mit relevanten Amplituden vorkommen. Am Plasmarand ist dies wegen der vielen unterschiedlichen Ionisationsstufen, die dazu dicht beieinanderliegen, nicht ohne weiteres möglich. Es besteht jedoch

die Möglichkeit, durch geeignet hohe Modulationsfrequenzen im Randbereich hohe Gradienten der Fourieramplituden zu erzeugen, und dann statt eines radialen Profils nur die Verhältnisse der Amplituden einiger ausgewählter Ionisationsstufen zu bestimmen, die nicht direkt benachbart sind.

Im Zusammenhang mit Amplitudenmessungen treten zwei gravierende Probleme auf. Zum einen ist für die Berechnung von Teilchendichten aus den gemessenen Linienintensitäten nach Formel (4.12) die Kenntnis der entsprechenden Anregungskoeffizienten $\chi_{gk}^z(T_e)$ notwendig. Diese sind — wenn überhaupt — nur mit einer Genauigkeit von etwa 30% bekannt beziehungsweise berechenbar (Messungen gibt es nur für niedrige Ionisationsstufen). Zum anderen gestaltet sich die erforderliche Absoluteichung der Spektrometer im VUV (hier $10 \leq \lambda \leq 100 \text{ nm}$) und im weichen Röntgenlicht ($0.1 \leq \lambda \leq 6 \text{ nm}$) als äußerst schwierig. Selbst bei sorgfältigem und aufwendigem Vorgehen (Eichung am Synchrotronbeschleuniger oder Verwendung von Sekundäreichquellen wie Hohlkathodenlampen und speziellen großflächigen Röntgenröhren) ist mit Fehlern um $\pm 50\%$ zu rechnen. Hinzu kommen mögliche Alterungsprozesse der verwendeten Beugungsgitter (Grazing Incidence Spektrometer) und Detektoren (Channeltrons und Proportionalzähler) unter anderem durch relativ hohe Neutronenflüsse. Insbesondere aufgrund dieser Eichprobleme mußte auf eine quantitative Analyse der Fourieramplituden in dieser Arbeit verzichtet werden.

Eine Möglichkeit, die an dem ASDEX Nachfolgeexperiment ASDEX UPGRADE zur Verfügung stehen wird, besteht darin, mit mehreren baugleichen Spektrometern im Röntgenbereich die Strahlung von helium- und wasserstoffähnlichen Ionen zur gleichen Zeit zu messen. Da beide Linien nahe beieinander liegen, kann man aus dem Verhältnis der Intensitäten ohne Spektrometereichung die relativen Amplituden bestimmen. Im Fall von ASDEX UPGRADE wird die Plasmatemperatur so hoch sein, daß nur diese beiden Ionisationsstufen im zentralen Plasmabereich vertreten sind. Zumindest in diesem Teil des Plasmas können also Untersuchungen ohne die Notwendigkeit zur aufwendigen Eichung der Spektrometer vorgenommen werden.

5.4 Messung von Phasen am Plasmarand

Die Phase am Plasmarand wird durch Messung der Linienstrahlung niedriger Ionisationsstufen bestimmt. Dabei können toroidale Asymmetrien, die Sichtlinien der verwendeten Spektrometer sowie die unterschiedliche radiale Position der beobachteten Emissionsschalen die Messungen beeinflussen. Diese Effekte werden in den folgenden Abschnitten im einzelnen diskutiert.

Einfluß der Sichtlinie der Spektrometer

Bei den ein- oder zweifach ionisierten Atomen ist die mittlere Zeit, während der sich ein Ion in der entsprechenden Ionisationsstufe befindet, so kurz, daß die Strahlungsintensität dieser Ionen unter Umständen noch nicht toroidal symmetrisch ist. Zudem könnten bei der Phasenmessung dieser Strahlung durchaus Unterschiede, je nach Richtung der Sichtlinie, auftreten. Solche Unterschiede wären ein Hinweis, daß die Ausbreitungszeit der Ionen parallel zu den Magnetfeldlinien nicht vernachlässigt werden kann.

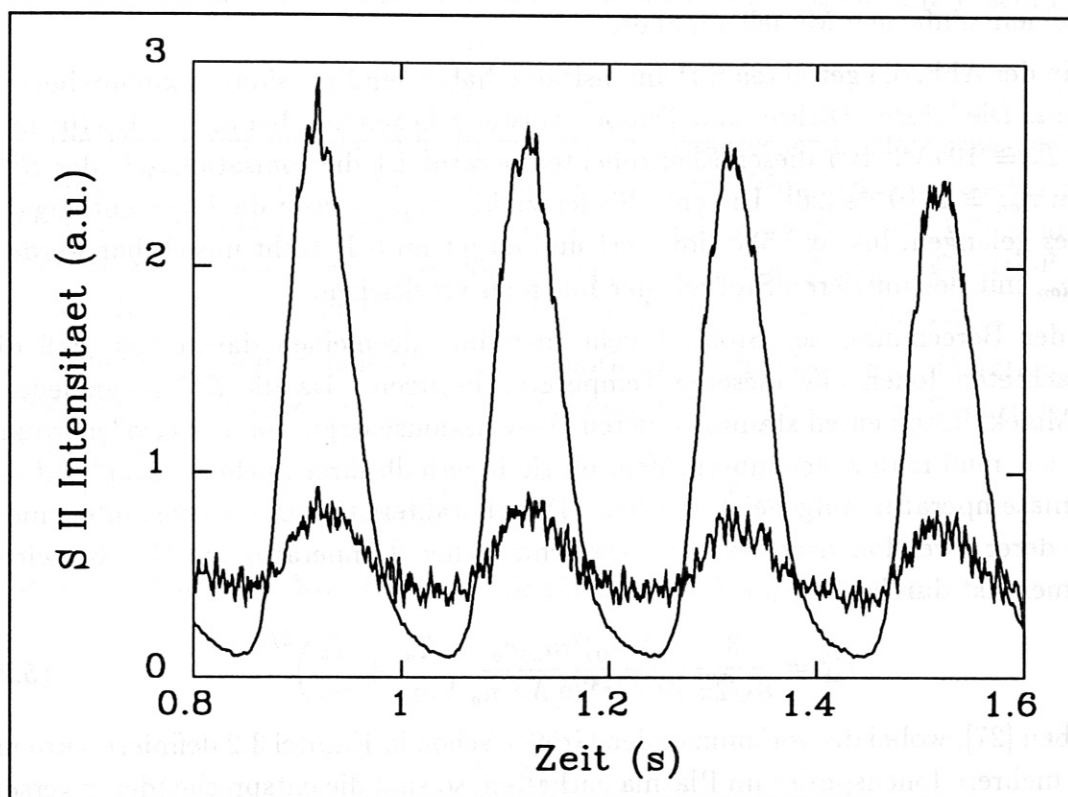


Abbildung 5.3: Signal von S II für Sichtlinie zum Gasventil (gepunktet) und Sichtlinie senkrecht dazu in Richtung der inneren Gefäßwand (durchgezogen). Das Signal von der dem Ventil abgewandten Sichtlinie wurde mit 20 multipliziert. Wie man sieht, stimmen die Phasen der Signale trotz großer Amplitudenunterschiede überein.

Um dies zu überprüfen, wurde bei Experimenten mit H_2S Gasblasen die Phase von S II jeweils für eine Sichtlinie genau zum Ventil und für eine Sichtlinie in einem Winkel von 90° dazu (in Richtung auf die innere Gefäßwand) gemessen. Wie aus Abbildung 5.3 hervorgeht, ist die Amplitude im zweiten Fall um einen Faktor ≈ 100 geringer, was die starke toroidale Asymmetrie der S II-Dichte demonstriert. Dagegen sind die Unterschiede in den Phasen der untersuchten Fourierkomponenten klein.

ner als die bei der Reproduktion gleichartiger Entladungsbedingungen auftretenden Unsicherheiten. Das Verhältnis der Amplituden der beiden untersuchten Fourierkomponenten ist $A_{\parallel}/A_{\perp} = 135$. Phasen der Fourierkomponenten: $\varphi(5 s^{-1})_{\parallel} = 0.72$, $\varphi(5 s^{-1})_{\perp} = 0.76$, $\varphi(10 s^{-1})_{\parallel} = 4.25$, $\varphi(10 s^{-1})_{\perp} = 4.41$. Dies scheint zu bestätigen, daß die Ausbreitungszeit der Teilchen entlang des Magnetfelds vernachlässigbar klein ist. Man kann jedoch nicht ausschließen, daß die Strahlung die senkrecht zur Blickrichtung zum Gasventil beobachtet wurde von Reflexionen an den Gefäßwänden stammt. Um zumindest den Effekt der Ausbreitung parallel zum Magnetfeld ausschließen zu können, wurde die Ausbreitung der Teilchen entlang des Magnetfelds mit einem einfachen Modell simuliert.

Die in der Abb. 5.3 gezeigten S II-Intensitäten haben ein Emissionsmaximum bei $r \cong 0.43 m$. Die lokalen Dichte- und Temperaturwerte liegen hier bei $n_e \cong 0.15 \cdot 10^{19} m^{-3}$ und $T_e \cong 10 eV$. Bei dieser Elektronentemperatur ist die Ionisationszeit der S^{1+} -Ionen $\tau_{ion} \cong 2 \cdot 10^{-4} s$ [26]. Um entscheiden zu können, wie weit die Ionen entlang des Feldes gelangen, bis sie höher ionisiert und damit im S II Licht unsichtbar werden, ist τ_{ion} mit der mittleren Stoßzeit der Ionen zu vergleichen.

Bei der Berechnung der Stoßzeit geht man im allgemeinen davon aus, daß die betrachteten Ionen alle dieselbe Temperatur besitzen. Da die S^{1+} -Ionen jedoch aus Molekülfragmenten stammen, deren Dissoziationsenergie von der Größenordnung $1 eV$ ist, muß man zuerst überprüfen, ob sie innerhalb ihrer „Lebensdauer“ auf die Plasmatemperatur aufgeheizt werden. Die charakteristische Zeitkonstante innerhalb derer zwei Ionenspezies mit unterschiedlicher Temperatur ins Gleichgewicht kommen, ist durch

$$\tau_{ab}^{eq} = \frac{3}{8\sqrt{2\pi}} \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 m_a m_b}{Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda_{a,b} n_b} \left(\frac{T_a}{m_a} + \frac{T_b}{m_b} \right)^{3/2} \quad (5.2)$$

gegeben [27], wobei die vorkommenden Größen schon in Kapitel 3.2 definiert wurden. Sind mehrere Ionenspezies im Plasma enthalten, so sind die entsprechenden inversen Zeiten aufzusummieren.

In den betrachteten Entladungen kommen neben dem Hauptbestandteil Deuterium im wesentlichen Bor, Kohlenstoff und Sauerstoff als leichte sowie Kupfer als schwere Verunreinigung vor. Kennt man die mittlere Ladung der Verunreinigungen \bar{Z} , und die effektive Ladung Z_{eff} des Plasmas so kann man näherungsweise die Konzentration der Verunreinigungen bestimmen. In der betrachteten Plasmarandzone, wo $\bar{Z} \cong 4$ und $Z_{eff} \cong 4$ ist, erhält man damit für die S^{1+} -Ionen $\tau_{eq} = 0.4 \cdot 10^{-4} s$. Vergleicht man diese Zeit mit der oben genannten Ionisationszeit von $2 \cdot 10^{-4} s$, so ergibt sich, daß die S^{1+} -Ionen, in der betrachteten Zone sehr wohl die Plasmatemperatur erreichen, bevor sie weiter ionisiert werden.

Um nun eine Abschätzung der Entfernung zu bekommen, die die Teilchen vom Ort ihrer Entstehung zurücklegen, bis sie durch Ionisation wieder verschwinden, kann

man zunächst ihre freie Weglänge bestimmen, die sich aus $\lambda = v_{th}\tau_{coll}$ ergibt, wobei v_{th} und τ_{coll} in Gleichung 3.11 definiert sind. Wie bei τ_{eq} müssen nun die Stoßfrequenzen der S^{1+} -Ionen mit den einzelnen Plasmaspezies aufsummiert werden. Man erhält somit $\lambda \cong 0.75 m$, woraus man schließen kann, daß S^{1+} -Ionen im wesentlichen lokal an der Stelle des Gasventils zu beobachten sein sollten.

Eine mehr quantitative Beschreibung der Abnahme der S^{1+} -Ionendichte und der Phasenänderung in toroidaler Richtung wird durch ein einfaches, eindimensionales Modell unter Einbeziehung klassischer Diffusion durch Teilchenstöße möglich. Der Transport in toroidaler Richtung wird durch die Kontinuitätsgleichung beschrieben

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{\parallel} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau_{ion}} + Q(x)e^{i\omega t}, \quad (5.3)$$

n ist die Dichte der betrachteten Ionen, D_{\parallel} der entsprechende klassische Diffusionskoeffizient für die Ausbreitung parallel zum Magnetfeld, $1/\tau_{ion}$ die Verlustrate durch Ionisation und $Q(x)$ die Quelle, die sinusförmig moduliert ist. Wir nehmen als weitere Vereinfachung eine gaußförmige Quellverteilung $Q(x) = \frac{2Q_0}{\sqrt{\pi}\mu} e^{-(x/\mu)^2}$ an, wobei Q_0 die Teilchenerzeugungsrate und μ die Breite der Verteilung ist.

Zur Lösung der inhomogenen Gleichung benötigt man die Green'sche Funktion der homogenen Gleichung wobei als Randbedingung $G(x \rightarrow \pm\infty, x') = 0$ einzusetzen ist. Man erhält

$$G(x, x') = -\frac{1}{2k} \begin{cases} e^{-k(x-x')} & \text{für } x \geq x' \\ e^{+k(x-x')} & \text{für } x \leq x', \end{cases}$$

wobei k eine komplexe Konstante ist, die für $\omega\tau_{ion} \ll 1$ angenähert durch

$$\begin{aligned} \Re k &\simeq 1/\sqrt{D_{\parallel}\tau_{ion}} \\ \Im k &\simeq \sqrt{\frac{\omega^2\tau_{ion}}{4D_{\parallel}}}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

gegeben ist. Durch Faltung der Green'schen Funktion mit der Quellfunktion kann man dann die Lösung der inhomogenen Gleichung bestimmen. Man erhält

$$n(x) = \frac{Q_0}{2k} e^{k^2\mu^2/4} \left(e^{kx} (1 - \operatorname{erf}(\frac{x}{\mu} + \frac{k\mu}{2})) + e^{-kx} (1 + \operatorname{erf}(\frac{x}{\mu} - \frac{k\mu}{2})) \right) \quad (5.5)$$

$$\stackrel{\mu \rightarrow 0}{\simeq} \frac{Q_0}{k} e^{\mp kx} \quad \text{für } \operatorname{sgn}(x) = \pm 1 \quad (5.6)$$

Für die deltaförmige Quellverteilung $\mu \rightarrow 0$ erhält man schließlich die Amplitude und Phase zu

$$\begin{aligned} A(x) &= \frac{Q_0}{k} e^{\mp \Re k x} \\ \varphi(x) &= \pm \Im k x. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Eine endliche Breite der Quellverteilung führt zu einer Verbreiterung der Amplitudenfunktion und zu einem geringeren Anwachsen der Phase mit zunehmender Distanz x zum Zentrum der Verteilung.

Der klassische Diffusionskoeffizient für Transport parallel zum Magnetfeld ist durch $D_{\parallel} = v_{th}^2 \tau_{coll} / 2 = T_i / (\sum_{z'} m_{z'} / \tau_{zz'})$ gegeben [3]. Mit den oben angegebenen Parametern erhält man $D_{\parallel} \cong 7600 \text{ m}^2/\text{s}$. Damit folgt für den Parameter k in Amplitude und Phase der Ionen $1/\Re k \cong 1.25 \text{ m}$ und $1/\Im k \cong 400 \text{ m}$. Der Faktor 135 zwischen den gemessenen Amplituden in Richtung des Gasventils und entgegengesetzt dazu kann also durch die Abfalllänge der Amplitude erklärt werden. Nimmt man als maximale Entfernung von der Teilchenquelle entlang einer Feldlinie $q2\pi R \cong 30 \text{ m}$, so ergeben sich Phasendifferenzen von etwa 1 ms , also derselben Größenordnung, wie bei den in Abb. 5.3 dargestellten Messungen.

Die vorangehende Untersuchung hat gezeigt, daß die Methode der harmonischen Analyse auch auf die Transportuntersuchung des Randes ausgedehnt werden kann. Aufgrund der erheblichen toroidalen Asymmetrien kommt zwar die Amplitudenauswertung hier nicht mehr in Betracht, doch sollten die Informationen in der Phase hiervon unbeeinflusst sein.

Phasenunterschiede in benachbarten Ionisationsstufen

Simulationsrechnungen bei den von uns standardmäßig verwandten Modulationsfrequenzen von 5 Hz und 10 Hz zeigen, daß sich im Bereich außerhalb der Separatrix die Phasenverschiebung nur wenig als Funktion des Radius ändert. Da die Unsicherheiten hinsichtlich der relevanten Transportterme in diesem Bereich sehr groß sind, wurden Vergleiche der Phasen benachbarter Ionisationsstufen, die in diesem Bereich liegen, durchgeführt. Bei den mit Schwefel gemachten Experimenten konnten zwischen den Phasenverschiebungen von S II und S III praktisch keine Unterschiede gemessen werden, wie aus den Beispielen in Tabelle 5.3 hervorgeht. Außer bei den niedrig ionisierten Atomen wurden Phasenmessungen am Rand auch mit der Linienstrahlung von S VI durchgeführt, deren Emissionsmaximum nahe der Separatrix liegt. Die gemessenen Phasenverschiebungen zwischen Ventil und Linienstrahlung waren bei diesen Messungen wie erwartet größer. Bei der Auswertung von Phasenbeziehungen muß man also entsprechende Korrekturen anbringen. Diese Einflüsse werden weiter unten eingehender diskutiert.

Laufzeit der Gasatome

Bei der Messung der Phasenverschiebung zwischen Gasventilspannung und Strahlung vom Plasmarand wurden je nach verwendetem Ventil und Gasart erhebliche Unterschiede festgestellt.

Tabelle 5.3: Phasen benachbarter Ionisationsstufen von Schwefel am Plasmarand (ohm'sche Entladungen, Phasen in rad).

Entladungen	Ventil	ν (s^{-1})	φ (S II)	φ (S III)	φ (S VI)
#29495-503	SSO	5	0.75 ± 0.05	0.75 ± 0.02	1.07 ± 0.05
#33315/16	Z4	5	0.82	0.79	
#33313/17	Z4	10	1.47	1.52	

Eine Ursache für die Differenzen bei verschiedenen Ventilen ist die jeweils unterschiedliche Antwort der Ventile auf die angelegte Steuerspannung, die durch den mechanischen Aufbau der Ventile gegeben ist. Daneben spielt auch die unterschiedliche Anordnung der Ventile am Plasmagefäß eine Rolle. So ergibt sich bei Ventilen, die über eine zusätzliche Rohrverbindung mit dem Gefäß verbunden sind, eine größere Phasenverschiebung, wie bei Ventilen, die direkt an der Gefäßwand montiert sind.

Zusätzlich läßt sich noch beobachten, daß bei ein und demselben Ventil die Phasen mit wachsender Molekülmasse der verwendeten Gasarten zunehmen. Dies läßt darauf schließen, daß bei der Ausbreitung der Gase nach ihrem Eintritt ins Vakuumgefäß die Schallgeschwindigkeit, die von der Masse der Moleküle abhängt, eine Rolle spielen könnte. Tabelle 5.4 enthält eine Zusammenfassung der Resultate für die verwendeten Gase und Ventile.

Das Verhältnis der Laufzeiten von Brom und Schwefel in zwei aufeinanderfolgenden Entladungsserien bei gleichen Ventileinstellungen (#26872-82) war 0.83. Für den aus den Schallgeschwindigkeiten berechneten Wert ergab sich jedoch ein Verhältnis von 0.65. Die Variationen können also offensichtlich nicht allein durch eine Ausbreitung der Gase mit Schallgeschwindigkeit erklärt werden.

Für die Eindringtiefe der neutralen Atome in die Plasmarandschicht ist indessen nicht die kinetische Energie des Gases bei Zimmertemperatur, sondern die Dissoziationsenergie der Gasmoleküle ausschlaggebend [3]. Diese liegt ungefähr bei 1 eV. Numerische Simulationen zeigen jedoch fast keine Abhängigkeit der Phasen am Plasmarand von der Energie der Neutralteilchen, so daß deren Einfluß vernachlässigt werden kann.

Genauigkeit der Phasenmessung

Innerhalb einer Meßserie ändert sich die Phase von Linien am Plasmarand, unabhängig von den Entladungsbedingungen, kaum. Für die Fehler in der Phasen-

Tabelle 5.4: Laufzeit der eingeblasenen Gase gemessen aus der Phasenverschiebung zwischen Ventilspannung und der beobachteten Ionisationsstufe am Rand. ν_{max} gibt die Samplingfrequenz bei der Datenaufnahme an.

Entladung	Ventil	Spannung	Vordruck	Ion	$\Delta t(ms)$	ν_{max}
#23548-55	SSO	150 V	80 mbar	Si ²⁺	21.8 ± 1.9	1 kHz
#27453-66	SSO	120 V		S ¹⁺	31.7 ± 6.3	50 Hz
#28672-74	SSO	90 V	100 mbar	S ¹⁺	30.1 ± 0.7	1 kHz
#29495-03	SSO	90 V	100 mbar	S ¹⁺	23.8 ± 1.7	1 kHz
#27497-02	SSO	70 V	200 mbar	Br ¹⁺	41.4 ± 4.1	50 Hz
#28678-82	SSO	90 V	100 mbar	Br ¹⁺	36.4 ± 0.7	1 kHz
#25739-49	O	150 V	200 mbar	S ⁵⁺	18.5 ± 0.8	1 kHz
#31783-88	Z4	150 V	200 mbar	S ¹⁺	26.8 ± 0.4	1 kHz
#33315-16	Z4	150 V	200 mbar	S ¹⁺	25.7 ± 0.8	1 kHz

messung sind in diesem Fall hauptsächlich die durch die Samplingrate bedingten Unsicherheiten verantwortlich, wie aus den Daten von Tabelle 5.4 hervorgeht. Bei den Phasenmessungen, die mit dem OMA-Detektorsystem gemacht wurden, sind die Fehler am größten, da hier nur alle 20 ms Daten aufgenommen wurden, im Vergleich zu 1 ms bei den Messungen mit Photomultiplier bzw. Channeltron im VUV-Bereich. Dies zeigt die Notwendigkeit hoher Samplingfrequenzen auch für Messungen niederfrequenter Fourierkomponenten.

Fehler durch Messung von Linienstrahlung anstelle der Gesamtdichte

Mit dem verwendeten Spiegelsystem ist es nicht möglich, im Plasmarandbereich abelinvertierte Profile der gemessenen Linienstrahlung zu bestimmen, da die äußeren Sichtlinien durch die inhomogenen Gebiete um den oberen und unteren Staupunkt der magnetischen Separatrix verlaufen (Abb. 5.2). Damit steht für Phasenmessungen nur die entlang einer Sichtlinie gemessene Strahlung zur Verfügung. Wie schon weiter oben diskutiert, kann man, wenn die Schalen der niedrigen Ionisationsstufen genügend schmal sind, so daß sich die Phase in dem Gebiet relevanter Amplituden nur unwesentlich ändert, auch diese entlang des Sehstrahls integrierte Strahlung für Messungen verwenden.

Genau wie im Plasmainternen (siehe Kapitel 4.4) kann es durch den Einfluß der Ionisation und Rekombination jedoch zu Unterschieden zwischen den Phasen der

Dichte einer Ionisationsstufe und der Phase der Gesamtdichte kommen. Um dies zu überprüfen, wurden Simulationsrechnungen gemacht, und die entsprechenden Phasen miteinander verglichen (siehe Tabelle 5.5). Wie aus den in der 3.–5. Spalte

Tabelle 5.5: *Simulation von Phasen der Verunreinigungsdichte am Plasmarand und der linienintegrierten Strahlung verschiedener Ionisationsstufen für Schwefel in Plasmaphasen mit ohm'scher- und Neutralinjektions-Heizung bei einer Modulationsfrequenz von 5 s^{-1} . (Phasen in rad).*

Plasma	$\varphi_{n_z}(r = a)$	$\varphi_{\text{S II}}$	$\varphi_{\text{S III}}$	$\varphi_{\text{S VI}}$
OH	0.173	0.006	0.013	0.045
NI, 0.5 MW	0.312	0.128	0.133	0.150

enthaltenen Werten hervorgeht, unterscheiden sich die Phasen der einzelnen Ionisationsstufen kaum. Ein Vergleich mit der Phase der Verunreinigungsdichte an der Separatrix (2. Spalte) ergibt jedoch Unterschiede, die bei Auswertungen berücksichtigt werden müssen.

Abbildung 5.4 zeigt die Profile von Fourieramplitude und Phase im Randbereich aus derselben Simulationsrechnung. Wie man sieht, sind die Phasen der einzelnen Ionisationsstufen in dem Bereich relevanter Amplituden praktisch konstant, was die oben erwähnte Möglichkeit von Phasenmessungen mit den linienintegrierten Signalen bestätigt.

5.5 Messung von Phasen im Plasmazentrum

Zur Messung der Phase der Teilchendichte im Plasmazentrum stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Zum einen kann man abelinvertierte Profile der aus dem Zentrum kommenden Strahlung aus einer Serie von Entladungen mit verschiedenen Sichtlinien bestimmen. Wegen der großen Zahl der notwendigen Entladungen, die überdies unter möglichst gleichförmigen Bedingungen reproduziert werden müssen, ist diese Methode sehr aufwendig, so daß als alternative Methode die weniger exakte Messung aus linienintegrierten Signalen in Betracht gezogen werden muß. Dabei macht man sich zunutze, daß die Phasenverschiebung der zentralen Ionisationsstufen im Bereich relevanter Amplituden nur wenig variiert, so daß die Phase der entsprechenden linienintegrierten Signale in guter Näherung den lokalen Werten entspricht (siehe Abb. 4.8 in Kapitel 4.4). Wie im Fall der Phasenmessung am Rand bleibt zu überprüfen, wie groß die Fehler sind, die aus den unterschiedlichen Phasen von

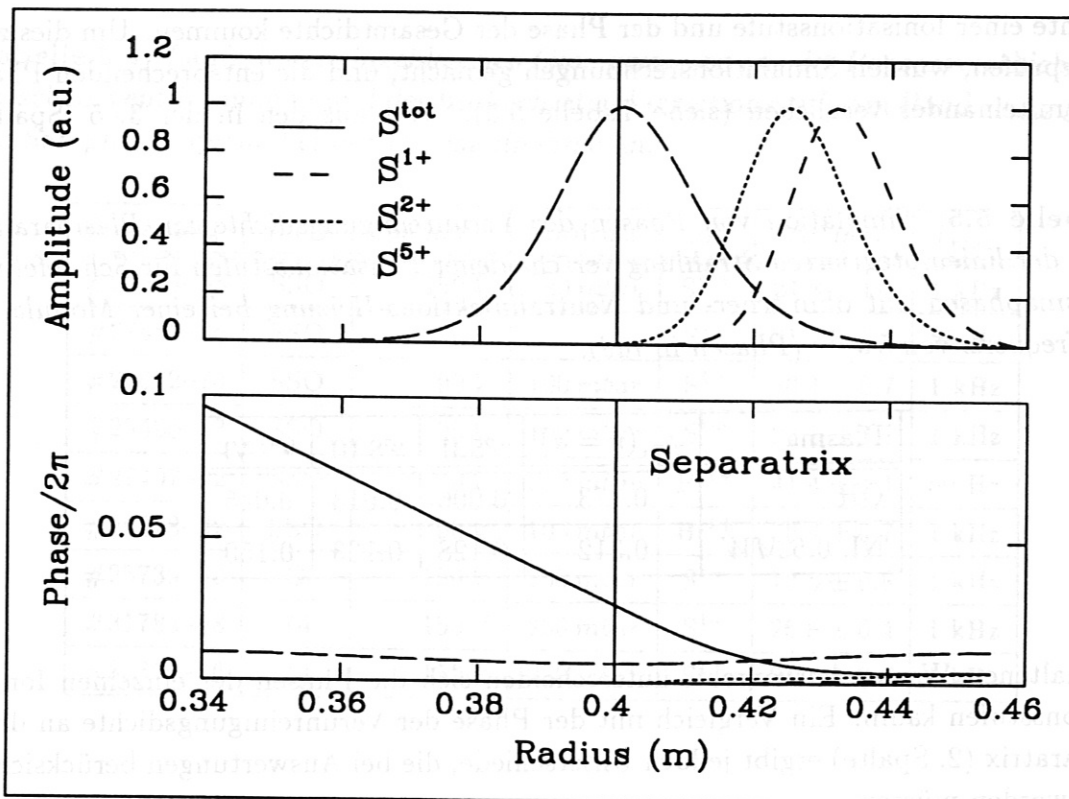


Abbildung 5.4: Profile von Fourieramplitude (oben) und Phase (unten) von verschiedenen niedrig ionisierten Schwefelatomen bei der Modulationsfrequenz 5 Hz. Die Amplituden sind auf 1 normiert.

zentralen Ionisationsstufen und totaler Verunreinigungsichte resultieren. Hierauf wurde bereits im Kapitel 4.4 eingegangen. Die Unterschiede sind im allgemeinen so klein, daß eine direkte Auswertung möglich ist.

Um einen systematischen Überblick zu erhalten, wurden zusätzliche numerische Simulationen durchgeführt, in denen die Elektronentemperatur variiert wurde. Da T_e im wesentlichen die Lage der einzelnen Ionisationsstufen bestimmt, ist dies die entscheidende Größe. Die Ergebnisse für Silizium, Schwefel und Chlor für Entladungen mittlerer Dichte sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Man sieht, daß in den für ASDEX relevanten Temperaturbereichen die wasserstoffähnlichen Ionen am besten geeignet sind, um die Phase aus linienintegrierten Signalen zu bestimmen. Bei höheren Temperaturen ist, zumindest in diesem Dichtebereich, Silizium jedoch nicht mehr so gut als Testverunreinigung geeignet.

Um eine genauere Auswertung der zentralen Phasen bei der Bestimmung von Diffusionskoeffizienten zu erhalten, kann zusätzlich auch eine iterative Näherungsprozedur durchgeführt werden. Dabei wird aus der Phase der entlang einer Sichtlinie gemessenen Linienstrahlung ein Diffusionskoeffizient bestimmt, mit dem wiederum

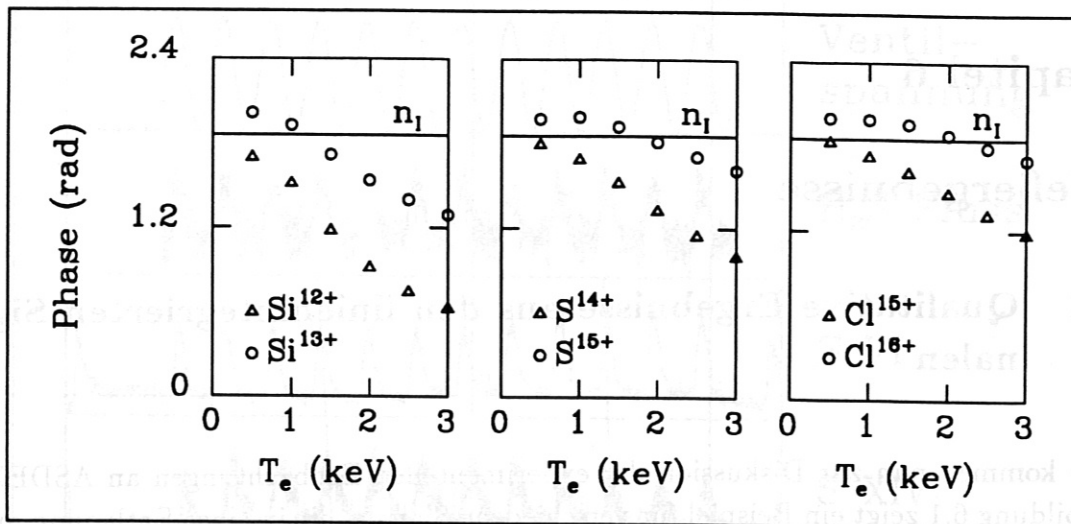


Abbildung 5.5: Simulation der Phasen von Gesamtdichte und verschiedenen Ionisationsstufen für einige Elemente mittlerer Kernladung bei einer Modulationsfrequenz von 5 s^{-1} und verschiedenen Temperaturen im Plasmazentrum für eine Entladung mit $\bar{n}_e = 2.75 \cdot 10^{19}\text{ m}^{-3}$. Transportparameter für die Simulation: $D = 0.56\text{ m}^2/\text{s}$, $v \sim r$, $\alpha = 2$.

die Phase der Gesamteilchendichte im Plasmazentrum und die Phase der beobachteten Strahlung simuliert wird. Die Differenz zwischen beiden wird wiederum als Korrektur der gemessenen Phase benutzt und damit ein neuer Diffusionskoeffizient bestimmt. In den hier untersuchten Fällen war schon nach einer Iterationsstufe eine gute Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Phasen der linienintegrierten Strahlung erreicht.

Kapitel 6

Meßergebnisse

6.1 Qualitative Ergebnisse aus den linienintegrierten Signalen

Wir kommen nun zur Diskussion der experimentellen Beobachtungen an ASDEX. Abbildung 6.1 zeigt ein Beispiel für verschiedene Signale, die in einer Entladung mit moduliertem H_2S -Gasblasen bei einer Modulationsfrequenz von 5 s^{-1} aufgenommen wurden. Die beiden oberen Spuren stellen die am Ventil anliegende Spannung und den vor dem Ventil gemessenen Gasdurchfluß dar, während die unteren vier Spuren die Linienstrahlung einiger Ionisationsstufen des Schwefels zeigen. Die Strahlung von S VI wird in der Nähe der Separatrix emittiert, während die S XIV Strahlung im wesentlichen aus dem äußeren Plasmabereich ($0.3\text{--}0.4\text{ m}$) stammt. Dagegen wird die Strahlung von S XV und S XVI im zentralen Bereich des Plasmas ausgesandt.

Einige grundlegende Effekte können bereits direkt an den Rohdaten ohne Fourieranalyse beobachtet werden. Wie man sieht, wächst die Phasenverschiebung mit der Ionisationsstufe, d.h. mit zunehmender Annäherung an das Plasmazentrum. In dem Zeitintervall von 1.7 s bis 2.7 s wurde das Plasma zusätzlich mit Neutralteilcheninjektion geheizt. Ein Vergleich der zur Verdeutlichung der Phasenverschiebung eingezeichneten Linien zeigt, daß das Anwachsen der Phase zum Zentrum hin in der zusatzgeheizten Plasmaphase geringer ist, was auf einen erhöhten Teilchentransport hinweist.

Die nichtlineare Reaktion des Ventils auf die angelegte sinusförmige Spannung wird am stark verzerrten Signal der Durchflußmessung deutlich. Da die höherfrequenten Signalkomponenten, wie in Kapitel 4.1 erwähnt, stärker gedämpft werden, nähert sich die ursprüngliche spitze Signalform mit Annäherung an das Plasmazentrum mehr und mehr einem reinen Sinuswellenzug. Die hochfrequenten Oszillationen, die in den Signalen von helium- und insbesondere wasserstoffähnlichem Schwefel zu sehen sind, werden durch Temperaturoszillationen aufgrund einer Sägezahninstabilität im Plasmazentrum verursacht.

Die in Abb. 6.2 gezeigten Fourierspektren der modulierten Signale verdeutlichen die oben beschriebenen Effekte. Man erkennt sofort die stärkere Dämpfung der ersten Oberwelle des modulierten Signals bei 10 s^{-1} vom Rand hin zum Zentrum des

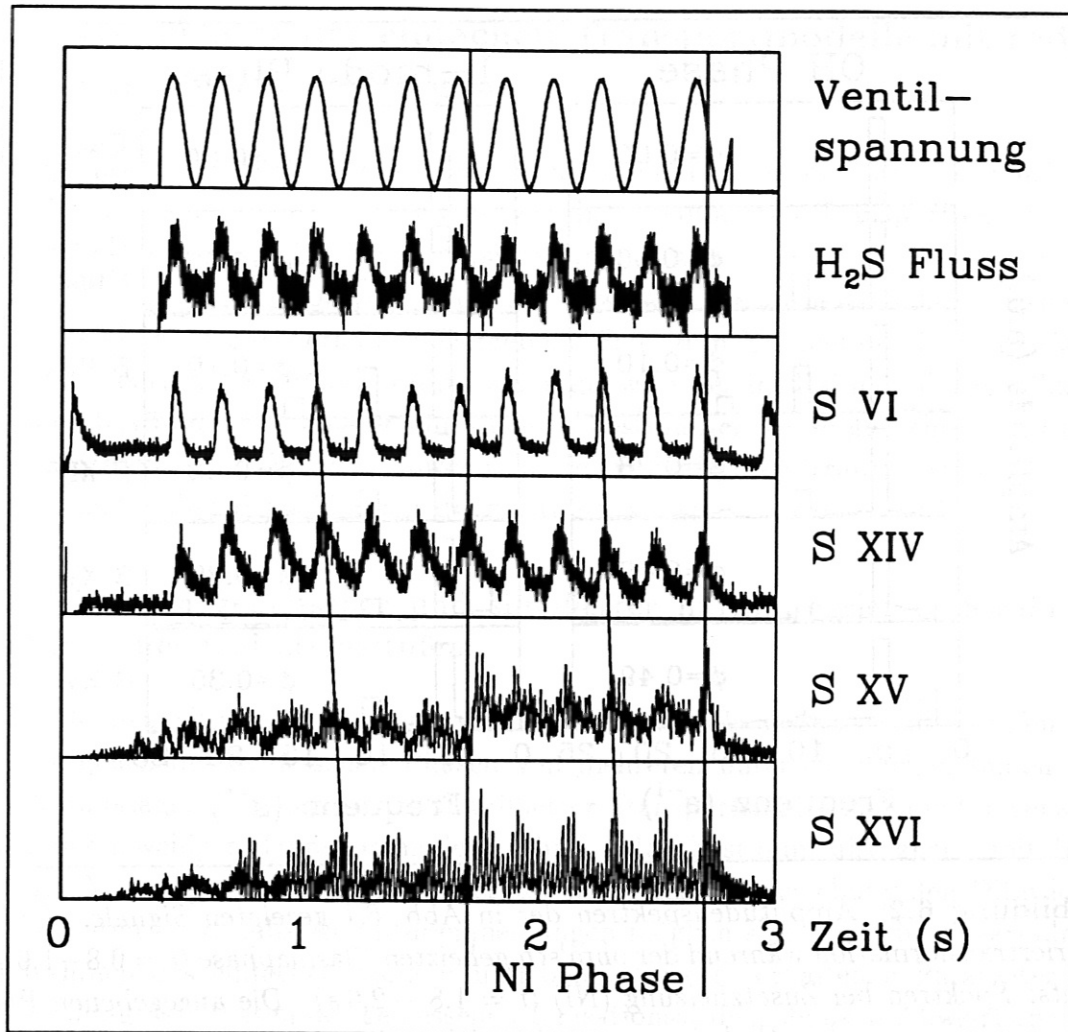


Abbildung 6.1: Verschiedene Signale aus einer Entladung mit moduliertem H_2S Gasblasen bei einer Modulationsfrequenz von $\nu = 5 s^{-1}$. Während der Zeitspanne 1.7 – 2.7 s wurde das Plasma zusätzlich mit Neutralinjektion geheizt. Die Plasma-parameter waren: $I_p = 390 kA$, $B_t = 2.2 T$, $\bar{n}_e = 3.6 \cdot 10^{13} cm^{-3}$, $P_{NI} = 0.5 MW$, # 25739).

Plasmas. Die zusätzlich eingetragenen Phasenverschiebungen zeigen wiederum die geringere Zunahme während der Neutralteilchenheizung. Der Vergleich der Phasenverschiebungen bei 5 Hz und 10 Hz bestätigt die zu erwartenden größeren Werte bei höheren Frequenzen.

Für die harmonische Analyse der Signale ist zu beachten, daß in dem entsprechenden Zeitintervall ein Gleichgewichtszustand, bei dem sich Amplitude und Phase der Oszillationen nicht mehr ändern, erreicht sein muß. Im allgemeinen ist dies schon 1–2 Schwingungsperioden nach Beginn des Gaseinlasses der Fall wie auch in Abb. 6.1 zu sehen ist. Zusätzlich zu einem stationären Oszillationsverhalten müssen die für

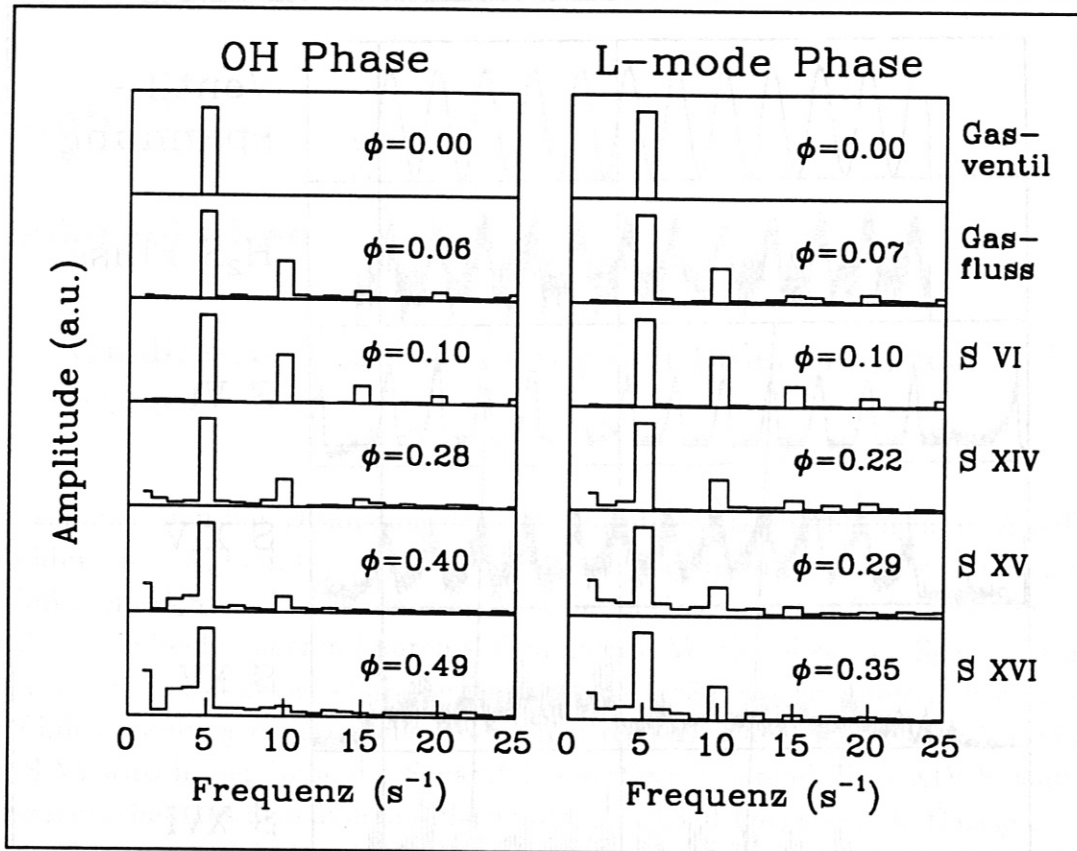


Abbildung 6.2: Amplitudenspektren der in Abb. 6.1 gezeigten Signale. Links: Fouriertransformation während der ohm'sch geheizten Plasmaphase ($t = 0.8 - 1.6$ s), rechts: Spektren bei Zusatzheizung (NI) ($t = 1.8 - 2.6$ s). Die angegebenen Phasenverschiebungen (ϕ in Einheiten von 2π) beziehen sich auf die Fourierkomponente bei der Modulationsfrequenz von 5 Hz.

den Transport relevanten Größen, wie Dichte und Temperatur des Plasmas sowie Plasmastrom und, falls eingeschaltet, die Leistung von Zusatzheizungen während der Meßphase konstant sein. Ein Test für stationäres Oszillationsverhalten ist die Verwendung von unterschiedlichen Zeitfenstern bei der harmonischen Analyse des interessierenden Zeitintervalls. Falls die Entladung stationär ist, unterscheiden sich die jeweiligen Fourierkomponenten nur unwesentlich voneinander.

6.2 Konsistenz der einfachen Transportmodelle mit radialen Phasenmessungen.

Zur Analyse der Abhängigkeiten des Verunreinigungstransports von verschiedenen globalen Plasmaparametern benutzen wir die vereinfachten Transportmodelle mit $D = \text{const.}$ und $v \sim r$ bzw. $v \sim r^3$ (siehe Kapitel 4.1). Die Verwendung solcher einfacher Modelle wirft jedoch die Frage auf, inwieweit die so bestimmten Parameter den tatsächlichen Sachverhalt wiedergeben. Falls zum Beispiel der Diffusionskoeffizient wesentlich vom Plasmaradius abhängt, wird der im Rahmen der erwähnten Modelle bestimmte Parameter nur einen in bestimmter Weise gewichteten Mittelwert repräsentieren. Vor der Anwendung der vereinfachten Transportmodelle muß also zunächst ihre Brauchbarkeit demonstriert werden.

Vergleich von gemessener und simulierter linienintegrierter Strahlung verschiedener Ionisationsstufen

Eine Möglichkeit, die Konsistenz von Modell und Messungen zu überprüfen, ist der Vergleich der gemessenen Phasen von mehreren unterschiedlichen Linien mit den Voraussagen, die man mittels detaillierter Transportsimulationen unter Verwendung des jeweiligen Transportmodells erhält. Man bestimmt also zuerst mit Hilfe der aus Messungen zentraler Linien erhaltenen Phasenverschiebung den Diffusionskoeffizienten (und, falls Amplitudenmessungen möglich sind auch die Inwärtsdrift) im Rahmen des einfachen Modells und benutzt die so erhaltenen Parameter zur Berechnung der Phasen der gemessenen Ionisationsstufen. Je nach Abweichung des heuristischen Ansatzes von den tatsächlichen Transportkoeffizienten werden sich die Phasen aus der Simulation von den gemessenen Phasen unterscheiden.

In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse solcher Tests für verschiedene Entladungstypen und Verunreinigungsarten aufgelistet. Bei beiden Modellen der Inwärtsdrift besteht naturgemäß für die im zentralen Plasmabereich lokalisierten Ionisationsstufen eine gute Übereinstimmung zwischen vorhergesagten und tatsächlichen Phasenverschiebungen, da ja aus diesen Messungen die Diffusionskoeffizienten bestimmt wurden. Bei den weiter zum Plasmarand hin gelegenen Ionisationsstufen sind die simulierten Phasenverschiebungen jedoch meist zu klein. Eine mögliche Interpretation wäre ein verringerter diffusiver Transport im äußeren Bereich, was jedoch im Widerspruch zu anderen Beobachtungen steht (Abfallängen in der Plasmarandschicht). Der gleiche Effekt kann aber auch durch eine zu niedrige Inwärtsdrift des heuristischen Modells in diesem Bereich verursacht werden. Bei dem Modell mit kubischer Inwärtsdrift sind die Abweichungen der weiter außen emittierten Linien etwas kleiner, jedoch sind die Unterschiede zwischen den Modellen nicht hinreichend deutlich, um eines dem anderen bei den Auswertungen vorzuziehen. Zusammengefaßt sind die Differenzen

zwischen gemessenen und simulierten Phasenverschiebungen nicht so signifikant daß eine Verwendung der einfachen Transportmodelle bei Auswertungen ausgeschlossen wäre.

Tabelle 6.1: Vergleich von gemessenen und berechneten Phasenverschiebungen für Ohm'sche Entladungen mit unterschiedlichen Plasmaparametern unter Verwendung der Transportmodelle mit $D = \text{const.}$ und $v \sim r$ ($\alpha = 2$) bzw. $v \sim r^3$ ($\alpha = 4$). (Phasendifferenzen der gemessenen Phasen $\Delta\varphi_m$ und der berechneten Phasen $\Delta\varphi_s$ in rad).

Entladung	$\bar{n}_e(m^{-3})$	$D(m^2/s)$	Ion	$\Delta\varphi_m$	$\Delta\varphi_{v\sim r}$	$\Delta\varphi_{v\sim r^3}$
23548, OH	$2.75 \cdot 10^{19}$	0.57 ± 0.08	Si XIV	1.92 ± 0.06	1.94	1.95
$I_p = 393 \text{ kA}$			Si XII	0.87 ± 0.06	0.56	0.61
23331, OH	$2.75 \cdot 10^{19}$	0.56 ± 0.08	Si XIII	1.71 ± 0.06	1.67	1.69
$I_p = 332 \text{ kA}$			Si XII	1.06 ± 0.06	0.68	0.73
27452, OH	$2.77 \cdot 10^{19}$	0.56 ± 0.15	S XVI	2.10 ± 0.20	2.13	2.14
$I_p = 320 \text{ kA}$			S XIV	0.90 ± 0.20	0.96	1.01
25740, OH	$3.64 \cdot 10^{19}$	0.35 ± 0.02	S XVI	2.49 ± 0.03	2.51	2.52
$I_p = 394 \text{ kA}$			S XV	2.04 ± 0.07	2.14	2.15
			S XIV	1.18 ± 0.03	0.93	0.97
25740, NI	$3.63 \cdot 10^{19}$	1.05 ± 0.15	S XVI	1.49 ± 0.03	1.52	1.54
$I_p = 394 \text{ kA}$			S XV	1.21 ± 0.03	1.24	1.26
$P_{NI} = 0.52 \text{ MW}$			S XIV	0.77 ± 0.03	0.64	0.69

Vergleich von gemessenen und simulierten Radialprofilen der Phase

Ein mehr detaillierter Test für die Konsistenz des gewählten heuristischen Ansatzes mit dem wirklichen Transportverhalten ist der Vergleich von radialen Profilen der Phase, die unter Verwendung der zuvor bestimmten Transportparameter für die einzelnen Ionisationsstufen berechnet wurden, mit den entsprechenden Phasenprofilen aus abelinvertierten gemessenen Signalen von radialen Spektrometer-Scans. In diesem Fall kann man auch erkennen, in welchem radialen Bereich die Übereinstimmung nicht so gut ist.

Abbildung 6.3 zeigt das Ergebnis eines solchen Vergleichs für die ohm'sche Phase einer Entladung mit H_2S Gasblasen bei einer Modulationsfrequenz von 5 Hz . Es wurde das Transportmodell mit radial konstanter Diffusion und linearer - bzw. kubischer Inwärtsdrift für die Simulation verwandt. Die Fehlerbalken sind durch die Unsicher-

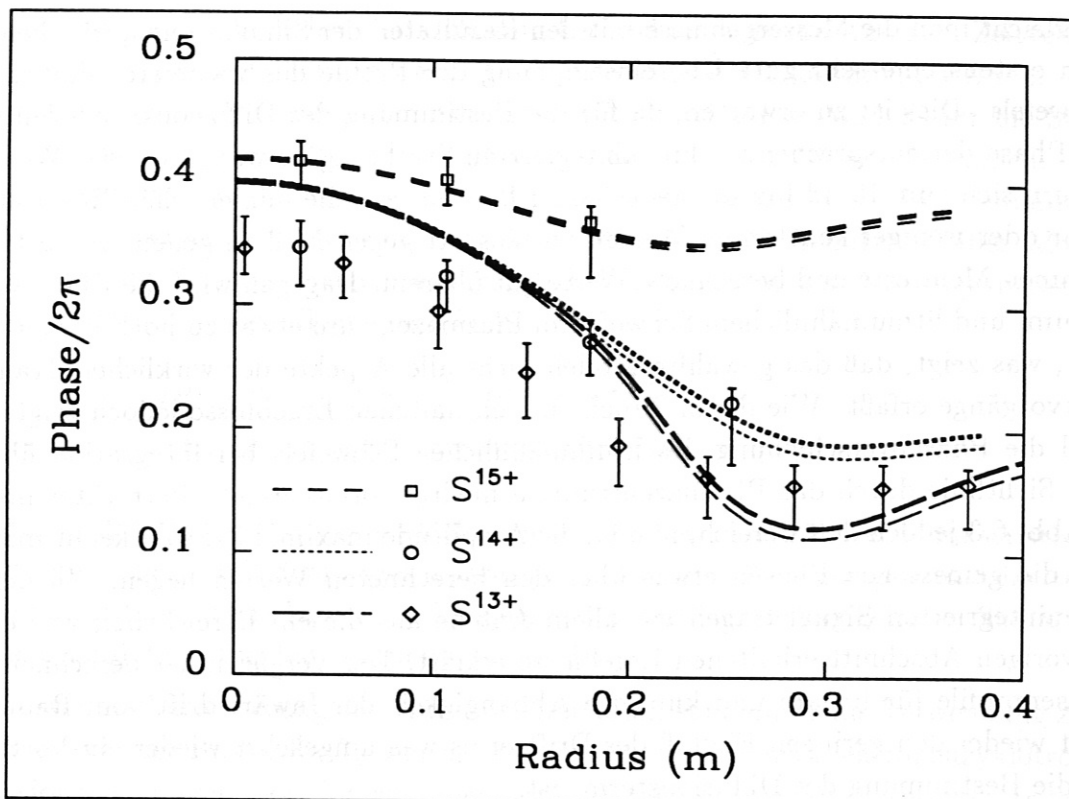


Abbildung 6.3: Vergleich von gemessenen (Punkte) und berechneten (Linien) Phasenverschiebungen von wasserstoff-, helium- und lithiumähnlichem Schwefel als Funktion des Plasmaradius für die 5Hz Fourierkomponente. Die dünnen Linien stammen aus der Simulation mit linearer Inwärtsdrift ($\alpha = 2$), die fetten Linien beziehen sich auf die Simulation mit kubischer Inwärtsdrift ($\alpha = 4$), jeweils mit einem Diffusionskoeffizienten von $0.35 \text{ m}^2/\text{s}$. Die Messungen stammen von den ohm'schen Phasen der Entladungsserie #25739-#25749.

heiten in den Fourieramplituden gegeben, die sowohl von Meßfehlern, als auch von nicht identischen Entladungen innerhalb einer Serie herrühren. Da eine Entladungsserie nicht so oft wiederholt werden kann, daß eine Fehlerrechnung durchgeführt werden kann, muß man sich mit einer Abschätzung behelfen. In dem betrachteten Fall sind die Fehler hauptsächlich durch nicht konstante Entladungsbedingungen verursacht, da die Entladungen eines radialen Scans nicht direkt aufeinanderfolgten. Diesen Einfluß kann man simulieren indem man zu den ursprünglichen Signalen normalverteilte Fehler addiert und damit die Inversionsprozedur durchführt. Durch eine Serie solcher Simulationen kann man die Fehler in den abelinvertierten Profilen näherungsweise bestimmen. Die Fehler in der Reproduktion gleicher Entladungsbedingungen kann man durch Vergleich von Linien, die jeweils entlang der gleichen Sichtlinie aufgenommen wurden, abschätzen.

Vergleicht man die Messergebnisse mit den Resultaten der Simulationen, so erkennt man erstens eine sehr gute Übereinstimmung der Profile des wasserstoffähnlichen Schwefels. Dies ist zu erwarten, da für die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten die Phase der entsprechenden linienintegrierten Strahlung verwandt wurde. Weiter nähern sich zum Rand hin die gemessenen Phasen, wie die numerischen Resultate, mehr oder weniger konstanten Werten an, anstatt gegen Null zu gehen. Auch hier stimmen Meßwerte und berechnete Werte gut überein. Dagegen wird die Phase von helium- und lithiumähnlichem Schwefel im Plasmazentrum etwas zu hoch vorhergesagt, was zeigt, daß das gewählte Modell nicht alle Aspekte der wirklichen Transportvorgänge erfaßt. Wie die in Tabelle 6.1 enthaltenen Ergebnisse jedoch zeigten, wird die Phasenverschiebung des lithiumähnlichen Schwefels bei Integration über eine Sichtlinie durch das Plasmazentrum zu niedrig vorausgesagt. Betrachtet man in Abb. 6.3 jedoch den Bereich, in dem die Amplitude maximal ist, so erkennt man, daß die gemessenen Phasen etwas über den berechneten Werten liegen. Zu dem linienintegrierten Signal tragen vor allem Anteile aus diesem Bereich bei, was die im vorigen Abschnitt erhaltenen Ergebnisse erklärt. Der Vergleich der berechneten Phasenprofile für lineare und kubische Abhängigkeit der Inwärtsdrift vom Radius zeigt wieder den geringen Einfluß des Driffterms was umgekehrt wieder ein Vorteil für die Bestimmung des Diffusionsterms ist.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die mit dem hier verwandten Transportmodell simulierten Phasenverschiebungen genügend gut mit den gemessenen Größen übereinstimmen, um die Verwendung dieses Modells für Transportanalysen zu Abhängigkeiten von globalen Plasmaparametern rechtfertigen zu können.

Einfluß der Sägezahninstabilität auf die Messungen im Plasmazentrum

In den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten stationären Plasmazuständen ist stets eine Sägezahninstabilität vorhanden. Diese ist auf den inneren Plasmabereich beschränkt und führt dort, wie der Name schon sagt, zu einer sägezahnförmigen Oszillation der Plasmatemperatur und -dichte sowie anderer von diesen beeinflussten Größen, wie z.B. der Verunreinigungsstrahlung. Die typische Wiederholfrequenz der Oszillationen liegt im Bereich von $\cong 60s^{-1}$ während die Zeitkonstante für den Temperaturkollaps im Bereich von $\tau_{sz} = 0.01 - 0.1 ms$ liegt. Mit den raschen Änderungen von Temperatur und Dichte sind entsprechend Energie- und Teilchentransportprozesse verbunden. Der Effekt der rasch aufeinanderfolgenden Sägezähne kann jedoch nur schwer von den anderen Transporttermen getrennt werden, da bei Messungen entweder über die Zeit gemittelte Werte bestimmt werden oder, wie bei der harmonischen Analyse, einzelne Fourierkomponenten bei Frequenzen die eine Größenordnung unterhalb der Sägezahnfrequenz liegen. Für eine genauere Untersuchung muß sowohl die Linienstrahlung der Verunreinigungen als auch die Elektronendichte

und -temperatur mit hoher Zeitaufösung beobachtet werden. Aus dem Zeitverlauf der einzelnen Signale können dann Transportkoeffizienten bestimmt werden. Andererseits kann man auch unter Annahme eines bestimmten Modells für die Sägezahnaktivität deren Einfluß auf die beobachtete Linienstrahlung bestimmen. Zur Simulation des von den Sägezähnen mutmaßlich hervorgerufenen Verunreinigungs- transports werden diffusive und konvektive Modelle [5,28] benutzt. Dabei addiert man um den Zeitpunkt t_0 eines Sägezahnkollapses herum zu den ursprünglichen Transportkoeffizienten, Terme der Form

$$D^{sz}(r, t) = D_0^{sz} e^{-r^2/(r_1)^2} e^{-(t-t_0)^2/\tau_{sz}^2}$$

$$v^{sz}(r, t) = v_0^{sz} \frac{r}{r_1} e^{1-r^2/(r_1)^2} e^{-(t-t_0)^2/\tau_{sz}^2} \quad \text{mit } v_0^{sz} > 0$$

wobei r_1 den Radius der $q = 1$ -Fläche und τ_{sz} die bereits erwähnte charakteristische Zeitkonstante für mit dem Sägezahnkollaps verbundene Transportprozesse darstellt. Die Sägezahnfrequenz kann zum Beispiel einem zeitlich hochaufgelösten Signal der weichen Röntgenstrahlung entnommen werden.

Eine weitere Verbesserung der Transportsimulation kann durch die Verwendung zeitlich aufgelöster Profile für T_e und n_e erreicht werden, die aus Elektronenzyklotronemissionsmessungen bzw. interferometrischen Messungen erhalten werden. Es zeigt sich, daß alleine die Verwendung dieser Profile schon ausreicht, um die Oszillationen der im Plasmazentrum emittierten Strahlung mit der korrekten Form und Amplitude zu simulieren. Die zusätzlichen Transportterme bewirken keine wesentliche

Tabelle 6.2: Einfluß von zusätzlichen Sägezahn-Transporttermen auf die Phasenverschiebungen verschiedener Schwefellinien, berechnet für die Transportparameter von # 25740 in der ohm'schen Entladungsphase ($D = 0.35 \text{ m}^2/\text{s}$, $\alpha = 2$, Modell mit linearer Inwärtsdrift). Parameter für die Sägezahnsimulationen: $r_1 = 0.12 \text{ m}$, $\tau_{sz} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$, Sägezahnfrequenz 50 s^{-1} . Phasenverschiebungen in rad.

Transportmodell	n_e, T_e	$\Delta\varphi_S \text{ XIV}$	$\Delta\varphi_S \text{ XV}$	$\Delta\varphi_S \text{ XVI}$
gemessene Werte	const.	1.18	2.04	2.49
Simulation ohne Sägezahnterme	const.	0.93	2.14	2.51
Modell mit Driftterm, $v_0^{sz} = 10 \text{ m/s}$	const.	0.93	2.11	2.47
Modell mit Diffusionsterm, $D_0^{sz} = 5 \text{ m}^2/\text{s}$	const.	0.93	2.10	2.44
Simulation ohne Sägezahnterme	zeitabh.	1.02	2.28	2.59
Modell mit Driftterm, $v_0^{sz} = 10 \text{ m/s}$	zeitabh.	1.03	2.25	2.56
Modell mit Diffusionsterm, $D_0^{sz} = 5 \text{ m}^2/\text{s}$	zeitabh.	1.03	2.22	2.51

Änderung. Rechnungen mit diesen Termen bei zeitlich konstanter Temperatur und Dichte ergeben zudem eine falsche Form der resultierenden Sägezahnoszillationen. Ein Vergleich aller Simulationen ist in Tabelle 6.2 enthalten.

Wie aus den Resultaten hervorgeht, ist der Effekt der Sägezähne auf die gemessenen Diffusionskoeffizienten von der Größenordnung 5% und damit in guter Näherung vernachlässigbar. Daneben zeigen die simulierten Phasenverschiebungen daß ein eventueller Einfluß sich (zumindest unter den angenommenen Transportmodellen) ausschließlich auf die im Plasmazentrum emittierte Strahlung beschränkt.

Der geringe Einfluß der Sägezähne auf die Diffusionsterme wird im übrigen auch bei entsprechenden Messungen am Hintergrundplasma beobachtet [29]. In diesem Fall wurden Entladungen mit und ohne Sägezahnaktivität verglichen, wobei kein wesentlicher Unterschied der Diffusionskoeffizienten festgestellt werden konnte.

Vergleich mit anderen Transportmodellen

Ist durch Messungen oder theoretische Vorhersagen schon ein Modell für die Transportparameter vorhanden, so kann man durch Vergleich der Vorhersagen dieses Modells mit gemessenen Phasen und Amplituden feststellen, ob das Modell für den untersuchten Fall relevant ist. Ein Vergleich bietet sich vor allem mit den neoklassischen Vorhersagen an. Der Diffusionskoeffizient ist in stationären Plasmaphasen vernachlässigbar. Man kann jedoch prüfen, ob die neoklassische Inwärtsdrift wesentlich zu dem konvektiven Fluß beiträgt.

Neben den neoklassischen Termen können auch Transportparameter, die für das Hauptplasma bestimmt wurden [29], verwendet werden, um mögliche Übereinstimmungen mit dem Verunreinigungstransport feststellen zu können. Die Resultate dieser Untersuchungen werden im folgenden in eigenen Abschnitten dargestellt.

6.3 Zur Linearität der Transportprozesse

In den bisherigen Überlegungen wurde immer davon ausgegangen, daß die Transportgleichung linear ist. In diesem Fall dürfen die Transportparameter weder explizit noch implizit von der Verunreinigungsdichte oder deren Gradienten abhängen. Eine implizite Abhängigkeit kann zum Beispiel durch eine zu hohe Konzentration der zugegebenen Verunreinigungen verursacht werden. Die Verunreinigungen können unter diesen Umständen das Plasmagleichgewicht stören, was wiederum die Transportkoeffizienten beeinflussen kann. Effekte dieser Art werden im nächsten Unterkapitel behandelt. Im folgenden sollen zunächst allgemein die Möglichkeiten, Nichtlinearitäten feststellen zu können, mit den dazugehörigen Messungen diskutiert werden.

Frequenzabhängigkeit

Man kann die Phasenverschiebung einer Verunreinigungslinie zuerst in einer Entladung mit Gasblasen bei einer Modulationsfrequenz ν messen und in einer darauffolgenden Entladung mit halber Modulationsfrequenz $\nu/2$ die Phasenverschiebung der ersten Oberfrequenz messen. Wenn die Transportgleichung linear ist, folgt, daß die Fourierkomponenten der Teilchendichte nicht voneinander abhängen. In diesem Fall müssen die beiden gemessenen Phasenverschiebungen übereinstimmen. In der folgenden Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse einer solchen Untersuchung für mehrere solcher aufeinanderfolgenden Entladungen in verschiedenen Entladungsphasen angegeben.

Tabelle 6.3: Vergleich der Phasenverschiebungen von Fourierkomponenten der gleichen Frequenz jeweils für Grundfrequenz $\Delta\varphi_0$ und erste harmonische Frequenz $\Delta\varphi_1$. (Phasen in rad).

Entladung	Plasma	Frequenz	Phase	$\Delta\varphi_0$	$\Delta\varphi_1$	Abweichung
#25737/38	OH	10 s^{-1}	S XIV-S VI	1.307	1.368	-4.7%
			S XV-S VI	2.355	2.405	-2.2%
	NI, 0.5 MW		S XIV-S VI	0.940	1.095	-16.5%
			S XV-S VI	1.784	1.790	-0.3%
#33313/15	OH	10 s^{-1}	S XIV-S II	1.439	1.589	-10.4%

Unter Berücksichtigung der von den vergleichsweise kleinen Fourieramplituden herührenden Unsicherheiten bei Phasenmessungen von höheren Harmonischen zeigen die Daten eine gute Übereinstimmung sowohl bei ohm'schen, als auch bei NI-geheizten Entladungsphasen.

Amplitudenabhängigkeit

Ist die Transportgleichung linear, so dürfen die Ergebnisse nicht von der Teilchendichte selbst abhängen. Mit moduliertem Gasblasen kann dies überprüft werden, indem man die Amplitude des Gasflusses verändert. Die gemessenen Phasenverschiebungen der Teilchendichte müssen von der Amplitudenhöhe unabhängig sein. Bei dieser Methode können die Ergebnisse jedoch durch andere Effekte beeinflusst werden. Man muß berücksichtigen, daß bei den normal eingeblasenen Gasmengen die Verunreinigungen nur Testteilchen sind, d.h., daß sie den Zustand des Plasmas nicht verändern. Erhöht man diese Menge jedoch, so werden nach und nach die

Strahlungsverluste bedingt durch die Verunreinigungen die Temperatur des Plasmas erniedrigen. Weiter sind für den stoßbestimmten Teil der Transportterme bei kleinen Konzentrationen nur Stöße der Verunreinigungen mit den Plasmaionen relevant. Bei steigender Konzentration müssen mehr und mehr auch Stöße der Verunreinigungen untereinander mit einbezogen werden, die die Transportparameter beeinflussen. Hat man andererseits herausgefunden, daß die Transportprozesse grundsätzlich durch eine lineare partielle Differentialgleichung parabolischen Typs beschrieben werden können, so kann man mit dieser Methode auch den Einfluß der stoßbestimmten Terme untersuchen. In Tabelle 6.4 sind entsprechende Ergebnisse aus einer Entladungsserie mit H_2S -Gasblasen aufgelistet.

Tabelle 6.4: Abhängigkeit der Phasenverschiebungen verschiedener Schwefellinien von der eingeblasenen H_2S -Menge. (Phasen in rad). Die Gasmenge hängt nicht linear von der Ventilspannung ab. Von 130 V auf 150 V nimmt der Durchfluß um etwa 10% und von 130 V auf 200 V um etwa 100% zu.

Entladung	U_v	$\Delta\varphi_{S\ II-U_v}$	$\Delta\varphi_{S\ XIV-S\ II}$	$\Delta\varphi_{S\ XV-S\ II}$
#31792	130 V	0.933	1.086	1.536
#31788	150 V	0.836	1.001	1.454
#31793	200 V	0.734	1.074	1.609

Wie man sieht, nimmt die Phase des einfach ionisierten Schwefels mit wachsender Ventilspannung ab, was auf eine Abhängigkeit der Reaktion des Gasventils von der angelegten Steuerspannung zurückgeführt werden kann. Bei den Phasenverschiebungen zwischen Plasmarand (S II-Signal) und der Linienstrahlung des lithium- bzw. heliumähnlichen Schwefels sind die Variationen wiederum nicht deutlich genug, um daraus explizit auf eine Abhängigkeit des Transports vom Verunreinigungszufluß schließen zu können.

6.4 Störung des Plasmas durch die Verunreinigungszugabe

Eine wichtige Frage bei allen Untersuchungsmethoden, bei denen zusätzlich Verunreinigungen in das Plasma injiziert werden, ist die hiermit verbundene Störung des Plasmas. Solche Störungen kommen durch mehrere Effekte zustande. Zum einen werden die Verunreinigungsatome am Plasmarand ionisiert und stellen damit einen zusätzlichen Beitrag zur Elektronenquellfunktion dar. Andererseits können sie, wie bereits erwähnt, bei entsprechender Konzentration im Plasmainternen erheblich zu

den Strahlungsverlusten des Plasmas beitragen, und damit wiederum die Plasmatemperatur beeinflussen.

Abbildung 6.4 zeigt einen Vergleich der Störungen durch Laserablation und modulierte Verunreinigungsgasblasen am Beispiel zweier Entladungen mit niedriger Elektronendichte, bei der sich eine eventuelle Störung am ehesten zeigen sollte. Die größere Störung der Elektronendichte durch die Laserablation ist offensichtlich. Dies ist nicht verwunderlich, da selbst bei gleich großen absoluten Mengen an eingebrachten Verunreinigungsatomen diese im Fall der Laserablation innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne ($\cong 1 \text{ ms}$) ins Plasma gelangen, während sich im Fall von moduliertem Gasblasen die Verunreinigungszufuhr auf eine Zeitspanne von mehreren Sekunden verteilt. Darüberhinaus kann in jedem Fall die Menge an eingeblasenem Gas kleiner gehalten werden, da durch die harmonische Analyse die modulierten Signale der Linienstrahlung sehr gut vom Untergrundrauschen getrennt werden können.

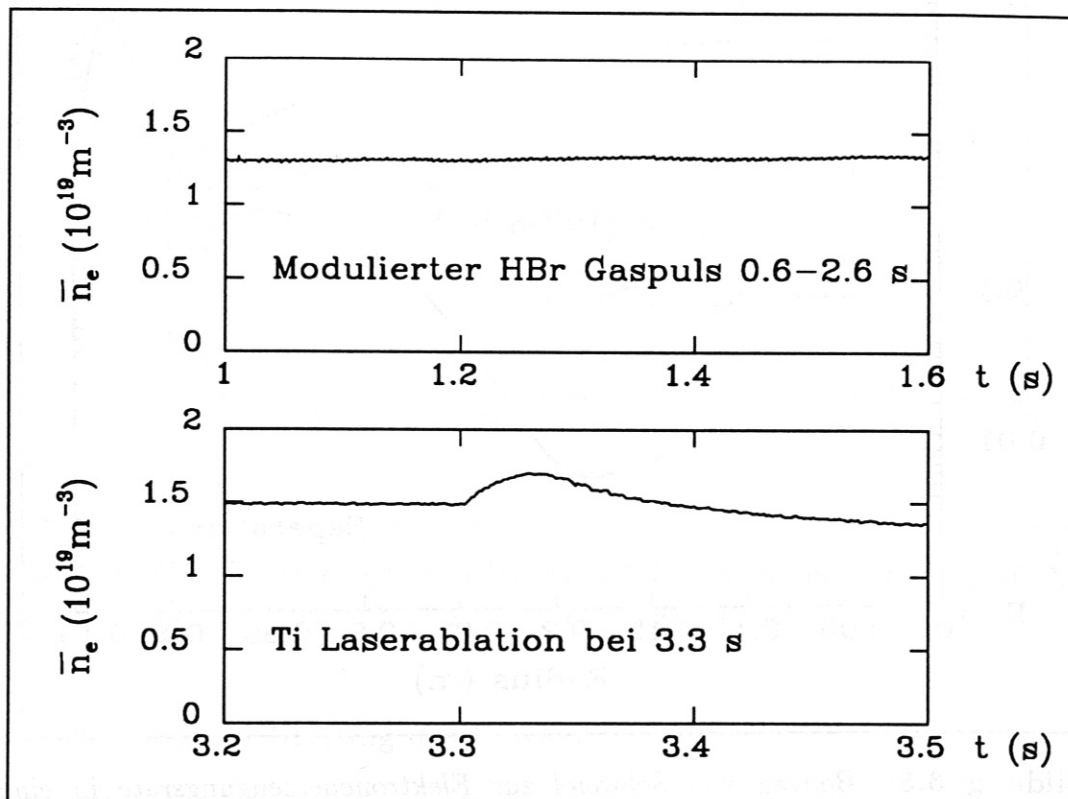


Abbildung 6.4: Störung des Plasmas (demonstriert an der liniengemittelten Elektronendichte) durch modulierte Gasblasen (oben) und Laserablation (unten).

Beitrag der Verunreinigungen zur Elektronenquellfunktion im Plasma

Wie schon erwähnt muß auch überprüft werden, inwieweit durch die Zugabe zusätzlicher Verunreinigungsatome die Quellfunktion der Elektronen gestört wird. Da jedes Verunreinigungsatom gleich mehrere Elektronen im Verlauf der Ionisationsprozesse abgibt, kann der entsprechende Beitrag auch bei kleinen Zuflüssen eine nicht mehr zu vernachlässigende Störung verursachen. Aus der Quasineutralitätsbedingung für das Plasma, $n_e = n_p + \sum_z Z n_z$ ergibt sich, zusammen mit den in Gleichung (3.4) angegebenen Quelltermen für Verunreinigungsionen und unter Vernachlässigung der Ladungsaustauschsterme, der Ausdruck

$$\frac{\partial n_e / \partial t}{n_e} = \sum_z n_z (S_z - R_z) \quad (6.1)$$

für den Anteil einer Verunreinigung an der Elektronenerzeugungsrate. Um den ent-

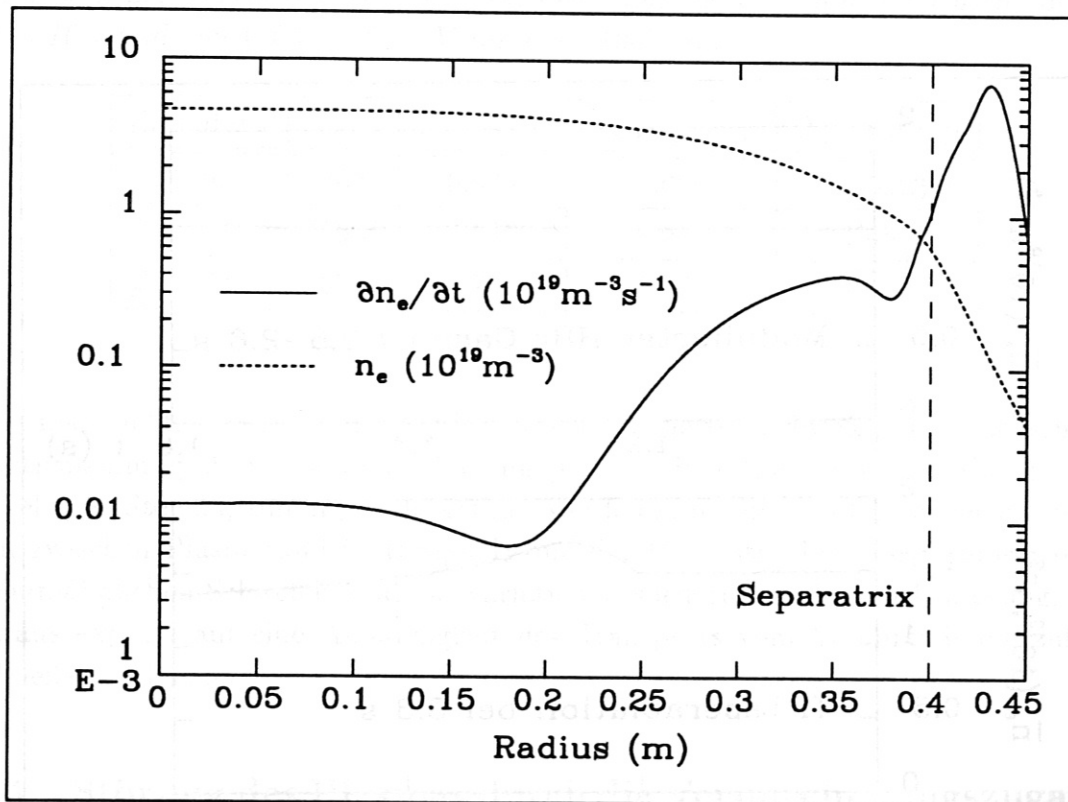


Abbildung 6.5: Beitrag von Schwefel zur Elektronenerzeugungsrate in einer ohm'schen Entladung mit einer zentralen Plasmatemperatur von 1 keV als Funktion des Plasmaradius für eine Schwefelkonzentration von 0.05% im Plasmazentrum.

sprechenden Effekt abzuschätzen, wurde für eine Entladung mit Schwefelzugabe, wie in Abbildung 6.5 gezeigt, die von den Verunreinigungen stammende Elektro-
nenquelle als Funktion des Plasmaradius mittels numerischer Simulation berechnet.

Wie man sieht, sind wesentliche Beiträge von Verunreinigungen nur am Plasmarand, außerhalb der Separatrix, zu erwarten, während im Plasmainternen für die normal zugegebenen Verunreinigungsmengen die Effekte vernachlässigt werden können. So würde sich bei konstanter Schwefelzugabe über ein Zeitintervall von 1 s die Elektronendichte im Plasmazentrum nur um etwa 0.25% ändern. Trotzdem kann eine Beeinflussung des Plasmas durch die am Plasmarand erzeugten Elektronen nicht ganz ausgeschlossen werden, da sich die von diesen bewirkte Modulation der Elektronendichte durch Transportprozesse vom Rand in das Plasmaintere fortpflanzt. Der Einfluß dieser Modulation wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

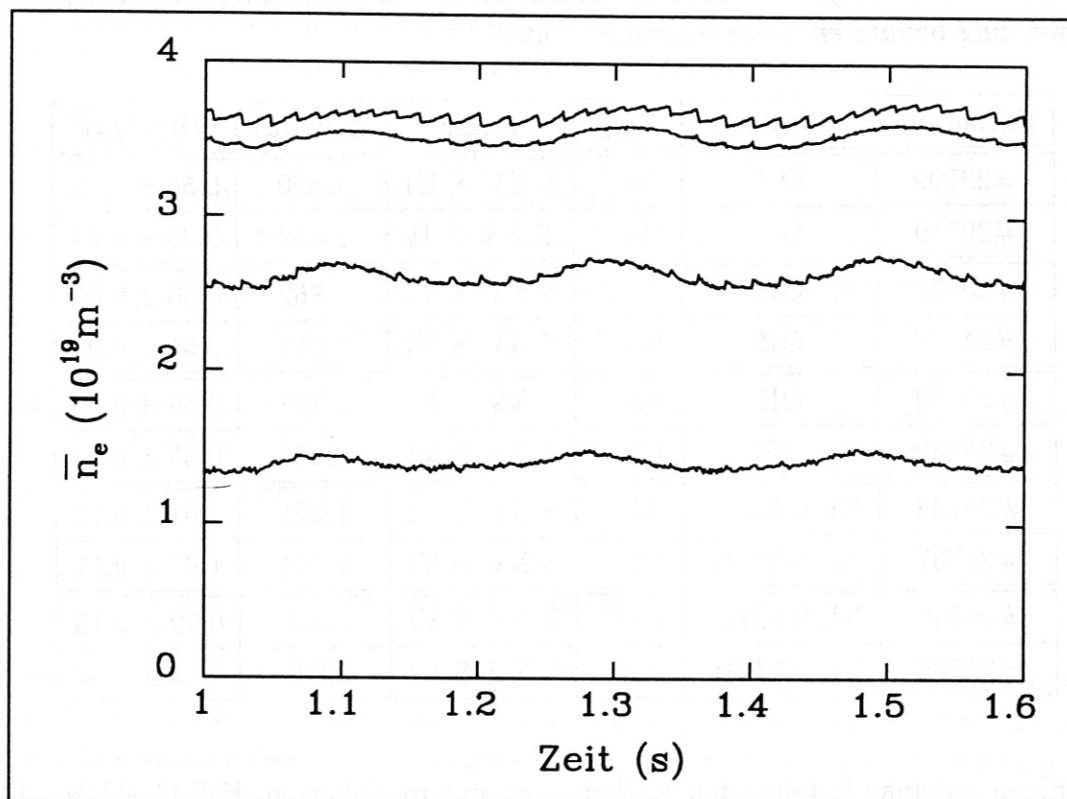


Abbildung 6.6: Linienintegrierte Elektronendichte, gemessen mit einem HCN Interferometer für Entladung #25739 in der ohm'schen Phase.

Untersuchung der Störung des Plasmas

Die Annahme, daß die zugefügten Verunreinigungen Testteilchen sind, d.h., daß sie die globalen Parameter der Entladung nicht beeinflussen, kann durch Bestimmung der Transportkoeffizienten parallel aus mehreren Fourierkomponenten mit unterschiedlichen Frequenzen überprüft werden. Falls diese Bedingung nicht erfüllt ist, kann die durch die Verunreinigungen verursachte Änderung der Plasmaparameter wiederum deren Transportkoeffizienten beeinflussen. Diesen Einfluß kann man, wie

bei den entsprechenden Experimenten am Hauptplasma, durch Linearisierung der Transportgleichung um den stationären Gleichgewichtszustand untersuchen [6]. Das Ergebnis solcher Analysen ist, daß die Transportkoeffizienten nun von der Frequenz abhängen, außer für den Fall, daß sie unabhängig von den gestörten Plasmaparametern sind. Stimmen die gemessenen Transportparameter also für die verschiedenen Frequenzen überein, so ist der Nachweis, daß die eingeblasenen Teilchenmengen in der Tat vernachlässigbar sind, erbracht.

Tabelle 6.5: *Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von Schwefel von der bei der Auswertung benutzten Frequenzkomponente.*

Entladung	Plasma	ν_{mod}	Phase	$\Delta\varphi(rad)$	$D(m^2/s)$
#29509	OH	$5s^{-1}$	S XV-S III	1.820	0.56 ± 0.06
#29510	OH	$10s^{-1}$	S XV-S II	2.358	0.68 ± 0.05
#25738	OH	$5s^{-1}$	S XV-S VI	1.862	0.50 ± 0.05
#25737	OH	$10s^{-1}$	S XV-S VI	2.355	0.61 ± 0.04
#25739	OH	$5s^{-1}$	S XV-S VI	1.762	0.56 ± 0.06
#25739	OH	$10s^{-1}$	S XV-S VI	2.474	0.55 ± 0.03
#25738	NI, 0.5MW	$5s^{-1}$	S XV-S VI	1.271	1.01 ± 0.16
#25737	NI, 0.5MW	$10s^{-1}$	S XV-S VI	1.784	1.08 ± 0.11
#25739	NI, 0.5MW	$5s^{-1}$	S XV-S VI	1.281	0.99 ± 0.15
#25739	NI, 0.5MW	$10s^{-1}$	S XV-S VI	2.001	0.83 ± 0.07

In einigen aufeinanderfolgenden Entladungen mit moduliertem H_2S -Gasblasen bei unterschiedlichen Frequenzen wurde jeweils der Diffusionskoeffizient aus der Phasenverschiebung der zentralen Ionisationsstufe bestimmt. Analoge Untersuchungen wurden in jeweils einer Entladung bei der Modulationsfrequenz und der ersten harmonischen Frequenz vorgenommen. Die in Tabelle 6.5 wiedergegebenen Werte für D zeigen je nach Entladung Abweichungen im Bereich von 5–10%, wobei jedoch keine eindeutige Tendenz in eine bestimmte Richtung festgestellt werden kann. Die Auswertung verschiedener Fourierkomponenten in derselben Entladung ergibt andererseits eine sehr gute Übereinstimmung der resultierenden Diffusionskoeffizienten.

Betrachtet man die in Abbildung 6.6 wiedergegebenen Signale des HCN - Interferometers von dieser Entladung, so erkennt man, daß im Gegensatz zu dem in Abb. 6.4 gezeigten Beispiel die eingelassene H_2S Menge groß genug war, um noch eine erkennbare Modulation der Elektronendichte zu verursachen. Es ist auch deutlich

zu erkennen, wie die Phasenverschiebung vom Rand zum Plasmazentrum zunimmt. Die in Tabelle 6.5 enthaltenen Resultate deuten jedoch darauf hin, daß eine Störung dieser Größenordnung noch keine Nichtlinearitäten in der Transportgleichung für die Verunreinigungen hervorruft.

6.5 Bestimmung des Diffusionskoeffizienten im Rahmen des vereinfachten Transportmodells

Da Messungen mit absolut geeichten Spektrometern bisher noch nicht durchgeführt werden konnten, konzentrieren wir uns im folgenden auf Ergebnisse, die sich aus der Messungen von Phasenbeziehungen ableiten lassen. Zur Auswertung verwenden wir das vereinfachte heuristische Transportmodell $D(r) = D = \text{const.}$, $v(r) = -\frac{\alpha D}{a} \frac{r}{a}$. Wie schon in Kapitel 6.2 diskutiert, können bei den meisten Untersuchungen eventuell vorhandene radiale Abhängigkeiten der Diffusion vernachlässigt werden. Die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von globalen Plasmametern wird zudem in guter Näherung unabhängig von lokalen Parametern sein. Damit wird diese Abhängigkeit genauso auch bei den radial gemittelten Größen zu finden sein. Darüber hinaus zeigen die in Kapitel 6.2 vorgestellten Tests hinsichtlich der Konsistenz von Modell und beobachteten Größen, daß das Modell in unserem Fall ausreichend für die beschriebenen Transportanalysen ist.

Parameterbereich für den Driftparameter α

Für den Driftparameter $\alpha = a v_a / D$, der ohne Messung der Fourieramplituden nicht bestimmt werden kann, muß bei der Auswertung der gemessenen Phasenverschiebungen ein bestimmter Wertebereich angenommen werden. Eine gute Abschätzung für diesen Bereich erhält man aus dem Verhältnis von zentraler Verunreinigungsichte zur Randdichte $n_z(0)/n_z(a)$. Für das zur Auswertung verwandte Transportmodell mit konstantem Diffusionskoeffizienten und $v \sim r$ gilt im stationären Fall

$$\frac{n_z(0)}{n_z(a)} = e^{\alpha/2} \quad \text{und damit} \quad \alpha = 2 \ln \frac{n_z(0)}{n_z(a)}.$$

Bei Verwendung des Transportmodells mit $v \sim r^3$ erhält man analog die Beziehung

$$\alpha = 4 \ln \frac{n_z(0)}{n_z(a)}.$$

Da sich die effektive Ladung Z_{eff} in den hier betrachteten stationären Entladungstypen nur schwach mit dem Plasmaradius ändert [30], kann man in guter Näherung

annehmen, daß auch die Verunreinigungskonzentration n_z/n_e näherungsweise konstant ist. Man kann also zur Abschätzung von α das Verhältnis $n_e(0)/n_e(a)$ heranziehen, das für ohm'sche und L-mode Plasmen im Bereich 2–4 liegt. Mit $\alpha = 1 - 3$ für das Transportmodell mit $v \sim r$ und $\alpha = 2 - 6$ für $v \sim r^3$ liegt das entsprechende Verhältnis der Verunreinigungsdichten im selben Bereich.

Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von der Elektronendichte und der Ionenladung

Abbildung 6.7 zeigt die Resultate für den Diffusionskoeffizienten als Funktion der liniengemittelten Elektronendichte \bar{n}_e für verschiedene Verunreinigungsspezies mit Ionenladung $Z = 13, 15$ und 25 . Die Fehlerbalken beziehen sich auf die Unsicherheit hinsichtlich des Driftparameters α , der für die Auswertung im Bereich zwischen 1 und 3 angenommen wurde, und die Fehler bei der Messung der Phasendifferenzen zwischen Plasmazentrum und -rand. Im Rahmen der erreichten Genauigkeit erweist

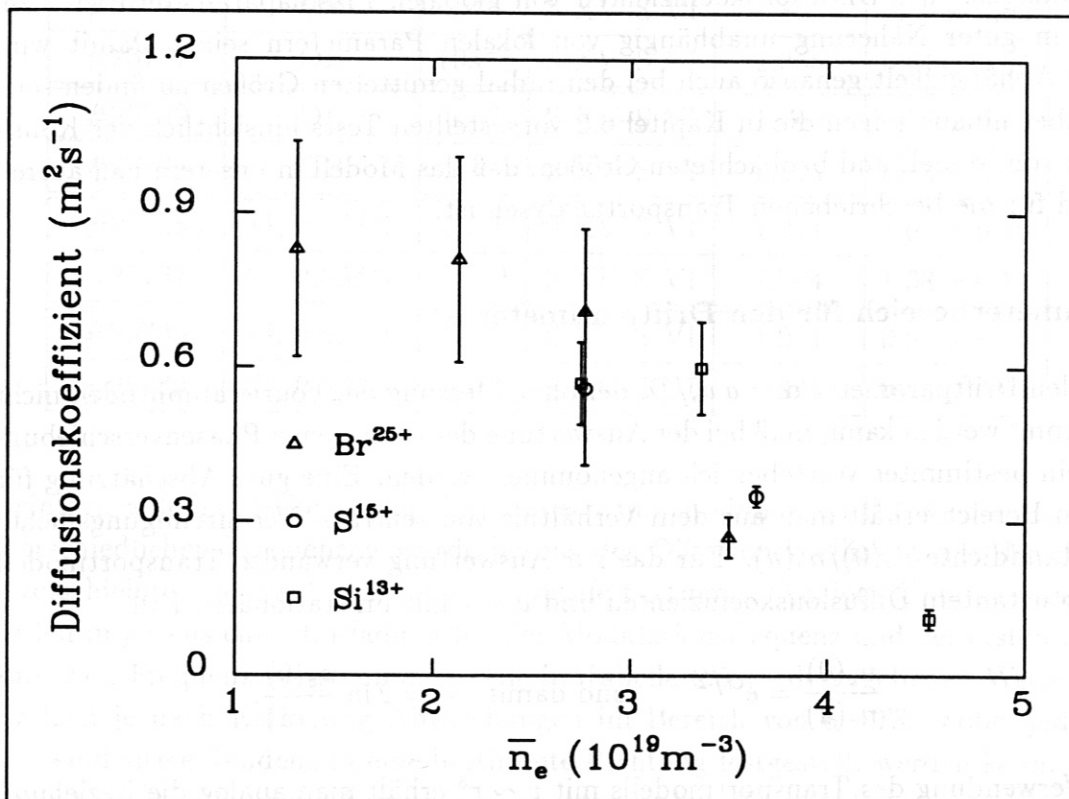


Abbildung 6.7: Diffusionskoeffizient als Funktion der liniengemittelten Elektronendichte für verschiedene Verunreinigungsspezies in ohm'schen Entladungsphasen.

sich der Diffusionskoeffizient als unabhängig von Ladung (und Masse) der Ionen. Dieser Befund würde auch zu den Vorhersagen der neoklassischen Theorie passen, bei

der die Ladung der Ionen nur in die Driftterme, nicht aber in die Diffusionsterme eingeht. Auf der anderen Seite erkennt man in Abb. 6.7, daß die Diffusionskoeffizienten mit wachsender Elektronendichte kleiner werden, was der neoklassischen Vorhersage ($D_{coll} \sim n_e$) genau entgegengesetzt ist. Der Vergleich mit den Transporteigenschaften des Hauptplasmas zeigt wiederum eine Übereinstimmung hinsichtlich des kleineren Transports bei wachsender Elektronendichte.

Abhängigkeiten des Diffusionskoeffizienten von toroidalem Magnetfeld und Plasmastrom

Abbildung 6.8 zeigt die gemessenen Diffusionskoeffizienten von Schwefel und Brom als Funktion des toroidalen Magnetfelds B_t für zwei verschiedene Plasmasröme, wobei die Elektronendichte konstant gehalten wurde. Man erkennt, daß die Diffusion mit steigendem Magnetfeld konstant bleibt oder — im Fall von Brom — sogar leicht anzuwachsen scheint. Beim Plasmastrom I_p ist bei beiden Spezies ein Anwachsen der Diffusion mit steigendem Strom zu beobachten. Diese Resultate widerspre-

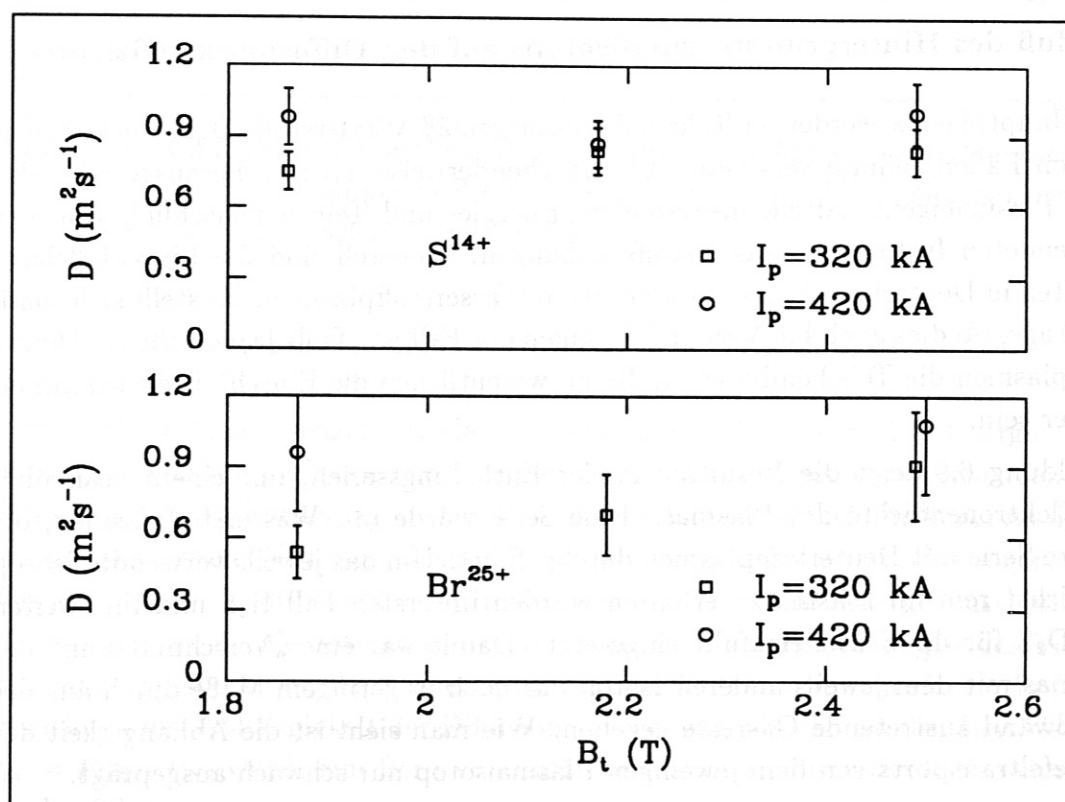


Abbildung 6.8: Diffusionskoeffizient als Funktion des toroidalen Magnetfelds B_t für heliumähnlichen Schwefel (oben) und neonähnliches Brom (unten) bei zwei verschiedenen Plasmaströmen I_p in ohm'schen Entladungsphasen.

chen vollständig den neoklassischen Vorhersagen, die eine Abhängigkeit der Form $D \sim n_e(1 + 2q^2)B_i^{-2}$ vorhersagen, d.h. auf der Plasmaachse wo $q \cong 1$ ist $D \sim n_e B_i^{-2}$ und in der Randschicht, wo $q \gg 1$ ist $D \sim n_e I_p^{-2}$. Da sich im Fall verschiedener Plasmaströme und Magnetfelder die Elektronentemperatur ändern kann, wurden im Fall von Schwefel Simulationsrechnungen zur Überprüfung der angegebenen Resultate vorgenommen, wobei die vom Thomsonstreusystem gemessenen Elektronentemperaturen und -dichten für die Rechnungen verwandt wurden. Es ergab sich bei Verwendung der aus den Messungen bestimmten Transportparameter keine über die Meßunsicherheit hinausgehende Diskrepanz zwischen den gemessenen und berechneten Phasenverschiebungen der Linienstrahlung von S XIV und S XV. Darüberhinaus wurde die beobachtete Abhängigkeit des Verunreinigungstransports vom toroidalen Magnetfeld auch bei früheren Messungen mit Titan Laserablation gefunden [31]. Andererseits steht die beobachtete Abhängigkeit des Verunreinigungstransports im Gegensatz zu Beobachtungen für den Teilcheneinschluß des Hauptplasmas selbst, der sich mit steigenden Plasmastrom verbessert.

Einfluß des Hintergrundplasma-Isotops auf den Diffusionskoeffizienten

Als Hauptplasma werden in Tokamaks naturgemäß Wasserstoff, Deuterium und in einigen Fällen Helium verwandt. Überraschenderweise hat sich herausgestellt, daß viele Plasmaeigenschaften, insbesondere Energie- und Teilcheneinschluß, von dem verwendeten Isotop des Wasserstoffs abhängen. Generell sind die Einschlußeigenschaften in Deuteriumplasmen besser, als in Wasserstoffplasmen. Es stellt sich somit die Frage, ob dies auch bei Verunreinigungen der Fall ist. Falls ja, so sollte in Deuteriumplasmen die Teilchendiffusion, die im wesentlichen die Einschlußzeit bestimmt, kleiner sein.

Abbildung 6.9 zeigt die Resultate zweier Entladungsserien, mit einem Scan über die Elektronendichte des Plasmas. Eine Serie wurde mit Wasserstoffplasmen, die andere Serie mit Deuteriumplasmen durchgeführt. Um das jeweils verwandte Isotop möglichst rein im Plasma zu erhalten wurden im ersten Fall H_2S und im zweiten Fall D_2S für die Schwefelzufuhr eingesetzt. Damit war eine „Verschmutzung“ des Plasmas mit dem jeweils anderen Isotop nur noch in geringem Maße durch aus der Gefäßwand austretende Gasreste gegeben. Wie man sieht ist die Abhängigkeit des Schwefeltransports von dem jeweiligen Plasmaisotop nur schwach ausgeprägt.

Auch für Brom wurde ein Vergleich der Diffusion in Wasserstoff- und Deuteriumentladungen durchgeführt. Die in Abbildung 6.10 gezeigten Ergebnisse, sind den Resultaten für Schwefel sehr ähnlich. Daneben stimmen bei konstanter Elektronendichte die Diffusionskoeffizienten der beiden Verunreinigungen recht gut überein, was wiederum gegen eine Ladungs- oder Massenabhängigkeit spricht.

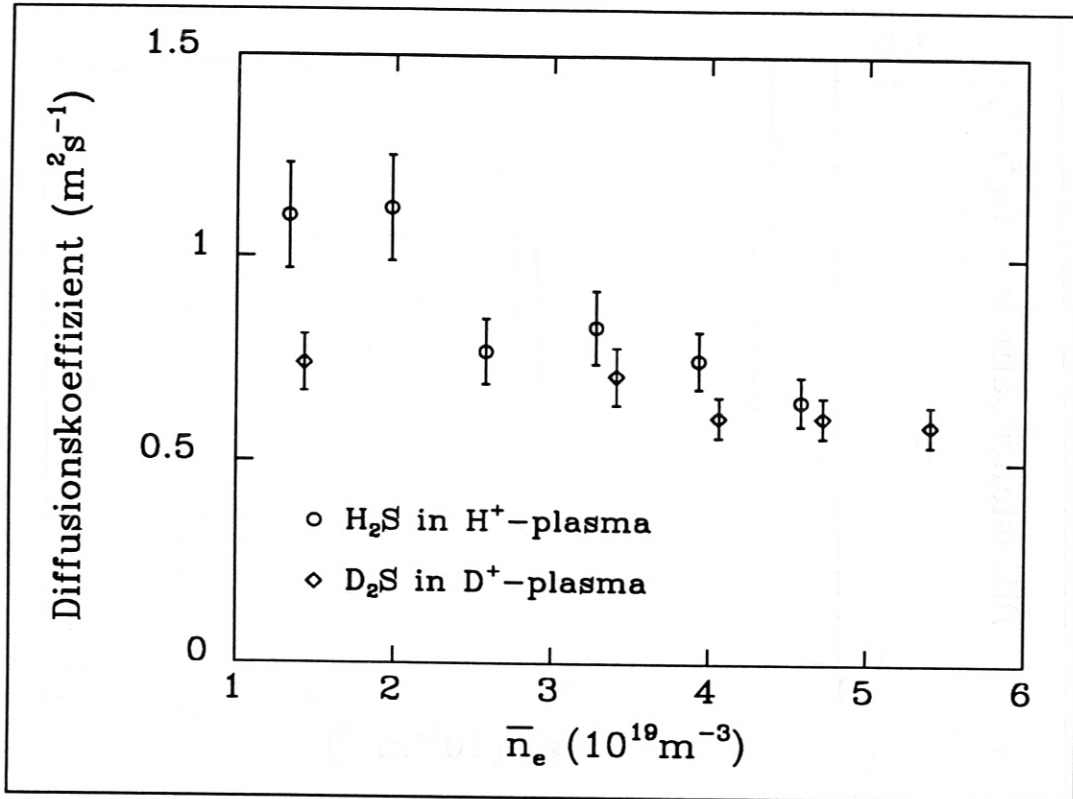


Abbildung 6.9: Diffusionskoeffizient als Funktion der liniengemittelten Elektronendichte \bar{n}_e für heliumähnlichen Schwefel bei verschiedenen Hauptplasmaisotopen. Plasmaparameter: $I_p = 320 \text{ kA}$, $B_t = 2.17 \text{ T}$.

Entladungen mit Zusatzheizung durch Neutralinjektion

In neutralinjektionsgeheizten Entladungsphasen verschlechtern sich Energie- und Teilcheneinschluß im allgemeinen erheblich, verglichen mit den entsprechenden rein ohm'sch geheizten Entladungen. Ein analoges Verhalten ist auch für Verunreinigungen zu beobachten. Nur unter bestimmten Bedingungen bildet sich das sogenannte *H-regime* (siehe Kapitel 3.2) aus, indem der Teilchen- und Energieeinschluß des Plasmas wieder an die ohm'schen Werte heranreicht. Untersuchungen des Verunreinigungstransports wurden bisher jedoch nur in L-Phasen durchgeführt. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Diffusion von der zugeführten totalen Heizleistung $P_{tot} = P_{OH} + P_{NI}$ wurde eine Serie von Entladungen mit modulierten H_2S -Gaspulsen durchgeführt.

Abbildung 6.11 zeigt die Resultate dieser Messungen. Wie man sieht wächst die Diffusion mit steigender Heizleistung an. Unter Vorbehalt, wegen der geringen Zahl von Messungen, kann man die Zunahme des Diffusionskoeffizienten durch ein Potenzgesetz gemäß $D(P_{tot}) \sim P_{tot}^{0.4}$ beschreiben. Entsprechende Analysen des Teilchenein-

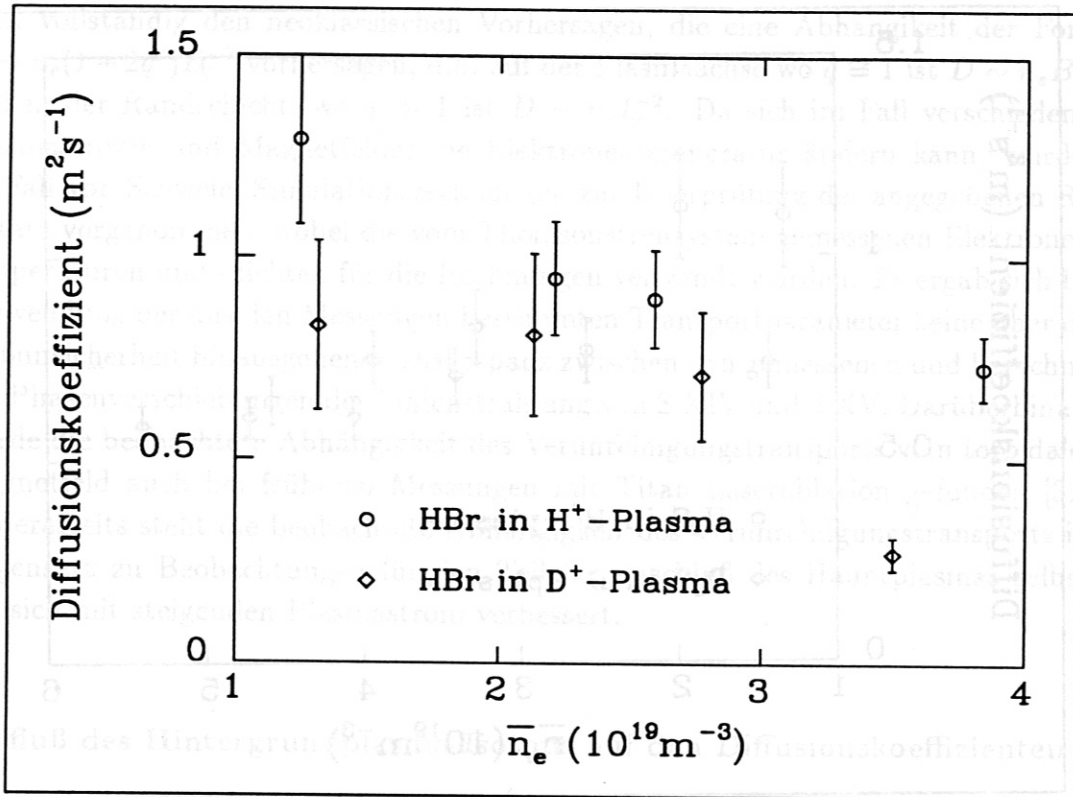


Abbildung 6.10: Diffusionskoeffizient als Funktion der liniengemittelten Elektrodendichte \bar{n}_e für neonähnliche Bromionen bei verschiedenen Hauptplasmaisotopen. Plasmaparameter: $I_p = 320 \text{ kA}$, $B_t = 2.17 \text{ T}$.

schluss und des Drehimpulsdiffusionskoeffizienten führen zu ähnlichen Abhängigkeiten [32]. Dies deutet darauf hin, daß die Abhängigkeit der verschiedenen Transportparameter von der Heizleistung wahrscheinlich auf denselben grundlegenden Mechanismen beruht.

In weiteren Entladungen mit Neutralinjektion wurde der Diffusionskoeffizient von S^{15+} - und Br^{25+} -Ionen bestimmt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 6.6 enthalten. Aus dem Vergleich der Resultate für Schwefel mit den in Abb. 6.11 gezeigten Ergebnissen ergibt sich auch im Fall von L-mode Plasmen eine Abnahme der Diffusion mit zunehmender Elektronendichte. Daneben zeigt sich analog zu den oben behandelten ohm'schen Entladungen ein nicht sehr stark ausgeprägter Isotopeneffekt. Vergleicht man die Ergebnisse für Schwefel und Brom aus Entladungen mit denselben Plasmaparametern, so ist, wie bei ohm'schen Plasmen, keine Abhängigkeit von Ladung oder Masse festzustellen.

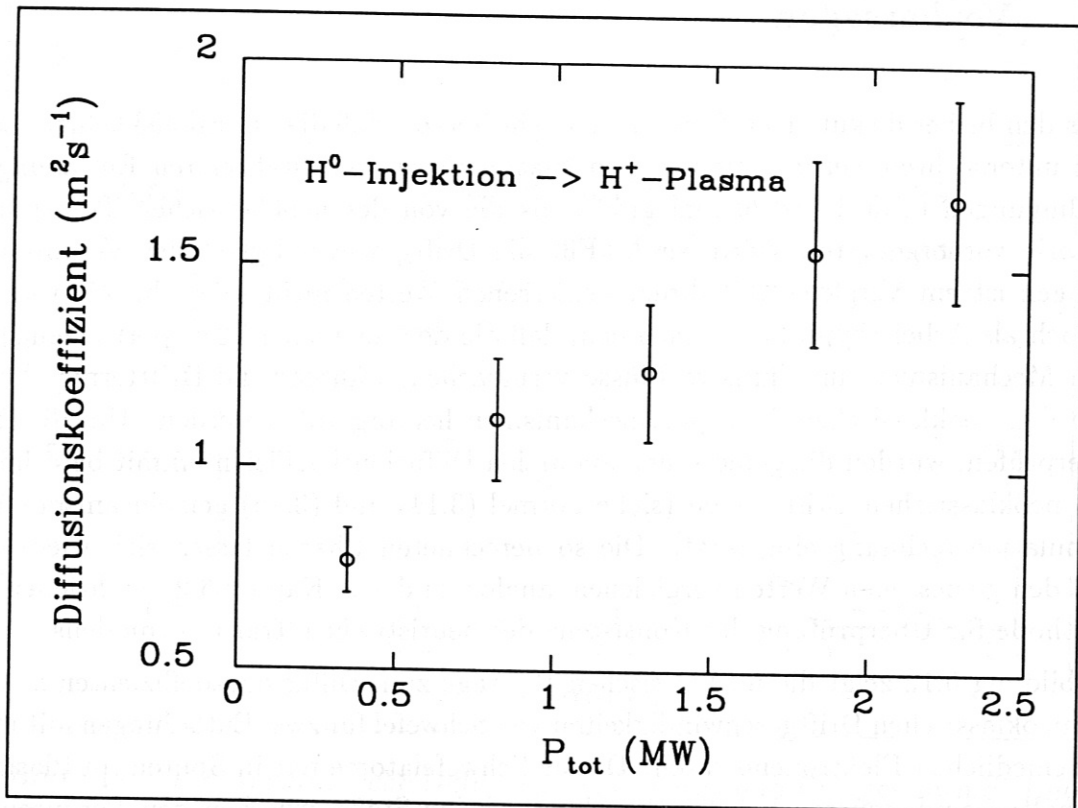


Abbildung 6.11: Diffusionskoeffizient als Funktion der totalen Heizleistung für heliumähnlichen Schwefel, ausgewertet mit dem vereinfachten Transportmodell. Der Punkt mit der kleinsten Leistung bezieht sich auf die ohm'sche Phase. Die Plasma-parameter sind: $\bar{n}_e = 2.61 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $I_p = 320 kA$, $B_t = 2.17 T$.

Tabelle 6.6: Diffusionskoeffizienten verschiedener Ionen für Entladungen mit Neutralinjektion. Das Magnetfeld war jeweils $B_t = 2.17 T$.

Ion	Plasma	n_e ($10^{19} m^{-3}$)	P_{tot} (MW)	D (m^2/s)
S^{15+}	D^+	3.63	0.88	0.81 ± 0.10
S^{15+}	H^+	3.84	1.04	0.99 ± 0.14
Br^{25+}	H^+	3.84	1.05	0.97 ± 0.14

6.6 Vergleich der gemessenen Phasen mit neoklassischen Vorhersagen

Aus den bisher diskutierten Ergebnissen geht hervor, daß die Diffusionskoeffizienten der untersuchten Verunreinigungen in Plasmaphasen mit stationären Entladungsbedingungen etwa 4 bis 20 mal größer als die von der neoklassischen Transporttheorie vorhergesagten Werte sind. Für die Driftgeschwindigkeit der Verunreinigungen ist ein Vergleich mit direkt gemessenen Werten nicht möglich. Man kann jedoch als Arbeitshypothese annehmen, daß die den anomalen Transport erzeugenden Mechanismen nur diffusive Flüsse verursachen, während die Driftterme allein von den neoklassischen Transportmechanismen hervorgerufen werden. Um dies zu überprüfen, wurden die gemessenen anomalen Diffusionskoeffizienten mit berechneten neoklassischen Drifttermen (siehe Formel (3.14) und (3.15) gemeinsam in eine Simulationsrechnung eingesetzt. Die so berechneten Phasen lassen sich wiederum mit den gemessenen Werten vergleichen, analog zu der in Kapitel 6.2 beschriebenen Methode für Überprüfung der Konsistenz des heuristischen Transportmodells.

Abbildung 6.12 zeigt die neoklassischen Beiträge zum Diffusionskoeffizienten sowie die neoklassischen Driftgeschwindigkeiten von Schwefel für zwei Entladungen mit unterschiedlichen Elektronendichten. Da die Schwefelatome nur in Spuren im Plasma enthalten sind, müssen bei der Berechnung keine Stöße zwischen den Verunreinigungen berücksichtigt werden, wie es sich bei Plasmaphasen mit Verunreinigungsakkumulation als notwendig erwiesen hat [33]. Wie man sieht, sind die neoklassischen Geschwindigkeiten von derselben Größenordnung, wie die sonst angenommenen anomalen Werte. Die Diffusionskoeffizienten sind jedoch, wie erwartet, um eine Größenordnung kleiner, als die gemessenen anomalen Koeffizienten.

Für die gezeigten Entladungen wurden nun mittels numerischer Simulation die Phasen der gemessenen Linienstrahlung berechnet. Dabei wurde der anomale Diffusionskoeffizient abweichend von dem gemessenen Wert so eingestellt, daß die Phase der zentralen Ionisationsstufe bei jeder Rechnung mit der gemessenen Phase übereinstimmte. Wie die in Tabelle 6.7 enthaltenen Ergebnisse zeigen, entspricht die erforderliche Verminderung des anomalen Wertes näherungsweise dem entsprechenden neoklassischen Diffusionskoeffizienten.

Wie man den berechneten Phasen entnehmen kann, läßt alleine der Vergleich mit den gemessenen Werten keine schlüssige Entscheidung über die Gültigkeit der verwendeten Modelle zu, da der Einfluß des unterschiedlichen radialen Verlaufs der Inwärtsdrift auf die Phasendifferenzen zu gering ist. Die ähnlichen Werte der Driftgeschwindigkeit am Plasmarand zeigen jedoch, daß das neoklassische Modell durchaus die Inwärtsdrift der Verunreinigungen erklären kann. Dafür spricht auch, daß in Plasmaphasen, die durch Verunreinigungsakkumulation gekennzeichnet sind, das

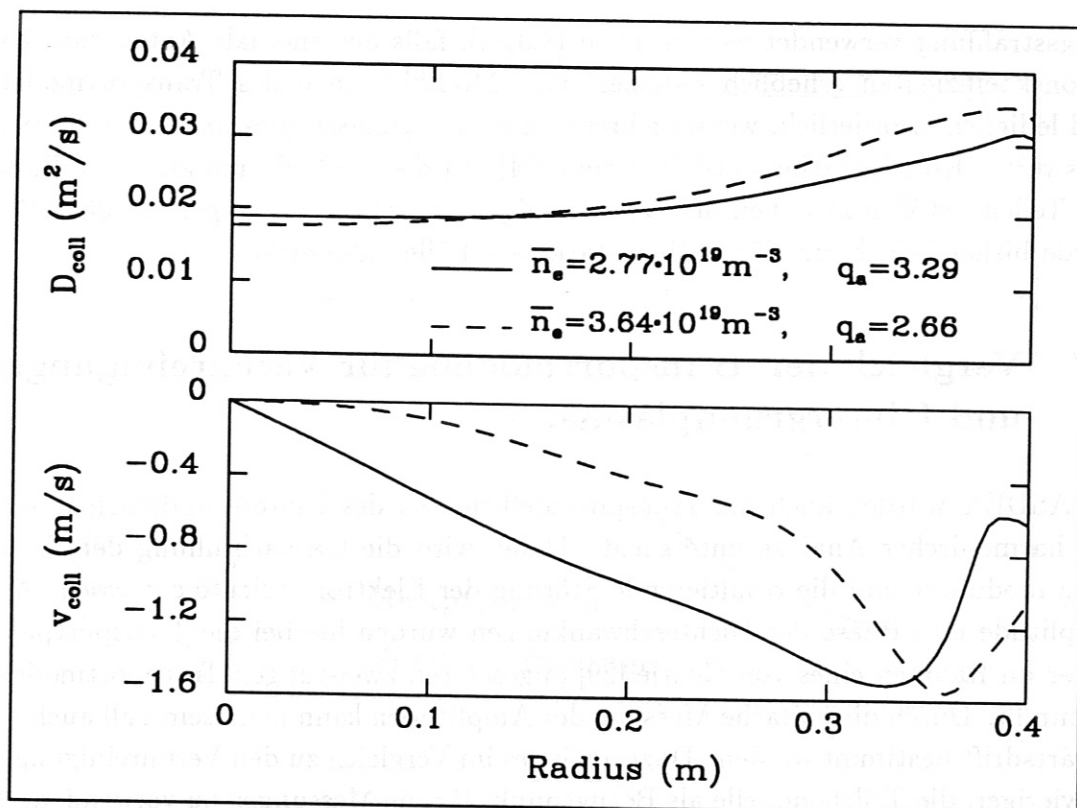


Abbildung 6.12: Neoklassische Diffusionskoeffizienten und Driftgeschwindigkeiten als Funktion des Radius für zwei Entladungen mit unterschiedlicher Elektronendichte.

selbe Transportmodell erfolgreich zur Beschreibung der beobachteten Verunreinigungs

Tabelle 6.7: Vergleich von gemessenen und berechneten Phasenverschiebungen verschiedener Schwefellinien für eine Modulationsfrequenz von 5 s^{-1} . (Phasendifferenzen in rad). Das toroidale Magnetfeld war bei beiden Entladungen 2.17 T .

$\bar{n}_e (\text{m}^{-3})$	q_a	$D_{an} (\text{m}^2/\text{s})$	$\Delta\varphi(\text{S XIV})$	$\Delta\varphi(\text{S XV})$	$\Delta\varphi(\text{S XVI})$	Anmerkungen
$2.77 \cdot 10^{19}$	3.29	0.580	0.948		2.100	$\alpha = 2, v \sim r$
		0.515	0.924		2.102	v neoklassisch
			0.900		2.099	Meßwerte
$3.64 \cdot 10^{19}$	2.66	0.355	0.924	2.130	2.492	$\alpha = 2, v \sim r$
		0.357	0.969	2.129	2.493	$\alpha = 4, v \sim r^3$
		0.315	0.928	2.118	2.491	v neoklassisch
			1.181	2.038	2.493	Meßwerte

gungsstrahlung verwendet werden kann [8,9,34], falls der anomale Anteil zum Diffusionskoeffizienten erheblich reduziert ist. Modifikationen des Transportmodells sind lediglich erforderlich, wenn mehrere Verunreinigungsspezies im Plasma in nennenswerter Konzentration enthalten sind [24]. In diesem Fall muß auch der Effekt von Teilchenstößen zwischen den Verunreinigungen selbst einbezogen werden. Dies wurde bisher jedoch erst für zeitlich stationäre Fälle untersucht.

6.7 Vergleich der Transportmodelle für Verunreinigungen und Hintergrundplasma.

An ASDEX wurden auch die Transportkoeffizienten des Hintergrundplasmas mittels harmonischer Analyse untersucht. Dabei wird die Gasnachfüllung der Entladung moduliert und die resultierende Störung der Elektronendichte gemessen. Aus Amplitude und Phase der Dichteschwankungen wurden hierbei die Transportparameter im Rahmen eines von Gentle [29] angesetzten zweistufigen Transportmodells bestimmt. Durch die einfache Messung der Amplituden kann in diesem Fall auch die Inwärtsdrift bestimmt werden. Dagegen ist es im Vergleich zu den Verunreinigungen schwieriger, die Teilchenquelle als Bezugspunkt für die Messungen zu verwenden, da sie über einen größeren Bereich des Plasmarands verteilt ist.

Es stellt sich nun die Frage, inwieweit sich die für das Hintergrundplasma gefundenen Transportparameter von denen der Verunreinigungen unterscheiden. Da die Auswertungen auf unterschiedlichen Modellen beruhen, ist ein direkter Vergleich der entsprechenden Werte nicht ohne weiteres möglich. Man kann jedoch die Transportparameter des Hintergrundplasmas in Simulationen verwenden um die Phasen von Verunreinigungslinien zu berechnen. Der Vergleich der Ergebnisse dieser Rechnungen mit den gemessenen Phasen zeigt sofort, ob die Transportparameter auch das Verhalten der Verunreinigungen reproduzieren können.

In den entsprechenden Experimenten wurde durch geringfügig erhöhte Verunreinigungszugabe auch die Elektronendichte schwach moduliert. Damit ergab sich die Möglichkeit, gleichzeitig Transportparameter von Verunreinigungen und Hintergrundplasma zu bestimmen. Abb. 6.13 zeigt die auf diese Weise bestimmten Transportparameter des Hintergrundplasmas für eine Entladung mit H_2S -Gasmodulation zusammen mit den entsprechenden Werten für S^{15+} -Ionen. Wie man sieht, stimmen die Diffusionskoeffizienten im äußeren Plasmabereich recht gut überein, während im zentralen Bereich des Plasmas der Diffusionskoeffizient der Plasmaionen um einen Faktor $\cong 3$ kleiner ist, als der der S^{15+} -Ionen. Darüberhinaus ist die Driftgeschwindigkeit der Plasmaionen sehr viel größer als der für die Verunreinigungen angenommene Wert. Aufgrund der Unterschiede ist zu erwarten, daß die Transportkoeffizienten der Plasmaionen nicht geeignet sind, auch den Verunreinigungstransport zu

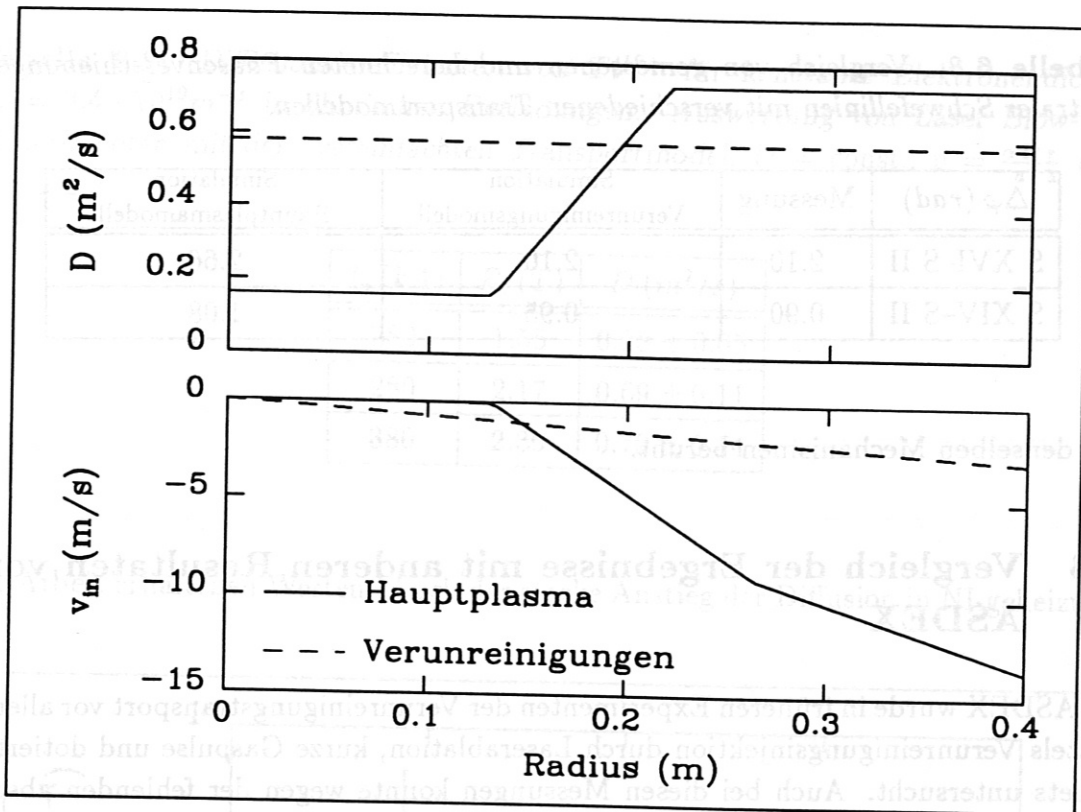


Abbildung 6.13: Diffusionskoeffizienten (oben) und Driftgeschwindigkeiten (unten) für eine Entladung mit $n_e = 2.72 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, $I_p = 320 \text{kA}$ und $B_t = 2.17 \text{T}$ mit H_2S -Gasmodulation. Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse der Analyse der Elektronendichtemodulation, die unterbrochenen Linien sind die Ergebnisse aus der Analyse der Strahlung von S XVI.

beschreiben.

Um dies quantitativ zu zeigen, wurde das zweistufige Modell der Hauptplasmas für eine Simulation der Phasenverschiebung gemessener Schwefellinien verwendet und mit den entsprechenden Werten für das Verunreinigungstransportmodell verglichen. Wie die in Tabelle 6.8 gegenübergestellten Ergebnisse zeigen, ist die Differenz von gemessenen und berechneten Phasendifferenzen so groß, daß die Gültigkeit des für die Hintergrundionen angenommenen Transportmodells im Fall der Verunreinigungen ausgeschlossen werden kann. Ähnliche Differenzen ergaben sich auch, wenn der Verunreinigungstransport nach der Laserablationsmethode bestimmt wurde.

Vergleicht man zum anderen die bei Untersuchungen des Hintergrundplasmas gefundenen generellen Abhängigkeiten des Diffusionskoeffizienten von globalen Plasmaparametern (n_e , B_t , I_p , NI-Heizleistung) mit den zuvor beschriebenen Resultaten für die Verunreinigungen, so zeigt sich tendenziell dasselbe Verhalten. Diese Parallelität gibt uns den Hinweis, daß der Teilchentransport vermutlich in beiden Fällen

Tabelle 6.8: Vergleich von gemessenen und berechneten Phasenverschiebungen zentraler Schwefellinien mit verschiedenen Transportmodellen.

$\Delta\varphi$ (rad)	Messung	Simulation Verunreinigungsmodell	Simulation Hauptplasmamodell
S XVI-S II	2.10	2.10	2.66
S XIV-S II	0.90	0.95	1.08

auf denselben Mechanismen beruht.

6.8 Vergleich der Ergebnisse mit anderen Resultaten von ASDEX

An ASDEX wurde in früheren Experimenten der Verunreinigungstransport vor allem mittels Verunreinigungsinjektion durch Laserablation, kurze Gaspulse und dotierte Pellets untersucht. Auch bei diesen Messungen konnte wegen der fehlenden absoluten Kalibrierung der Spektrometer nur der Zeitverlauf der Verunreinigungsstrahlung nach der Injektion gemessen werden. In diesem Fall muß man sich wiederum auf die Bestimmung der Diffusion beschränken, wobei für die Drift ein bestimmter Wertebereich aus anderen Experimenten abgeschätzt werden muß. Die Diffusionskoeffizienten wurden durch Analyse der exponentiellen Abklingzeitkonstanten der Linienstrahlung nach der Injektion bestimmt [3]. Dabei wurde derselbe Bereich des Driftparameters $\alpha = a v_a / D$ wie bei den Auswertungen in Kapitel 6.5 angenommen. Zusätzlich gehen in die Fehlerbalken Unsicherheiten bei der Bestimmung der Abklingzeitkonstanten ein, da nach der Injektion zunächst noch schneller abklingende Terme höherer Ordnung in der Zeitentwicklung der Verunreinigungsstrahlung enthalten sind, die die Resultate für die Hauptkomponente beeinflussen können.

Abbildung 6.14 zeigt Ergebnisse für verschiedene metallische Verunreinigungen und für Neon als Funktion der liniengemittelten Elektronendichte. Plasmastrom und Magnetfeld sind für die gezeigten Entladungen konstant. Der Vergleich mit den in Abb. 6.7 gezeigten Ergebnissen zeigt eine gute Übereinstimmung der mit unterschiedlichen Methoden bestimmten Diffusionskoeffizienten nicht nur im Verhalten als Funktion der Elektronendichte sondern auch in den absoluten Werten.

In Laserablationsmessungen mit Titan wurde auch die Abhängigkeit von Plasmastrom und Magnetfeld untersucht [31]. Die Ergebnisse entsprechen in ihrer Tendenz den weiter oben diskutierten Resultaten, wie Tabelle 6.9 zeigt. In diesem Fall ist die Abhängigkeit vom toroidalen Magnetfeld noch stärker ausgeprägt als bei den in die-

Tabelle 6.9: Diffusionskoeffizienten von Ti^{19+} für konstante Elektronendichte $n_e = 3.4 \cdot 10^{19} m^{-3}$ in ohm'schen Entladungen. Auswertung von Laser Blow-Off Experimenten mit dem vereinfachten Transportmodell $D = const.$, $v = \frac{\alpha D \tau}{a}$ mit $\alpha = 2 \pm 1$.

I_p (kA)	B_t (T)	D (m^2/s)
280	1.55	0.28 ± 0.05
280	2.17	0.69 ± 0.11
380	2.30	0.79 ± 0.14

ser Arbeit erhaltenen Werten. Auch der starke Anstieg der Diffusion in NI-geheizten

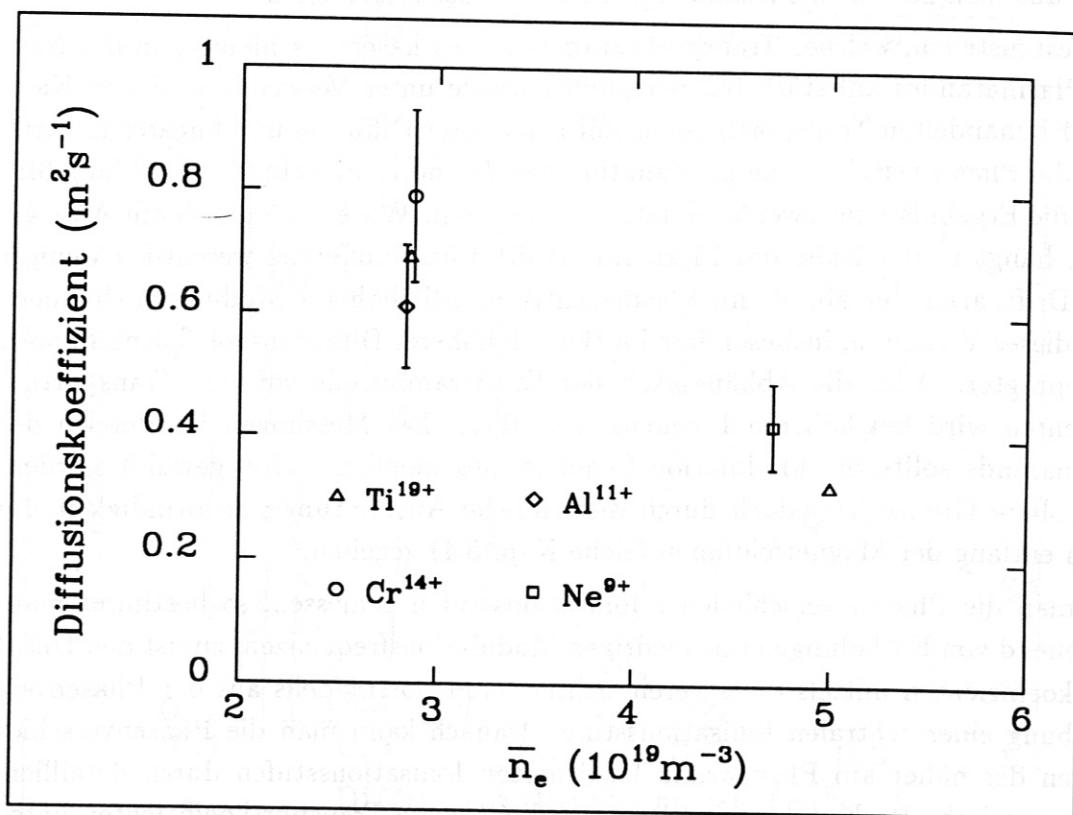


Abbildung 6.14: Diffusionskoeffizienten aus Experimenten mit Verunreinigungsinjektion durch Laserablation [35] und dotierte Pellets [4] für ohm'sche Entladungen mit $I_p = 380$ kA und $B_t = 2.17$ T. Für Titan sind keine Fehlerbalken eingezeichnet, da die entsprechenden Werte aus detaillierten Untersuchungen stammen, bei denen auch der Driftparameter bestimmt wurde [35].

Plasmen wird durch Laserablationsmessungen bestätigt [31,36]. In Entladungen, die mit Lower-Hybrid Wellen geheizt wurden, verringert sich dagegen die Diffusion der Verunreinigungen [37].

6.9 Messungen des Verunreinigungstransports am Plasmarand mittels hoher Modulationsfrequenzen

Zur Messung des Verunreinigungstransports am Plasmarand kann man sich den in Kapitel 4.1 beschriebenen Effekt zunutze machen, daß die Amplitude der Oszillationen mit wachsender Modulationsfrequenz im Plasma immer stärker gedämpft wird. Bei genügend hoher Frequenz wird also die Dichte im wesentlichen nur noch im äußeren Teil des Plasmas moduliert sein. Dies kann die Auswertung von Phasenverschiebungen der entsprechenden Linienstrahlung vereinfachen, da keine Beiträge mehr aus dem zentralen Plasmabereich zu berücksichtigen sind.

Um festzustellen, welcher Transportparameter die Phasenverschiebung in der Nähe des Plasmarandes am stärksten beeinflußt, wurde unter Verwendung des in Kapitel 4.1 behandelten Transportmodells mit konstanter Diffusion und linearer Inwärtsdrift die Phasenverschiebung als Funktion von D und v_a berechnet. Abbildung 6.15 zeigt die Ergebnisse für zwei Modulationsfrequenzen. Wie ein Vergleich mit Abb. 4.4 zeigt, hängt in der Nähe des Plasmarands die Phasendifferenz wesentlich weniger vom Driftparameter ab, als im Plasmazentrum. Mit höherer Modulationsfrequenz wird dieses Verhalten, insbesondere im Bereich höherer Diffusionskoeffizienten, noch ausgeprägter. Auch die Abhängigkeit der Fourieramplitude von den Transportkoeffizienten wird bei höheren Frequenzen stärker. Bei Messungen im Bereich des Plasmarands sollte die Modulationsfrequenz also möglichst groß gewählt werden. Eine obere Grenze ist jedoch durch die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionen entlang der Magnetfeldlinien (siehe Kap. 5.4) gegeben.

Hat man die Phasen verschiedener Ionisationsstufen gemessen, so bestimmt man, ausgehend von Entladungen mit niedrigen Modulationsfrequenzen, zuerst den Diffusionskoeffizienten mittels eines vereinfachten Transportmodells aus der Phasenverschiebung einer zentralen Ionisationsstufe. Danach kann man die Phasenverschiebungen der näher am Plasmarand lokalisierten Ionisationsstufen durch detailliertere numerische Rechnungen simulieren, wobei für die Transportkoeffizienten unter Umständen zusätzliche radiale Abhängigkeiten eingeführt werden müssen. Da bei hohen Modulationsfrequenzen die Amplitude der Oszillationen im zentralen Bereich des Plasmas sehr klein ist, wird der Einfluß der Transportparameter in diesem Bereich auf die Phasenverschiebung am Plasmarand nur einen geringen Einfluß haben. An ASDEX wurden entsprechende Experimente in ohm'schen Plasmaphasen mit

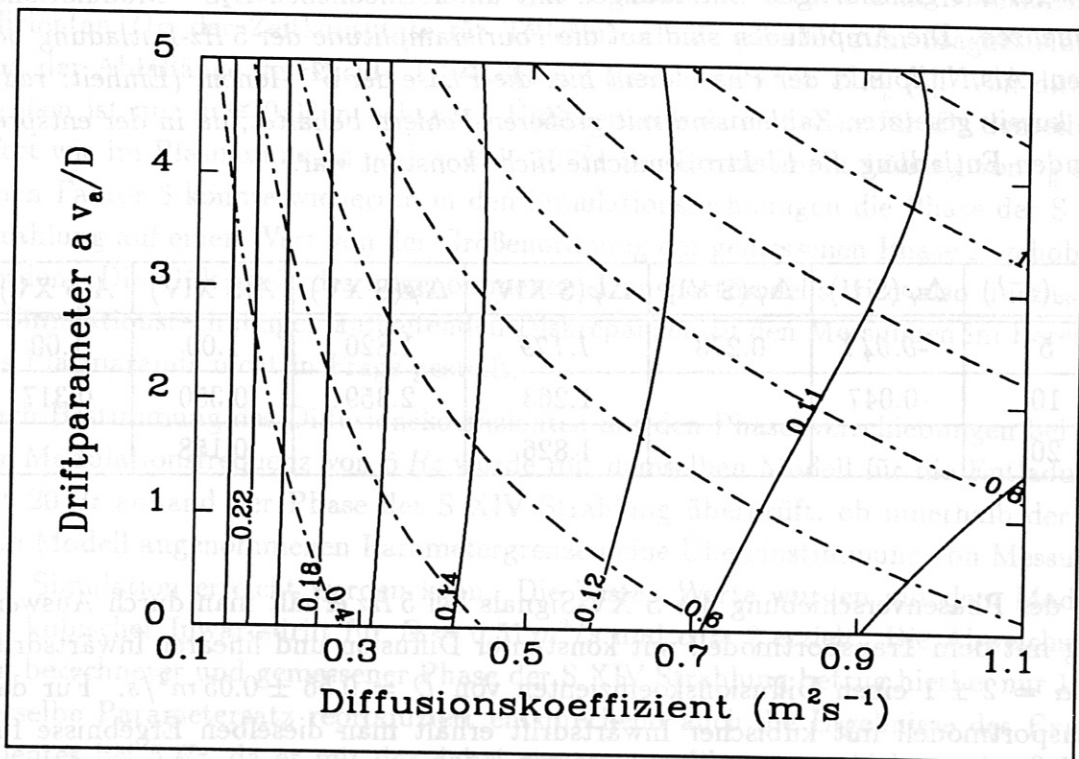
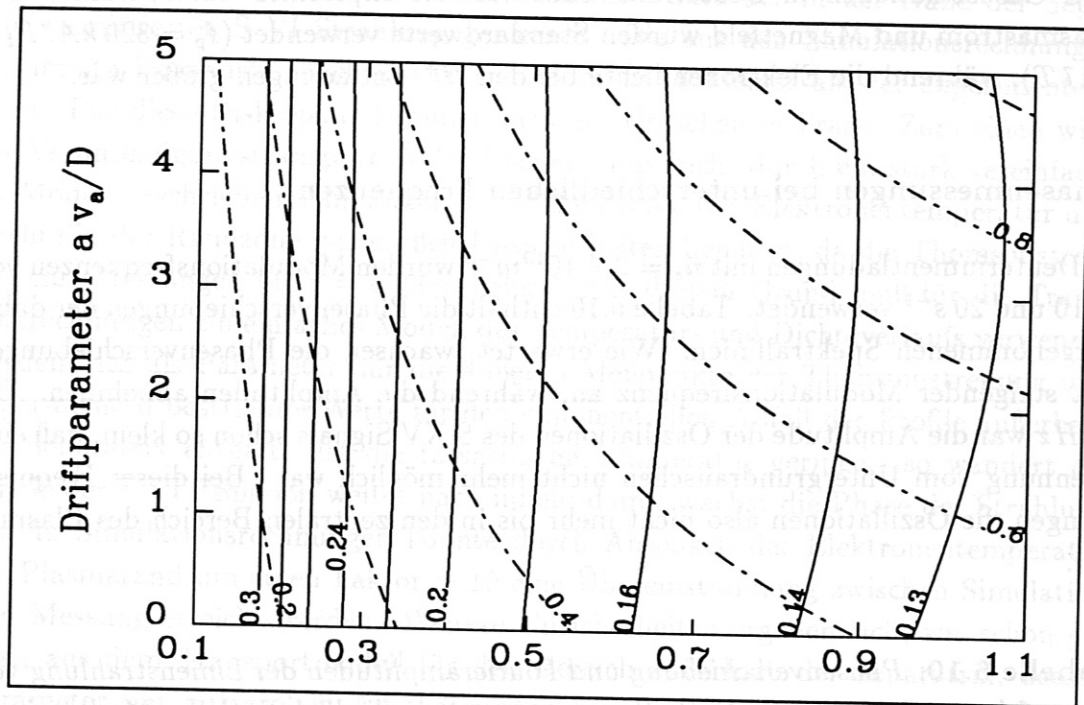


Abbildung 6.15: Phasenverschiebung zwischen Plasmarand a und dem Radius $3/4 a$ als Funktion der Parameter D und v_a für eine Modulationsfrequenz von 10 s^{-1} (unten) und 20 s^{-1} (oben).

H₂S Gasoszillationen in Deuterium- bzw. Wasserstoffplasmen durchgeführt. Für Plasmastrom und Magnetfeld wurden Standardwerte verwendet ($I_p = 320 \text{ kA}$, $B_t = 2.17 \text{ T}$), während die Elektronendichte bei den H⁺-Entladungen größer war.

Phasenmessungen bei unterschiedlichen Frequenzen

In Deuteriumentladungen mit $\bar{n}_e = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ wurden Modulationsfrequenzen von 5, 10 und 20 s⁻¹ verwendet. Tabelle 6.10 enthält die Phasenverschiebungen der dabei aufgenommenen Spektrallinien. Wie erwartet, wachsen die Phasenverschiebungen mit steigender Modulationsfrequenz an, während die Amplituden abnehmen. Bei 20 Hz war die Amplitude der Oszillationen des S XV Signals schon so klein, daß eine Trennung vom Untergrundrauschen nicht mehr möglich war. Bei dieser Frequenz dringen die Oszillationen also nicht mehr bis in den zentralen Bereich des Plasmas vor.

Tabelle 6.10: Phasenverschiebung und Fourieramplituden der Linienstrahlung von Schwefel aus gleichartigen Entladungen mit unterschiedlichen H₂S - Modulationsfrequenzen. Die Amplituden sind auf die Fourieramplitude der 5 Hz-Entladung bezogen. Als Nullpunkt der Phase dient hier die Phase der S²⁺-Ionen. (Einheit: rad). Die kursiv gesetzten Zahlen sind mit größeren Fehlern behaftet, da in der entsprechenden Entladung die Elektronendichte nicht konstant war.

$\nu_{mod}(s^{-1})$	$\Delta\varphi(\text{S II})$	$\Delta\varphi(\text{S VI})$	$\Delta\varphi(\text{S XIV})$	$\Delta\varphi(\text{S XV})$	$A(\text{S XIV})$	$A(\text{S XV})$
5	-0.047	0.273	1.179	1.820	1.00	1.00
10	-0.047		1.263	2.359	0.350	0.317
20			1.826		0.158	

Aus der Phasenverschiebung des S XV-Signals bei 5 Hz erhält man durch Auswertung mit dem Transportmodell mit konstanter Diffusion und linearer Inwärtsdrift für $\alpha = 2 \pm 1$ einen Diffusionskoeffizienten von $D = 0.56 \pm 0.05 \text{ m}^2/\text{s}$. Für das Transportmodell mit kubischer Inwärtsdrift erhält man dieselben Ergebnisse für $\alpha = 4 \pm 2$. Bei 10 Hz ergibt sich entsprechend $D = 0.67 \pm 0.05 \text{ m}^2/\text{s}$, was unter Berücksichtigung der Unsicherheiten des Transportmodells gut mit dem Wert bei 5 Hz übereinstimmt. Entsprechende Werte für die Diffusion wurden auch in anderen Entladungen mit denselben Plasmaparametern, bei denen die Phase von S XVI-Strahlung zur Transportbestimmung verwendet wurde, gefunden (siehe Abb. 6.7).

Zur Modulationsfrequenz 5 Hz wurde auch die Phase der in der Nähe der Separatrix emittierten S VI Strahlung gemessen. Die aus den Simulationsrechnungen bestimmte Phase ist jedoch um einen Faktor ≈ 10 kleiner als der experimentelle Wert. Für diese Diskrepanz kommen mehrere Ursachen in Frage. Zum einen wird der Verunreinigungstransport in der Plasmarandschicht durch ein stark vereinfachtes Modell beschrieben, zum anderen sind die Profile von Elektronentemperatur und -dichte in der Randzone mit großen Unsicherheiten behaftet, da die Thomsonstreuung nur Messungen bis $r = 0.38\text{ m}$ liefert. Aus diesem Grund muß für die Transportrechnungen ein einfaches Modell des Temperatur- und Dichteverlaufs verwendet werden, das als Parameter nur die äußeren Meßpunkte der Thomsonstreuung und experimentell bestimmte Werte für den exponentiellen Abfall der Profile außerhalb der Separatrix enthält. Ist die tatsächliche Temperatur geringer, so wandert die Schale der S VI Emission weiter nach innen; damit wächst die Phase der Strahlung an. In Simulationsrechnungen konnte durch Absenken der Elektronentemperatur am Plasmarand um einen Faktor ≈ 10 eine Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung erreicht werden. Weitere Unsicherheiten ergeben sich, wie schon gesagt, aus dem Transportmodell für den Bereich außerhalb der Separatrix, dessen Parameter nur auf groben Abschätzungen beruhen. Zwischen dem Diffusionskoeffizienten D_s , der Zeitkonstante für Teilchenverluste parallel zum Magnetfeld τ_{\parallel} und der Abfalllänge der Dichte λ besteht die Beziehung $\lambda^2 = D_s \tau_{\parallel}$ [3]. Von diesen Größen ist nur $\lambda \approx 0.02\text{ m}$ bekannt. Üblicherweise nimmt man für D_s denselben Wert wie im Plasmainternen und $\tau_{\parallel} \approx 1 \cdot 10^{-3}\text{ s}$ an. Durch eine Erhöhung von τ_{\parallel} um einen Faktor 5 konnte wiederum in den Simulationsrechnungen die Phase der S VI Strahlung auf einen Wert von der Größenordnung der gemessenen Phase angehoben werden. Die Gültigkeit des angenommenen Transportmodells wird also durch die in Simulationsrechnungen auftretenden Diskrepanzen zu den Messungen im Bereich des Plasmarands nicht in Frage gestellt.

Nach Bestimmung des Diffusionskoeffizienten aus den Phasenverschiebungen bei einer Modulationsfrequenz von 5 Hz wurde mit demselben Modell für die Entladung mit 20 Hz anhand der Phase der S XIV Strahlung überprüft, ob innerhalb der in dem Modell angenommenen Parametergrenzen eine Übereinstimmung von Messung und Simulation erreicht werden kann. Die besten Werte wurden mit dem Modell mit kubischer Inwärtsdrift für $D = 0.51\text{ m}^2/\text{s}$ und $\alpha = 2$ erzielt. Die Abweichung von berechneter und gemessener Phase der S XIV Strahlung betrug hierbei nur 1%. Derselbe Parametersatz reproduziert entsprechend auch die Ergebnisse des Experimentes bei 5 Hz , da er mit der dabei gemessenen Phasenverschiebung der S XV Strahlung bestimmt wurde. In diesem Fall ist die berechnete Phase der S XV Strahlung identisch mit dem Meßwert, während die Abweichung bei S XIV -20% beträgt. Als letzter Test wurden nun auch die Ergebnisse für eine Modulationsfrequenz von 10 Hz mit den so bestimmten Parametern simuliert. Dabei wurden die beste Über-

einstimmung mit den Transportparametern $D = 0.62 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\alpha = 1.6$ erzielt, wobei die Abweichung der simulierten und gemessenen Phase der S XIV Strahlung in diesem Fall -9% war. Für diesen Wert des Driftparameters erhält man dieselbe Inwärtsdriftgeschwindigkeit am Plasmarand, wie im ersten Fall. Nur die Diffusion mußte entsprechend erhöht werden, was auch durch Unterschiede bei den Entladungen erklärt werden kann.

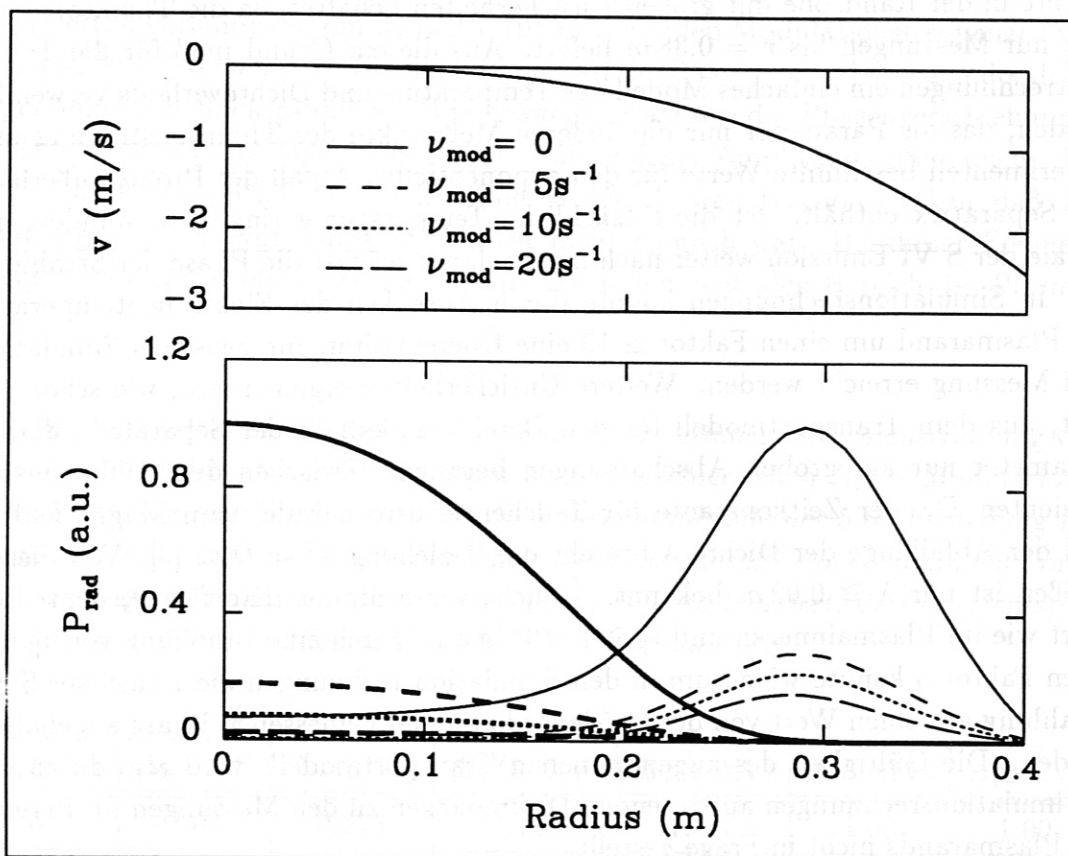


Abbildung 6.16: Berechnete Fourieramplituden der S XIV (dünne Linien) und S XV Strahlung (dicke Linien) für die in dem oberen Bild angegebenen Modulationsfrequenzen. Das obere Bild zeigt auch das angenommene Profil der Driftgeschwindigkeit.

Zusammenfassend deuten die Ergebnisse der Simulationsrechnungen, und zwar insbesondere die Phasen der S XIV Strahlung darauf hin, daß die Inwärtsdrift nicht linear vom Radius abhängt, sondern mit einer höheren Potenz nach außen anwächst, während die Diffusion sich nicht wesentlich als Funktion des Radius ändert. Die mit steigender Frequenz abnehmenden Diskrepanzen von simulierter und berechneter Strahlung wären damit darauf zurückzuführen, daß die Transportparameter im Randbereich die richtige Größe haben, im Zentrum jedoch die Inwärtsdrift zu hoch ist. Mit steigender Frequenz wird jedoch der Beitrag aus diesem Bereich zu der

beobachteten Strahlung, wie Abb. 6.16 zeigt, immer geringer, so daß die Übereinstimmung mit den Messungen besser wird. Die Simulation bestätigt auch den starken Abfall der Fourieramplitude der S XIV Strahlung. Bei 20 Hz ist die Amplitude praktisch zu vernachlässigen, was die Beschränkung hochfrequenter Gasmodulationsexperimente auf den Randbereich demonstriert.

Nicht zuletzt spricht für das Transportmodell mit kubischer Inwärtsdrift auch der Vergleich der berechneten und simulierten Amplituden der Verunreinigungsstrahlung. Das Verhältnis von Fourieramplitude bei der Modulationsfrequenz (5 Hz) zum stationären Anteil ergibt sich damit zu 0.18 für die S XV Strahlung und 0.25 für die S XIV Strahlung. Die entsprechenden Meßwerte sind 0.14 beziehungsweise 0.20. Unter Berücksichtigung der in den Amplitudenmessungen und -simulationen enthaltenen Unsicherheiten stimmen diese Werte sehr gut überein.

In weiteren Messungen wurden bei einer Modulationsfrequenz von 10 Hz die Phasen von in der Nähe des Plasmarands lokalisierten Schwefelionisationsstufen in Wasserstoffentladungen mit einer mittleren Elektronendichte von $\bar{n}_e = 3.9 \cdot 10^{19} m^{-3}$ gemessen. Tabelle 6.11 zeigt die entsprechenden Resultate.

Die Auswertung der Phase der S XV Strahlung ergibt bei Verwendung des Transportmodells mit konstanter Diffusion und linearer Inwärtsdrift für $\alpha = 2 \pm 1$ einen Diffusionskoeffizienten von $D = 0.86 \pm 0.07 m^2/s$. Für das Transportmodell mit kubischer Inwärtsdrift erhält man wieder dieselben Ergebnisse für $\alpha = 4 \pm 2$. Im Vergleich zu den oben diskutierten Deuteriumentladungen ist der Diffusionskoeffizient im Wasserstoffplasma also deutlich erhöht.

Tabelle 6.11: Phasenverschiebung der Linienstrahlung von Schwefel aus Wasserstoffentladungen mit H_2S - Gasblasen bei 10 Hz. Als Nullpunkt dient die Phase der S^{1+} -Ionen. (Einheit: rad).

$D (m^2/s)$	α	v	$\Delta\varphi(S X)$	$\Delta\varphi(S XII)$	$\Delta\varphi(S XIV)$	$\Delta\varphi(S XV)$
Meßwerte			0.495	0.808	1.463	2.243
0.86	2	$\sim r$	0.329	0.604	1.440	2.244
0.81	2	$\sim r^3$	0.348	0.644	1.441	2.244

Innerhalb des so erhaltenen Parameterbereichs wurden nun wieder detaillierte Simulationsrechnungen vorgenommen, mit dem Ziel, eine weitgehende Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Phasen aller Ionisationsstufen zu erreichen. Die besten Werte wurden, wie aus Tabelle 6.11 hervorgeht, mit dem Modell mit kubischer Inwärtsdrift für $D = 0.81 m^2/s$ und $\alpha = 2$ erzielt. Die zunehmende Diskrepanz

der Phasen zum Plasmarand hin konnte durch Modifikation der Transportparameter nur verringert, jedoch nicht vollständig beseitigt werden. Zum Teil wird die Ursache in den oben diskutierten Unsicherheiten hinsichtlich der Elektronentemperatur- und Dichteprofile sowie des Transports in der Plasmarandschicht zu finden sein.

Auch bei den Wasserstoffentladungen weisen die Daten auf eine kubische Abhängigkeit der Inwärtsdrift hin. Die gemessenen Werte des Diffusionskoeffizienten werden dadurch jedoch nur geringfügig modifiziert.

Messungen im Divertor

Tabelle 6.12 enthält zu den im vorigen Abschnitt beschriebenen Deuteriumentladungen die Phasenverschiebungen von Signalen aus dem Divertor. Neben der Linienstrahlung von niedrigen Schwefel-Ionisationsstufen wurde auch die Elektronendichte und die Balmer- α -Linie neutraler Deuteriumatome aufgenommen. Die Oszillationen der beobachteten Signale sind näherungsweise gegenphasig zu den am Plasmarand im Hauptraum gemessenen Signalen, wobei die Frequenzabhängigkeit der Phasenverschiebung nur schwach ausgeprägt ist. Die geringe Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz läßt darauf schließen, daß nur ein kleiner Anteil der beobachteten Phasenverschiebungen durch Diffusion der Ionen parallel zum Magnetfeld vom Hauptraum in den Divertor zu erklären sind. In diesem Fall müßten nämlich, wie aus dem in Kap. 5.4 beschriebenen Transportmodell hervorgeht, die Phasen proportional zur Modulationsfrequenz sein (Formel (5.4)).

Tabelle 6.12: *Phasenverschiebung im Divertor von Schwefel-Linienstrahlung sowie von D_α -Strahlung und Elektronendichte in gleichartigen Entladungen mit unterschiedlichen H_2S -Modulationsfrequenzen. Als Nullpunkt dient die Phase der S^{2+} -Ionen im Hauptraum. (Einheit: rad).*

$\nu_{mod}(s^{-1})$	$\Delta\varphi(S III_{Div.})$	$\Delta\varphi(S V_{Div.})$	$\Delta\varphi(H_{\alpha,Div.})$	$\Delta\varphi(n_{e,Div.})$
5	3.485	3.567	3.681	3.790
10	3.662	3.697	3.742	3.812
20	3.880	3.968	4.087	3.988

Sowohl die geringe Frequenzabhängigkeit als auch die Phasenverschiebung um 180° können jedoch durch den Einfluß der Temperatur auf die beobachteten Größen erklärt werden. Steigt die Verunreinigungsichte im Divertor an, so fällt die dort ohnehin relativ niedrige Temperatur durch Strahlungsverluste ab, und damit auch, wegen der abnehmenden Anregungsraten, die Strahlung der Ionen. Mit fallender

Temperatur wird auch die Elektronendichte im Divertor, die wesentlich durch Ionisierung von neutralen Atomen bestimmt wird, kleiner werden. Damit wären die Phasen der beobachteten Größen immer angenähert entgegengesetzt zur Phase der in den Divertor einströmenden Verunreinigungen.

6.10 Radial aufgelöste Messungen

Wie in Kapitel 5.2 bereits angedeutet, kann man durch Messung der Strahlung einer Ionisationsstufe entlang verschiedener Sichtlinien durch das Plasma und anschließender Abel-Inversion der Signale Radialprofile der Strahlung bestimmen [38]. Abbildung 6.17 zeigt als Beispiel eine zeitabhängige Messung der Strahlung von S XV aus einer Serie von Entladungen mit moduliertem H₂S Gasblasen. Um den radialen verlauf besser sichtbar zu machen, wurden die Daten bei den dargestellten Zeitpunkten durch ein Splinepolynom verbunden. Außerdem wurden die Daten über 20 ms Intervalle aufintegriert, um eine zeitliche Glättung zu erreichen.

Der Vergleich von Rohsignal und Abel-Invertiertem Signal zeigt die Verstärkung radialer Variationen durch die Transformationsprozedur (was entsprechend der Äquivalenz von Abeltransformation und halbzahliger Differenzintegration zu erwarten ist [39]). Dadurch werden unvermeidbar auch Fehler in den Rohsignalen verstärkt. Man kann diesen unerwünschten Effekt jedoch durch geeignete Inversionsalgorithmen, und bei modulierten Signalen durch Abelinversion der gewünschten Fourierkomponenten, einschränken. Durch die harmonische Analyse wird zumindest der Einfluß statistischer Fehler stark vermindert. Als Fehlerquelle bleibt damit vor allem die Unsicherheit in der Reproduktion gleichartiger Entladungsbedingungen und Spektrometereinstellungen.

Phasenprofile der Schwefelionen

Mit der in Kapitel 5.2 beschriebenen Methode wurden Radialprofile der Phasen von lithium-, helium- und wasserstoffähnlichen Schwefelionen in einer Serie von Entladungen mit moduliertem H₂S-Gasblasen bei einer Frequenz von 5 s⁻¹ bestimmt.

Zur Bestimmung der Radialprofile wurde zunächst die entlang verschiedener Sichtlinien gemessene linienintegrierte Strahlung fouriertransformiert und dann Real- und Imaginärteil an eine Funktion der Form $\exp(a_0 + a_1 r^2 + a_2 r^4 + \dots)$ angefitet. Mit dieser Funktionsklasse erreicht man, im Gegensatz zu Splinepolynomen, einen gewissen Ausgleich radialer Schwankungen, die bei der Abeltransformation, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, verstärkt würden. Nach Abelinversion der so bestimmten Funktionen wurde dann die Phase berechnet, wobei als Nullpunkt, wie bei den Messungen der linienintegrierten Strahlung, die Phase der am Plasmarand emittier-

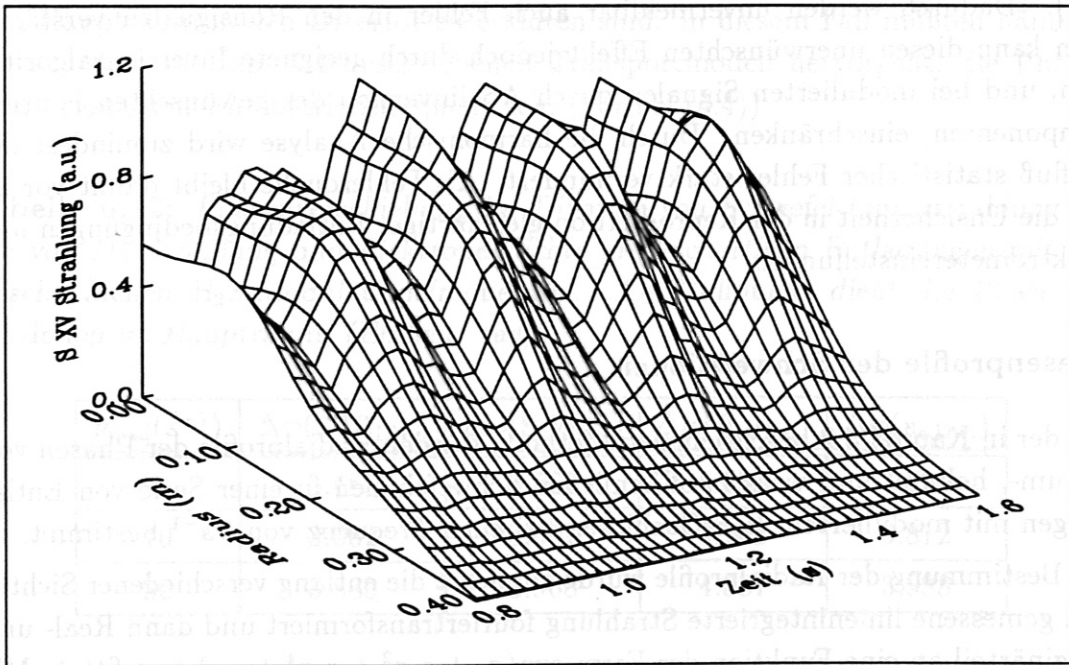
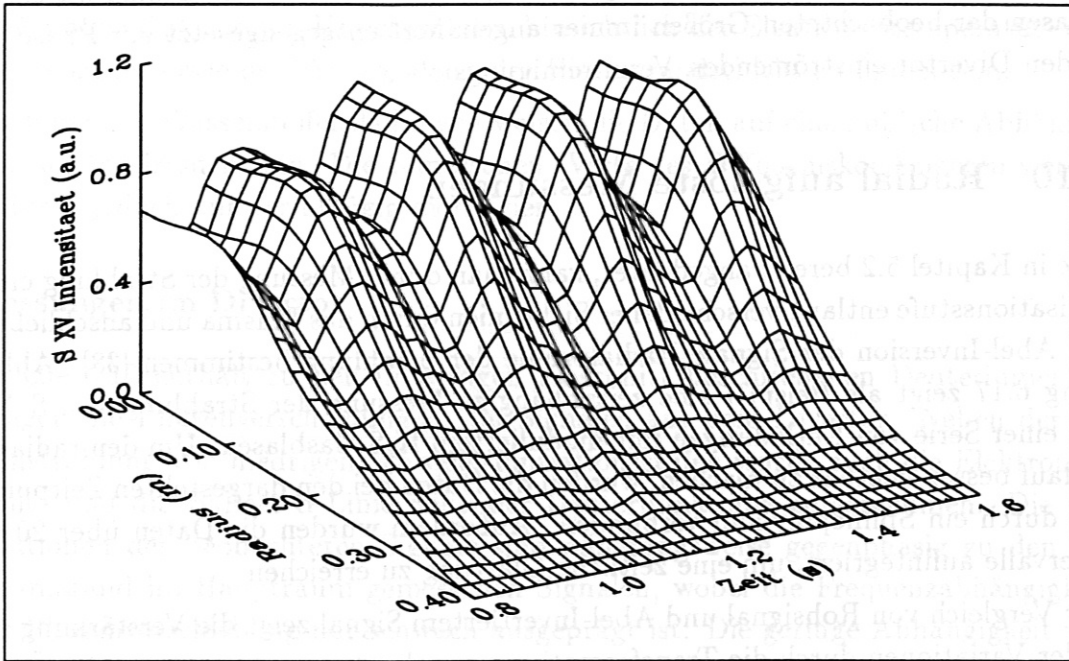


Abbildung 6.17: Rohsignale (oben) und Abel-Invertiertes Profil (unten) der S XV Strahlung aus einer Entladungsserie mit 5 Hz H_2S Gasblasen. Das dargestellte Zeitintervall ist ein Teil der ohm'schen Plasmaphase mit $\bar{n}_e = 3.64 \cdot 10^{19} m^{-3}$ und $T_e(0) = 1 keV$.

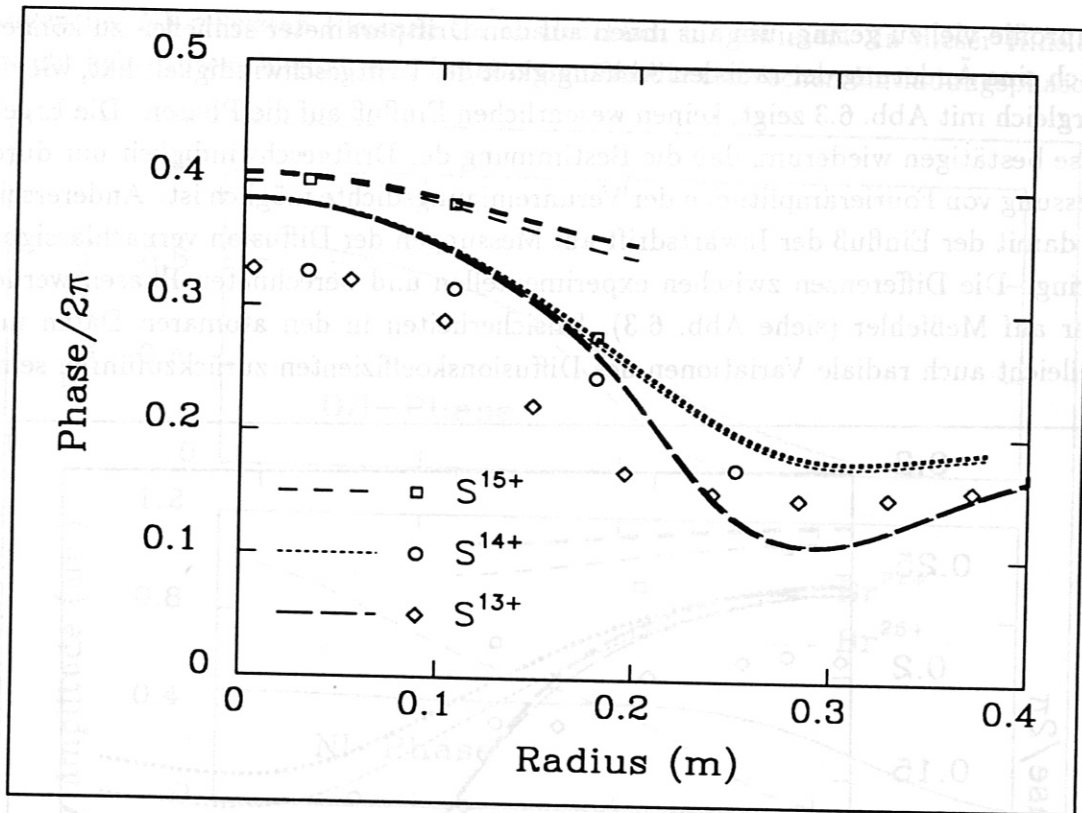


Abbildung 6.18: Gemessene und simulierte Phasen zur ohm'schen Phase der Entladungsserie #25739–#25749 mit $\bar{n}_e = 3.64 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $I_p = 390 kA$, $B_t = 2.17 T$ und $T_e(0) = 1.01 keV$. Die dünnen Linien stammen von Simulationen mit den Transportparametern $D = 0.35 m^2/s$ und $\alpha = 1$, die dicken Linien entsprechend von Simulationen mit $D = 0.39 m^2/s$ und $\alpha = 3$. (Vergleiche auch mit Abb. 6.3. Die geringfügige Abweichung der Resultate ist durch die unterschiedlichen Fitprozeduren bedingt.)

ten S VI Strahlung verwendet wurde.

Man kann nun, analog zu den in Kapitel 6.2 angesprochenen Konsistenzrechnungen, versuchen, durch Simulation der Phasenprofile und Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen mehr Informationen über die Transportparameter zu gewinnen. Insbesondere die Größe des Driftparameters, die nicht ohne weiteres aus den Phasen der linienintegrierten Strahlung hervorgeht, könnte unter Umständen aus den radial aufgelösten Phasen bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurden die bei der Auswertung der linienintegrierten Phasen verwendeten Extremwerte des Driftparameters und die entsprechenden Diffusionskoeffizienten benutzt, um die Phasen der gemessenen Linienstrahlung zu simulieren.

Abbildung 6.18 zeigt die Ergebnisse für die ohm'sche Entladungsphase ($D = 0.37 \pm 0.02 m^2/s$ für $\alpha = 2 \pm 1$). Wie man sieht, sind die Variationen der simulierten Pha-

senprofile viel zu gering, um aus ihnen auf den Driftparameter schließen zu können. Auch eine Änderung der radialen Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit hat, wie der Vergleich mit Abb. 6.3 zeigt, keinen wesentlichen Einfluß auf die Phasen. Die Ergebnisse bestätigen wiederum, daß die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit nur durch Messung von Fourieramplituden der Verunreinigungsichte möglich ist. Andererseits ist damit der Einfluß der Inwärtsdrift auf Messungen der Diffusion vernachlässigbar gering. Die Differenzen zwischen experimentellen und berechneten Phasen werden eher auf Meßfehler (siehe Abb. 6.3), Unsicherheiten in den atomaren Daten und vielleicht auch radiale Variationen des Diffusionskoeffizienten zurückzuführen sein.

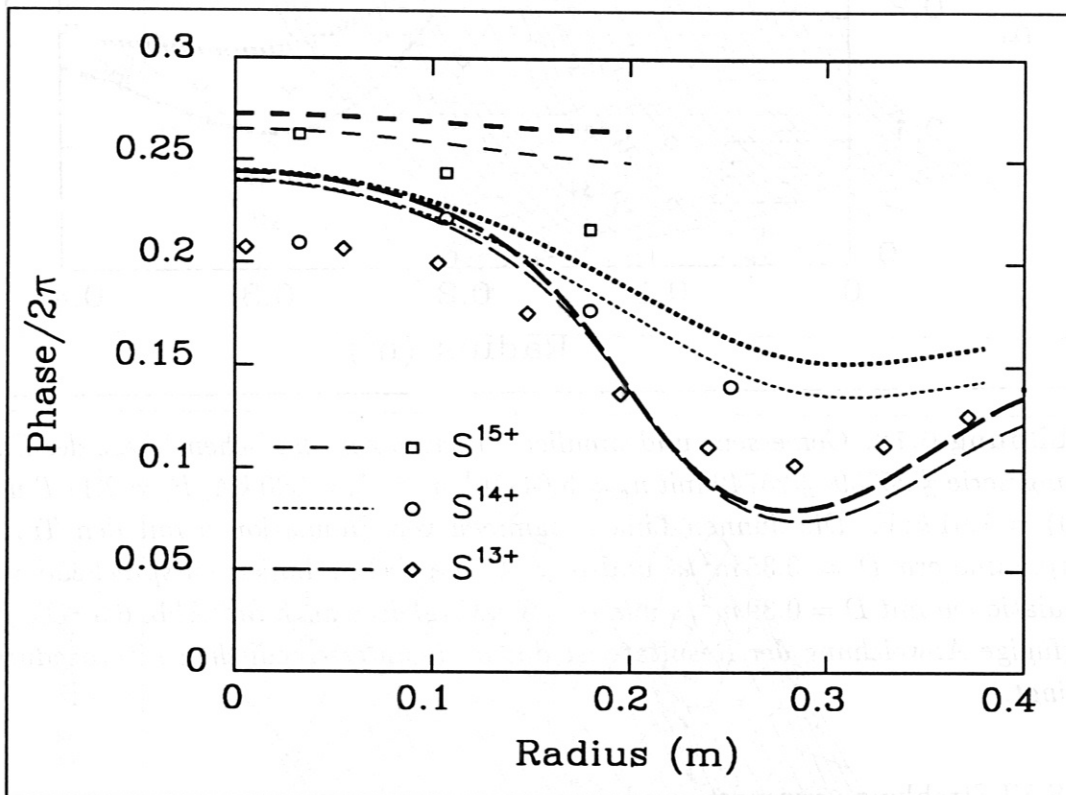


Abbildung 6.19: Gemessene und simulierte Phasen zur NI-Phase der Entladungsserie #25739-#25749 mit $\bar{n}_e = 3.64 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, $I_p = 390 \text{kA}$, $B_t = 2.17 \text{T}$ und $T_e(0) = 1.23 \text{keV}$. Die dünnen Linien stammen von Simulationen mit den Transportparametern $D = 0.79 \text{m}^2/\text{s}$ und $\alpha = 1$, die dicken Linien entsprechend von Simulationen mit $D = 0.97 \text{m}^2/\text{s}$ und $\alpha = 3$.

Abbildung 6.19 zeigt die entsprechenden Ergebnisse für die Neutralinjektionsphase ($D = 0.88 \pm 0.09 \text{m}^2/\text{s}$ für $\alpha = 2 \pm 1$), wobei keine wesentlichen Unterschiede zu den Resultaten der ohm'schen Entladungsphase festzustellen sind. Durch die erhöhte Diffusion sind die Phasenverschiebungen jedoch kleiner. Auf die gute Konsistenz des für die Auswertung verwendeten Transportmodells mit den hier diskutierten Mes-

sungen bei NI-geheizten Plasmen sei ausdrücklich hingewiesen. In dieser Hinsicht besteht kein Unterschied zu den Ergebnissen für die ohm'schen Entladungsphasen.

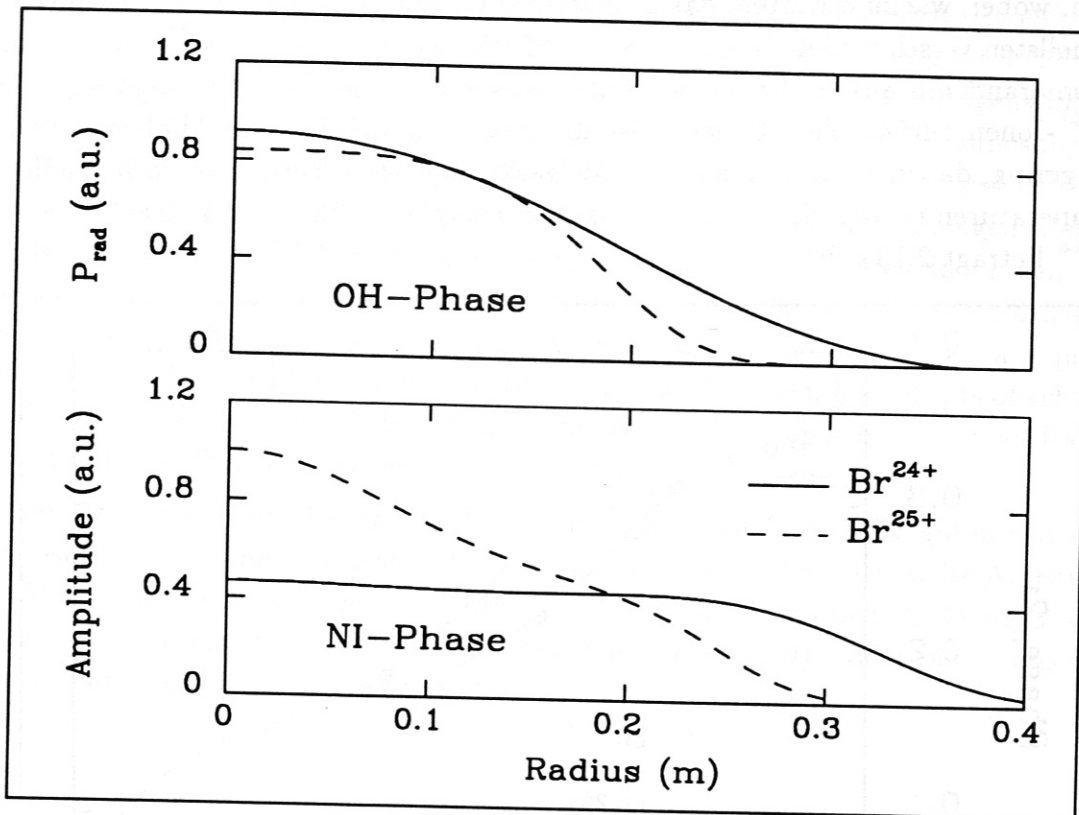


Abbildung 6.20: Strahlungsleistung von Spektrallinien natrium- und neonähnlicher Bromionen als Funktion des Plasmaradius aus der Entladungsserie #27492–#27502 mit $\bar{n}_e = 2.77 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, $I_p = 320 \text{kA}$ und $B_t = 2.17 \text{T}$. Das Maximum aller Werte ist auf 1 normiert. In der ohm'schen Plasmaphase (oben) war $T_e(0) = 1.12 \text{keV}$ und in der NI-Phase (mit $P_{NI} = 1.35 \text{MW}$) entsprechend $T_e(0) = 1.79 \text{keV}$.

Phasenprofile der Bromionen

Auch für Brom wurden Radialscans in einer Serie von Entladungen mit moduliertem HBr-Gasblasen durchgeführt. Da in diesem Fall noch keine atomphysikalischen Daten zu Ionisations- und Rekombinationsraten existieren, kann man die erhaltenen Ergebnisse nicht mit Simulationsrechnungen, die die vollständige Transportgleichung benutzen, vergleichen. Von den untersuchten Ionisationsstufen Br^{24+} und Br^{25+} war die Lage der Ionisationsschalen zunächst nur aus Abschätzungen der entsprechenden Ionisationsenergien bekannt.

Abbildung 6.20 zeigt abelinvertierte Linienstrahlung dieser Ionisationsstufen bei ver-

schiedenen Plasmatemperaturen. Man sieht, daß in der kühleren ohm'sch geheizten Entladungsphase die Strahlung im wesentlichen aus dem zentralen Bereich emittiert wird, wobei, wie zu erwarten, das neonähnliche Brom mit zunehmenden Radius am schnellsten verschwindet. In der heißeren NI-Phase dehnt sich die Br^{24+} -Schale zum Plasmarand hin aus, während der Anteil dieser Ionen im Zentrum zugunsten der Br^{25+} -Ionen zurückgeht. Dagegen ist die Änderung bei den neonähnlichen Ionen nur gering, da zur Ionisation aus der Edelgaskonfiguration heraus wesentlich höhere Temperaturen notwendig sind (die Ionisationsenergie von Br^{24+} ist 1.12 keV , die von Br^{25+} beträgt 2.73 keV).

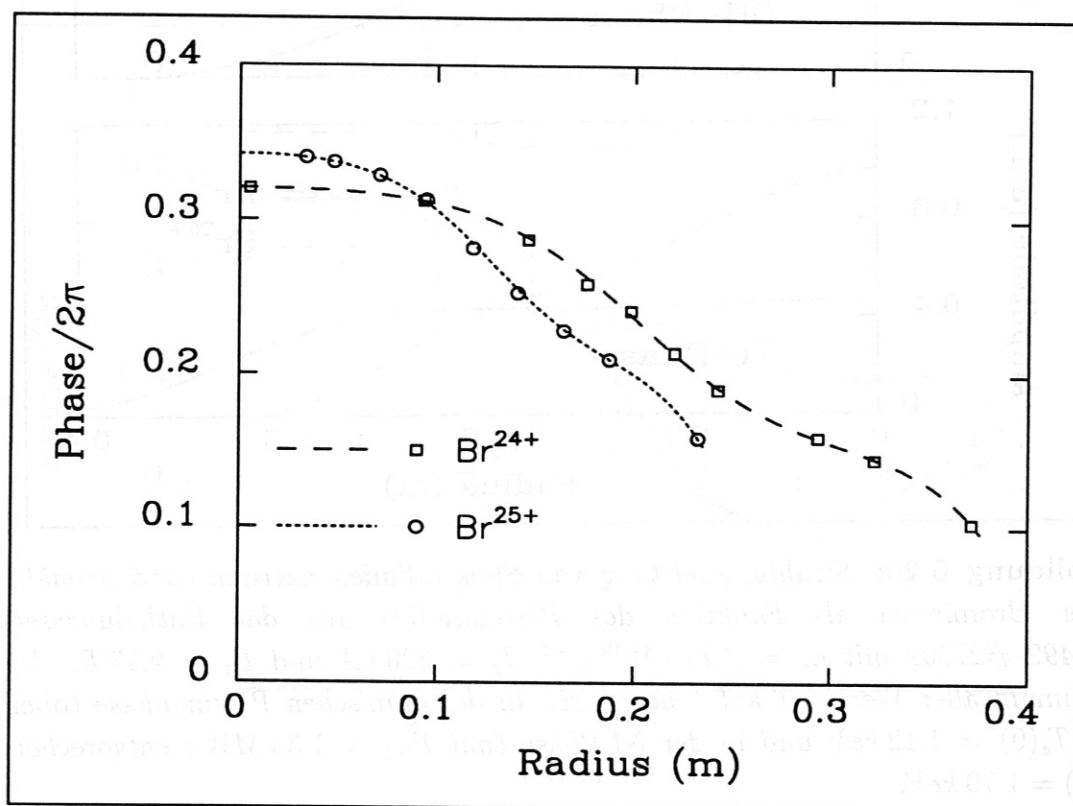


Abbildung 6.21: Gemessene Phasenprofile von natrium- und neonähnlichen Bromionen aus der Entladungsserie von Abb. 6.20 bei der Modulationsfrequenz 5 Hz während der ohm'schen Phase.

Abb. 6.21 zeigt Radialprofile der Phase bei der Modulationsfrequenz für die ohm'sche Plasmaphase. In diesem Fall nimmt, im Gegensatz zu dem bei Schwefel beobachteten Verhalten, die Phase über den erfaßten radialen Bereich monoton ab ohne gegen einen konstanten Wert zu gehen. Bei der Phase von Br^{24+} ist jedoch deutlich zu erkennen, daß sie am Plasmarand nicht verschwindet, während bei Br^{25+} die vorhandenen Daten keine Entscheidung darüber zulassen. Die Unterschiede im Vergleich zu Schwefel sind wahrscheinlich allein auf die atomaren Eigenschaften, d.h. Ionisations- und Rekombinationsratenkoeffizienten, zurückzuführen.

Darüberhinaus stimmen nach Abb. 6.21 die Phasen beider Ionisationsstufen im zentralen Plasmabereich gut überein. Aus dem Mittelwert der Phasen im Plasmazentrum wurde mit Hilfe des vereinfachten Transportmodells der Diffusionskoeffizient zu $D = 0.46 \pm 0.08 \text{ m}^2/\text{s}$ ermittelt. Aus den Phasen der linienintegrierten Strahlung erhält man dagegen $D = 0.60 \pm 0.13 \text{ m}^2/\text{s}$. Die vergleichsweise hohe Ungenauigkeit stammt von der Phasenmessung am Plasmarand, die mit geringer Zeitauflösung erfolgte. Betrachtet man den Bereich relevanter Amplituden von Br^{24+} und Br^{25+} in Abb. 6.20, so erkennt man, daß die etwas kleineren Phasen der liniengemittelten Signale durch den nicht zu vernachlässigenden Abfall der Phasen in diesem Bereich zustandekommen. Die für Brom bestimmten Werte des Diffusionskoeffizienten müssen damit i.A. etwas nach unten korrigiert werden, wobei sich jedoch am qualitativen Verhalten nicht viel ändern wird. Genauere Aussagen über das beobachtete Verhalten werden erst möglich sein, wenn für Brom die benötigten atomaren Daten für detaillierte Transportrechnungen zur Verfügung stehen werden.

Da die Messungen der Phase von Br^{25+} mit einer verhältnismäßig guten radialen Auflösung vorgenommen wurden (2.5 cm), kann man versuchen, die zweite Ableitung der Phase im Plasmazentrum zu bestimmen. Mit Hilfe von Formel (4.11) ergibt sich daraus der zentrale Wert des Diffusionskoeffizienten zu $D(0) = 0.56 \text{ m}^2/\text{s}$, was mit den radial gemittelten Werten gut übereinstimmt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Anwendung einer neuartigen experimentellen Methode zur Analyse des Verunreinigungstransports an magnetisch eingeschlossenen Plasmen. Dazu wurden zunächst die theoretischen Grundlagen zur Auswertung der Meßergebnisse erarbeitet.

Für einfache heuristische Modelle des Diffusionskoeffizienten und der Driftgeschwindigkeit wurde die Lösung der Transportgleichung bei zeitlich modulierten Quellen analytisch bestimmt. Ein wichtiges Resultat dieser Analysen war der geringe Einfluß der Driftgeschwindigkeit auf die Phase der Dichteoszillationen. Damit war gezeigt, daß der Diffusionskoeffizient in einem weiten Bereich auch ohne genaue Kenntnis der Amplitude der Dichteoszillationen bestimmt werden kann. In numerischen Simulationen mit Lösung des vollständigen Systems von Transportgleichungen konnte gezeigt werden, daß im zentralen Bereich des Plasmas die Phasen der gemessenen Strahlungszosillationen hochionisierter Atome in guter Näherung mit der Phase der Gesamtdichte übereinstimmen.

Für das inverse Problem, bei bekannter Amplitude und Phase der Dichteoszillationen die Transportparameter in Abhängigkeit vom Plasmaradius zu bestimmen, wurden die entsprechenden Transformationsgleichungen durch Integration der Transportgleichung hergeleitet. Es konnte gezeigt werden, daß die zu erwartenden Meßfehler die Brauchbarkeit der Methode nicht wesentlich einschränken. Damit wird erstmalig die Möglichkeit eröffnet, orts aufgelöste Messungen durchzuführen.

Nach diesen theoretischen Vorbetrachtungen wurden die zur Auswertung der experimentellen Ergebnisse benötigten Computercodes entwickelt. Dazu gehören unter anderem Programme zur Fouriertransformation der gemessenen Signale und zur Bestimmung der entsprechenden Fourieramplituden und Phasenlagen. Weiter wurde ein Programm entwickelt, das es gestattet, die Daten von radialen Schwenks eines Spektrometers zu entfalten und Profile von Fourieramplituden und Phasenverschiebungen bei vorgegebenen Frequenzen zu berechnen. Ein vorhandenes Programm zur Simulation des Verunreinigungstransports wurde überarbeitet und so modifiziert, daß es für Simulationen und Auswertungen von harmonisch modulierten Gaspulsen verwendet werden kann.

Nachdem in ersten Messungen die für ASDEX optimalen experimentellen Para-

meter wie Frequenz, Gasmenge und Modulationsform der Verunreinigungspulse, gefunden waren, wurden Messungen mit verschiedenen Verunreinigungsarten bei unterschiedlichen Plasmaparametern vorgenommen. In weiteren Experimenten wurde die bestehende Datenbasis hinsichtlich Abhängigkeiten des Transports von globalen Plasmaparametern erweitert und zusätzlich für einige Plasmazustände Profile von Amplituden und Phasenverschiebungen bestimmt. Darüber hinaus wurde versucht, durch geeignete höhere Frequenzen Messungen im äußeren Bereich des Plasmas vorzunehmen.

Durch Vergleich der Ergebnisse numerischer Simulationen mit den gemessenen Phasenprofilen und den Phasen der näher am Plasmarand emittierten Linienstrahlung konnte gezeigt werden, daß das zur Auswertung verwandte einfache Transportmodell mit den Messungen konsistent ist. Für Brom als Verunreinigung gelang es, aus dem gemessenen Radialprofil der Phase den Wert des zentralen Diffusionskoeffizienten zu bestimmen, der wiederum gut mit den Auswertungen auf der Grundlage des einfachen Transportmodells übereinstimmte. Weitere Simulationsrechnungen ergaben einen vernachlässigbaren Einfluß magnetohydrodynamischer Instabilitäten (Sägezahninstabilitäten) auf die Messungen.

Durch Variation der Modulationsfrequenz sowie Betrachtung höherer Frequenzkomponenten der gemessenen Linienstrahlung konnte gezeigt werden, daß die dem Transport zugrundeliegende Differentialgleichung, wie erwartet, in guter Näherung linear ist. Darüberhinaus konnte hierdurch bestätigt werden, daß die Menge der eingeblasenen Verunreinigungen in der Regel ausreichend klein ist, so daß das Plasma keine wesentliche Störung erfährt.

Da keine hinreichend guten Eichquellen für die verwendeten Spektrometer im VUV- und Röntgenbereich zur Verfügung standen, waren absolute Messungen nicht möglich. Messungen von Fourieramplituden der Gesamtdichte konnten daher noch nicht durchgeführt werden. Damit war es auch nicht möglich, die Driftgeschwindigkeit der Verunreinigungen direkt aus Messungen zu bestimmen. Um wenigstens einen Hinweis auf die Größenordnung des Verhältnisses von Teilchendrift und Diffusion zu erhalten, wurden Simulationsrechnungen zur Überprüfung vorgegebener Modelle und zur Simulation von Radialprofilen durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die für die Auswertungen angenommenen Driftgeschwindigkeiten mit den Messungen konform waren.

Die Ergebnisse von Untersuchungen des Transports in der Nähe des Plasmarandes mittels hoher Modulationsfrequenzen deuten darauf hin, daß die Inwärtsdrift der Verunreinigungen nicht linear, sondern mit einer höheren Potenz vom Radius abhängt. Weiterhin wurde deutlich, daß für detaillierte Auswertungen in diesem Bereich genauere Messungen der Plasmaparameter, vor allem der Elektronendichte und -temperatur, als bisher notwendig sein werden.

Auch wenn es aufgrund der fehlenden Absoluteichung der Spektrometer nicht gelang, genauere Informationen über die radialen Abhängigkeiten des Verunreinigungs- transports zu gewinnen, konnte doch die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von globalen Plasmaparametern erfolgreich untersucht werden. Dabei stellte sich in Übereinstimmung mit früheren Experimenten heraus, daß in stationären Plasmen die Diffusion nicht durch die neoklassische Transporttheorie zu erklären ist.

Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu Ergebnissen von Untersuchungen des Verunreinigungstransports in Plasmen, die durch nichtstationäre Akkumulations- phänomene gekennzeichnet sind. In diesem Fall ergab sich, daß der Transport der Verunreinigungen durch neoklassische Transportterme unter Annahme zusätzlicher — jedoch stark reduzierter — anomaler Diffusion gut beschreiben läßt.

Als wichtiger Befund ergab sich, daß mit steigender Elektronendichte der Diffu- sionskoeffizient abnimmt und zudem nicht wesentlich von Ladung und Masse der Verunreinigungen abhängt. Mit zunehmendem Plasmastrom wächst auch der Diffu- sionskoeffizient an, während die Untersuchungen zur Abhängigkeit vom toroidalen Magnetfeld keine einheitliche Tendenz in eine bestimmte Richtung ergaben. Neben diesen Messungen in ohm'sch geheizten Plasmen wurde in neutralteilchengheizten Entladungen die Heizleistung variiert, wobei sich eine Zunahme des Diffusionskoeffi- zienten mit der Heizleistung ergab. In weiteren Messungen wurde die Abhängig- keit des Diffusionskoeffizienten von dem jeweiligen Isotop des Hintergrundplasmas untersucht. Es wurde eine leichte Abnahme beim Übergang von Wasserstoff- zu Deuteriumplasmen festgestellt.

Die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von den Plasmaparametern wurde mit den entsprechenden Abhängigkeiten des Hintergrundplasmas verglichen. Es ergab sich eine weitgehende Übereinstimmung in der Tendenz bei allen untersuchten Para- metervariationen, wobei der Isotopeneffekt bei den Verunreinigungen jedoch deut- lich geringer ausgeprägt ist. Quantitativ stimmen dagegen die absoluten Werte des Diffusionskoeffizienten im allgemeinen nicht mit denen des Hintergrundplasmas überein.

In Anbetracht der erzielten Ergebnisse kann man sagen, daß mit der beschriebenen experimentellen Methode ein neues, interessantes Werkzeug zur Analyse des Ver- unreinigungstransports zur Verfügung steht, das Messungen erlaubt, die mit den vorher bekannten Verfahren nicht möglich waren. Darüberhinaus stellt es durch die Möglichkeit des Vergleichs mit den Ergebnissen dieser Methoden eine wertvolle Alternative zu diesen dar.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Wesson, *Tokamaks*, Oxford University Press, Oxford, 1987, Kapitel 3.
- [2] M. Keilhacker and ASDEX Team, *The ASDEX Divertor Tokamak*, Nucl. Fusion **25**, 1045 (1985).
- [3] G. Fussmann, *Analytical Modelling of Impurity Transport in Toroidal Devices*, Nucl. Fusion **26**, 983 (1986).
- [4] K. H. Behringer and K. Büchl, *Impurity Transport Studies in ASDEX by Means of Neon-seeded Pellets*, Nucl. Fusion **29**, 415 (1989).
- [5] A. A. Bagdasarov, N. Vasin, V. Vershkov, et al., *Plasma and Impurity Transport Studies in T-10 with Low-Level Injection*, Nucl. Fusion Suppl. **1**, 181 (1985).
- [6] K. W. Gentle, B. Richards, and F. Waelbroeck, *A Measurement of Hydrogen Ion Transport Parameters in Tokamak Discharges*, Plasma Phys. Controlled Fusion **29**, 1077 (1987).
- [7] K. Krieger and G. Fussmann, *Determination of Impurity Transport Coefficients by Harmonic Analysis*, zur Veröffentlichung angenommen bei Nucl. Fusion.
- [8] G. Fussmann, J. V. Hofmann, G. Janeschitz, K. Krieger, E. R. Müller, R. Nolte, L. B. Ran, D. E. Roberts, H. Röhr, K. H. Steuer, H. R. Yang, et al., *Impurity Accumulation in Plasma Regimes with High Energy Confinement*, J. Nucl. Mater. **162-164**, 14 (1989).
- [9] K. Krieger and G. Fussmann, *Analysis of Impurity Accumulation Phenomena in ASDEX invoking Neoclassical Transport*, in *ITER Physics R& D*, 1989, ITER-TN-PH-9-7/PH15.
- [10] K. H. Behringer, *Description of the impurity transport code STRAHL*, JET Report JET-R(87)08, JET Joint Undertaking, 1987.
- [11] K. H. Behringer, *Neoclassical transport calculations using the impurity transport code STRAHL*, JET Report JET-R(89)03, JET Joint Undertaking, 1989.
- [12] B. A. Trubnikov, *Particle Interactions in a Fully Ionized Plasma*, in *Reviews of Plasma Physics* **1**, Seite 105, Consultants Bureau, 1965.

- [13] M. N. Rosenbluth and N. Kaufman, A., *Plasma Diffusion in a Magnetic Field*, Phys. Rev. **109**, 1 (1958).
- [14] F. L. Hinton and R. D. Hazeltine, *Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems*, Rev. Mod. Phys. **48**, 239 (1976).
- [15] P. H. Rutherford, *Impurity Transport in the Pfirsch-Schlüter Regime*, Phys. Fluids **17**, 1782 (1974).
- [16] S. P. Hirshman, *Moment Equation Approach to Neoclassical Transport Theory*, Phys. Fluids **21**, 224 (1978).
- [17] R. J. Hawryluck, S. Suckewer, and S. P. Hirshman, *Low-Z Impurity Transport in Tokamaks*, Nucl. Fusion **19**, 607 (1979).
- [18] A. Samain and F. Werkoff, *Diffusion in Tokamaks with Impurities in the Pfirsch-Schlüter Regime*, Nucl. Fusion **17**, 53 (1977).
- [19] M. Abramowitz and I. A. Stegun, editors, *Handbook of Mathematical Functions*, Verlag Harry Deutsch, Thun-Frankfurt/Main, 1984, Formel 9.9.3.
- [20] M. Abramowitz and I. A. Stegun, editors, *Handbook of Mathematical Functions*, Verlag Harry Deutsch, Thun-Frankfurt/Main, 1984, Formel 13.1.1.
- [21] M. Abramowitz and I. A. Stegun, editors, *Handbook of Mathematical Functions*, Verlag Harry Deutsch, Thun-Frankfurt/Main, 1984, Formel 15.5.1.
- [22] H. van Regemorter, *Rate of Collisional Excitation in Stellar Atmospheres*, Astrophys. J. **136**, 906 (1962).
- [23] R. Mewe, *Interpolation Formulae for the Electron Impact Excitation of Ions in the H-, He-, Li- and Ne-Sequences*, Astronomy and Astrophysics **20**, 215 (1972).
- [24] G. Fussmann, J. V. Hofmann, G. Janeschitz, W. Pöffel, and K. H. Scharfner, *Spectral Analysis of a Tokamak Plasma in the VUV-Range*, in *Physical Processes in Hot Cosmic Plasmas*, edited by W. Brinkmann, A. C. Fabian, and F. Giovanelli, NATO ASI Series C, Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [25] W. L. Barr, *Method for Computing the Radial Distribution of Emitters in a Cylindrical Source*, J. Opt. Soc. Am. **52**, 885 (1962).
- [26] W. Lotz, *Electron Impact Crosssections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium*, IPP Report IPP-I/62, Max Planck Institut fuer Plasmaphysik, 1967.

- [27] G. Fussmann, *Effects on Doppler Profiles in Beam-heated Plasmas*, JET Report JET-R(87)12, JET Joint Undertaking, 1987.
- [28] TFR Group, *Impurity Ion Transport Modifications due to Sawtooth Internal Disruptions during Neutral-Beam Heating in TFR*, Nucl. Fusion **25**, 981 (1985).
- [29] K. W. Gentle, O. Gehre, and K. Krieger, *Determination of Particle Transport Coefficients in ASDEX by Gas Modulation*, zur Veröffentlichung eingereicht bei Nucl. Fusion.
- [30] K. Steuer, H. Roehr, W. Engelhardt, G. Fussmann, A. Kallenbach, B. Kurzan, H. D. Murmann, et al., *Demixing of Impurities and Hydrogen as deduced from Z_{eff} Profiles in the boronized ASDEX*, in *Controlled Fusion and Plasma Heating*, edited by G. Briffod, A. Nijsen-Vis, and F. C. Schueller, Seite 62, Europhysics Conference Abstracts **14B** Part I, European Physical Society, 1990.
- [31] C. Setzensack, *Laser-blow-off-Experimente am ASDEX*, IPP Report IPP-III/119, Max Planck Institut fuer Plasmaphysik, 1987, Seite 18.
- [32] A. Kallenbach, H. M. Mayer, G. Fussmann, O. Gruber, U. Stroth, and O. Vollmer, *Momentum Transport Studies on ASDEX*, in *Controlled Fusion and Plasma Heating*, edited by G. Briffod, A. Nijsen-Vis, and F. C. Schueller, Seite 183, Europhysics Conference Abstracts **14B** Part I, European Physical Society, 1990.
- [33] G. Fussmann, A. Kallenbach, K. Krieger, and K. Steuer, *Multi-Species Impurity Accumulation Phenomena in ASDEX*, in *Controlled Fusion and Plasma Heating*, edited by G. Briffod, A. Nijsen-Vis, and F. C. Schueller, Europhysics Conference Abstracts **14B** Part III, European Physical Society, 1990.
- [34] U. Stroth, R. Büchse, W. Herrmann, and K. Krieger, *Confinement Studies of Sawtooth-free Ohmic Discharges*, in *Controlled Fusion and Plasma Heating*, edited by G. Briffod, A. Nijsen-Vis, and F. C. Schueller, Seite 66, Europhysics Conference Abstracts **14B** Part I, European Physical Society, 1990.
- [35] O. Gehre, G. Fussmann, K. W. Gentle, and K. Krieger, *Comparison of Particle Transport for Target Gas and Impurities in ASDEX under Saturated and Improved Ohmic Confinement*, in *Controlled Fusion and Plasma Heating*, edited by S. Segre, G. Knoepfel, and E. Sindoni, Seite 167, Europhysics Conference Abstracts **13B** Part I, European Physical Society, 1989.
- [36] G. Fussmann and ASDEX Team, *Impurity Production and Plasma Performance in ASDEX Discharges with Ohmic and Auxiliary Heating*, J. Nucl. Mater. **145-147**, 96 (1987).

- [37] R. de Angelis, G. Fussmann, J. V. Hofmann, and K. Krieger, *Impurity Transport and Production in Lower Hybrid Discharges in ASDEX*, in *Controlled Fusion and Plasma Heating*, edited by G. Briffod, A. Nijssen-Vis, and F. C. Schueller, Seite 1435, Europhysics Conference Abstracts **14B** Part III, European Physical Society, 1990.
- [38] K. Krieger and G. Fussmann, *Bestimmung der Verunreinigungstransportkoeffizienten in Tokamakentladungen mittels harmonischer Analyse*, in *Verhandl. DPG (VI) 24*, Seite 55, Deutsche Physikalische Gesellschaft, 1989.
- [39] K. B. Oldham and J. Spanier, *The Fractional Calculus*, Academic Press, New York, 1974.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Pinkau für die Möglichkeit, diese Arbeit unter seiner Leitung durchführen zu können.

Herrn Dr. F. Wagner danke ich für seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente an ASDEX und sein Interesse, mit dem er diese Arbeit begleitet hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Fußmann für die Vergabe und die Betreuung dieser Arbeit, zu deren Gelingen er durch seine große Hilfsbereitschaft und zahlreiche Diskussionen in hohem Maße beigetragen hat.

Herrn Dr. U. Schumacher danke ich für hilfreiche Diskussionen und Anregungen sowie für seine kritische Durchsicht der Arbeit.

Den Mitgliedern der Spektroskopiegruppe an ASDEX, insbesondere Herrn Dr. G. Janeschitz und Herrn Dr. J. Hofmann, danke ich für ihre ständige Hilfsbereitschaft und die gute Zusammenarbeit.

Herrn M. Hien und Herrn K. Bethmann danke ich für ihre Unterstützung in allen technischen Problemen.

Allen Mitarbeitern des ASDEX-Teams sei an dieser Stelle herzlich für die gute Zusammenarbeit, die große Hilfsbereitschaft, insbesondere bei Beginn meiner Arbeit, und hilfreiche Diskussionen gedankt.

Nicht zuletzt gilt mein ganz besonderer Dank meiner Freundin Dagmar, die mit viel Verständnis und großer Geduld wesentlich zum guten Abschluß dieser Arbeit beigetragen hat.