



Institut für Plasmaphysik
EURATOM Association, Trilateral Euregio Cluster

***Ladungsaustauschspektroskopie mit Hilfe eines
Wasserstoffdiagnostikstrahls am Tokamak
TEXTOR-94***

Arkadi Kreter

***Ladungsaustauschspektroskopie mit Hilfe eines
Wasserstoffdiagnostikstrahls am Tokamak
TEXTOR-94***

Arkadi Kreter

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3860

ISSN 0944-2952

Institut für Plasmaphysik Jül-3860

EURATOM Association, Mitglied im Trilateral Euregio Cluster

D 61 (Diss., Düsseldorf, Univ., 2001)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Kurzfassung

Ziel dieser Arbeit war es, mit Hilfe der *aktiven Ladungsaustauschspektroskopie an Verunreinigungen* Untersuchungen zum Energie- und Verunreinigungstransport durchzuführen. Die Ladungsaustauschspektroskopie (engl.: CXRS) ist eine Methode zur raum- und zeitaufgelösten Bestimmung der Ionentemperatur, Plasmarotation und Verunreinigungsdichte. Sie basiert auf der Untersuchung der spektralen Form der Linien, die von den Verunreinigungionen nach den CX-Prozessen mit den Neutralteilchen emittiert werden. Als Neutralteilchenquelle dienen hochenergetische Strahlen (z. B. *Heizstrahl*), die tief ins Plasma eindringen und dadurch Messungen über den gesamten Radius ermöglichen. Im Laufe dieser Arbeit wurde eine neue CXRS-Diagnostik an TEXTOR-94 aufgebaut. Das Kernstück dieser Diagnostik ist der *Wasserstoffdiagnostikstrahl RUDI*. Der RUDI-Injektor gewährleistet einen Äquivalentstrom von 1,1 A bei einer Energie von 50 keV und einer Pulslänge von 4 s, moduliert mit 500 Hz. Das Beobachtungssystem zur lückenlosen Beobachtung des Strahlverlaufs und eine niedrige Divergenz des RUDI-Strahls von $0,6^\circ$ erlauben eine gute Raumauflösung der Messungen.

Mit einer modifizierten CXRS-Diagnostik am Heizstrahl wurden Messungen zur *Charakterisierung der Randschicht* durchgeführt, speziell in Entladungen mit Strahlungskühlung und verbessertem Energieeinschluß (RI-Mode). Mit den Messungen der Ionentemperatur- und Plasmarotationsprofile wurde nachgewiesen, daß es *in der RI-Mode keine Transportbarriere am Plasmarand* gibt, die für ein anderes Regime mit verbessertem Einschluß (H-Mode) charakteristisch ist. Das Verhältnis der Ionen- und Elektronentemperatur am Plasmarand variiert zwischen 4 bei den niedrigen und 1,5 bei den hohen Dichten. Mit zunehmendem Strahlungspegel wird das Verhältnis T_i/T_e größer, weil die Elektronen durch Stöße mit den Verunreinigungionen direkt gekühlt werden. Ein *Zusammenhang zwischen den gemessenen Randparametern und globalen Einschlußeigenschaften* wurde beobachtet: Die Einschlußverschlechterung führt zu den größeren Neutralteilchendichten in der Randschicht, die die von den Strömungen in der Abschältschicht beeinflusste toroidale Rotation abbremsen.

Der wichtigste Vorteil des Diagnostikstrahls gegenüber dem Heizstrahl hinsichtlich CXRS ist die Möglichkeit in den Entladungen mit *allen Heizszenarien* zu messen. Messungen mit RUDI fanden zum großen Teil unter Bedingungen der rein ohmschen Plasmaheizung statt: Die Energiebilanz der Ionen und Elektronen wurde bei verschiedenen Plasmaströmen und Dichten untersucht; bei Entladungen hoher Dichte wurde der *Übergang zum verbesserten ohmschen Einschluß* (IOC-Regime) nach dem Ausschalten des externen Gaseinlasses beobachtet. Im Unterschied zur dichteunabhängigen Einschlußzeit in ohmschen Plasmen bei hohen Dichten (SOC-Regime) skaliert diese im IOC-Regime linear mit der Dichte. Der SOC-IOC-Übergang wurde hinsichtlich des Einflusses der vom Ionentemperaturgradienten getriebenen *toroidalen ITG-Instabilität* untersucht. Auf der Basis der gemessenen Ionentemperaturprofile wurden der η_i -Parameter (Verhältnis der Abfallängen der Dichte und Ionentemperatur) und die Anwachsrate der ITG-Instabilität γ_{ITG} berechnet. Der η_i -Parameter liegt nach dem SOC-IOC-Übergang in einem deutlich kleineren radialen Bereich über dem kritischen Wert, dessen Überschreitung zum Einsatz der ITG-Instabilität führt. Das IOC-Regime wird durch eine deutliche Reduzierung der Anwachsrate γ_{ITG} charakterisiert. Die Aufsteilung des Plasmadichteprofils nach der Minderung der von außen eingelassenen Gasmenge führt zur Unterdrückung der ITG-Instabilität und zur Verbesserung des Einschlusses im IOC-Regime.

Erste *Messungen der Verunreinigungsdichten in ohmschen und zusatzgeheizten Entladungen* wurden durchgeführt: Dichten von C^{6+} , Ne^{10+} , Ne^{9+} , Ne^{8+} und O^{8+} wurden bestimmt. Die gemessenen und mit Hilfe des Verunreinigungstransportcodes RITM berechneten Dichtepprofile zeigen qualitativ in ihrem radialen Verlauf eine gute Übereinstimmung. Quantitativ gibt es jedoch relativ große Abweichungen von bis zu 50 %, die bei den nicht vollständig ionisierten Teilchen durch ungenaue CX-Ratenkoeffizienten erklärt werden können. Zur Klärung dieser Diskrepanzen werden in Zukunft zusätzliche Messungen der Verunreinigungsdichten unter verschiedenen Plasmabedingungen benötigt.

Abstract

In this work the energy and impurity transport was investigated by means of the active charge-exchange recombination spectroscopy (CXRS). CXRS is a method to determine the ion temperature, plasma rotation and impurity density both space and time-resolved. It is based on the investigation of the spectral shape of the lines, which are emitted by the impurity ions after the CX processes with the neutral particles. The source of the neutral particles are high-energy beams (e.g. heating beams), which penetrate deeply into the plasma and therefore enable the measurements over the entire plasma radius. During this work a new CXRS diagnostics was installed at TEXTOR-94. The principal part of this diagnostics is the diagnostic hydrogen beam RUDI. The RUDI injector ensures an equivalent neutral current of 1.1 A with an energy of 50 keV and a pulse length of 4 s, modulated with 500 Hz. The observation system covering the whole beam path and a low divergence of 0.6° of the RUDI beam lead to a good space resolution.

Measurements using a modified CXRS diagnostics at the heating beam were performed for the characterisation of the plasma edge, particularly in discharges with impurity seeding and improved energy confinement (RI-mode). With the measurements of the ion temperature and plasma rotation profiles it was proven, that in the RI-mode there is no transport barrier at the plasma edge, which is typical for another regime with the improved confinement, the H-mode. The ratio of the ion and electron temperature at the plasma edge varies between 4 at the low and 1.5 at the high densities. The ratio T_i/T_e becomes larger with increasing radiation level, because the electrons are cooled directly via inelastic collisions with the impurity ions. A correlation between the measured edge parameters and the global confinement characteristics was observed: the confinement degradation leads to the higher neutral particle densities at the edge, which slow down the toroidal rotation influenced by the flows in the scrape-off layer.

Regarding CXRS the most important advantage of the diagnostic beam in relation to the heating beam is the possibility to measure under all discharge conditions. Measurements with RUDI took place to a large extent under conditions of ohmic plasma heating: the energy balance of ions and electrons was investigated for different plasma currents and densities; in high density discharges the transition to improved ohmic confinement (IOC) was observed after switching off the external gas flow. In the standard high density ohmic plasmas (saturated ohmic confinement - SOC) the confinement time is independent of the plasma density. In contrast, it scales in the IOC regime linearly with the density. The SOC-IOC transition was investigated regarding the influence of the toroidal ITG instability driven by the ion temperature gradient. On the basis of the measured ion temperature distributions the η_i -parameter (ratio of the density and ion temperature decay lengths) and the growth rate of the ITG instability were calculated. The ITG mode is destabilised, if η_i is larger than a critical value depending on the scale length of the density profile. After the SOC-IOC transition η_i lies in a noticeably smaller radial region over the critical value. As the result, the IOC regime is characterised by a clear reduction of the growth rate γ_{ITG} . The steepening of the plasma density profile after the reduction of the external gas flow leads to the suppression of the ITG instability and to the improvement of the confinement in the IOC regime.

First measurements of the impurity densities in ohmic and additionally heated discharges were performed. Densities of C^{6+} , Ne^{10+} , Ne^{9+} , Ne^{8+} and O^{8+} were determined. The measured density profiles show qualitatively a good agreement in their radial shape with the profiles calculated by the impurity transport code RITM. However, there are relatively large quantitative deviations of up to 50 %, which can be explained by inaccurate CX rate coefficients for the not completely ionised particles. For clarifying these discrepancies additional measurements of the impurity densities under different plasma conditions are needed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Ladungsaustauschspektroskopie	5
2.1	Meßprinzip	5
2.2	Einfluß der Feinstruktur und des Magnetfeldes auf die spektrale Linienform	10
2.3	Temperatur verschiedener Ionenspezies	14
3	Physikalische Grundlagen zum Energie- und Verunreinigungstransport	17
3.1	Energiebilanz des Plasmas	18
3.2	Energieeinschlußregime	19
3.3	Energietransport durch ITG-Instabilität	22
3.4	Verunreinigungstransport	24
3.5	Numerisches Transportmodell RITM	26
4	Experiment	29
4.1	TEXTOR-94	29
4.2	Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl	31
4.3	Wasserstoffdiagnostikstrahl RUDI	32
4.3.1	Aufbau des Diagnostikinjektors an TEXTOR-94	32
4.3.2	HF-Ionenquelle	33

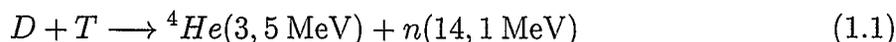
4.3.3	Charakteristische RUDI-Strahlparameter	35
4.3.4	RUDI-Beobachtungssystem	36
4.3.5	Ladungsaustauschsignale und Einsatzbereich von RUDI	39
4.4	Ladungsaustauschdiagnostik mit dem Heizstrahl am Plasmarand	43
4.5	Vergleich der Ladungsaustauschdiagnostiken am Diagnostikstrahl und am Heizstrahl	44
5	Messungen zum Energie- und Verunreinigungstransport	49
5.1	Messungen in der Randschicht mit Hilfe des Heizstrahls	49
5.1.1	Ionentemperaturprofile in den RI-Mode-Entladungen	50
5.1.2	Ionen- und Elektronentemperatur am Plasmarand	52
5.1.3	Toroidale Rotation am Plasmarand	55
5.2	Energiebilanz in ohmschen Entladungen	59
5.3	Übergang zu verbessertem ohmschem Einschluß bei hohen Plasmadichten .	63
5.4	Erste Messungen der Verunreinigungsdichten in ohmschen und zusatzgeheizten Entladungen	69
6	Zusammenfassung	77
	Anhang: Parameter des Wasserstoffdiagnostikstrahls RUDI	81
	Abbildungsverzeichnis	83
	Tabellenverzeichnis	89
	Literaturverzeichnis	93
	Danksagung	97

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel des größten Teils der weltweiten Forschung im Bereich der Hochtemperaturplasmaphysik ist die Entwicklung einer nahezu unerschöpflichen Energiequelle zur Deckung des stetig wachsenden Energiebedarfs der Menschheit. Die Kernfusion ist ein Prozeß, bei dem leichte Atomkerne miteinander verschmelzen und schwerere Teilchen bilden. Bei diesem Vorgang wird aufgrund des Massendefekts die Energie als kinetische Energie der neu entstandenen Teilchen freigesetzt.

Kernfusion ist die Energiequelle der Sonne. Auf der Erde ist aufgrund des günstigen Wirkungsquerschnittes die Reaktion zweier Wasserstoffisotope, Deuterium und Tritium, am besten zugänglich:



Die Zahlen in Klammern geben den Anteil der freigesetzten Energie an, den die Reaktionsprodukte, Heliumkern (α -Teilchen) und Neutron, in Form der kinetischen Energie besitzen. Damit die positiv geladenen Kerne miteinander verschmelzen können, müssen sie den Coloumbwall, die abstoßenden elektrischen Kräfte, überwinden. Bei der Reaktion zwischen den Deuterium- und Tritium-Kernen werden sie durch eine Temperaturerhöhung des D-T-Gemisches überwunden. So liegt die maximale Leistungsdichte der D-T-Reaktion zwischen 10-20 keV¹. Die beteiligten Gase sind in diesem Energiebereich vollständig ionisiert. Dieser Zustand wird als Plasma bezeichnet.

Außer der Plasmatemperatur T sind die Plasmadichte $n = n_D + n_T$ und die Energieeinschlußzeit τ_E , die durch das Verhältnis von thermischer Energie des Brennstoffs zu gesamter Verlustleistung gegeben ist, von großer Bedeutung. Das Plasma wird im Magnetfeld eingeschlossen, wo die geladenen Teilchen durch die Lorentzkräfte zusammengehalten werden. Die beim Fusionsprozeß erzeugten hochenergetischen α -Teilchen werden ebenfalls im Magnetfeld eingeschlossen. Für eine positive Energiebilanz des Fusionsreaktors muß

¹1 eV \cong 11600 K

der Energieverstärkungsfaktor Q , der durch das Verhältnis der erzeugten Fusionsleistung zur zugeführten Heizleistung gegeben ist, größer als eins sein. Bei einem selbständigen Ablauf der Fusionsreaktion ("gezündetes" Plasma) werden die Energieverluste durch die α -Teilchen-Heizleistung kompensiert ($Q = \infty$). Die notwendige Zündbedingung für ein Plasma aus 50 % Deuterium und 50 % Tritium lautet:

$$n\tau_E T \geq 4,5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV} \quad (1.2)$$

Ein Energieverstärkungsfaktor von $Q \approx 30-40$ wäre für einen wirtschaftlichen Reaktorbetrieb ausreichend. Der Erfüllung dieser Bedingung ist das Tokamakkonzept [1] am nächsten gekommen. Am Tokamak JET (*Joint European Torus*) in Culham, England, wurde eine Energieverstärkung Q von nahezu eins erreicht [2]. Am Tokamak der nächsten Generation ITER [3] (*International Tokamak Experimental Reactor*) sollen eine Energieverstärkung von $Q = 10$ und eine Fusionsleistung von bis zu 500 MW erreicht werden.

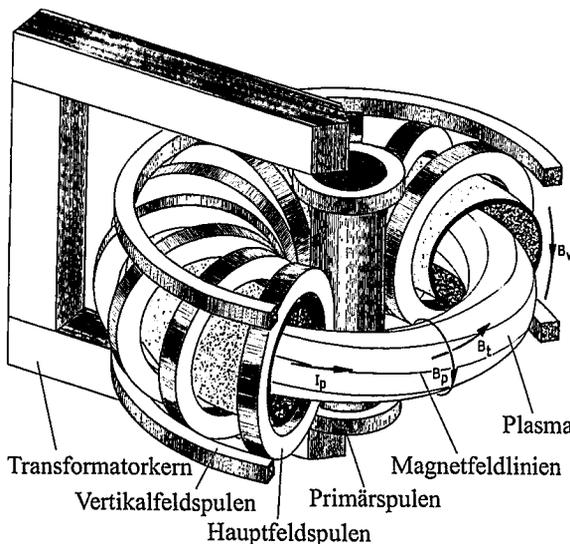


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Tokamaks

Abbildung 1.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Tokamaks. Das Plasma wird durch das Magnetfeld in einer toroidalen Konfiguration eingeschlossen. Das Magnetfeld setzt sich aus zwei Hauptkomponenten zusammen. Zum einen ist es das toroidale Magnetfeld B_t , welches durch die externen Hauptfeldspulen erzeugt wird. Zum anderen erzeugt der toroidale Plasmastrom I_p das poloidale Magnetfeld B_p . Die Überlagerung der beiden Komponenten führt zu einer helikalen Verschraubung der Magnetfeldlinien, die ineinander geschachtelte magnetische Flußflächen bilden. Ein relativ schwaches Vertikalfeld B_v dient zur Regelung der Plasmalage. Der Plasmastrom I_p wird von einem externen Transformator induktiv getrieben, wobei der Plasmanschlauch die Sekundärspule des Transformators bildet.

Die *Plasmatemperatur* ist einer der wichtigsten Parameter für die Realisierung des Fusionsprozesses. Man muß dabei zwischen der Ionentemperatur T_i und der Elektronentemperatur T_e unterscheiden, die je nach dem Verhältnis zwischen Energieausgleichszeit und Teilcheneinschlußzeit voneinander abweichen können.

Nicht nur die absoluten Werte der Ionentemperatur sind von Bedeutung, sondern auch deren radialer Verlauf – das *Ionentemperaturprofil*. Die für den Einschluß im Tokamak grundlegende L-Mode (vom engl. *Low Confinement Mode*) wird durch den von Plasmaturbulenzen hervorgerufenen erhöhten "anomalen" Energietransport charakterisiert [4]. Ein

wichtiger Mechanismus zur Erzeugung dieser Turbulenzen ist eine Instabilität, die vom Ionentemperaturgradienten getrieben wird (ITG-Instabilität) [5]. Zur Bestimmung, unter welchen Bedingungen und im welchen Umfang die ITG-Instabilität einsetzt, müssen die Ionentemperaturprofile mit einer sehr guten radialen Auflösung gemessen werden.

Eine gerichtete *Plasmabewegung (Rotation)* kann im direkten Zusammenhang mit dem Energie- und Teilcheneinschluß stehen. Z. B. reduziert eine Rotationsverschierung die radialen Korrelationslängen der Plasmaturbulenzen und verringert dadurch den anomalen Transport. Dies ist z. B. der Fall in dem für den Betrieb von ITER vorgesehenen Szenario der H-Mode [6] (vom engl. *High Confinement Mode*), welche durch hohe Plasmarotation in der Randschicht charakterisiert ist.

Außer Wasserstoffisotopen hat das Tokamakplasma einen Anteil anderer Ionen, die als *Verunreinigungen* bezeichnet werden. Die Verunreinigungen führen nicht nur zur Brennstoffverdünnung, sondern verursachen zusätzliche Energieverluste durch Strahlung, was im Extremfall bis zu einem globalen Strahlungskollaps der Plasmaentladung (Disruption) führen kann. Eine unvermeidliche Quelle für die Verunreinigungen sind die im direkten Kontakt mit dem Plasma stehenden Wandelemente. Für einen Fusionsreaktor besteht außerdem das Problem der Abfuhr von Helium, das sich als Produkt der Fusionsreaktion (1.1) im Plasmazentrum anhäufen und den Brennstoff unakzeptabel stark verdünnen kann [7]. In Jülich wurde das Konzept der Strahlungskühlung durch gezielt eingebrachte Verunreinigungen erstmals realisiert [8]. Durch den am Plasmarand entstehenden Strahlungsmantel wird die Energie auf die gesamte Plasmagefäßwand transportiert, wodurch die Beanspruchung der im direkten Kontakt mit dem Plasma stehenden Elemente deutlich reduziert wird. In den Experimenten mit Strahlungskühlung wurde eine Verbesserung des Energieeinschlusses gegenüber der L-Mode, die RI-Mode (vom engl. *Radiative Improved Mode*), entdeckt [9]. Auch hier spielt die Veränderung von Ionentemperaturprofilen eine Rolle. Um eine zu große Beeinträchtigung des Plasmas beim zusätzlichen Einlaß von Verunreinigungen zu vermeiden, müssen ihre Konzentrationen kontrolliert werden. Daher ist es sehr wichtig, die Verunreinigungsdichten im Plasma bestimmen zu können.

Die *Ladungsaustauschspektroskopie* ist eine Methode, die *Ionentemperatur, Plasmarotation* und *Verunreinigungsdichten* raum- und zeitaufgelöst zu messen. Da die Ionen im Plasmakern bei den dort herrschenden Temperaturen meist vollständig ionisiert sind, müssen zur spektroskopischen Untersuchung der Linienstrahlung die entsprechenden Energieniveaus aktiv mit Elektronen bevölkert werden. Dies geschieht mit Hilfe der Neutralteilchenstrahlen (z. B. Heizstrahlen), die mit großer Energie injiziert werden und tief ins Plasmainnere eindringen. Auf ihrem Weg durch das Plasma kommt es zu den Ladungsaustauschprozessen mit den Plasmaionen. Die Linienstrahlung, die die Plasmateilchen danach emittieren, wird spektralaufgelöst gemessen. Die Breite der Linie gibt Auskunft über die Ionentemperatur und die spektrale Verschiebung über die Plasmarotation. Die Intensität der Linie liefert Informationen über die Dichte emittierender Ionen.

Ziel dieser Arbeit war es, eine neue Ladungsaustauschdiagnostik aufzubauen und mit ihrer

Hilfe die Transporteigenschaften des Plasmas unter verschiedenen Entladungsbedingungen zu charakterisieren. Als Instrument für die neue Diagnostik wurde ein *hochenergetischer Wasserstoffdiagnostikstrahl* an TEXTOR-94 installiert. Die Inbetriebnahme des Injektors, dessen einzelne Komponenten zum Erreichen erforderlicher Strahlparameter kontinuierlich verbessert und weiterentwickelt wurden, der Aufbau des Systems zur Beobachtung des gesamten Strahlverlaufs im Plasma und die Entwicklung der Computerprogramme zur Datenanalyse waren ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war es, mit der verbesserten Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl einen Beitrag zur *Charakterisierung der Plasmarandschicht* unter Bedingungen der RI-Mode zu leisten. Der Zusammenhang zwischen den mit Hilfe dieses Systems bestimmten Plasmarandparametern und der Einschlußgüte wurde untersucht.

Der wichtigste Vorteil des Diagnostikstrahls gegenüber dem Heizstrahl ist die prinzipielle Möglichkeit, Ladungsaustauschmessungen unter allen Entladungsbedingungen, also auch in den Entladungen mit rein ohmscher Heizung, durchzuführen. Ein großer Teil der hier vorgestellten Messungen fand in *ohmschen Plasmen* statt: die Energiebilanz der Ionen und Elektronen wurde bei verschiedenen Plasmaströmen und Dichten untersucht; bei Hochdichte-Entladungen wurde der Übergang zum verbesserten ohmschen Einschluß beobachtet. Ungeachtet der Tatsache, daß dieses IOC-Regime (vom engl. *Improved Ohmic Confinement*) bereits seit langem bekannt ist [10], werden nach wie vor kontroverse Diskussionen über die Natur seiner Entstehung geführt ([11], [12]). Der Grund dafür ist in erster Linie der Mangel an Informationen über die Iontemperaturprofile in den ohmschen Entladungen zur Untersuchung des Einflusses der ITG-Instabilität. Mit den in dieser Arbeit gemessenen Iontemperaturprofilen wurde der Übergang zum verbesserten ohmschen Einschluß untersucht und mit dem Modell zur Beschreibung des L-RI-Übergangs verglichen. Außerdem wurden mit dem Diagnostikstrahl erste Messungen der *Dichten der Verunreinigungen in verschiedenen Ionisationsstufen* durchgeführt und den Berechnungen mit Hilfe des Transportcodes RITM gegenübergestellt.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Kapitel 2 beschreibt die Grundlagen der Ladungsaustauschspektroskopie als Methode zur Bestimmung der Iontemperatur, Plasma-rotation und Verunreinigungsdichten. In Kapitel 3 werden die Eigenschaften des Energie- und Verunreinigungstransports unter verschiedenen Entladungsbedingungen beschrieben. Die für TEXTOR-94 typischen Einschlußregime werden im Hinblick auf den Einfluß der ITG-Instabilität beschrieben. Das numerische Transportmodell RITM wird vorgestellt. In Kapitel 4 wird nach einer Vorstellung des Tokamaks TEXTOR-94 der Aufbau des Wasserstoffdiagnostikinjektors RUDI beschrieben. Die Strahlparameter und der Einsatzbereich der Ladungsaustauschdiagnostik an RUDI werden dargestellt und mit der gleichen Diagnostik am Heizstrahl verglichen. In Kapitel 5 werden die Ladungsaustauschmessungen vorgestellt, die am Heizstrahl und an RUDI durchgeführt wurden. Die experimentellen Ergebnisse werden mit Modellrechnungen verglichen. Die möglichen physikalischen Mechanismen werden hinsichtlich ihres Einflusses auf die Einschlußigenschaften diskutiert. Kapitel 6 liefert abschließend eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit.

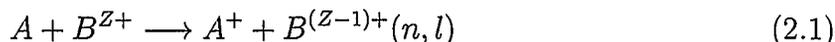
Kapitel 2

Grundlagen der Ladungsaustauschspektroskopie

In diesem Kapitel wird eine Einleitung in die Ladungsaustauschspektroskopie ([13], [14]) gegeben. Es werden grundlegende Prinzipien zur Bestimmung der Ionentemperatur, der Plasmarotation und der Verunreinigungsdichten erklärt und illustriert. Der Einfluß der Feinstrukturaufspaltung und des Magnetfeldes durch den Zeeman-Effekt auf die Ladungsaustauschspektren wird diskutiert.

2.1 Meßprinzip

Die in einem Tokamak vorhandenen leichten und mittelschweren Ionen wie z. B. Wasserstoff, Deuterium, Helium, Kohlenstoff und Neon sind im heißen Plasmainternen zum größten Teil vollständig ionisiert und können daher keine Linienstrahlung emittieren. Um sie für die spektroskopischen Untersuchungen zugänglich zu machen, müssen die relevanten Energieniveaus aktiv bevölkert werden. Dies geschieht mit Hilfe schneller Neutralteilchenstrahlen. Da die injizierten Teilchen (typischerweise sind es Atome von Wasserstoff, Deuterium oder Helium) elektrisch neutral sind, werden sie vom Tokamak-Magnetfeld nicht abgelenkt und können tief ins Plasmaintere eindringen. Dort kommt es zu Ladungsaustauschprozessen zwischen Strahlteilchen (A) und Plasmaionen (B):



Dabei sind Z der Ionisationsgrad, n die Hauptquantenzahl und l die Bahnpulsquantenzahl. Bevor die Plasmaionen reionisiert werden, wird bei $(n, l) \rightarrow (n', l')$ Übergängen die Linienstrahlung ausgesendet.

Bei dem Ladungsaustauschprozeß (2.1) werden die (n, l) -Niveaus bevorzugt bevölkert, bei den das Elektron seine Bindungsenergie und Bahnradius behält. Das führt zur stärkeren

Anregung der Zustände mit $n = n_{max} \approx Z^{3/4}$ und $l \sim n_{max}$ [13]. Unter Berücksichtigung der Auswahlregel $l = l' \pm 1$ sind daher für die Niveaus mit $n \sim n_{max}$ die Linien mit $n - n' = 1$ die intensivsten.

Die Maxwell-Verteilung der Ionengeschwindigkeiten im thermischen Plasma führt zu einer gaußförmigen spektralen Intensitätsverteilung der Linien:

$$f(\lambda) = I_0 \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi \lambda_{FWHM}^2}} \exp\left(-4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_{FWHM}}\right)^2\right) \quad (2.2)$$

wobei

$$\lambda_{FWHM} = \lambda_0 \sqrt{\frac{8 e \ln 2 T}{m c^2}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{T [\text{eV}]}{1,68 \cdot 10^8 \mu [\text{amu}]}} \quad (2.3)$$

die Halbwertsbreite des Spektrums ist (engl.: *Full Width Half Maximum*). λ_0 ist die zentrale Wellenlänge, I_0 die Gesamtintensität (die Fläche unter der Gauß-Kurve), T die Iontemperatur, m die Masse des Plasmaions, μ seine atomare Masse und e die elementare Ladung.

Aus der Halbwertsbreite der Linie kann nach 2.3 die Iontemperatur bestimmt werden. Dabei muß die Apparatebreite des Detektionssystems λ_{app} berücksichtigt werden:

$$\lambda_{true} = \sqrt{\lambda_{FWHM}^2 - \lambda_{app}^2} \quad (2.4)$$

Andere nichtthermische Verbreiterungen der Ladungsaustauschlinie werden im Abschnitt 2.2 beschrieben.

Die Geschwindigkeit der kollektiven Bewegung des Plasmas (Plasmarotation) v_{rot} kann aus der Doppler-Verschiebung der Linie ermittelt werden:

$$v_{rot} = -c \frac{\lambda_0 - \lambda'}{\lambda'} \quad (2.5)$$

Dabei ist λ' die unverschobene Wellenlänge des Übergangs. Das Vorzeichen definiert die Rotation auf den Beobachter zu als positiv.

Die durch die Ladungsaustauschreaktionen angeregten Ionen emittieren für den Übergang mit der Wellenlänge λ einen Photonenfluß Φ_λ von:

$$\Phi_\lambda = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^M \langle \sigma v \rangle_j \int n_Z n_{b,j} dV \quad (2.6)$$

Dabei sind $\langle \sigma v \rangle$ der Ratenkoeffizient der Reaktion, n_Z die Verunreinigungsdichte, n_b die Strahlteilchendichte. Summiert wird über die Strahlenergiekomponenten. Für einen Wasserstoffstrahl ist $M = 3$ und $v_j = v_1 / \sqrt{j}$, entsprechend den Strahlteilchen mit voller,

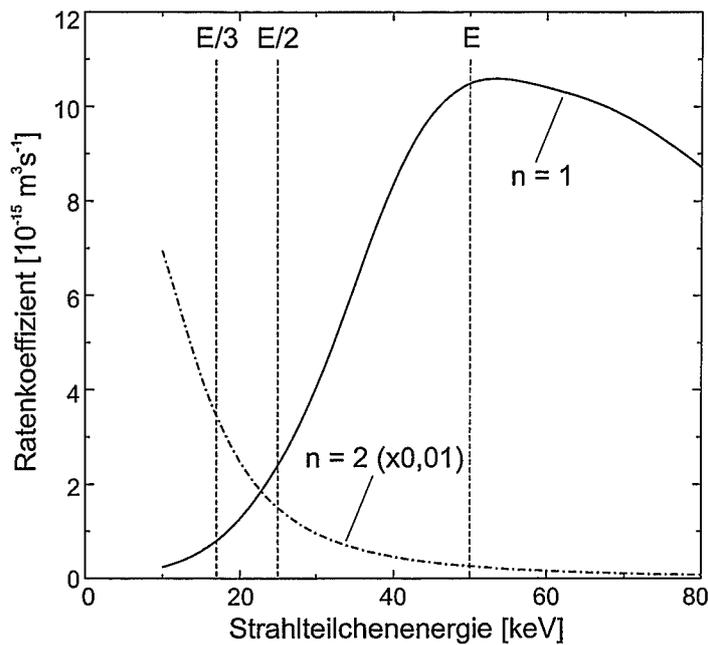


Abbildung 2.1: Effektiver Ratenkoeffizient $\langle \sigma v \rangle$ des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs beim Ladungsaustauschprozeß mit einem Wasserstoffstrahl in Abhängigkeit von der Strahlteilchenenergie für die folgenden Plasmaparameter: $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ keV}$, $B_t = 2 \text{ T}$, $Z_{\text{eff}} = 2$ [15]. Die durchgezogene Kurve entspricht dem Ladungsaustauschprozeß mit den Strahlteilchen im Grundzustand ($n = 1$), die strichpunktierte mit den angeregten Strahlteilchen ($n = 2$, um einen Faktor 100 verkleinert). Die vertikalen gestrichelten Linien zeigen die Strahlenergiekomponenten eines 50 keV Wasserstoffstrahls.

halber und einem Drittel Energie, die von H^+ , H_2^+ bzw. H_3^+ in der Ionenquelle stammen. Integriert wird über das Volumen, welches durch die Kreuzung der Sichtlinie und des Strahls definiert ist.

Abbildung 2.1 zeigt den effektiven Ratenkoeffizienten des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs von Kohlenstoff beim Ladungsaustauschprozeß mit einem Wasserstoffstrahl als Funktion der Strahlenergie. Der im Laufe dieser Arbeit benutzte Wasserstoffdiagnostikstrahl hat Energiekomponenten von 50 keV, 25 keV und 16,7 keV. Da der Ratenkoeffizient bei ca. 55 keV ein Maximum hat und zu den niedrigeren Energien steil abfällt, liefern die Strahlteilchen mit voller Energie den größten Beitrag zu den Ladungsaustauschsignalen.

Die Ladungsaustauschprozesse mit den angeregten Strahlteilchen (Hauptquantenzahl $n = 2$) haben deutlich größere Ratenkoeffizienten als mit den Teilchen im Grundzustand. Deshalb, trotz der Tatsache, daß der Anteil der angeregten Teilchen im Strahl unter 1 % liegt, muß ihr Einfluß bei einer Strahlenergie von $\lesssim 40 \text{ keV}$ berücksichtigt werden [16]. Bei einem 50 keV Wasserstoffstrahl betrifft dies die Komponenten mit halber und einem Drittel Energie. Der Einfluß der angeregten Teilchen mit voller Energie (50 keV) liegt

Ausgangslion	Emittierendes Ion	Übergang $n - n'$	λ Å	σ 10^{-16} cm^2	Abzweigverhältnis
C^{6+}	CVI	8–7	5290	1,4	0,1580
C^{6+}	CVI	9–8	7717	0,7	0,1459
Ne^{10+}	NeX	11–10	5249	1,2	0,1291
Ne^{9+}	NeIX	10–9	4796	0,7	0,1366
Ne^{8+}	NeVIII	10–9	6068	1,0	0,1366
O^{8+}	OVI	10–9	6068	1,0	0,1366

Tabelle 2.1: *Durch Ladungsaustauschprozesse angeregte Übergänge, die im Laufe dieser Arbeit beobachtet wurden. Für emittierendes Ion wurde die spektroskopische Bezeichnung der Ionisationsstufe gewählt. Zusätzlich sind die abgeschätzten Querschnitte für die Ladungsaustauschreaktion mit einem 50 keV Wasserstoffstrahl und die Abzweigverhältnisse der Übergänge dargestellt [18].*

maximal bei einigen Prozenten und ist somit vernachlässigbar.

Mit der Ladungsaustauschspektroskopie können also folgende Plasmaparameter bestimmt werden:

- aus der spektralen Breite die Iontemperatur;
- aus der Gesamtintensität die Ionendichte;
- aus der spektralen Verschiebung die Plasmageschwindigkeit (Rotation) in Beobachtungsrichtung.

Für die Ladungsaustauschmessungen an TEXTOR-94 wird meistens die Kohlenstoff-Linie CVI 8-7 / 5290 Å (Übergang $n = 8 \rightarrow n' = 7$ mit einer Wellenlänge von 5290 Å) genommen. Wie im Abschnitt 4.1 beschrieben wird, werden im Tokamak plasmabegrenzende Elemente aus Graphit benutzt, daher ist Kohlenstoff im TEXTOR-Plasma immer vorhanden. Diese Kohlenstoff-Linie liegt im sichtbaren Wellenlängenbereich, wo die für die Beobachtung benutzten optischen Elemente transparent und die Detektoren empfindlich sind. Bei den Entladungen mit strahlender Randschicht durch Einlaß von Neon sind Messungen mit der Linie vom wasserstoffähnlichen Neon NeX 11-10 / 5249 Å möglich. Für die Bestimmung der Dichten von nicht vollständig ionisierten Verunreinigungen werden entsprechende Übergänge genommen. Alle im Laufe dieser Arbeit beobachteten Linien sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Sauerstoff und die Linien, die den nicht vollständig ionisierten Ionen entsprechen, sind für die Iontemperaturmessungen weniger geeignet, weil ihre Konzentrationen im Plasma und, folglich, die Ladungsaustauschsignale gering sind.

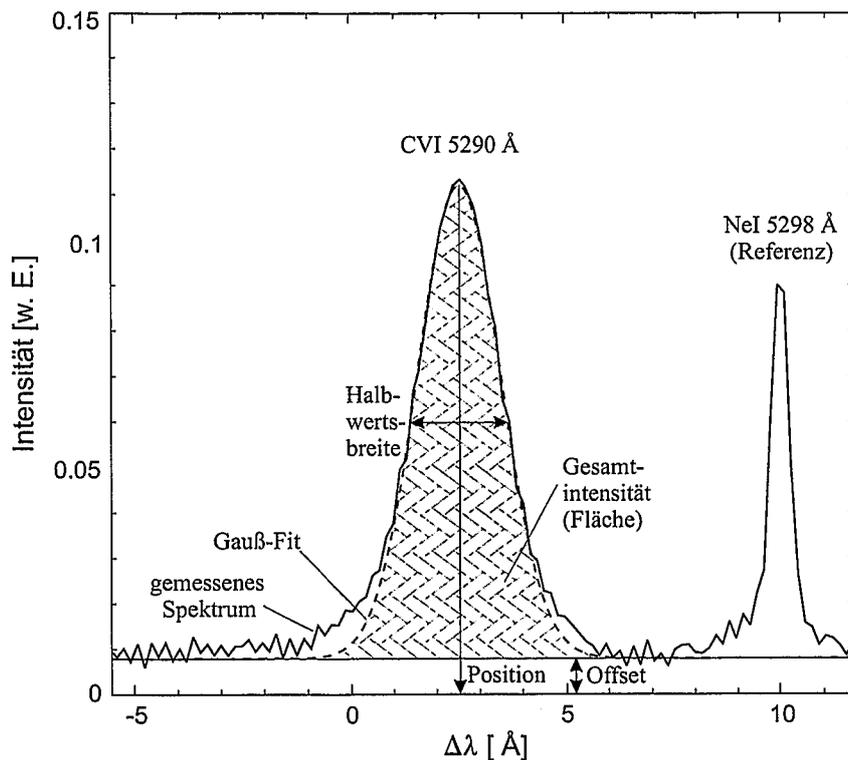


Abbildung 2.2: Spektrum der CVI / 5290 Å Ladungsaustauschlinie. Als Referenz für die genaue Bestimmung der Wellenlänge bei der Rotationsmessung wird eine NeI 5298 Å Lampenlinie gleichzeitig aufgenommen. Die gestrichelte Linie ist der Fit mit der Gauß-Funktion. Aus der Halbwertsbreite der Fit-Funktion wird die Ionentemperatur bestimmt, aus der Fläche unter der Gauß-Kurve die Ionendichte und aus der spektralen Verschiebung die Plasmarotation.

An das gemessene Ladungsaustauschspektrum wird nach der χ^2 -Methode ([17], S. 680) eine Gauß-Funktion (auch "Fit" genannt) angepaßt ("gefittet"). Die Ausgangsparameter dieser Fit-Routine sind die Halbwertsbreite, das Maximum und die Position des Maximums, entsprechend der Doppler-Verbreiterung, der Intensität und der spektralen Verschiebung. Abbildung 2.2 illustriert diese Methode. Parallel zum Ladungsaustauschsignal von Kohlenstoff wird eine Ne-Lampenlinie mit $\lambda = 5298 \text{ \AA}$ aufgenommen, die als Referenz für die Bestimmung der Wellenlänge dient. Die Fit-Fehler werden von der Fit-Routine bei jedem Vorgang automatisch mitberechnet und liegen je nach Qualität des Signals und des Fits typischerweise bei 5-20 %. Je geringer die Abweichung der Fit-Funktion vom gemessenen Spektrum ist, desto niedriger ist der Fehler. Die Fit-Fehler werden in der Ladungsaustauschspektroskopie üblicherweise als Meßfehler angegeben.

Wie gut die Verunreinigungsdichten bestimmt werden können, hängt von weiteren Faktoren ab. Diese sind neben der Güte des Fits die Fehler bei der Messung der Verteilung der Strahlkomponenten und bei der Berechnung ihrer Abschwächung sowie insbesondere

die Genauigkeit der Ladungsaustausch-Ratenkoeffizienten. Für die vollständig ionisierten Ionen gibt es Datenbanken ([15], [19]), welche die Genauigkeit der Ratenkoeffizienten von 20-30 % angeben. Für die nicht vollständig ionisierten Ionen gibt es nur wenige Datenquellen für die Wirkungsquerschnitte (siehe z. B. [18]), die große systematische Unsicherheiten aufweisen. Insgesamt beläuft sich der Fehler bei der Dichte-Messung der vollständig ionisierten Verunreinigungsionen auf 30-40 %. Bei den nicht vollständig ionisierten sind keine konkreten Angaben über die Meßgenauigkeit zu machen.

Die Kreuzung der Sichtlinie mit dem Strahl bestimmt den radialen Beobachtungsbereich, daher sind aktive Ladungsaustauschmessungen räumlich aufgelöst. Wie gut die Raumauflösung ist, hängt von der jeweiligen Beobachtungsgeometrie ab.

Elektronenstoßanregung ist ein anderer möglicher Kanal zur Erzeugung angeregter Verunreinigungsionen $B^{(Z-1)+}(n, l)$. Die Querschnitte für diesen Prozeß sind viel niedriger als die Ladungsaustauschquerschnitte [14]. Daher kann der Anteil der elektronenstoßangeregten Teilchen, trotz der im Vergleich mit der Strahlteilchendichte größeren Elektronendichte, vernachlässigt werden.

Nicht zu vernachlässigen ist dagegen der passive Anteil am Ladungsaustauschsignal, dessen Ursprung in der Randschicht liegt. Er wird durch die Ladungsaustauschprozesse zwischen Verunreinigungsionen und Neutralteilchen des Hintergrundgases hervorgerufen, die am "kalten" Plasmarand in relativ hohen Konzentrationen vorhanden sind. Da die Sichtlinie des Beobachtungssystems durch die Randschicht geht, wird das passive Signal immer mitaufgenommen. Die Modulation des Diagnostikstrahls ermöglicht die Trennung zwischen aktiven und passiven Signalkomponenten. Bei den Messungen mit dem Heizstrahl im Plasmazentrum wird der passive Anteil als eine zusätzliche Gauß-Kurve in der Fit-Routine berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.2).

2.2 Einfluß der Feinstruktur und des Magnetfeldes auf die spektrale Linienform

Eine Ladungsaustauschlinie erfährt außer der Doppler-Verbreiterung eine zusätzliche nichtthermische Verbreiterung. Aufgrund der Feinstrukturaufspaltung besteht ein $n \rightarrow n'$ Übergang aus mehreren $(n, l) \rightarrow (n', l')$ Komponenten mit $l = l' \pm 1$ (Abb. 2.3), die zwar wegen deren Doppler-Verbreiterung nicht spektral aufgelöst werden können, aber für eine zusätzliche Verbreiterung der Linie sorgen. Die theoretischen Querschnitte für Anregung einzelner (n, l) -Zustände über Ladungsaustausch können mit Hilfe verschiedener Modelle berechnet werden (siehe z. B. [13]). Allerdings werden die l -Zustände bei den hohen Plasmadichten aufgrund der Ion-Ion-Stöße untereinander "gemischt" (sogenanntes " l -Mixing"), bevor es zur Abregung kommt. Durch das l -Mixing verteilen sich die l -Zustandsbesetzungen entsprechend ihren statistischen Gewichten $(2l + 1)/n^2$. Bei den

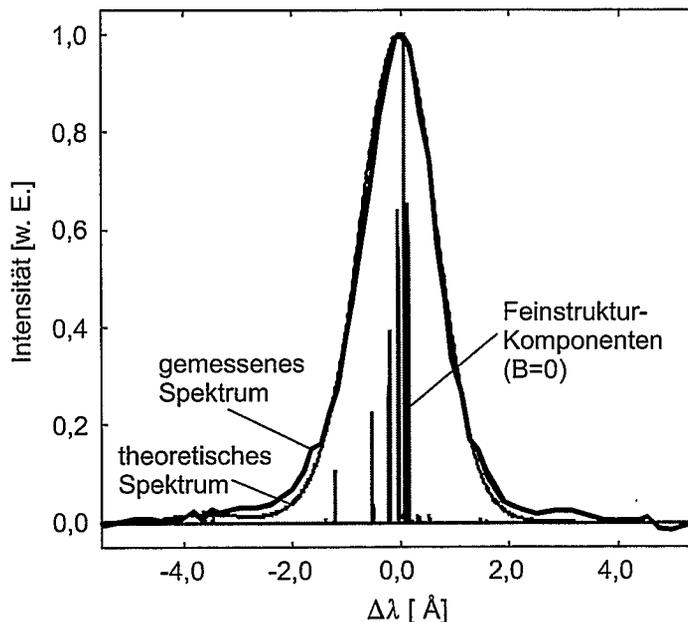


Abbildung 2.3: Feinstrukturkomponenten des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs (hier zur Vereinfachung ohne Berücksichtigung des Magnetfeldes) überlagern sich zu einem komplizierten Spektrum, welches nur bedingt durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann. Das gemessene Spektrum liefert $T_i = 140$ eV bei $B = 1,8$ T und wird relativ gut durch das theoretische Spektrum für diese Bedingungen wiedergegeben.

für TEXTOR-94 typischen Dichten sind die l -Zustände der gemessenen Linien über den gesamten Radius vollständig gemischt [20]. Das hat zur Folge, daß neben den durch Ladungsaustauschprozesse bevorzugt bevölkerten Niveaus mit hohen l 's die Übergänge mit niedrigen l 's das Spektrum bilden. Dies führt zu einer bei niedrigen Temperaturen nicht zu vernachlässigenden zusätzlichen Linienverbreiterung, was in einer Überschätzung der Ionentemperatur resultiert und einer entsprechenden Korrektur bedarf.

Das Magnetfeld sorgt durch den Zeeman-Effekt für eine zusätzliche nichtthermische Verbreiterung der Linien. Der Zeeman-Effekt beruht daran, daß die Atome sich je nach ihrer Einstellung zum Magnetfeld, die durch die Magnetquantenzahl m angegeben wird, bezüglich ihrer Zustandsenergie unterscheiden. Ein durch die Gesamtdrehimpulsquantenzahl j gekennzeichnete Zustand spaltet im Magnetfeld in $m = j, j - 1, j - 2, \dots, -j$ Energieniveaus auf. Bei den Magnetfeldstärken, die für einen Fusionsreaktor typisch sind, spielt die Spin-Bahndrehimpuls-Wechselwirkung noch eine Rolle, ist aber klein gegenüber der Wirkung des Magnetfeldes. Dieser spezielle Fall des Zeeman-Effekts wird als Paschen-Back-Effekt bezeichnet. Mit folgender Formel kann abgeschätzt werden, für welche Temperaturen die spektrale Breite einer Ladungsaustauschlinie durch den Zeeman-Effekt deut-

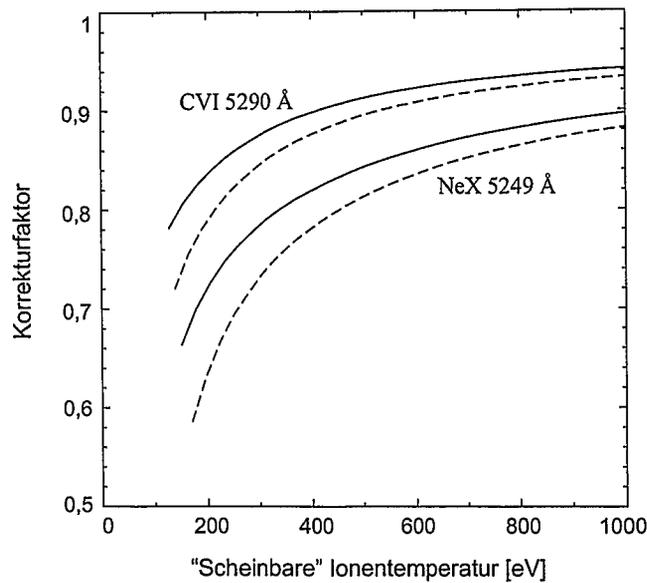


Abbildung 2.4: Korrekturfaktor zur Bestimmung der Ionentemperatur bei einer zusätzlichen nichtthermischen Verbreiterung durch Zeeman-Effekt und l -Mixing für CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å Übergänge ($B = 1,8$ T), jeweils für vertikale (Winkel zum Magnetfeld 82° , durchgezogene Linie) und tangentiale (Winkel zum Magnetfeld 10° , gestrichelte Linie) Beobachtung. Um den Einfluß beider Effekte bei der Auswertung zu berücksichtigen, muß die aus dem Spektrum ermittelte Temperatur mit diesem Faktor multipliziert werden.

lich beeinflusst wird [21]:

$$T \leq \mu \left(\frac{n^4 B}{40Z^2} \right)^2 \quad (2.7)$$

Bei einer Feldstärke von $B = 2$ T muß für die Kohlenstoff-Linie CVI 8-7 / 5290 Å ($\mu = 12$ amu, $n = 8$ – oberes Niveau und $Z = 6$ – spektrale Ionisationsstufe) bei Temperaturen von unterhalb 400 eV die zusätzliche Verbreiterung berücksichtigt werden. Das heißt, der gesamte Plasmarandbereich wird durch den Zeeman-Effekt beeinflusst. Auf der anderen Seite kann bei den in TEXTOR-94 vorhandenen Temperaturen die Zeeman-Linienaufspaltung nicht spektral aufgelöst werden: die einzelnen Komponenten überlagern sich für typische Ionentemperaturen aufgrund der Doppler-Verbreiterung. Daher kann das Spektrum ähnlich wie im Fall des l -Mixing als eine "Quasi-Gaußfunktion" mit einer zu korrigierenden "scheinbaren" Temperatur betrachtet werden. Da die Intensität der Zeeman-Komponenten vom Winkel zwischen der Sichtlinie und dem Magnetfeld abhängt (so verschwindet z. B. die π -Komponente ganz bei paralleler Beobachtung), muß die Beobachtungsgeometrie bei der Korrektur berücksichtigt werden. Die Beobachtung des Diagnostikstrahls erfolgte nahezu senkrecht zum toroidalen Magnetfeld (siehe Abschnitt 4.3.4), die Beobachtung vom Heizstrahl war dagegen nahezu parallel.

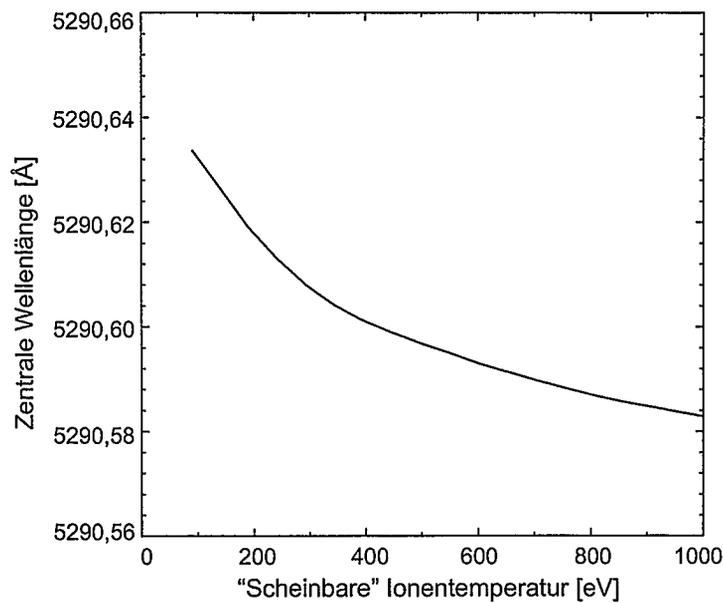


Abbildung 2.5: Berechnete Lage des Maximums des unverschobenen CVI 8-7 / 5290 Å Spektrums für $B = 1,8$ T und Beobachtungswinkel von 170° in Abhängigkeit von der „scheinbaren“ Ionentemperatur

Der Einfluß sowohl durch den Zeeman-Effekt als auch durch das l -Mixing der Feinstruktur wird bei der Auswertung der Spektren mit Hilfe von Korrekturfaktoren berücksichtigt. Die Korrekturfaktoren werden in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke und Ionentemperatur bestimmt, indem die Aufspaltungen von sowohl oberen als auch unteren Energieniveaus des $n \rightarrow n'$ Übergangs berechnet werden, und ein theoretisches Linienprofil unter Berücksichtigung der Doppler-Verbreiterung einzelner Komponenten generiert wird (Abb. 2.3) [21]. Abbildung 2.4 zeigt diese Korrekturfaktoren für zwei Ladungsaustauschlinien (CVI und NeX), die im Verlauf dieser Arbeit für die Bestimmung der Ionentemperaturen benutzt wurden. Die Magnetfeldstärke von 1,8 T ist typisch für den Plasmarand auf der Niederfeldseite.

Die einzelnen Feinstrukturkomponenten verteilen sich asymmetrisch um die zentrale theoretische Wellenlänge des Übergangs. Das führt zur Verschiebung des theoretischen Maximums der Linie und somit zur Verfälschung in der Bestimmung der Rotation. Abbildung 2.5 zeigt die berechnete Wellenlänge λ' des nicht durch die Rotation verschobenen Maximums der Kohlenstoff-Linie CVI 5290 Å für eine Magnetfeldstärke von 1,8 T und tangentielle Beobachtung. Für die genaue Messung der Rotation muß diese Wellenlänge als Referenz für die Bestimmung der spektralen Verschiebung genommen werden.

2.3 Temperatur verschiedener Ionenspezies

Die Ladungsaustauschspektroskopie an Wasserstoff ist wegen der Überlagerung mehrerer Signalkomponenten sehr schwierig und wird nur selten angewendet [22]. So müssen z. B. bei der Ladungsaustauschspektroskopie an der Balmer- α -Linie die Rand-Emission, die sogenannte "lauwarme" Komponente und der eigentliche Ladungsaustausch von beiden im Plasma vorhandenen Wasserstoffisotopen (H und D) getrennt berücksichtigt werden. Bei der senkrechten Beobachtung des Strahls kommen die Wasserstoffstrahl-Emissionskomponenten zusätzlich dazu. Das H- bzw. D-Ladungsaustauschsignal wird vom sogenannten Halo-Effekt beeinflusst. Dieser entsteht, wenn die nach dem Ladungsaustauschprozeß neutralisierten Wasserstoffteilchen nicht mehr im Magnetfeld eingeschlossen sind, wodurch die Messungen räumlich verschmiert werden. Wegen dieser Problematik mit Wasserstoff wird die Ladungsaustauschspektroskopie an Verunreinigungen zu meist angewendet.

Eine grundlegende Frage der Ladungsaustauschspektroskopie an Verunreinigungen ist, wie gut die ermittelten Temperaturen der Verunreinigungen die Temperatur der Hintergrundionen repräsentieren. Wie schnell sich das Gleichgewicht zwischen Verunreinigungs- und Hintergrundionen durch Stöße einstellt, hängt von der Plasmadichte und der Temperatur ab [23]. Abbildung 2.6 zeigt die Energieausgleichszeit τ_{eq} zwischen vollständig ionisierten Kohlenstoff- und Deuteriumionen. Aus diesen Werten kann unter Annahme eines für den Plasmarand typischen Wertes für den radialen Diffusionskoeffizienten D_{\perp}

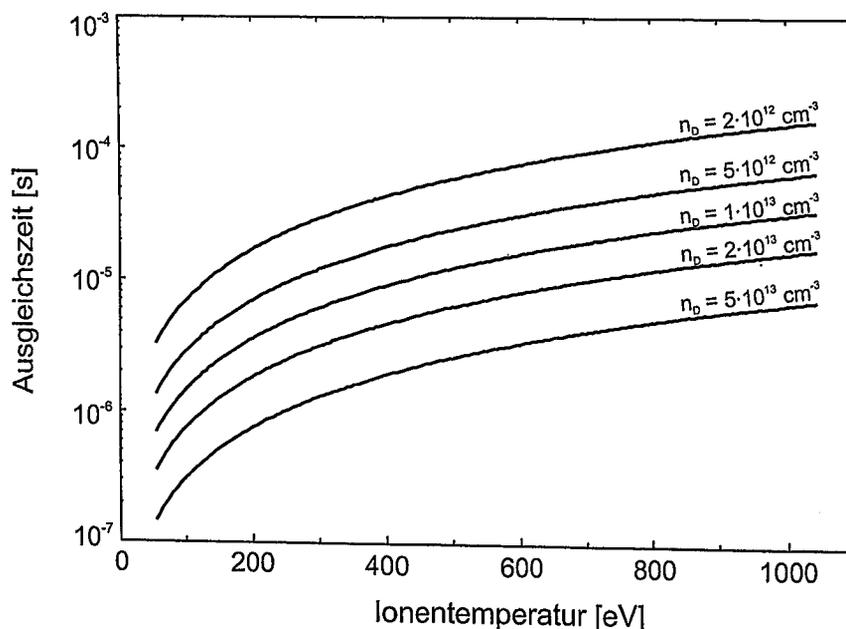


Abbildung 2.6: Energieausgleichszeit τ_{eq} zwischen C^{6+} - und D^{+} -Ionen in Abhängigkeit von der Ionentemperatur für verschiedene Dichten der Hintergrundionen

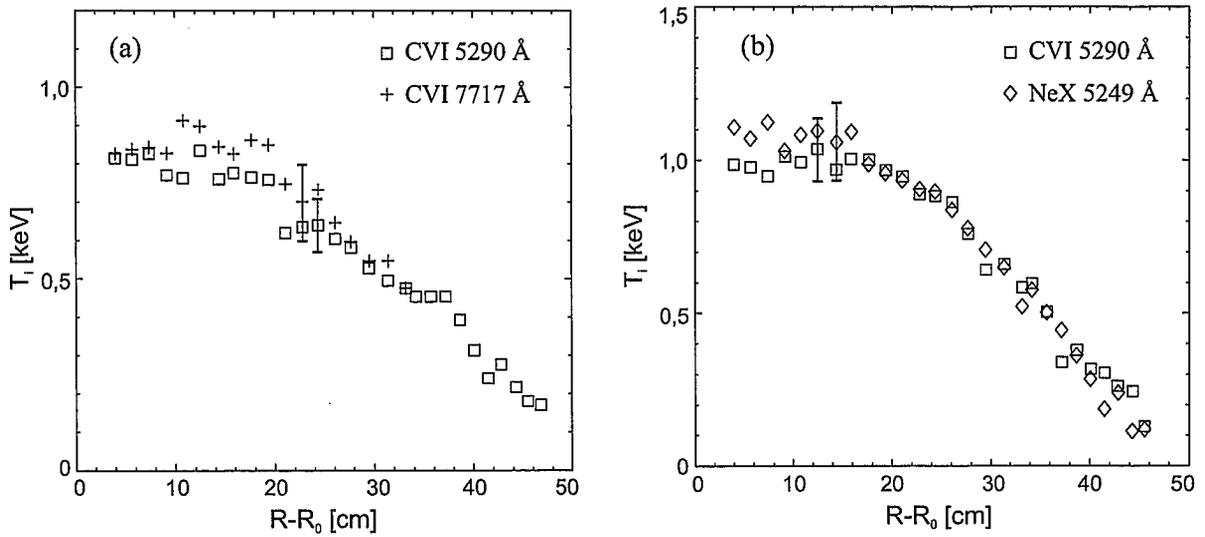


Abbildung 2.7: Vergleich der Iontemperaturen, die aus verschiedenen Ladungsaustauschlinien ermittelt wurden. (a) – gemessen mit Hilfe von CVI 8-7 / 5290 Å und CVI 9-8 / 7717 Å Übergängen in zwei aufeinanderfolgenden ohmschen Entladungen bei $\bar{n}_{e0} = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; (b) – gemessen gleichzeitig mit Hilfe von CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å Übergängen in ohmscher Entladung mit Einlaß von Neon bei $\bar{n}_{e0} = 2,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

von $1 \text{ m}^2/\text{s}$ eine radiale Ausgleichslänge $\lambda_{eq} = \sqrt{D_{\perp} \tau_{eq}}$ abgeschätzt werden. λ_{eq} ist damit eine theoretische Grenze der radialen Auflösung der Iontemperaturmessungen. Für die typischen TEXTOR-Plasmaparameter liegt diese stets unter 5 mm und bleibt damit unter der geometrisch bedingten Auflösung des Beobachtungssystems.

Im Laufe der Arbeit wurden mehrere Ladungsaustauschlinien für die Iontemperaturmessungen benutzt. Abbildung 2.7 (a) zeigt zwei Iontemperaturprofile, die mit verschiedenen Kohlenstoff-Linien (CVI 5290 Å und CVI 7717 Å) in zwei reproduzierten Entladungen gemessen wurden. Die Messung an CVI 7717 Å konnte nicht für die Randkanäle durchgeführt werden, weil der für diese Kanäle benutzte CCD-Detektor bei dieser Wellenlänge nicht mehr empfindlich ist. Für die zentralen Kanäle zeigen die beiden Messungen eine Übereinstimmung innerhalb der Fit-Fehler. Eine ähnlich gute Übereinstimmung über den gesamten Radius wurde bei den Messungen an CVI 5290 Å und NeX 5249 Å erzielt (Abb. 2.7, b). Da die beiden Linien spektral relativ nahe aneinander liegen, konnten sie gleichzeitig in einer Entladung mit zusätzlichem Einlaß von Neon erfaßt werden.

Kapitel 3

Physikalische Grundlagen zum Energie- und Verunreinigungstransport

In der Einführung in die kontrollierte Kernfusion (Kapitel 1) wurde bereits beschrieben, daß die Energieeinschlußzeit τ_E einer der wichtigsten Parameter für die Verwirklichung eines brennenden Plasmas im Fusionsreaktor ist. Die Einschlußgüte wird von konvektiven und konduktiven Transportprozessen sowie Strahlungsverlusten bestimmt: je niedriger diese Energieverluste sind, desto besser ist die Einschlußqualität.

Der Einschluß wird von einer Reihe von Plasmainstabilitäten beeinflusst ([1], Kapitel 6, 7, 8)). Makroinstabilitäten werden von verschiedenen MHD-Moden verursacht und sind die größten und gefährlichsten Plasmainstabilitäten. Mikroinstabilitäten lösen kleinskalige Plasmaturbulenzen aus und sind wichtig für das Verständnis des erhöhten "anormalen" Transports im Plasma. Eine solche Instabilität ist die von den Gradienten der Ionentemperatur getriebene toroidale ITG-Instabilität (vom engl. *Ion Temperature Gradient Driven Instability*). Ihr wird eine besondere Bedeutung für den Transport im Plasma beigemessen. Eine der physikalischen Anwendungen des Diagnostikstrahls ist die Bestimmung des Ionentemperaturprofils, von dessen Form abhängt, wann und in welchem Umfang die ITG-Instabilität auftritt.

Außer einer Beschreibung der ITG-Instabilität gibt dieses Kapitel einen Überblick über die Transporteigenschaften des Plasmas, die ein Objekt der experimentellen Untersuchungen im Laufe dieser Arbeit waren.

3.1 Energiebilanz des Plasmas

Die gesamte thermische Energie E im Plasma verteilt sich auf die Energie in Ionen $E_i = \frac{3}{2} N_i T_i$ und Elektronen $E_e = \frac{3}{2} N_e T_e$. Die 0-dimensionalen Energiebilanz-Gleichungen [24] können sowohl für die Gesamtenergie

$$\frac{dE}{dt} + \frac{E}{\tau_E} = P_{OH} + P_{aux} = P_{tot} \quad (3.1)$$

als auch für die Ionenenergie

$$\frac{dE_i}{dt} + \frac{E_i}{\tau_{E,i}} = P_{aux,i} - P_{i>e} \quad (3.2)$$

sowie für die Elektronenenergie

$$\frac{dE_e}{dt} + \frac{E_e}{\tau_{E,e}} = P_{OH} + P_{aux,e} + P_{i>e} \quad (3.3)$$

geschrieben werden. Dabei sind τ_E die globale Einschlußzeit, die alle Energieverluste berücksichtigt, $\tau_{E,i}$ und $\tau_{E,e}$ die Einschlußzeiten der Ionen bzw. der Elektronen, P_{OH} die ohmsche Heizleistung, P_{aux} die Zusatzheizung mit den Anteilen, die an die Ionen ($P_{aux,i}$) und die Elektronen ($P_{aux,e}$) gehen. Die Leistung, die von den Ionen an die Elektronen durch Coulomb-Stöße übergeht, ist unter der Annahme gleicher Ionen- und Elektronendichte:

$$P_{i>e} = \frac{E_i - E_e}{\tau_{eq}} \quad (3.4)$$

Hier ist τ_{eq} die Energieausgleichszeit zwischen Ionen und Elektronen. Nach [1] ist:

$$\tau_{eq} [\text{s}] = 0,99 \cdot 10^{19} \frac{\mu_i [\text{amu}] T_e^{3/2} [\text{keV}]}{n_i [\text{m}^{-3}] Z^2 \ln \Lambda} \quad (3.5)$$

μ_i ist die atomare Masse des Ions, $\ln \Lambda$ der Coulomb-Logarithmus.

Aus Gleichungen 3.1-3.3 folgt unter Berücksichtigung von $E = E_i + E_e$ und $P_{aux} = P_{aux,i} + P_{aux,e}$:

$$\frac{1}{\tau_E} = \frac{1}{\tau_{E,i}} \frac{E_i}{E} + \frac{1}{\tau_{E,e}} \frac{E_e}{E} \quad (3.6)$$

Für den stationären Zustand bekommen wir schließlich

$$\frac{E_i}{E_e} = \frac{P_{OH} + P_{aux,e} + P_{aux,i}(1 + \tau_{eq}/\tau_{E,e})}{P_{aux,i} + (P_{OH} + P_{aux,e})(1 + \tau_{eq}/\tau_{E,i})} \quad (3.7)$$

Mit dieser Formel kann berechnet werden, wie groß das Verhältnis der Energieanteile in den Ionen und Elektronen ist.

Der radiale Wärmefluß Q wird in einen konduktiven (proportional zum Gradienten der Temperatur) und einen konvektiven (proportional zur Temperatur) Anteil aufgespalten:

$$Q = -\chi n \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{5}{2} \Gamma T \quad (3.8)$$

Dabei sind χ der Wärmetransportkoeffizient und Γ der Teilchenfluß. Aus der Energiebilanz folgt, daß der Wärmefluß durch die letzte geschlossene Flußfläche der Heizleistung, reduziert um die Wärmeverluste, entsprechen muß. Es gilt getrennt für Ionen:

$$\left(-\chi_{i,a} n_{i,a} \frac{\partial T_i}{\partial r}\right)_{r=a} + \frac{5}{2} \Gamma_{i,a} T_{i,a} A_{LCFS} = P_{aux,i} - P_{i>e} - P_{cx} \quad (3.9)$$

und Elektronen:

$$\left(-\chi_{e,a} n_{e,a} \frac{\partial T_e}{\partial r}\right)_{r=a} + \frac{5}{2} \Gamma_{e,a} T_{e,a} A_{LCFS} = P_{OH} + P_{aux,e} + P_{i>e} - P_{rad} \quad (3.10)$$

Der Index "a" bezeichnet die Werte an der letzten geschlossenen Flußfläche, A_{LCFS} ist die Fläche selbst. Mit der Berücksichtigung der Randbedingungen:

$$\left.\frac{\partial T_i}{\partial r}\right|_{r=a} = \frac{T_{i,a}}{\lambda_{T_i,a}}, \quad \left.\frac{\partial T_e}{\partial r}\right|_{r=a} = \frac{T_{e,a}}{\lambda_{T_e,a}} \quad (3.11)$$

(λ_{T_i} und λ_{T_e} sind die Abfallängen von T_i bzw. T_e) bekommen wir für das Verhältnis der Ionen- und Elektronentemperatur folgende Gleichung:

$$\frac{T_{i,a}}{T_{e,a}} = \frac{P_{aux,i} - P_{i>e} - P_{cx}}{P_{OH} + P_{aux,e} + P_{i>e} - P_{rad}} \cdot \frac{-\chi_{e,a} n_{e,a} / \lambda_{T_e,a} + \frac{5}{2} \Gamma_{e,a}}{-\chi_{i,a} n_{i,a} / \lambda_{T_i,a} + \frac{5}{2} \Gamma_{i,a}} \quad (3.12)$$

Hieraus folgt, daß das Verhältnis der Ionen- und Elektronentemperatur an der letzten geschlossenen Flußfläche nicht nur von den Plasmaparametern am Rand abhängt, sondern auch von der Leistungsbilanz im gesamten eingeschlossenen Volumen. Die Leistungsbilanz beinhaltet den Term $P_{i>e}$, der für den über das gesamte Volumen integrierten Energieaustausch zwischen Ionen und Elektronen steht.

3.2 Energieeinschlußregime

In den rein ohmschen Entladungen zeigt TEXTOR-94 ein Einschlußverhalten, welches für einen Tokamak im allgemeinen typisch ist ([1], S. 176). Im wesentlichen hängt der Typ des Einschlußregimes von der Plasmadichte ab. Im Bereich der niedrigen Dichten wächst die Einschlußzeit τ_E proportional zur Plasmadichte – linearer ohmscher Einschluß (LOC-Regime, vom engl. *Linear Ohmic Confinement*).

Mit dem Anstieg der Plasmadichte wird die Abhängigkeit der Einschlußzeit von der Dichte immer weniger ausgeprägt, bis es zu einer nahezu vollständigen Sättigung kommt. In diesem Bereich ist die im Plasma gespeicherte thermische Energie weitgehend unabhängig von der Plasmadichte – SOC-Regime (vom engl. *Saturated Ohmic Confinement*).

Die kritische Dichte, bei der das SOC-Regime einsetzt, kann aufgeschoben werden, in dem man die externe Gaseinlaßrate reduziert und die Dichte langsamer steigen läßt [10]. Zu den höheren Energiewerten bei den gleichen Plasmadichten kommt man auch, wenn während einer SOC-Entladung leichte Verunreinigungen wie z. B. Neon ins Plasma eingelassen werden [11]. Derselbe Effekt kann erreicht werden, wenn im SOC-Regime bei den hohen Dichten die Menge des extern zugeführten Gases abrupt reduziert wird. Dank einer hohen Recycling-Rate an den plasmabegrenzenden Teilen bleibt die Dichte eine Zeit lang nahezu konstant hoch. Währenddessen steigt die im Plasma gespeicherte Energie auf einen höheren Wert, der dem LOC-Einschluß-Wert bei dieser Dichte entsprechen würde. Dieses Regime wird das Regime mit verbessertem ohmschem Einschluß genannt – IOC-Regime (vom engl. *Improved Ohmic Confinement*).

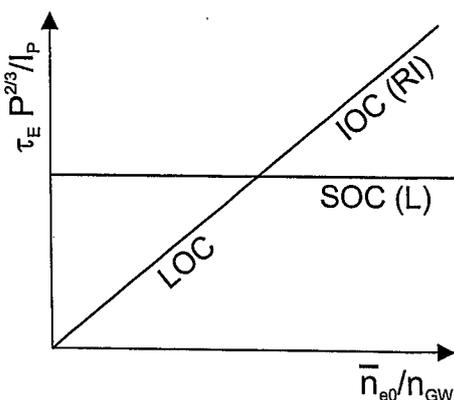


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Energieeinschlußzeit, normiert auf die Heizleistung, als Funktion der Plasmadichte. LOC, SOC und IOC sind Einschlußregime in ohmschen Plasmen. L- und RI-Moden sind für Entladungen mit Zusatzheizung in TEXTOR-94 typisch [27].

L-Mode äußerst schwach. Man unterscheidet zwischen H-Mode mit und ohne ELM's, am Plasmarand auftretende Instabilitäten (vom engl. *Edge Localized Mode*). Die ELM-freie H-Mode hat eine bessere Einschlußqualität, die von der Skalierung in Referenz [26] beschrieben wird. Da sie aber nicht stationär ist, ist die H-Mode mit ELM's für den Betrieb

Alle drei Regime des ohmschen Einschusses sind in der Abbildung 3.1 dargestellt. Zusätzlich sind auf dem Bild zwei Regime gezeigt (L- und RI-Mode), die in TEXTOR-94 in den Entladungen mit Zusatzheizung auftreten.

Wenn dem Plasma eine Zusatzheizung zugeführt wird, ist die L-Mode (vom engl. *Low Confinement Mode*) die Basis-Mode der Systeme mit toroidalem Einschluß. Sie wird ähnlich wie das SOC-Regime durch eine nahezu vollständig fehlende Abhängigkeit des Einschusses von der Plasmadichte charakterisiert.

In den Tokamak-Maschinen, die eine spezielle Magnetfeldkonfiguration haben (Divertor), wurde in den Entladungen mit Zusatzheizung eine Verbesserung des Einschusses im Vergleich zur L-Mode entdeckt. Für die sogenannte H-Mode ([6], [25]) (vom engl. *High Confinement Mode*) sind sehr steile Plasmadruck-Profile am Plasmarand charakteristisch. Die Abhängigkeit der Einschlußzeit von der Dichte ist ähnlich wie in der

von ITER vorgesehen.

In den Entladungen mit Strahlungskühlung durch Verunreinigungen in der Plasmarandschicht wurde an TEXTOR-94 die RI-Mode ([9], [27], [28]) (vom engl. *Radiative Improved Mode*) entdeckt. Die RI-Mode wird entweder durch den Einlaß der leichten Verunreinigungen (wie z. B. Neon) in den Hoch-Dichte-Entladungen mit Zusatzheizung erreicht, oder durch einen programmierten Dichteanstieg in der Maschine nach einer frischen Wandbehandlung mit Silizium. Die RI-Mode kombiniert gleichzeitig wichtige Eigenschaften im Hinblick auf Anwendung im Fusionsreaktor:

- ein guter Energieeinschluß (vergleichbar mit der H-Mode ohne ELM's);
- eine hohe Plasmadichte über dem empirischen Greenwald-Limit von:

$$n_{GW} [10^{20} \text{ m}^{-3}] \cong \frac{I_P [\text{MA}]}{\pi a^2 [\text{m}]} \quad (3.13)$$

- ein Strahlungsmantel am Plasmarand, der bis zu 95 % der zugeführten Heizleistung abstrahlt, wodurch die Beanspruchung der plasmabegrenzenden Elemente deutlich reduziert wird;
- quasi-stationäre Plasmabedingungen (an TEXTOR-94 wurde bis zu $160x\tau_E$ erreicht).

Für die RI-Mode ist ähnlich wie für das LOC-Regime eine lineare Abhängigkeit der Energieeinschlußzeit von der Plasmadichte charakteristisch.

Es sind deutliche Parallelen zwischen den ohmschen und zusatzgeheizten Entladungen zu sehen. Das LOC- und IOC-Regime sowie die RI-Mode haben alle eine lineare Abhängigkeit des Einschlusses von der Dichte mit der folgenden Skalierung für TEXTOR-94 [27]:

$$\tau_E [\text{s}] \cong 0,18 \bar{n}_{e0} [10^{20} \text{ m}^{-3}] P_{tot}^{-2/3} [\text{MW}] \quad (3.14)$$

Dabei ist $P_{tot} = P_{aux} + P_{OH}$ die gesamte Heizleistung. Der Einschluß im SOC-Regime und in der L-Mode weist so gut wie keine Abhängigkeit von der Dichte auf. Die entsprechende Skalierung ist:

$$\tau_E [\text{s}] \cong 0,15 I_P [\text{MA}] P_{tot}^{-2/3} [\text{MW}] \quad (3.15)$$

In den letzten Jahren wurde in Jülich ein theoretisches Modell entwickelt (siehe nächsten Abschnitt), das den L-RI-Übergang erfolgreich beschreibt. Dieses Modell wurde mit Hilfe der mit dem Diagnostikstrahl gewonnenen Daten zur Beschreibung des SOC-IOC-Übergangs in den ohmschen Entladungen angewendet (siehe Abschnitt 5.3).

3.3 Energietransport durch ITG-Instabilität

Man stellt sich die Frage, warum die Einschlußregime in einer Maschine so unterschiedlich sein können. Welche Instabilitäten sind für die Transporterhöhung (SOC, L) verantwortlich, und welche Mechanismen helfen diese Instabilitäten zu unterdrücken, um zu besseren Einschlußwerten zu gelangen (IOC, RI)?

Für die Erklärung des anomalen Transports im Tokamak kommen mehrere Mikroinstabilitäten (auch "Moden" genannt) in Frage (siehe z. B. [1], S. 199). Eine der wichtigsten ist die Instabilität, die von den Gradienten der Ionentemperatur getrieben wird – die toroidale ITG-Instabilität ([5], [29]) (vom engl. *Ion Temperature Gradient Driven Instability*). Der ITG-Instabilität wird der erhöhte Transport in der L-Mode zugeschrieben ([30], [31]). Mehrere theoretische und experimentelle Ergebnisse ([10], [11], [31], [32]) deuten darauf hin, daß die ITG-Instabilität für die Verschlechterung des Einschusses im SOC-Regime im Vergleich zum LOC-Regime verantwortlich ist. Es gibt jedoch andere Quellen ([33], [12]), die bestreiten, daß der Einfluß der ITG-Moden den Unterschied zwischen den SOC- und IOC-Regimen erklären kann.

Eine charakteristische Größe für diese Instabilität ist das Verhältnis η_i von Abfallängen der Plasmadichte $L_n = \left(\frac{d \ln n}{dr}\right)^{-1}$ und der Ionentemperatur $L_{T_i} = \left(\frac{d \ln T_i}{dr}\right)^{-1}$:

$$\eta_i = \frac{d \ln T_i}{d \ln n} \quad (3.16)$$

Deshalb wird die ITG-Instabilität oft als η_i -Mode bezeichnet.

Der grundlegende Mechanismus der toroidalen ITG-Instabilität ist anhand der Abbildung 3.2 zu erklären. Eine Störung der Ionentemperatur T_i entlang der poloidalen Richtung "y" in der Form $\tilde{T}_i \sim \exp(ik_y y)$ führt zu einer Störung des Druckes \tilde{P}_i und resultiert in der radialen diamagnetischen Drift $\tilde{V}_{r,P} = \frac{\nabla_y \tilde{P}_i}{Z_i n_i e B}$. Das Magnetfeld hat in der toroidalen Geometrie eine $B \sim 1/R$ Abhängigkeit. Daher ist diese Strömung nicht divergenzfrei ($\tilde{V}_{r,P} \sim R$) und führt zu einer Störung der Ionendichte und, folgerichtig, des Plasmapotentials. Es entsteht ein poloidales elektrisches Feld, welches eine zusätzliche Driftbewegung und eine damit verbundene Wärmeströmung \tilde{Q} in radiale Richtung verursacht. Die Teilchen aus dem Plasmainterinneren, die aufgrund des Ionentemperaturgradienten eine höhere Temperatur haben ($T_{i,l} > T_{i,r}$), heizen die Stelle, wo die Ionen bereits vorher heißer waren, noch mehr auf.

Als Grundlage für die theoretische Beschreibung der ITG-Instabilität werden die Teilchen-, Energie-, Moment- und Kräftebilanz-Gleichungen für alle im Plasma vorhandenen Ionenspezies verwendet [34]. Aus der Linearisierung dieser Gleichungen für eine kleine harmonische Störung erfolgt eine Dispersionsrelation zwischen der Frequenz ω und den Komponenten des Wellenvektors \vec{k} der Störung. Die Ordnung dieser Gleichung entspricht der dreifachen Anzahl der betrachteten Ionen inklusive aller Ionisationszustände. Der

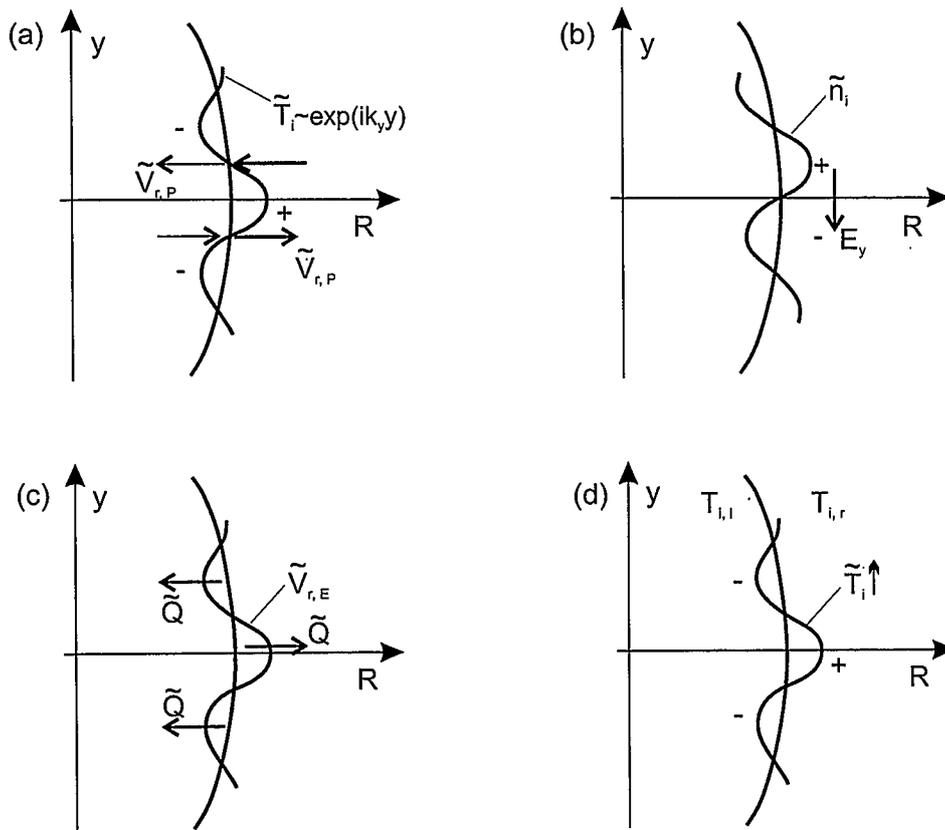


Abbildung 3.2: Mechanismus der toroidalen ITG-Instabilität. Eine Störung der Ionentemperatur entlang poloidaler Richtung "y" (a) verursacht aufgrund der toroidalen Geometrie eine nicht quellfreie radiale Driftbewegung und eine Störung der Dichte (b). Das so entstandene elektrische Feld führt zu radialen Driften und Wärmeströmungen (c), die die Instabilität weiter antreiben (d).

Vergleich mit dem Experiment, so weiter [34], zeigt, daß es für die Entladungen ohne Strahlungskühlung ausreichend ist, nur die vollständig ionisierten Kohlenstoff-Ionen C^{6+} zu berücksichtigen. Für die Entladungen mit dem Einlaß von Neon müssen zusätzlich die Ionen Ne^{10+} und Ne^{8+} herangezogen werden. Die somit wesentlich vereinfachte Gleichung kann numerisch gelöst, und die Anwachsrate der Instabilität $\gamma_{ITG} \equiv \text{Im } \omega$ berechnet werden.

Zur Illustration des Einflusses der Verunreinigungen und der Form der Profile auf die ITG-Instabilität wird oft die sogenannte "gemittelte-Ionen"-Näherung (engl. *averaged ion approximation*) verwendet. Dabei wird das im Plasma vorhandene Gemisch von Hintergrund- und Verunreinigungionen unter Annahme identischer Profilformen aller Ionen als eine einzige Ionensorte der Ladung Z_{eff} betrachtet. In dieser Näherung kann eine analytische Formel für das spektrale Maximum der Anwachsrate der ITG-Instabilität, welches bei $k_y \approx 0,5/\rho_D$ (ρ_D ist der Larmor-Radius der Hintergrundionen) erreicht wird, geschrieben

werden ([35], [36] S. 132):

$$\gamma_{ITG} \approx \frac{\omega_d \varepsilon_n^{1/2}}{Z_{eff}^{1/2}} \sqrt{\eta_i - \eta_{i,c}} \quad (3.17)$$

Dabei bezeichnet $\omega_d = \frac{T_e}{eB} \frac{k_y}{L_n}$ die diamagnetische Driftfrequenz und $\varepsilon_n = -\frac{2L_n}{R}$. Der kritische Wert von η_i ist:

$$\eta_{i,c} \approx \frac{2}{3} + \varepsilon_n \left(\frac{10}{9Z_{eff}} + \frac{Z_{eff}}{4} \right) + \frac{Z_{eff}}{4\varepsilon_n} - \frac{Z_{eff}}{2} \quad (3.18)$$

Der Einlaß von Verunreinigungen führt zur Reduktion der Anwachsrate der ITG-Instabilität aufgrund einer Verringerung der diamagnetischen Drift. Eine andere, mit der Existenz der gefangenen Elektronen verbundene Instabilität tritt aus dem Schatten der ITG-Instabilität. Die sogenannte DTE-Instabilität ([37], [30], [31]) (vom engl. *Dissipative Trapped Electron Instability*) führt zu einer Aufsteilung des Dichteprofiles (gleichbedeutend mit geringeren η_i -Werten) und somit nach Gl. 3.17 zu einer weiteren Unterdrückung der ITG-Instabilität. Die DTE-Instabilität wird dominierend und liefert dank der umgekehrt-proportionalen Abhängigkeit ihrer Anwachsrate von der Plasmadichte $\gamma_{DTE} \sim 1/n$ bei den für TEXTOR-94 typischen Dichten und Temperaturen eine für die RI- und LOC-Mode charakteristische lineare Abhängigkeit des Einschlusses von der Dichte.

3.4 Verunreinigungstransport

Die Plasmaverunreinigungen verdünnen den Brennstoff der Fusionsreaktion und erhöhen die Strahlungsverluste. Ein zu hohes Verunreinigungsniveau führt zu Plasmainstabilitäten bis hin zu Stromabbrüchen (Disruptionen). Die im Kontakt mit dem Plasma stehenden Wandelemente sind Quellen von Verunreinigungen, die durch Transportprozesse ins Plasmaminnere eindringen.

An TEXTOR-94 wurde ein spezielles Wand-Konditionierungsverfahren entwickelt ([38], [39]), bei dem die Wand mit sauerstoffgetternden Materialien beschichtet wird, womit die Verunreinigungskonzentrationen wesentlich reduziert wurden. Der Arbeitsbereich des Tokamaks wurde dadurch so erweitert, daß eine zusätzliche, gezielte Injektion der Verunreinigungen zur Strahlungskühlung möglich wurde. Das somit erzielte RI-Mode-Regime zeigt, daß Verunreinigungen auch eine positive Rolle im Hinblick auf das Plasmaverhalten spielen können. Wie im Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, verbessert die Zuführung von leichten Verunreinigungen wie z. B. Neon oder Silizium während der Hochdichte-Entladungen deutlich die Einschlußparameter der Maschine im Vergleich zur L-Mode. Außerdem emittiert der Strahlungsmantel am Plasmarand bis zu 95 % der zugeführten Heizleistung ab, wodurch die Beanspruchung der dem Plasma ausgesetzten Elemente deutlich reduziert wird.

Der Einfluß der Verunreinigungen auf den Fusionsprozeß ist nicht schädlich, solange die Strahlung sich nicht zu weit ins Plasmaminnere ausbreitet, wo die Fusionsleistung erzeugt werden soll. Die Ausdehnung des Strahlungsgürtels sollte auf Radien $r/a \gtrsim 0.8$ begrenzt sein [8], was die Wahl der geeigneten Verunreinigungen für TEXTOR-94 auf $Z_{max} \approx 14$ beschränkt. Für ITER kämen die Verunreinigungen bis $Z_{max} \approx 40$ in Frage, vorausgesetzt der Transport der Verunreinigungen ist für alle Z gleich. Da aber das Transportverhalten der Verunreinigungen nicht hinreichend bekannt ist, kann an dieser Stelle keine allgemeingültige Aussage gemacht werden. Eine der Anwendungen des Diagnostikstrahls ist die Untersuchung des Transportverhaltens der Verunreinigungen.

Im allgemeinen gelangen Verunreinigungen als vom Magnetfeld nicht beeinflussbare neutrale Atome und Moleküle ins Plasma, wo sie durch Elektronenstöße ionisiert werden. Die Eindringtiefe λ_i ist durch das Produkt der Neutralteilchengeschwindigkeit v_0 und der Ionisationszeit τ_i gegeben:

$$\lambda_i = v_0 \tau_i \quad (3.19)$$

wobei

$$\tau_i = \frac{1}{n_e \langle \sigma v \rangle} \quad (3.20)$$

Dabei bezeichnet n_e die lokale Elektronendichte, $\langle \sigma v \rangle$ ist der Ratenkoeffizient für Elektronenstoßionisation. Nach der Ionisation wird die Teilchenbewegung wesentlich vom Magnetfeld bestimmt.

Der Transport geladener Teilchen senkrecht zu den magnetischen Flußflächen wird in drei Komponenten aufgeteilt: klassischer Transport aufgrund der Stöße im homogenen Magnetfeld, neoklassischer Transport in dem aufgrund der toroidalen Geometrie inhomogenen Magnetfeld und anomaler Transport, der von den Plasmaturbulenzen hervorgerufen wird.

Die experimentellen Transportwerte liegen oft um Größenordnungen höher als die neoklassische Theorie vorhersagt. Da bisher noch keine allgemeingültige Theorie des anomalen Transports aufgestellt wurde, wird zu seiner Beschreibung ein empirischer, aus diffusiven (proportional zum Gradienten der Teilchendichte) und konvektiven Anteilen (proportional zur Teilchendichte) bestehender Ansatz herangezogen:

$$\Gamma^{an} = -D^{an} \frac{\partial n}{\partial r} + v^{an} n \quad (3.21)$$

Und für den anomalen Wärmetransport (vergl. mit Gl. 3.8):

$$Q^{an} = -\chi^{an} n \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{5}{2} \Gamma^{an} T \quad (3.22)$$

Die resultierenden anomalen Diffusionskoeffizienten werden z. B. von der Bohm-Skalierung beschrieben:

$$D_B [\text{m}^2/\text{s}] = \frac{T_e [\text{eV}]}{16 B [\text{T}]} \quad (3.23)$$

Die Bohm-Skalierung beschreibt gut die Transportprozesse in der Plasmarandschicht in den Entladungen mit starker Zusatzheizung. Im Plasmazentrum sagt sie allerdings zu hohe Diffusionskoeffizienten voraus.

Zur Beschreibung des Transports werden numerische Modelle entwickelt, die die empirisch ermittelten radialen Variationen der Transportkoeffizienten in Abhängigkeit von Entladungsszenarien verwenden.

3.5 Numerisches Transportmodell RITM

Der Verunreinigungstransportcode RITM ([40], [41], [42]) löst numerisch ein System von eindimensionalen zeitabhängigen Gleichungen, die die Parametervariationen entlang dem kleinen Plasmaradius r beschreiben: die Kontinuitätsgleichungen für Hintergrundplasma- und Verunreinigungsionen, die Wärmebilanz-Gleichungen der Elektronen und Ionen und die Bedingung der Quasi-Neutralität des Plasmas. Die Routine berechnet selbstkonsistent die radialen Profile der Elektronen- und Iontemperatur sowie die Profile der Elektronen- und Hintergrundionendichten. "Selbstkonsistent" bedeutet in diesem Fall die Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Verunreinigungen und Hintergrundplasma.

Dichten der Verunreinigungen in verschiedenen Ionisationsstufen werden mit Hilfe der aneinander gekoppelten Kontinuitätsgleichungen für jede Stufe in Abhängigkeit von den lokalen Werten der Elektronendichte und -temperatur berechnet. Die Strahlungsprofile der Verunreinigungen werden dann unter Annahme des Korona-Anregungsgleichgewichts für die Emissionskoeffizienten der Linien bestimmt.

Bei der Entwicklung des Codes wurden verschiedene Modelle im Hinblick auf eine angemessene Beschreibung der experimentell bestimmten Transportparameter untersucht. Für die Teilchenflüsse der Hintergrundionen wird Gl. 3.21 genommen, für die Wärmeflüsse Gl. 3.22. In den ohmschen Plasmen werden die Teilchendiffusionskoeffizienten aller Spezies und Wärmetransportkoeffizienten der Elektronen durch eine Alcator-Skalierung beschrieben:

$$D_{OH} = A_D / n_e \quad (3.24)$$

beziehungsweise:

$$\chi_{e,OH} = 3 D_{OH} \quad (3.25)$$

Der Koeffizient A_D hängt vom Plasmastrom ab ($A_D \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ für $I_P = 340 \text{ kA}$). Der Wärmediffusionskoeffizient der Ionen wird durch den neoklassischen Wert dargestellt [40]. Außerdem wurde eine einwärts gerichtete anomale Pinchgeschwindigkeit eingeführt, die den konvektiven Anteil in der Gleichung 3.21 repräsentiert und ermöglicht, die experimentell bestimmten Dichteprofile zu reproduzieren.

Für die Entladungen mit Zusatzheizung wird der Teilchentransportkoeffizient am Plasmarand um den Bohmkoeffizienten erhöht. Für die Verunreinigungen wurde mit diesem

Diffusionskoeffizienten und neoklassischer Pinchgeschwindigkeit eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Profilen erzielt [43].

Zusätzlich zum ohmschen Wärmetransportkoeffizienten wird bei zusatzgeheizten Entladungen der um einen Faktor q^2 erhöhte sogenannte Gyro-Bohm-Koeffizient [42] genommen:

$$\chi_{aux} = \chi_{OH} + \frac{\rho_i^2 c_s}{\mu |L_n|} q^2 \epsilon^{1/2} \quad (3.26)$$

Dabei bezeichnet ρ_i den Ionen-Larmorradius, c_s die Schallgeschwindigkeit der Ionen, μ die atomare Masse des Hintergrundions, $L_n = \left(\frac{\partial \ln n_e}{\partial r}\right)^{-1}$ die charakteristische Abfalllänge des Elektronendichteprofiles und

$$q(r) \approx \frac{r B_t}{R B_p} \quad (3.27)$$

den magnetischen Sicherheitsfaktor.

Als Randbedingungen bei den Rechnungen wurden radiale Ableitungen aller Variablen, die im Plasmazentrum gleich Null sein müssen, und experimentell gegebene Abfallängen an der letzten geschlossenen Flußfläche (vergl. mit Gl. 3.11) genommen. Die Eingangsparmeter sind die radialen Profile der Ablagerung der Heizleistung, die zentrale liniengemittelte Dichte und der Plasmastrom.

Ein Zerstäubungsmodell berechnet selbstkonsistent die neutralen Flüsse der von der Wand zerstäubten Verunreinigungen Kohlenstoff und Silizium. Für die recycelnden Verunreinigungen wird ein Recyclingkoeffizient von $R = 1$ angenommen. Der Neon-Fluß bzw. der empirisch eingeführte Bedeckungsfaktor f_c von Silizium können angepaßt werden, um die gemessenen Werte der abgestrahlten Leistung wiederzugeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Transportcode RITM zur Berechnung der Profile der Verunreinigungsdichten und -strahlung sowie zur Berechnung der Leistungsbilanz in den Entladungen mit Strahlungskühlung benutzt.

Kapitel 4

Experiment

In diesem Kapitel wird zunächst der Tokamak TEXTOR-94 vorgestellt. Neben den anderen Plasmadiagnostiken, deren Daten im Laufe dieser Arbeit benutzt wurden, wird die Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl beschrieben. Dem folgt eine ausführliche Beschreibung des Wasserstoffdiagnostikstrahls RUDI. Es werden die Anordnung des Strahls an TEXTOR-94, seine Parameter und das Beobachtungssystem dargestellt. Der Einsatzbereich von RUDI wird mit einigen Ladungsaustauschspektren illustriert. Ein wichtiger Teil der Ergebnisse dieser Arbeit wurde mit der Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl erzielt, das speziell für die Messungen am Plasmarand konzipiert wurde. Dieses System wird hier vorgestellt. Zum Schluß folgt der Vergleich der Einsatzmöglichkeiten von Ladungsaustauschdiagnostiken mit Hilfe des Diagnostikstrahls und des Heizstrahls.

4.1 TEXTOR-94

TEXTOR-94 ist ein Tokamak mit einem kreisförmigen poloidalen Querschnitt, einem großen Radius R_0 von 175 cm und einem kleinen Radius a von 46 cm. Der Plasmastrom I_P beträgt maximal 800 kA, das toroidale Magnetfeld B_t maximal 2,8 T bei einer Entladungsdauer von bis zu 10 s.

Das Plasma wird mit Hilfe von Plasmabegrenzern (Limitern) aus Graphit fern von den Metallwänden gehalten. Neben dem toroidalen Pumplimiter ALT-II werden die Wände von poloidalen Limitern sowie auf der Hochfeldseite vom inneren Schutzlimiter ("Bumper"-Limiter) vor dem Kontakt mit dem Plasma geschützt.

Zusätzlich zur ohmschen Heizung kann das Plasma aufgeheizt werden durch:

- zwei 60 keV Neutralteilcheninjektoren, einer in Richtung des Plasmastroms (NBI co) und einer entgegen (NBI counter), mit jeweils bis zu 2,0 MW;

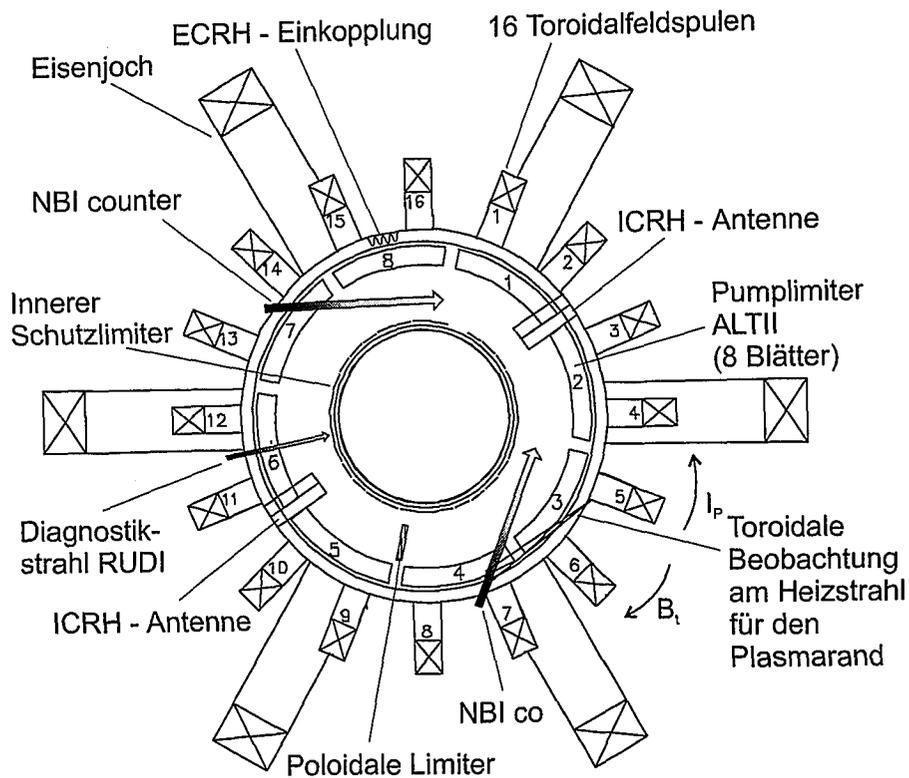


Abbildung 4.1: Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR-94

- Ionen-Zyklotron-Resonanzheizung mit maximal 4 MW;
- Elektronen-Zyklotron-Resonanzheizung, deren Leistung von 200 kW zeitlich auf maximal 200 ms begrenzt ist.

Abbildung 4.1 zeigt eine Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR-94 mit seinen Limiter- und Heizsystemen. Zusätzlich dazu sind die Positionen des Wasserstoffdiagnostikinjektors RUDI und des Ladungsaustauschsystems am Heizstrahl für die Beobachtung des Plasmarandes dargestellt.

TEXTOR-94 ist mit einer großen Anzahl von Diagnostiken ausgestattet. Ein Neunkanal-HCN-Interferometer / Polarimeter [44] bestimmt die Elektronendichte- und Stromdichteprofile. Die Elektronentemperaturprofile werden mit Hilfe von zweiter und dritter Harmonischer des Elektronen-Zyklotron-Emission-Systems (ECE) [45] gemessen. Ein neues hochauflösendes Thomson-Streuung-System [46] liefert Informationen sowohl über die Elektronentemperatur als auch über die Elektronendichte. Die Elektronentemperatur- und Dichteprofile am Plasmarand werden mittels der thermischen He- und Li-Atomstrahlen [47] bestimmt. Die vom Plasma abgestrahlte Leistung wird durch Bolometrie [48] gemessen. Für die Experimente mit Strahlungskühlung wurde an TEXTOR-94 ein System zur Regelung des Strahlungspegels entwickelt [8].

4.2 Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl

Die Ionentemperatur kann in den Entladungen mit zusätzlicher Neutralteilchenheizung mit Hilfe der Ladungsaustauschdiagnostik am NBI co [22] gemessen werden. Abbildung 4.2 zeigt den Aufbau dieses Systems. Die Beobachtung des Strahls erfolgt mit Hilfe von Lichtleitern, die zu einem Spektrometer außerhalb des TEXTOR-Bunkers führen. Die Kreuzungen von Sichtlinien mit dem Strahl bestimmen die Beobachtungsbereiche. Für eine bessere radiale Auflösung müssen die Sichtlinien in diesen Bereichen möglichst tangential zu den Magnetfeldlinien verlaufen. Daher wurden die Sichtlinien auf zwei Fenster aufgeteilt.

Bei der Auswertung der spektralen Daten muß zwischen aktiven (heiße Komponente aus dem Zentrum) und passiven (kalte Komponente vom Plasmarand, den die Sichtlinie durchquert) Signalen unterschieden werden. In den Entladungen mit strahlender Randschicht emittiert Neon, das dafür eingesetzt wird, drei Linien (5284 \AA , 5287 \AA , 5294 \AA), die nahe an der Kohlenstoff-Ladungsaustauschlinie CVI 5290 \AA liegen. Bei den hohen Temperaturen kommt es zur Überlappung der Linien. Daher muß das gemessene Spektrum mit bis zu fünf Gauß-Funktionen (zwei für die aktiven und passiven Signale, sowie drei für Neon-Emissionslinien) angepaßt werden.

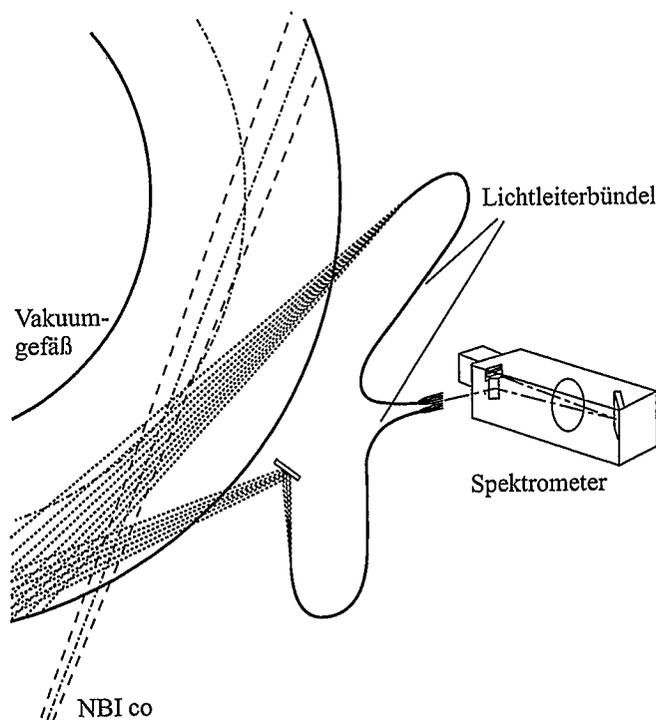


Abbildung 4.2: Beobachtungssystem für den Ladungsaustausch am Heizstrahl NBI co

4.3 Wasserstoffdiagnostikstrahl RUDI

Um die Ladungsaustauschmessungen bis zum Plasmazentrum zu ermöglichen, müssen die Energie des Strahls und sein Strom hoch genug sein. Eine niedrige Divergenz ist eine Voraussetzung für eine gute Raumauflösung der Messungen und eine hohe Stromdichte auf der Strahlachse. Außerdem muß die Dauer des Strahls lang genug sein, um während der gesamten Plasmaentladung messen zu können. Im Falle TEXTOR-94 sind das mehrere Sekunden.

Um alle diese Anforderungen zu erfüllen, wurde der Wasserstoffdiagnostikstrahl RUDI (*Russischer Diagnostik-Injektor*) [49] in Zusammenarbeit mit dem Budker-Institute of Nuclear Physics Nowosibirsk, Rußland, entwickelt und konstruiert. Im folgenden Teil wird der Aufbau des Injektors und des Beobachtungssystems beschrieben. Die gemessenen Strahlparameter werden vorgestellt und mit den berechneten Parametern verglichen. Angaben über alle relevanten Aufbau- und Betriebsparameter des Diagnostikstrahls gibt es im Anhang.

4.3.1 Aufbau des Diagnostikinjektors an TEXTOR-94

Die Abbildung 4.3 zeigt den gesamten Aufbau des Wasserstoffdiagnostikstrahls RUDI an TEXTOR-94. Die Ionen werden in einer hochfrequenzgetriebenen Ionenquelle (HF-Quelle) erzeugt und auf bis zu 50 keV beschleunigt.

Da die geladenen Teilchen vom TEXTOR-Magnetfeld abgelenkt werden und daher nicht ins Plasma eindringen können, müssen die Ionen vorher neutralisiert werden. Dies geschieht durch den Ladungsaustauschprozeß mit dem Gastarget in der Neutralisationskammer. Als Gastarget wird Wasserstoff benutzt. Der maximale theoretische Neutralisationsgrad von Wasserstoff an Wasserstoff hängt von der Speziesverteilung im Strahl ab und liegt im Bereich von 60-70 % [50]. Experimentell wurde festgestellt, daß die aus der Ionenquelle strömende Gasmenge bereits ausreichend ist, um die Effizienz von 60 bis 65 % zu erreichen. Ein zusätzlicher Gaseinlaß in den Neutralisator ist zwar konstruktiv vorgesehen aber nicht erforderlich. Die restlichen Ionen werden vom im Vakuumtank installierten Ablenkmagnet auf den Ionensumpf umgeleitet.

Der RUDI-Vakuumtank ist mit dem TEXTOR-Gefäß durch eine Strahldurchführung verbunden. Ein darin installiertes segmentiertes Kalorimeter dient zur Messung des Strahlprofils. Während des TEXTOR-Betriebs wird das Kalorimeter aus dem Strahlgang herausgefahren.

Das aus einer Rotations-Verdrängerpumpe, einer Rootspumpe und einer Turbo-Molekularpumpe bestehende Vakuumpumpensystem wird für das primäre Evakuieren des Volumens benutzt. Zusätzlich dazu sind im Vakuumtank zwei leistungsstarke Kryopum-

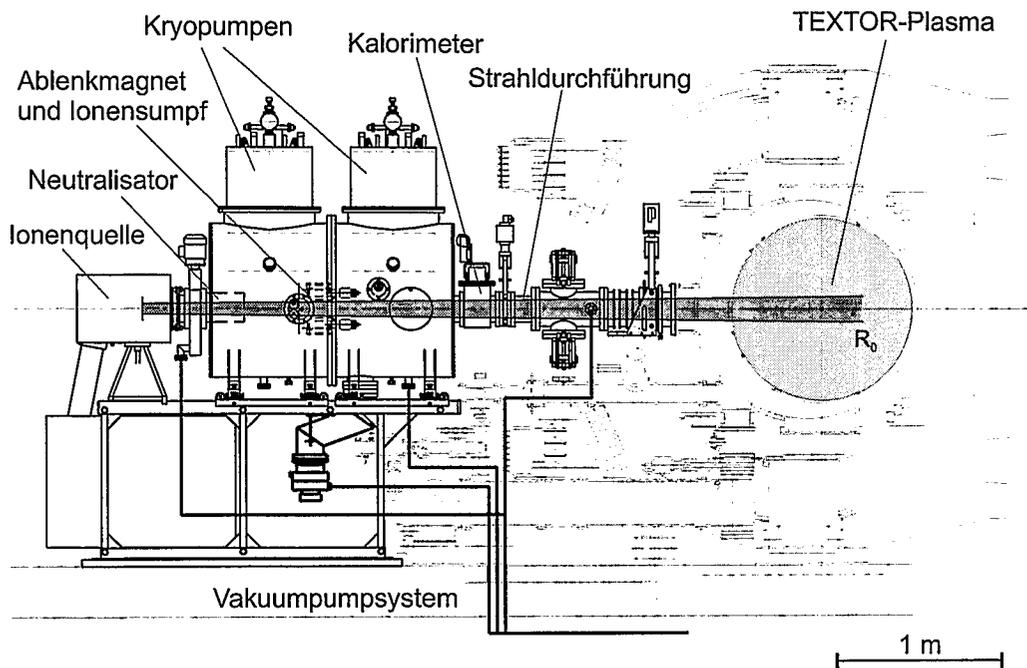


Abbildung 4.3: Aufbau des Wasserstoffdiagnostikinjektors RUDI an TEXTOR-94

pen installiert. Mit einem Saugvermögen von je $24 \text{ m}^3/\text{s}$ helfen die Kryopumpen die Reionisation der Strahlteilchen und daraus resultierende Stromverluste, sowie die Verdünnung des TEXTOR-Deuteriumplasmas mit Wasserstoff zu vermeiden.

4.3.2 HF-Ionenquelle

Die Ionenquelle (Abb. 4.4) besteht im wesentlichen aus zwei Hauptkomponenten: HF-Plasmabox und 4-Gitter-Ionenoptik. Die Plasmabox ist eine vakuumdichte zylindrische Kammer aus Aluminiumoxid, die von einer HF-Spule umgewickelt ist. Die Spule erzeugt eine HF-Leistung von bis zu 10 kW bei einer einstellbaren Frequenz von ca. $4,5 \text{ MHz}$. Die Stromdichte der extrahierten Ionen hängt linear von der ins Plasma eingekoppelten HF-Leistung ab. Um die erforderliche Stromdichte am ersten Gitter von $130 \text{ mA}/\text{cm}^2$ zu erreichen, genügt eine Leistung von typischerweise $2,5 \text{ kW}$.

Das Arbeitsgas wird an der Rückwand durch einen flexiblen Schlauch eingelassen. Der Schlauch dient gleichzeitig als elektrischer Isolator zwischen Plasmabox, die unter Hochspannung steht, und geerdetem Außengehäuse. Die eingelassene Gasmenge wird von einem Gasdurchflußregler kontrolliert. Der typische Gasdurchflußwert für einen extrahierten Ionenstrom von $1,5\text{-}2,0 \text{ A}$ liegt bei $2 \text{ mbar}\cdot\text{l}/\text{s}$.

Um eine reproduzierbar sichere Zündung der HF-Entladung in der Plasmabox zu gewähr-

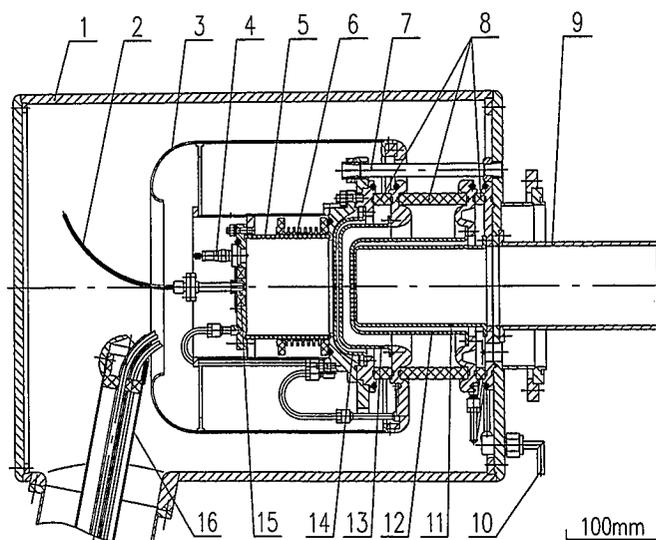


Abbildung 4.4: HF-Ionenquelle des Diagnostikinjektors RUDI: 1 – metallisches Außengehäuse, 2 – Gaszuleitung, 3 – innere magnetische Abschirmung, 4 – Zündelektrode, 5 – Keramikwand, 6 – HF-Antenne, 7 – Isolator, 8 – keramische Abstandsstücke, 9 – Neutralisator-Rohr, 10 – Kühlwasserzuleitung, 11, 12, 13, 14 – Erdungs-, Beschleunigungs-, Extraktions- bzw. Plasmagitter mit Gitterhalterungen, 15 – Permanentmagnete zum Schutz der Rückwand, 16 – Koaxialleitung

leisten, wurde an der Rückwand eine spitzenförmige Zündelektrode eingebaut. Zur Initiierung der Entladung wird an die Zündelektrode für kurze Zeit eine Spannung von 3 kV angelegt.

Die Ionen werden von der 4-Gitter-Ionenoptik aus der Plasmabox extrahiert und beschleunigt. Die Molybdengitter sind konkav mit einer Brennweite von 4,1 m geformt, was dem Abstand Ionenquelle – Plasmazentrum entspricht. Dadurch wird die Breite des Strahls im Plasma möglichst gering gehalten. Zwischen den beiden ersten Gittern (Plasmagitter und Extraktionsgitter) wird eine Spannung angelegt, die die Ionen aus der Plasmabox herauszieht und den Ionenstrahl formiert. Zwischen Gitter 2 und Gitter 3 (Beschleunigungsgitter) werden die Ionen auf die erforderliche Energie gebracht, die im Bereich von 20 bis 50 keV variiert werden kann. Gitter 3 hat im Verhältnis zum geerdeten Gitter 4 eine relativ niedrige negative Spannung zum Unterbinden des Elektronenstroms in die zum Ionenstrahl entgegengesetzte Richtung. Die Temperatur der Gitter wird mittels Wasserkühlung an der Gitterperipherie niedrig gehalten.

4.3.3 Charakteristische RUDI-Strahlparameter

Die charakteristischen Parameter des Diagnostikstrahls wurden bereits in der Konstruktionsphase festgelegt [51], um den Anforderungen der Ladungsaustauschdiagnostik an TEXTOR-94 gerecht zu werden.

Eine Energie von 50 keV ist erforderlich, um auch in TEXTOR-Entladungen hoher Dichte ein möglichst tiefes Eindringen des Strahl ins Plasma zu gewährleisten. Außerdem liegt diese Energie nahe am Maximum für den Ladungsaustausch-Ratenkoeffizienten der Kohlenstofflinie C VI 8-7 5290 Å (siehe Abb. 2.1). Der Strahlstrom muß einerseits ausreichend hoch sein, um auswertbare Ladungsaustauschsignale zu erhalten; andererseits darf der Strahl das Plasma nicht mit seiner Heizleistung beeinflussen. Das heißt, sie muß klein sein gegenüber der ohmschen Heizleistung, die bei TEXTOR-94 typischerweise zwischen 200 und 400 kW liegt. Bei einem Neutralteilchenstrom von 1 A und unter Berücksichtigung der Modulation mit einer Frequenz von 500 Hz (0.9 ms "Strahl-An"-Zeit und 1,1 ms "Strahl-Aus"-Zeit) beträgt die maximale Heizleistung für den Fall, daß die gesamte Strahlleistung im Plasma abgelagert wird, ca. 23 kW. Da aber in den ohmschen Entladungen ein relativ hoher Strahlanteil von schätzungsweise 20-30 % bis zur gegenüberliegenden Wand durchdringt, bleibt die Heizleistung des Strahls deutlich unter 10 % der ohmschen Heizleistung.

Eine niedrige Divergenz von $\lesssim 0,6^\circ$ ist unter anderem eine Voraussetzung für eine gute Raumauflösung der Ladungsaustauschmessungen. Mit dem in der Strahldurchführung installierten Kalorimeter wurden die Strahlprofilmessungen durchgeführt. Abbildung 4.5

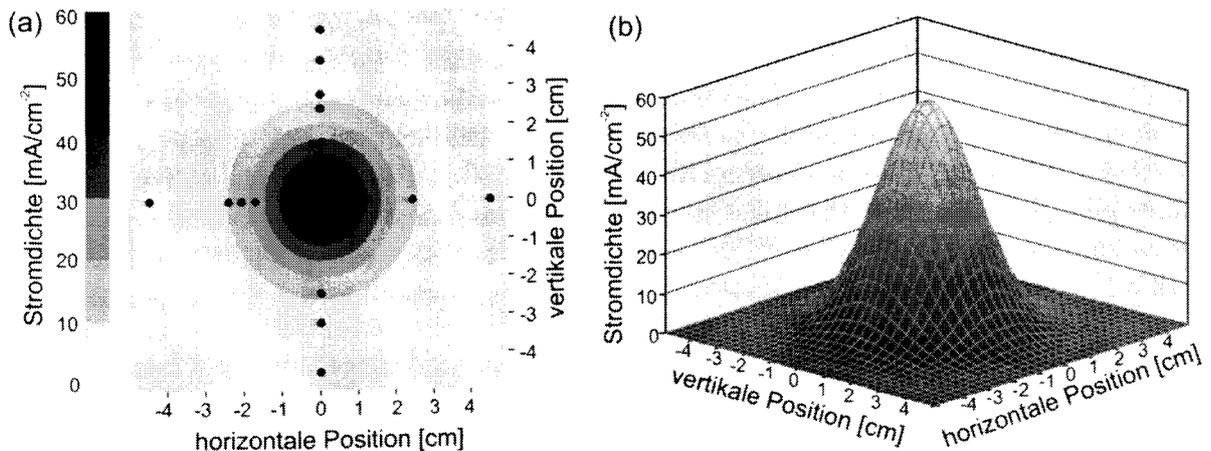


Abbildung 4.5: Stromprofil des Diagnostikstrahls RUDI, gemessen vom segmentierten Kalorimeter in 2,2 m Entfernung von der Ionenquelle. (a) – Konturplot, schwarze Punkte sind die Meßstellen; (b) – an die Meßwerte angepaßte zweidimensionale Gaußfunktion. Für diesen Schuß wurde eine Halbwertsbreite des Strahls von 3,2 cm (entspricht einer Divergenz von $0,5^\circ$) ermittelt.

zeigt ein Beispiel einer solchen Messung. Das Kalorimeter ist in 2,2 m Entfernung von der Ionenquelle installiert. Der PADET-Code [52] wurde benutzt, um die Breite des Strahls in 4,1 m Entfernung von der Ionenquelle zu berechnen. Danach hat der Strahl im Plasmazentrum einen $1/e$ -Durchmesser von ca. 8 cm und eine Stromdichte auf der Strahlachse von ca. 20 mA/cm².

Zum Zeitpunkt der Entwicklung des Diagnostikinjektors stand ein Hochspannungsversorgungsgerät zur Verfügung, das die benötigte Leistung für maximal 1 ms gewährleisten konnte. Deswegen wurde die Modulationsfrequenz des Strahls mit 500 Hz festgelegt. Zusätzlich dazu kann die sogenannte Übermodulation mit einer niedrigeren Frequenz angelegt werden. Das Übermodulation-Regime ist bei der Verwendung von CCD-Detektoren mit niedrigen Bildraten zur Trennung der aktiven und passiven Ladungsaustauschkomponenten notwendig.

Die maximal mögliche RUDI-Pulsdauer ist 10 s, entsprechend der maximalen TEXTOR-Entladungsdauer. Um die einzelnen Injektorkomponenten, vor allem die Gitter des Beschleunigungssystems, nicht zu überlasten, wurde der Strahl mit einer typischen Dauer von 4 s betrieben. Damit konnte in den meisten TEXTOR-Entladungen während der gesamten stationären Phase des Plasmastroms gemessen werden.

Detaillierte Angaben über die Parameter zum Strahlaufbau und -betrieb sind im Anhang dargestellt.

4.3.4 RUDI-Beobachtungssystem

Im Unterschied zum Nachweissystem am Heizstrahl sind die Sichtlinien des Diagnostikstrahls radial ausgerichtet. Der Vorteil dieser Beobachtungsgeometrie im Vergleich mit einer toroidalen Beobachtung ist vor allem ihre Einfachheit und, folglich, eine bessere Raumauflösung, insbesondere im Bereich des halben Plasmaradius. Mit dieser Anordnung ist es außerdem prinzipiell möglich, die poloidale Plasmageschwindigkeiten zu messen. Leider liegen diese bei TEXTOR-94 mit schätzungsweise 5-10 km/s unter der Nachweisgrenze, die durch die spektrale Auflösung des vorhandenen Systems gegeben ist.

Ein weiterer Vorteil der poloidalen Beobachtung ist die Abwesenheit des Plume-Effekts [13]. Die Ursache für den Plume-Effekt sind die Verunreinigungsionen, die durch den Ladungsaustauschprozeß an einer beliebigen radialen Stelle im Strahl in Besitz eines Elektrons kommen und danach sich von dieser Stelle entlang den Magnetfeldlinien entfernen. Bevor sie reionisiert werden, können sie beim Durchqueren der toroidalen Beobachtung die Linienstrahlung emittieren. Da der Bahnradius dieser Ionen nicht dem Schnittpunkt zwischen Strahl und Sichtlinien entspricht, führt dies zur radialen Verschmierung des Ladungsaustauschsignals. Die Existenz solcher Ionen hängt direkt mit der Neutralteilcheninjektion zusammen. Daher kann der Plume-Effekt nicht durch die Modulation des Strahls beseitigt werden.

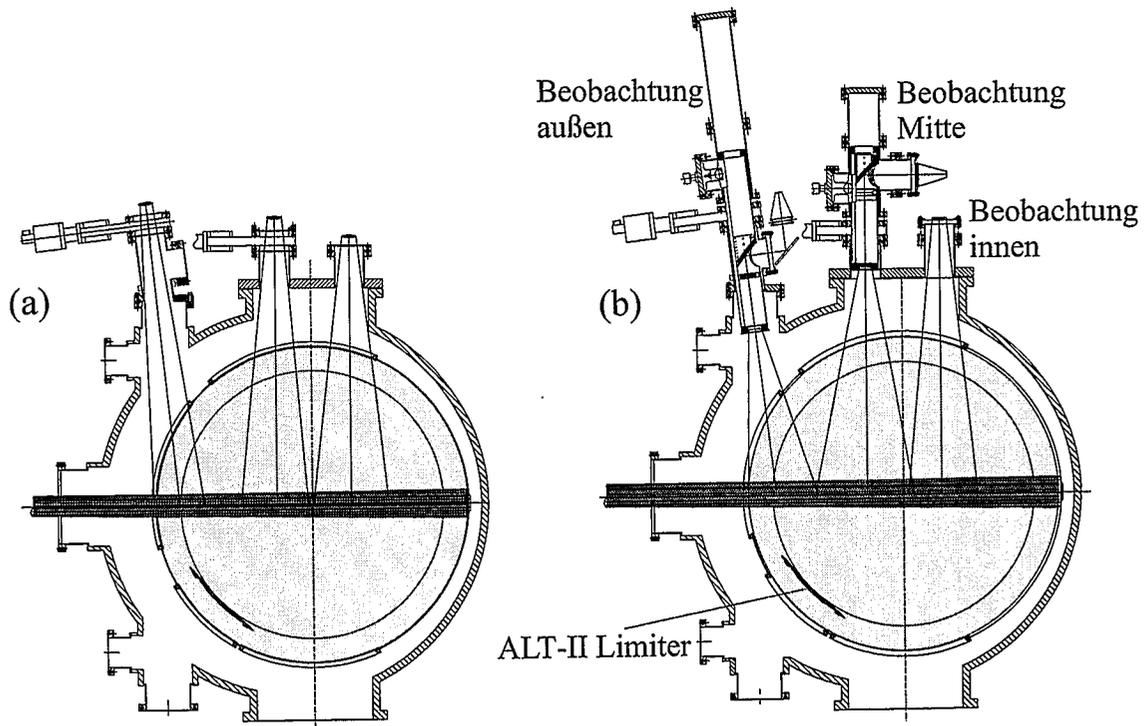


Abbildung 4.6: System zur Beobachtung des Diagnostikstrahls RUDI. (a) – vor dem Umbau, (b) – nach dem Umbau

Für die Beobachtung des RUDI-Strahls im TEXTOR-Plasma standen 3 Fenster zur Verfügung: "Beobachtung außen" für die Niederfeldseite, "Beobachtung Mitte" für den zentralen Bereich und "Beobachtung innen" auf der Hochfeldseite des Tokamaks. Abbildung 4.6 (a) zeigt das ursprüngliche System, mit dem die ersten Messungen mit RUDI durchgeführt wurden. Der jeweilige Beobachtungsbereich wird von einer Linse auf ein Lichtleiterbündel abgebildet. Die Lichtleiter führen zum Spektrometer mit einem CCD-Detektor außerhalb des TEXTOR-Bunkers. Trotz einer sehr guten radialen Auflösung, speziell am Plasmarand (ca. 1 cm), hatte dieses System den entscheidenden Nachteil, daß die einzelnen Beobachtungsbereiche keine Überlappung hatten. Das System wurde umgebaut, so daß die optischen Systeme von "Beobachtung außen" und "Beobachtung Mitte" teilweise im TEXTOR-Gefäß versenkt wurden. Damit wurde die Überlappung beider Bereiche gewährleistet (Abb. 4.6, b). Da in diesem nach dem Schleusenprinzip gebauten System der Abstand zwischen der ersten Linse und den Lichtleitern deutlich größer wurde, mußte die Optik um einige weitere Komponenten, wie eine Feldlinse auf der Position der Zwischenabbildung, einen Spiegel und eine zweite abbildende Linse, erweitert werden. Mit den beiden umgebauten Systemen wurde eine lückenlose Beobachtung des Strahls vom Plasmarand auf der Niederfeldseite bis zum Plasmazentrum möglich. "Beobachtung innen" wurde für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen nicht benutzt.

Das Detektionssystem von "Beobachtung außen" bestand aus einem Spektrometer in

Abstand von der geometrischen Achse des poloidalen Plasmaquerschnittes [cm]	0-10	10-25	25-35	35-50
Abstand zwischen Lichtleitern [cm]	2	2	1,5-2	1,5-2
Verschmierung aufgrund der endlichen Strahlbreite [cm]	2-8	1-2	2-3,5	1-2

Tabelle 4.1: Radiale Auflösung des RUDI-Beobachtungssystems in verschiedenen radialen Bereichen

Czerny-Turner-Anordnung (SpectraPro-750 von Acton Research Corporation mit einer Brennweite von 0,75 m, einem Gitter mit 1200 Strichen/mm, einem Öffnungsverhältnis von 1:10 und einer Dispersion von 11 Å/mm) und einer bildverstärkten analogen CCD-Kamera (CA-D1-0256S-333M von Dalsa, 256×256 Pixel, Pixelgröße 16×16 μm, durch ein Verbindungsstück (Taper) auf 35,2×35,2 μm vergrößert), die an ein VXI-Datenerfassungssystem angeschlossen war. Das Detektionssystem von "Beobachtung Mitte" bestand aus einem Spektrometer in Littrow-Anordnung (Brennweite von 0,75 m, Gitter mit 1800 Strichen/mm, Öffnungsverhältnis 1:4,5 und Dispersion 11 Å/mm) und einer PC-gesteuerten digitalen CCD-Kamera (Wright Instruments, 576×298 Pixel, Pixelgröße 22,5×22,5 μm).

Die radiale Auflösung des Beobachtungssystems (Tab. 4.1) wird durch mehrere Faktoren bestimmt. Zum ersten ist das der Abstand zwischen den von einzelnen Lichtleitern erfaßten Bereichen, der zwischen 1,5 cm am Rand und 2 cm im Zentrum variiert. Zweitens, das Meßsignal verschmiert aufgrund der endlichen Strahlbreite über einen radialen Bereich, wenn die Sichtlinie den Strahlverlauf nicht unter rechtem Winkel schneidet. Insbesondere betrifft es die Region, wo sich die beiden Beobachtungsbereiche überlappen, und die Abweichung zur Strahlenkrechten am größten ist. In diesem Bereich, der einem kleinen Plasmaradius von ca. 30 cm entspricht, verschlechtert sich die radiale Auflösung bis auf 3,5 cm.

Der Effekt der endlichen Strahlbreite trägt außerdem zur Reduzierung der Raumauflösung im Plasmazentrum bei. Je nach der vertikalen Plasmalage variiert sie zwischen ca. 4 cm, was der halben Strahlbreite entspricht, und 8 cm bei stark vertikal verschobenen Plasmen. Da aber im Plasmazentrum die Profile stets relativ flach sind, gehen dadurch effektiv kaum Informationen verloren.

Die Zeitauflösung der Messung ist durch die Bildrate des Detektors gegeben. Bei den im Experiment benutzten CCD-Kameras sind das 20 Bilder/s, was unter Berücksichtigung der Übermodulation einer Zeitauflösung von 100 ms entspricht.

4.3.5 Ladungsaustauschsignale und Einsatzbereich von RUDI

Ein typisches Übersichtsspektrum ist in Abb. 4.7 im Bereich der Ladungsaustauschlinien von Kohlenstoff CVI 5290 Å und Neon NeX 5249 Å für den radialen Kanal $R - R_0 = 27,7$ cm dargestellt. Dieses Spektrum wurde in einer Entladung mittlerer Dichte mit Neutralteilchen-Heizung und Neon-Einlaß aufgenommen. Neben den beiden Ladungsaustauschlinien ist eine Reihe anderer Emissionslinien zu sehen. Dieser radiale Kanal, wie die meisten Kanäle des Beobachtungssystems, hat den toroidalen Limiter ALT-II im Hintergrund der Sichtlinie (Abb. 4.6). Der Limiter ist eine starke Quelle von recycelnden Teilchen, worin der Ursprung der Emissionslinien sowie des großen passiven Anteils am Ladungsaustauschsignal (gestrichelte Linie in Abb. 4.7) begründet liegt.

Die Modulation des Strahls ist eine hilfreiche Möglichkeit, durch einfaches Abziehen das aktive vom passiven Signal zu trennen. Da die beiden Signale nicht gleichzeitig, sondern mit einer der Bildrate des Detektors entsprechenden Verzögerung gemessen werden, darf sich das passive Signal während der Zeit (≈ 100 ms) nicht zu stark ändern.

Im Spektrum in Abb. 4.7 ist das Verhältnis von aktivem zu passivem Signal 1:5. Besser ist es in den ohmschen Entladungen niedriger Dichte. Abbildung 4.8 zeigt ein Spektrum der CVI 5290 Å Linie in einer Entladung dieser Art. Im Plasmazentrum, wo der Strahl

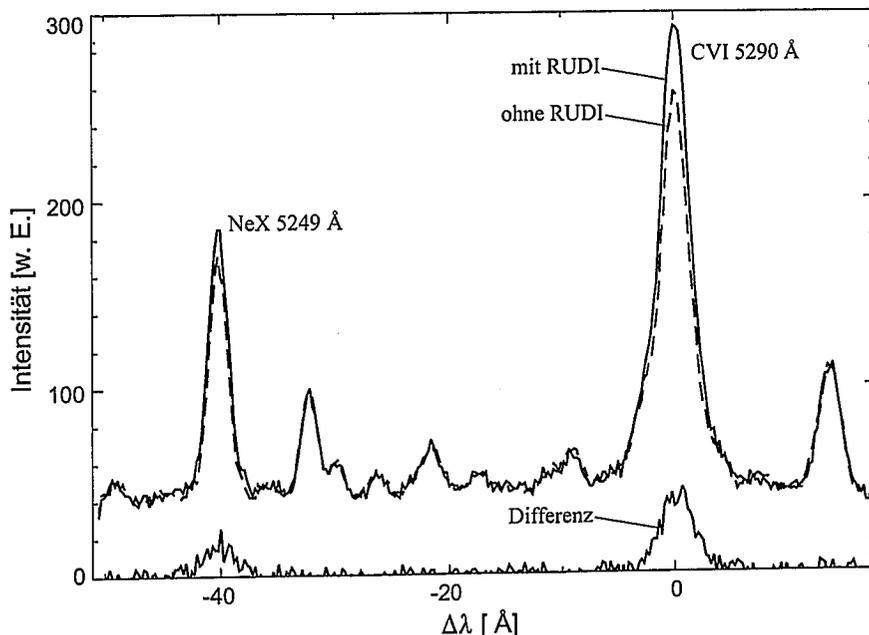


Abbildung 4.7: Übersichtsspektrum im Bereich der Ladungsaustauschlinien CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å (#89385, $R - R_0 = 27,7$ cm). Gezeigt sind Spektren, bei denen der Diagnostikstrahl an (durchgezogen) und aus (gestrichelt) ist, sowie die Differenz beider Spektren (aktives Signal).

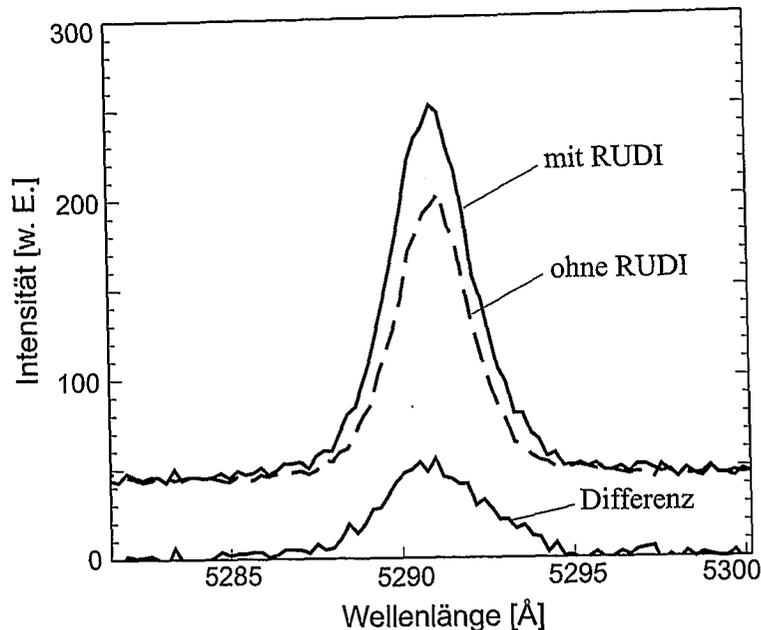


Abbildung 4.8: Spektrum des CVI 8- γ / 5290 Å Übergangs in einer ohmschen Entladung mittlerer Dichte (#80764, $R - R_0 = 5$ cm). Gezeigt sind Spektren, bei denen der Diagnostikstrahl an (durchgezogen) und aus (gestrichelt) ist, sowie die Differenz beider Spektren (aktives Signal).

ziemlich abgeschwächt ist (vergl. Abb. 4.11), beträgt die Modulationstiefe 1:2 für den radialen Kanal, der nicht den ALT-II-Limiter im Hintergrund hat. Für die radialen Kanäle, die den Limiter im Hintergrund der Sichtlichen haben, ist die Modulationstiefe aufgrund des hohen passiven Anteils niedriger.

Wie groß die Modulationstiefe ist, erkennt man gut an der Zeitspur der Intensität (Abb. 4.9). Das, was wie eine Art "Sägezähne" aussieht, ist die Übermodulation des Diagnostikstrahls, die bereits im Abschnitt 4.3.3 erwähnt wurde. Der Strahl wird alle 50 ms ein- und ausgeschaltet, was jeweils einen Meßpunkt ergibt. Man muß dabei bedenken, daß es während der Strahl-An-Phase zusätzlich eine Modulation mit einer Frequenz von 500 Hz gibt, die aus technischen Gründen nicht geändert werden kann. Dadurch verschlechtert sich die Modulationstiefe der Übermodulation automatisch um einen Faktor 2. In einer ohmschen Entladung (Abb. 4.9, a) ist das Verhältnis von aktiven und passiven Signalkomponenten am Plasmarand ($R - R_0 = 39$ cm) etwa 1:2. An der letzten geschlossenen Flußfläche ($R - R_0 = 46$ cm) beträgt es aufgrund einer niedrigeren Kohlenstoff-Dichte etwa 1:3. In der Hochdichte-Entladung mit Zusatzheizung (Abb. 4.9, b) nimmt die Modulationstiefe von 1:5 bei $R - R_0 = 20$ cm bis 1:10 bei $R - R_0 = 5$ cm ab. Das Verhältnis von aktiven und passiven Signalkomponenten von 1:10 ist etwa die Grenze, bis zu der die Spektren mit aktivem Signal noch ausgewertet werden können.

Ein Beispiel für ein ausgewertetes Spektrum mit aktivem Signal zeigt Abbildung 4.10.

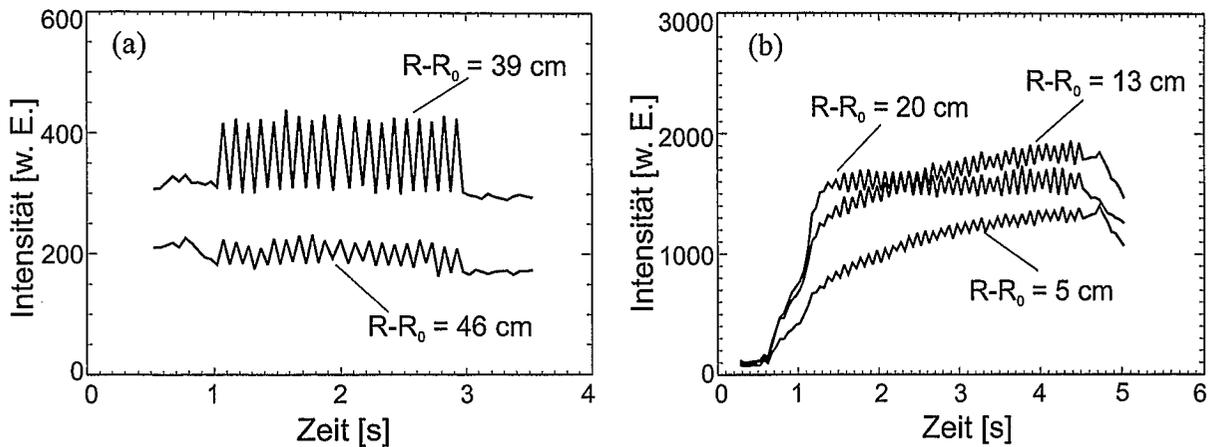


Abbildung 4.9: Zeitspuren der Intensität der CVI 8-7 / 5290 Å Linie. (a) – Ohmsche Entladung niedriger Dichte (#83024, $\bar{n}_{e0} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), Kanäle am Rand. RUDI ist zwischen 1-3 s eingeschaltet (moduliert mit 10 Hz). (b) – Hochdichte-Entladung mit Zusatzheizung (#84624, $\bar{n}_{e0} = 5,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), Kanäle im Zentrum. RUDI ist zwischen 0,5-4,5 s eingeschaltet (moduliert mit 10 Hz). Die durch eine Linie verbundenen Datenpunkte sind jeweils über eine Meßzeit von 50 ms integriert.

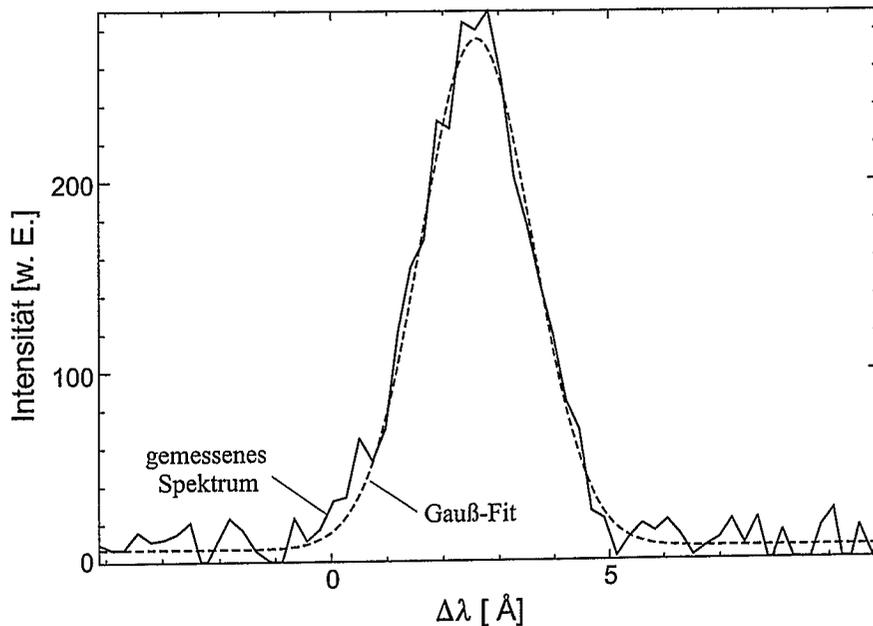


Abbildung 4.10: Spektrum des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs, gemessen an der letzten geschlossenen Flußfläche mit RUDI (#82193). Die gestrichelte Linie ist der Fit mit der Gauß-Funktion. Die aus diesem Spektrum ermittelte "scheinbare" Ionentemperatur beträgt 317 eV. Die korrigierte Ionentemperatur ist 277 eV.

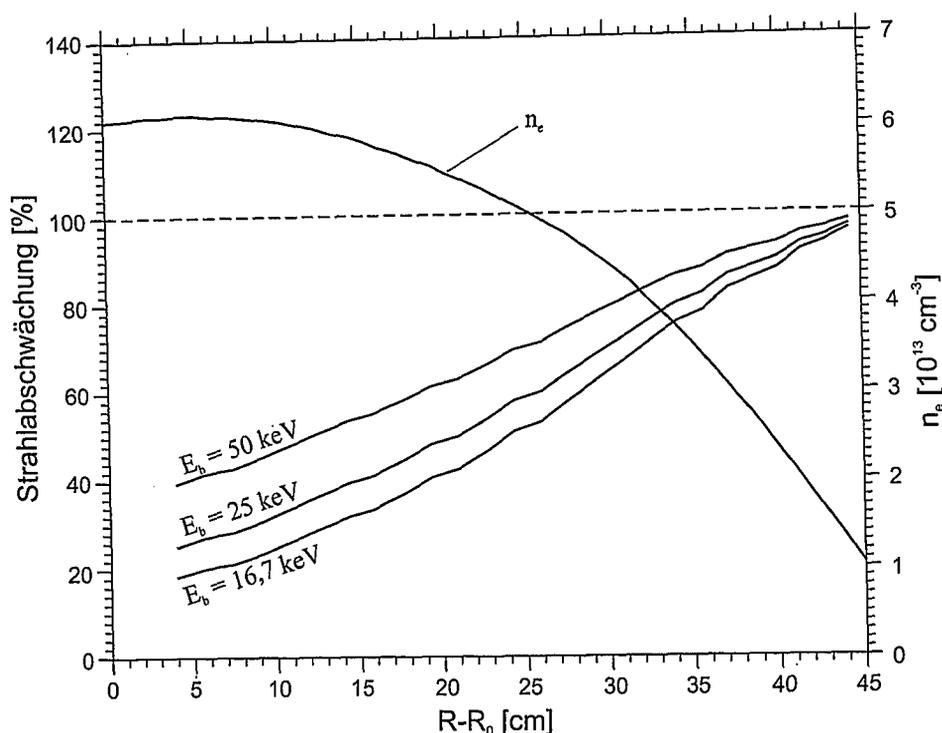


Abbildung 4.11: Abschwächung der drei Energiekomponenten (E , $E/2$ und $E/3$) des Wasserstoffstrahls, berechnet für eine ohmsche Entladung mit $\bar{n}_{e0} = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Zusätzlich ist das Plasmadichteprofil dargestellt.

Wie im Abschnitt 2.2 beschrieben wurde, muß die aus dem Spektrum ermittelte Ionentemperatur korrigiert werden, um den Einfluß der Feinstrukturaufspaltung und des Zeeman-Effekts zu berücksichtigen.

Wann die Grenze der Auswertbarkeit der mit Hilfe vom Diagnostikstrahl gemessenen Spektren erreicht wird, hängt von den Verunreinigungsdichten und der Strahlabschwächung, das heißt von der Plasmadichte, ab.

Die Dichte der Verunreinigung, die für die Messung genommen wird, sollte nicht zu niedrig sein. Im Falle von Kohlenstoff kann mit dem nicht abgeschwächten RUDI-Strahl bei einer C^{6+} -Dichte von $\lesssim 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ nicht mehr gemessen werden. Ein kritischer Bereich in dieser Hinsicht ist die Randschicht. Für typische TEXTOR-Plasmen bedeutet das, daß die Ionentemperatur höchstens bei Radien 2-3 cm außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche bestimmt werden kann.

Für die Messungen mit RUDI sollte die Plasmadichte nicht zu hoch sein, damit der Strahl auf dem Weg durch das Plasma nicht zu stark abgeschwächt wird. Abbildung 4.11 zeigt die mit dem Strahlabschwächungscode [53] berechnete Abschwächung des RUDI-Strahls für eine ohmsche Entladung hoher Plasmadichte ($\bar{n}_{e0} = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Die Abschwächung

wurde für alle drei Komponenten (volle, halbe und ein Drittel Energie) des Strahls berechnet. Wenn die Teilchen mit voller Energie noch zu ca. 40 % das Plasmazentrum erreichen, sind es bei den Teilchen mit halber Energie ca. 25 % und mit einem Drittel Energie nur ca. 15 %. Experimente mit RUDI zeigten, daß bei einer Kohlenstoff-Konzentration im Plasmazentrum von 2-3 % die RUDI-Stromdichten dann ausreichend sind, wenn die Plasmadichte im Zentrum nicht höher als ca. $8-9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ist. Solche Dichten werden an TEXTOR-94 in den zusatzgeheizten Entladungen mit verbessertem Einschluß (RI-Mode) erreicht.

Von der Seite der Iontemperatur gibt es für die Ladungsaustauschmessungen mit RUDI keine Beschränkungen. Alle in TEXTOR-94 vorkommenden Iontemperaturen von 70 eV bis 3 keV können gemessen werden.

4.4 Ladungsaustauschdiagnostik mit dem Heizstrahl am Plasmarand

Wie bereits im Abschnitt 4.2 beschrieben wurde, werden auch ständig Ladungsaustauschmessungen am Heizstrahl durchgeführt, wenn dieser als Zusatzheizung in Entladungen eingesetzt wird. In den vergangenen Jahren sind mit dieser Diagnostik Iontemperaturen, Plasmarotationen und Verunreinigungsdichten über den gesamten Plasmaradius gemessen worden.

Für die Messungen am Plasmarand wurde ein spezielles Beobachtungssystem aufgebaut (Abb. 4.12). Dieses System hat eine bessere radiale Auflösung im Vergleich zur Auflösung des im Abschnitt 4.2 beschriebenen Systems in diesem radialen Bereich. Im Unterschied zum RUDI-Beobachtungssystem hat dieses einen einzigen radialen Kanal, der aber mit Hilfe eines schwenkbaren Spiegels mit elektrischem Antrieb verstellt werden kann. Der Radius kann zwischen 40-50 cm mit hoher Genauigkeit eingestellt oder während der Plasmaentladung in diesem Bereich variiert werden.

Das Spektrometer (Littrow-Anordnung, Brennweite 0,75 m, Gitter mit 1200 Strichen/mm, Öffnungsverhältnis 1:6, Dispersion (2. Ordnung) 4 \AA/mm) wurde mit einer bildverstärkten analogen CCD-Kamera ausgerüstet (CA-D1-0256S-333M von Dalsa, 256×256 Pixel, Pixelgröße $16 \times 16 \text{ \mu m}$, durch ein Verbindungsstück (Taper) auf $35,2 \times 35,2 \text{ \mu m}$ vergrößert), die an ein Camac-Datenerfassungssystem angeschlossen war. Aufgrund des begrenzten Zwischenspeichers konnte mit dem System nur zwei Sekunden lang in jeder Entladung gemessen werden.

Abb. 4.13 zeigt ein mit diesem System aufgenommenes Spektrum des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs während einer Entladung mit Neon-Strahlungskühlung. Im spektralen Bereich um die Kohlenstoff-Ladungsaustauschlinie gibt es drei Emissionslinien von Neon (5284 Å, 5287 Å, 5294 Å) unterschiedlicher Intensität. Am Plasmarand, wo die Doppler-

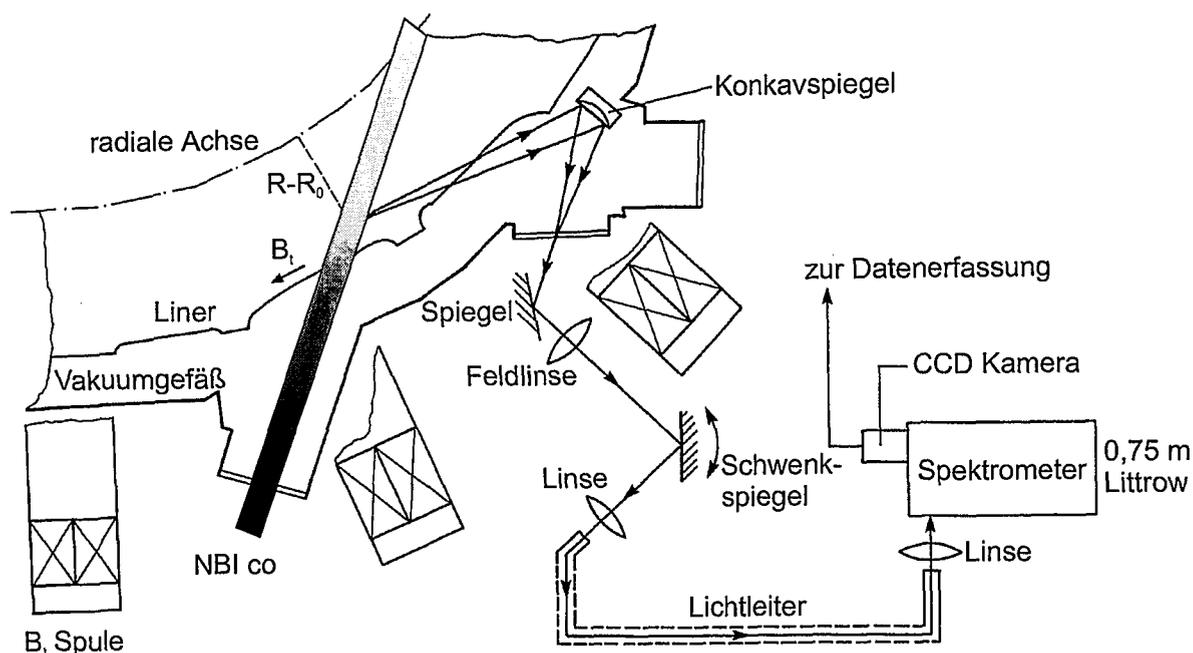


Abbildung 4.12: System zur Beobachtung des Heizstrahls am Plasmarand

Verbreiterung der Kohlenstoff-Linie relativ gering ist, kommt es zu keiner Überlappung mit diesen Linien. Außerdem ist die passive Signalkomponente am Plasmarand viel kleiner als die aktive Komponente, weil der Strahl am Plasmarand nicht abgeschwächt ist. Weiterhin durchquert die Sichtlinie den gesamten Randbereich nur einmal im Gegensatz zu Messungen im Zentrum. Deshalb kann der Fit im Unterschied zu der Diagnostik am Heizstrahl für das Plasmazentrum (siehe Abschnitt 4.2) mit nur einer Gauß-Funktion (gestrichelte Linie in Abb. 4.13) durchgeführt werden.

Vor der Inbetriebnahme des Diagnostikstrahls wurden mit dem oben beschriebenen System umfangreiche Messungen durchgeführt, die im Abschnitt 5.1 präsentiert werden. Gegenwärtig wird das System für Vergleichsmessungen und ergänzende Messungen (z. B. Bestimmung der toroidalen Plasmarotation am Plasmarand) genutzt.

4.5 Vergleich der Ladungsaustauschdiagnostiken am Diagnostikstrahl und am Heizstrahl

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt wurde, werden die Ladungsaustauschmessungen am Heizstrahl bereits seit Jahren an TEXTOR-94 erfolgreich durchgeführt. So kann die Frage gestellt werden, warum zusätzlich dazu ein Diagnostikstrahl installiert wurde.

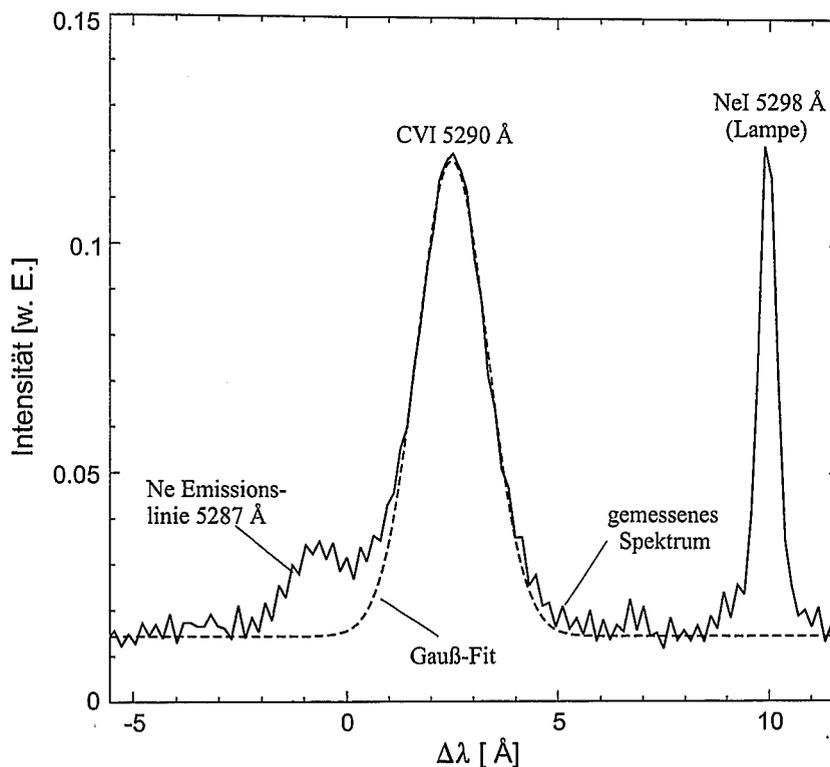


Abbildung 4.13: Ein mit der Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl gemessenes Spektrum während einer Entladung mit Strahlungskühlung durch Neon (#88516, $R - R_0 = 44,1$ cm). Außer der CVI / 5290 Å Ladungsaustauschlinie ist eine Ne-Emissionslinie zu sehen. Als Referenz für die genaue Bestimmung der Wellenlänge bei der Rotationsmessung wird eine NeI 5298 Å Lampenlinie mitaufgenommen. Die gestrichelte Linie ist der Fit mit einer Gauß-Funktion. Die aus diesem Spektrum ermittelte "scheinbare" Ionentemperatur beträgt 266 eV. Die korrigierte Ionentemperatur ist 223 eV. Die toroidale Rotation beträgt 7,2 km/s in counter-Richtung.

Jedes der beiden Systeme hat seine Vor- und Nachteile. Der wohl wichtigste Unterschied zugunsten des Diagnostikstrahls ist die Tatsache, daß Messungen am Heizstrahl nur Messungen in den neutralteilchengeheizten Plasmen sein können. Mit dem Diagnostikstrahl, dessen Auswirkung auf das Plasma vernachlässigbar ist, kann im Prinzip unter allen Heizszenarien gemessen werden. So besteht ein großer Teil dieser Arbeit aus Messungen in ohmschen Entladungen.

Ein weiterer wichtiger Vorteil des Diagnostikstrahls ist die Möglichkeit der Modulation. So können die Signale während der "Strahl-An"- und "Strahl-Aus"-Phasen, und somit die aktiven und passiven Signalkomponenten unabhängig bestimmt werden. Bei der Auswertung werden damit der passive Teil des Ladungsaustauschsignals und eventuell andere vorhandene Störlinien, wie die Neon-Emissionslinien in den Entladungen mit Strahlungskühlung, herausgefiltert. Die Auswertung wird wesentlich vereinfacht und die Ungenauigkeiten wer-

den reduziert. Die mit dem Heizstrahl im Plasmazentrum gemessenen Ladungsaustauschspektren der CVI-Linie müssen dagegen mit bis zu fünf Gaußfunktionen angepaßt werden. Dies führt zu einer großen Anzahl der freien Fit-Parameter und zu der damit verbundenen größeren Unsicherheit bei den Messungen.

Der Diagnostikstrahl ist wesentlich schmaler als der Heizstrahl (8 cm gegenüber 30 cm) und wird radial injiziert. Das ergibt eine bessere Raumauflösung der Messungen, insbesondere im Bereich des halben Radius. Bei der Berechnung der Verunreinigungsdichten aus der Intensität des Ladungsaustauschsignals nach Gl. (2.6) muß unter anderem ein Integral der Strahlteilchendichte entlang der Sichtlinie bestimmt werden. Im Falle radialer Injektion mit senkrechter Beobachtung entspricht dieses Integral dem einfachen Produkt der Strahlteilchendichte und der Länge des Bereiches, in dem sich die Sichtlinie und der Strahl überschneiden.

Zu den Vorteilen des Diagnostikstrahls gehört außerdem die Tatsache, daß der Strahl praktisch immer mit Wasserstoff betrieben werden kann, ohne dabei eine wesentliche Verdünnung des Deuterium-Plasmas zu verursachen. Der Heizstrahl muß dagegen mit Deuterium betrieben werden, wenn es vom Experiment verlangt wird. Das führt dazu, daß die Energie pro Nukleon sich im Strahl auf die Hälfte (≈ 25 keV) reduziert. In diesem Energiebereich müssen die Ladungsaustauschquerschnitte aufgrund der endlichen Plasmaionenenergie korrigiert, sowie der Einfluß der angeregten Strahlteilchen berücksichtigt werden. Bei einem Strahl mit 50 keV/amu können diese Effekte zum großen Teil vernachlässigt werden (vergl. Abb. 2.1 im Abschnitt 2.1).

Der Nachteil des RUDI-Strahls ist ein relativ niedriger Strom und, damit verbunden, ein geringeres Ladungsaustauschsignal. Insbesondere bei den Hochdichte-Entladungen mit großer Heizleistung wird der Diagnostikstrahl bis zum Plasmazentrum deutlich abgeschwächt, so daß Ladungsaustauschspektren an der Grenze der Auswertbarkeit sind.

Es wurden mehrere Vergleichsmessungen zwischen beiden Ladungsaustauschsystemen durchgeführt. Abbildung 4.14 illustriert die gute Übereinstimmung zwischen den Iontemperaturen, die mit den Systemen an RUDI und an NBI co am Plasmarand gewonnen wurden.

Abbildung 4.15 zeigt die Zeitspuren der zentralen Iontemperatur, die wiederum mit Hilfe von RUDI und NBI co gemessen wurden. Die Daten wurden in einer Entladung mit extrem hoher Dichte aufgenommen, deswegen haben die Iontemperaturen von RUDI relativ hohe Fit-Fehler. Im Vergleich mit den Iontemperaturen vom Heizstrahl liegen fast alle RUDI-Datenpunkte innerhalb des Fehlerbalkens. Der Vollständigkeit halber wurde hier die Elektronentemperatur eingezeichnet, die aufgrund der hohen Dichte mit der 3. Harmonischen des ECE-Systems gemessen werden mußte.

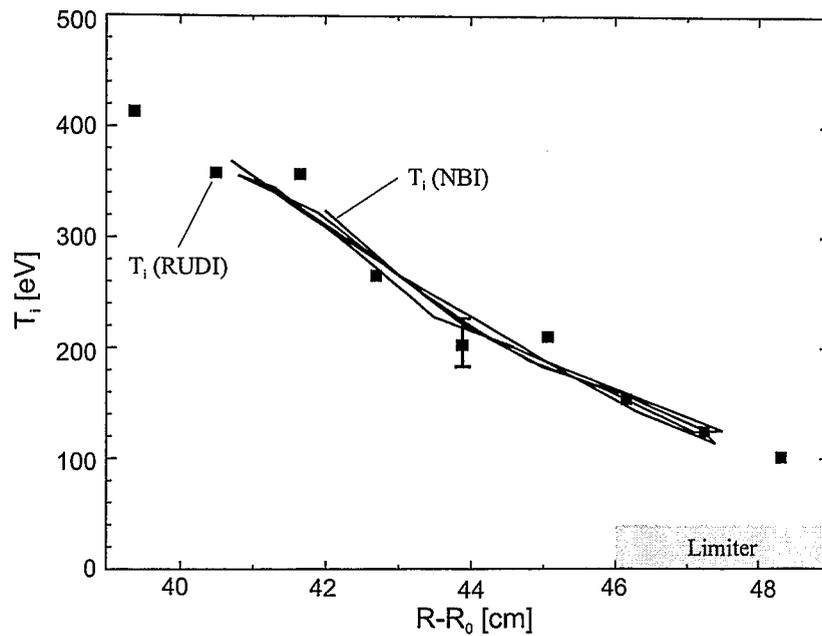


Abbildung 4.14: Ionentemperaturprofile am Plasmarand, gleichzeitig gemessen (# 83023) mit Hilfe von RUDI (schwarze Quadrate) und NBI (Linien)

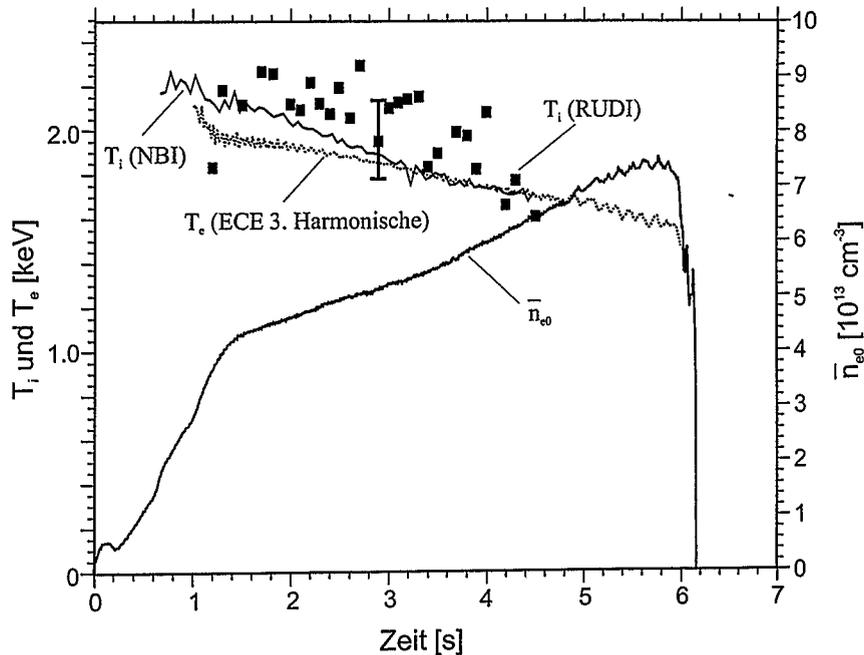


Abbildung 4.15: Zentrale Ionentemperatur, gleichzeitig gemessen mit Hilfe von RUDI (schwarze Quadrate) und NBI (durchgezogene Linie) (# 84646). Außerdem ist die Elektronentemperatur (gestrichelte Linie) und die Plasmadichte dargestellt.

Kapitel 5

Messungen zum Energie- und Verunreinigungstransport

In diesem Kapitel werden die Ladungsaustauschmessungen mit Hilfe des Diagnostikstrahls RUDI und des Heizstrahls dargestellt. Mit dem Heizstrahl wurden Experimente zur Bestimmung der Profile der Iontemperatur und der toroidalen Rotation am Plasmarand in den Entladungen mit strahlender Randschicht und verbessertem Energieeinschluß (RI-Mode) durchgeführt. Messungen mit dem Diagnostikstrahl fanden zum größten Teil in den ohmschen Plasmen statt. Der Übergang zum verbesserten ohmschen Einschluß bei hohen Plasmadichten wurde im Hinblick auf den Einfluß der ITG-Instabilität untersucht. Außerdem werden in diesem Kapitel erste Messungen der Dichten der Verunreinigungen verschiedener Ionisationsstufen mit dem Diagnostikstrahl vorgestellt. Experimentelle Ergebnisse werden mit den Rechnungen verglichen, die mit Hilfe des Transportcodes RITM gemacht wurden.

5.1 Messungen in der Randschicht mit Hilfe des Heizstrahls

Die Iontemperatur am Plasmarand ist ein wichtiger Parameter für die Bestimmung des Plasmadruckes in der Randschicht und der Energiebilanz des gesamten Plasmas. Für die Prozesse der Plasma-Wand-Wechselwirkung wie Zerstäubung und Teilchenreflektion spielt diese Größe eine entscheidende Rolle.

Die Iontemperatur- und Plasmarotationsprofile am Rand beeinflussen die Einschlußeigenschaften der Plasmaentladungen. Für die H-Mode sind große Iontemperaturgradienten am Plasmarand charakteristisch. Die Messung der Rotation gibt Aufschlüsse über die radialen elektrischen Felder, die für den Plasmaeinschluß eine wichtige Rolle spielen.

Trotz der großen Bedeutung der Iontemperatur und Plasmarotation in der Randschicht werden sie nur selten mit einer guten Raumaufösung gemessen ([21], [54]). Vor der Inbetriebnahme des Diagnostikstrahls RUDI wurden im Rahmen dieser Arbeit umfangreiche Messungen mit Hilfe der Heizstrahl-Ladungsaustauschdiagnostik am Plasmarand (siehe Abschnitt 4.4) durchgeführt. Dabei wurde ein besonderer Wert auf die Bestimmung der Iontemperatur- und toroidalen Plasmarotationsprofile in den Entladungen mit strahlender Randschicht und verbessertem Energieeinschluß (RI-Mode) gelegt.

5.1.1 Iontemperaturprofile in den RI-Mode-Entladungen

Abbildung 5.1 (a) zeigt die Iontemperaturprofile über den gesamten Plasmaradius für zwei aufeinanderfolgende Entladungen. Die Profile im Plasmazentrum wurden hier mit Hilfe der Ladungsaustauschdiagnostik bestimmt, die im Abschnitt 4.2 beschrieben wurde. Die Ausgangsbedingungen wie das Magnetfeld, der Plasmastrom und die Zusatzheizung waren für beide Entladungen gleich, außer daß in der zweiten Entladung zusätzlich Neon in die Randschicht eingelassen wurde. Damit wurden die Bedingungen für einen Übergang von der L- in die RI-Mode geschaffen. Bei einem Strahlungspegel γ (Anteil der abgestrahlten Leistung an der gesamten Heizleistung) von 72 % verbessert sich der f_{H93} -Faktor, der das Verhältnis der Einschlußzeiten aus dem Experiment und aus der Skalierung für die H-Mode ohne ELM's [26] darstellt, auf $f_{H93} = 0,95$. Die zentrale Iontemperatur sowie die zentrale liniengemittelte Dichte \bar{n}_{e0} erhöhen sich nach dem L-RI-Übergang von 1,9 keV auf 2,4 keV bzw. von $4,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ auf $5,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die abgestrahlte Leistung P_{rad} ist auf den Randbereich ($r/a \gtrsim 0,75$) lokalisiert.

Am Plasmarand (Abb. 5.1 b) nimmt sowohl die Iontemperatur als auch die Elektronentemperatur ab. Der Kühleffekt ist bei den Elektronen deutlicher, da sie Energie durch inelastische Stöße mit den Verunreinigungionen verlieren (Strahlungsverluste). Wie sich das Verhältnis der Ionen- und Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Plasmadichte und abgestrahlten Leistung in den Entladungen mit Strahlungskühlung entwickelt, wird im Abschnitt 5.1.2 beschrieben.

In [55] wurde bereits gezeigt, daß die Strahlungsverluste in der RI-Mode zur Abflachung des Elektronendruckprofils in der Randschicht führen. Die Elektronendruckprofile wurden dabei mit Hilfe der thermischen He-Strahlen gemessen, die bei diesen Bedingungen bis zu einem Radius von ≈ 2 cm innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche eindringen. Die Messungen der Iontemperaturprofile haben nachgewiesen, daß im gesamten Plasmarandbereich keine Transportbarriere zu beobachten ist, wie sie für die H-Mode charakteristisch ist. Die Einschlußverbesserung erfolgt in der RI-Mode im Unterschied zur H-Mode weiter im Plasmakern.

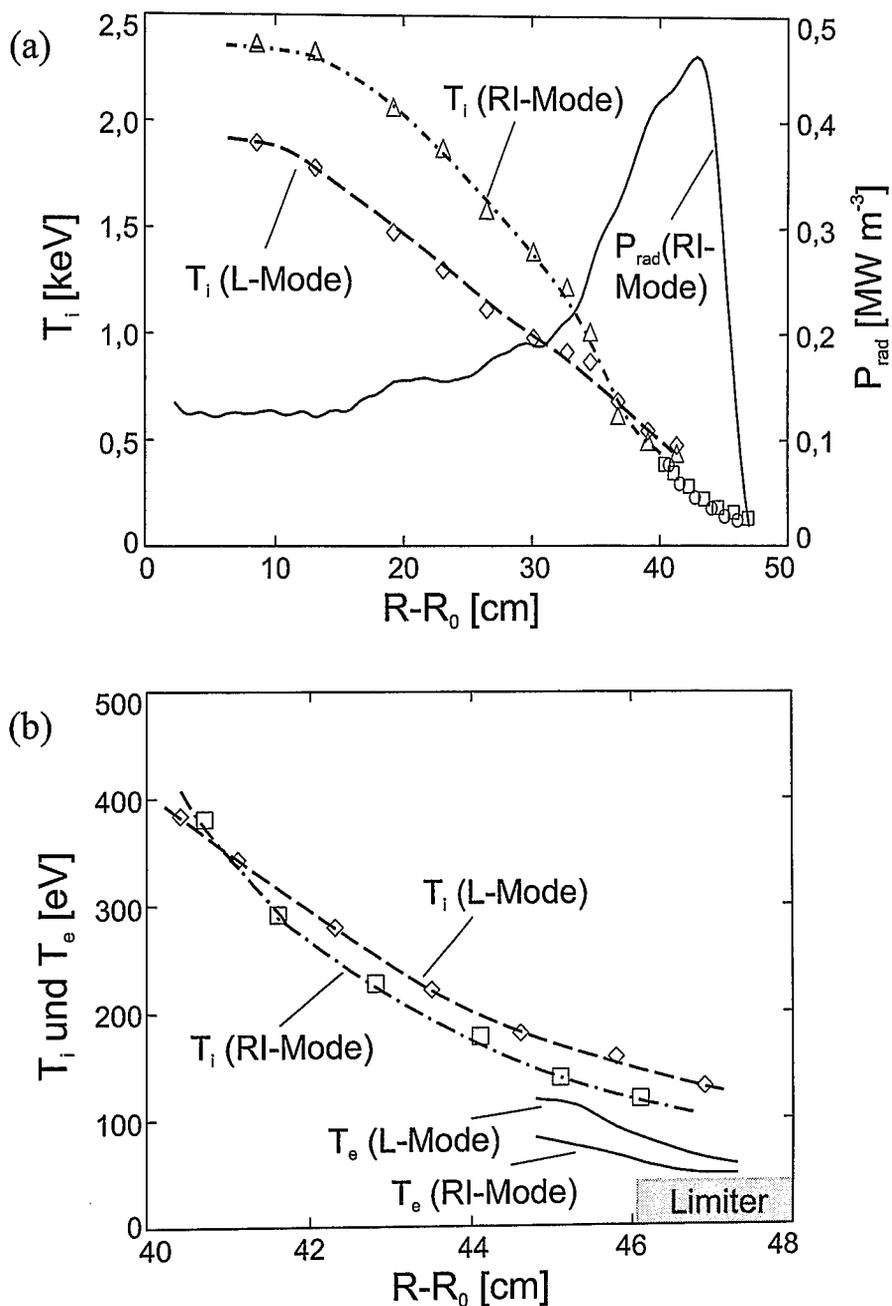


Abbildung 5.1: T_i -Profile in der L- und RI-Mode. (a) – T_i -Profile über den gesamten Radius. Zusätzlich dazu ist das Profil der abgestrahlten Leistung P_{rad} in der RI-Mode gezeigt. (b) – T_i - und T_e -Profile am Rand. Entladungsbedingungen L-Mode (#76942): $B_t = 2,25$ T, $I_p = 400$ kA, $P_{\text{aux}} = 2,7$ MW, $\bar{n}_{e0} = 4,6 \cdot 10^{13}$ cm⁻³, $\gamma = 0,45$, $f_{H93} = 0,72$. Entladungsbedingungen RI-Mode (#76943): $B_t = 2,25$ T, $I_p = 400$ kA, $P_{\text{aux}} = 2,7$ MW, $\bar{n}_{e0} = 5,3 \cdot 10^{13}$ cm⁻³, $\gamma = 0,72$, $f_{H93} = 0,95$

5.1.2 Ionen- und Elektronentemperatur am Plasmarand

Die Veränderungen der Ionen- und Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Plasmadichte und dem Strahlungspegel wurden in einer Serie von RI-Mode-Entladungen nach einer Wandbehandlung mit Silizium untersucht. Abbildung 5.2 (a) zeigt die für die RI-Mode charakteristische lineare Abhängigkeit der Einschlußgüte der Entladungen von der Plasmadichte.

In Abb. 5.2 (b) ist der Strahlungspegel γ als Funktion der Plasmadichte dargestellt. γ erreicht in der Maschine mit der frisch mit Silizium beschichteten Wand ohne zusätzlichen Einlaß von anderen Verunreinigungen bis zu 75 %. Zum Ende dieser Entladungsserie wurde die Silizium-Schicht so erodiert, daß zum Erreichen des hohen Strahlungspegels der zusätzliche Einlaß von Neon notwendig wurde. Die Abhängigkeit des Strahlungspegels von der Plasmadichte ist deutlicher für die Entladungen mit Neon. In den Entladungen ohne zusätzlichen Ne-Einlaß führt die zunehmende Strahlungskühlung dazu, daß mit fallenden Randschichttemperaturen weniger Silizium von der Wand abgetragen wird, was rückwirkend die Zunahme des Strahlungspegels abbremst (vergl. [56]).

Ionen- und Elektronentemperatur an der letzten geschlossenen Flußfläche nehmen mit zunehmender Dichte ab (Abb. 5.3 a), wobei T_i immer über T_e liegt. Das Verhältnis Ionen- zu Elektronentemperatur (Abb. 5.3 b) fällt mit steigender Dichte von ca. 2,5-3 bis auf ca. 1,5 aufgrund einer besseren Stoßkoppelung beider Spezies. Abbildung 5.3 (b) zeigt außerdem, daß mit dem zunehmenden Strahlungspegel (steigende Verunreinigungskonzentration) das Verhältnis T_i/T_e bei gleichen Dichten größer wird. Die Elektronen werden

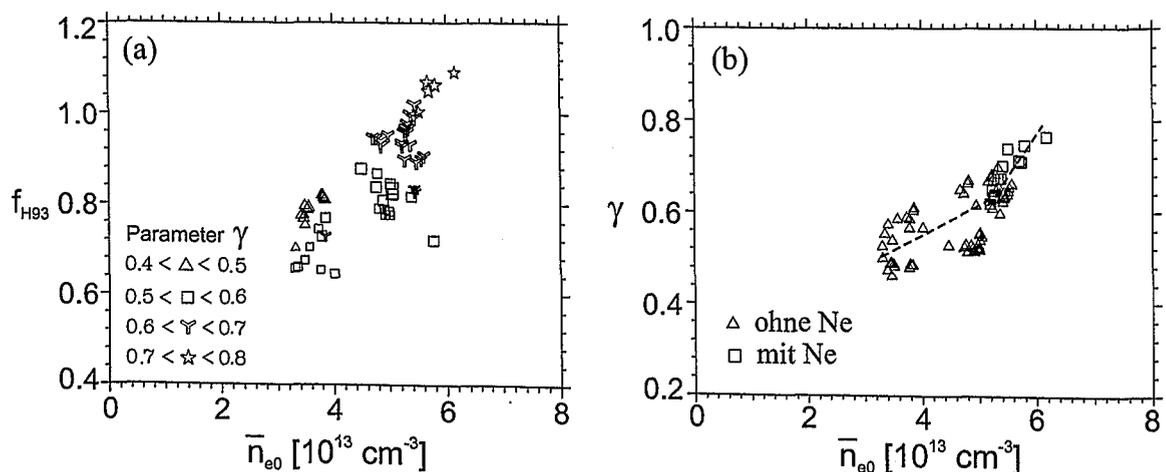


Abbildung 5.2: RI-Mode in der silizierten Maschine (#76152-76204). Abhängigkeit von der zentralen linienmittleren Dichte: (a) – Energieeinschlußfaktor f_{H93} , (b) – Strahlungspegel γ . Mit den gestrichelten Linien ist der Verlauf $\gamma(\bar{n}_{e0})$ in den Entladungen ohne und mit Ne-Einlaß schematisch dargestellt.

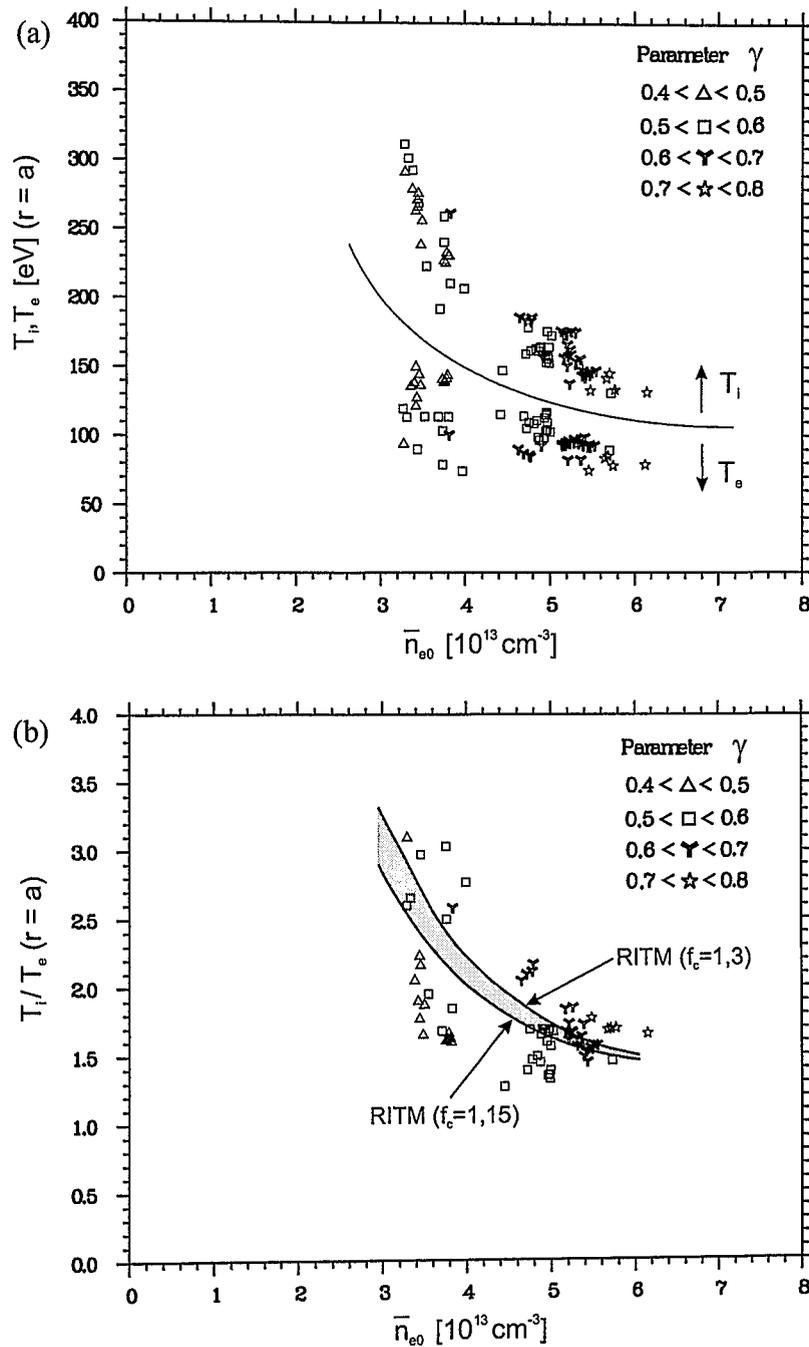


Abbildung 5.3: Randschichttemperatur in der RI-Mode (#76152-76204). (a) – T_i und T_e , (b) – Verhältnis T_i zu T_e , jeweils an der letzten geschlossenen Flußfläche in Abhängigkeit von der zentralen liniengemittelten Dichte, als Parameter dient der Strahlungspegel γ . Die Vergleichsrechnungen mit dem Transportcode RITM (Variation der Plasmadichte und des Bedeckungsfaktors f_c) sind dargestellt.

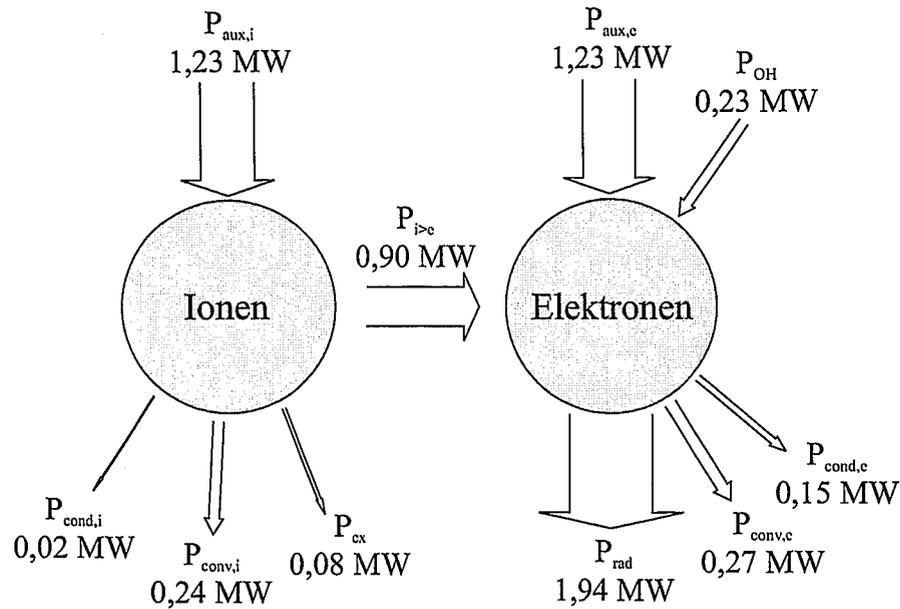


Abbildung 5.4: Leistungsbilanz der Ionen und Elektronen, berechnet mit RITM für eine RI-Mode-Entladung in silizierter Maschine mit $\bar{n}_{e0} = 6,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Breiten der Pfeile entsprechen den Leistungswerten.

durch Stöße mit den Verunreinigungsionen selektiv gekühlt.

Für diese Plasmabedingungen wurden Rechnungen mit dem Verunreinigungstransportcode RITM durchgeführt. Der Bedeckungsfaktor f_c von Silizium (siehe Abschnitt 3.5) wurde dabei zwischen 1,15 und 1,3 variiert, um die Werte des Strahlungspegels γ von 50 % bzw. 70 % zu erreichen. Das auf diese Weise berechnete Verhältnis T_i/T_e an der letzten geschlossenen Flußfläche zeigt eine gute Übereinstimmung der Dichte-Abhängigkeit mit dem Experiment (Abb. 5.3 b).

Im Abschnitt 3.1 wurde gezeigt, daß das Verhältnis Ionen- zu Elektronentemperatur an der letzten geschlossenen Flußfläche nicht nur von den lokalen Plasmaparametern abhängt, sondern von der gesamten Leistungsbilanz inklusive dem Energieaustausch zwischen Ionen und Elektronen im gesamten eingeschlossenen Plasma (Gl. 3.12). Abbildung 5.4 illustriert die Leistungsbilanz für eine RI-Mode Entladung in silizierter Maschine. Sie wurde mit dem RITM-Code für typische Plasmaparameter einer Hochdichte-Entladung aus der oben vorgestellten Entladungsserie berechnet. Bei der Berechnung wurde angenommen, daß die zugeführte Heizleistung zu gleichen Teilen an die Ionen und Elektronen übertragen wird ($P_{aux,i} = P_{aux,e}$). Dabei ist zu beachten, daß die Energieverluste durch Strahlung P_{rad} , die ein Verlustkanal für die Elektronen ist, höher sind, als die direkte Heizleistung der Elektronen $P_{aux,e} + P_{OH}$. Allerdings werden die Elektronen im großen Umfang durch Ionenstöße geheizt (Austauschleistung $P_{i>e}$). Verluste durch den konvektiven und konduktiven Transport durch die letzte geschlossenen Flußfläche vervollständigen die Leistungsbilanz der

Elektronen. Die Ionen haben einen weiteren Verlustkanal durch den Ladungsaustausch mit den kalten Teilchen am Plasmarand P_{cx} .

5.1.3 Toroidale Rotation am Plasmarand

Gleichzeitig mit der Ionentemperatur wurde mit dem System am Heizstrahl die toroidale Rotation gemessen. Da die Neutralteilcheninjektion in toroidaler Richtung erfolgt, ist sie die Quelle eines Impulses, der das Plasma in diese Richtung rotieren läßt. In der hier vorgestellten Entladungsserie wurde nur NBI co eingeschaltet. Das Plasma bewegt sich im zentralen Bereich, wo die Strahlenergie überwiegend deponiert wird, in co-Richtung. Der toroidale Drehimpuls wird vom Plasmazentrum zum Rand transportiert, wo die Rotation durch Neutralteilchen, die dort in relativ großer Konzentration vorhanden sind, abgebremst wird. Eine wichtige Rolle spielt außerdem die Strömung in der Abschälsschicht [57], die im Normalfall (toroidales Magnetfeld in die zum Plasmaström entgegengesetzte Richtung, siehe Abb. 4.1) auf der Niederfeldseite in die counter-Richtung zum ALT-Limiter hin fließt. Aufgrund dieser Strömung zeigt die toroidale Rotation auf der Niederfeldseite in der sogenannten Übergangszone nahe der letzten geschlossenen Flußfläche in die zur Plasmageschwindigkeit im Zentrum entgegengesetzte Richtung.

Die gemessenen Plasmageschwindigkeiten wurden im Hinblick auf den Zusammenhang mit der Einschlußqualität untersucht. Abbildung 5.5 zeigt den Ablauf einer RI-Mode-Entladung nach einer frischen Silizierung von TEXTOR-94. Zwischen 1,15-2,0 s wurde eine große Gasmenge in die Entladung eingelassen. Vor dem Gaseinlaß rotiert das Plasma an der letzten geschlossenen Flußfläche aufgrund der Strömung in der Abschälsschicht in die counter-Richtung. Während des Gaseinlasses führt der steile Dichteanstieg zu einem Übergang der Entladung zurück in die L-Mode, was am Signal der diamagnetischen Energie E_{dia} deutlich zu sehen ist. Der starke Gaseinlaß und die Verschlechterung des Einschlusses führen zum erhöhten Teilchentransport und höheren Dichten am Plasmarand (siehe \bar{n}_e ($r = 40$ cm) in der Abbildung). Die Teilchen recyceln und kommen als Neutrale zurück ins Plasma. Die Rotationsgeschwindigkeit v_{tor} verlangsamt sich, weil die Neutralteilchen am Plasmarand die Rotation abbremsen. Nach dem Ausschalten des Gaseinlasses verbessert sich der Einschluß, so daß die diamagnetische Energie entsprechend der RI-Mode-Skalierung wieder ansteigt und das Dichteprofil steiler wird (vergleiche den relativen Abfall von \bar{n}_{e0} und \bar{n}_e bei $r = 40$ cm). Die Menge der Neutralteilchen in der Randschicht wird geringer, und die Rotation am Plasmarand in die counter-Richtung wird wieder schneller.

In der Entladung in Abb. 5.6 reichte das von der Wand abgetragene Silizium alleine nicht mehr aus, um die RI-Mode-Bedingungen zu schaffen. Deswegen wurde in der Entladung bei 1,6 s zusätzlich Neon eingelassen, und dadurch ein klarer Übergang zum verbesserten Einschluß (siehe E_{dia}) durch Strahlungskühlung (siehe Strahlungspegel γ) erzeugt. Ähnlich wie in Abb. 5.5 wird damit die toroidale Plasmageschwindigkeit, die während des

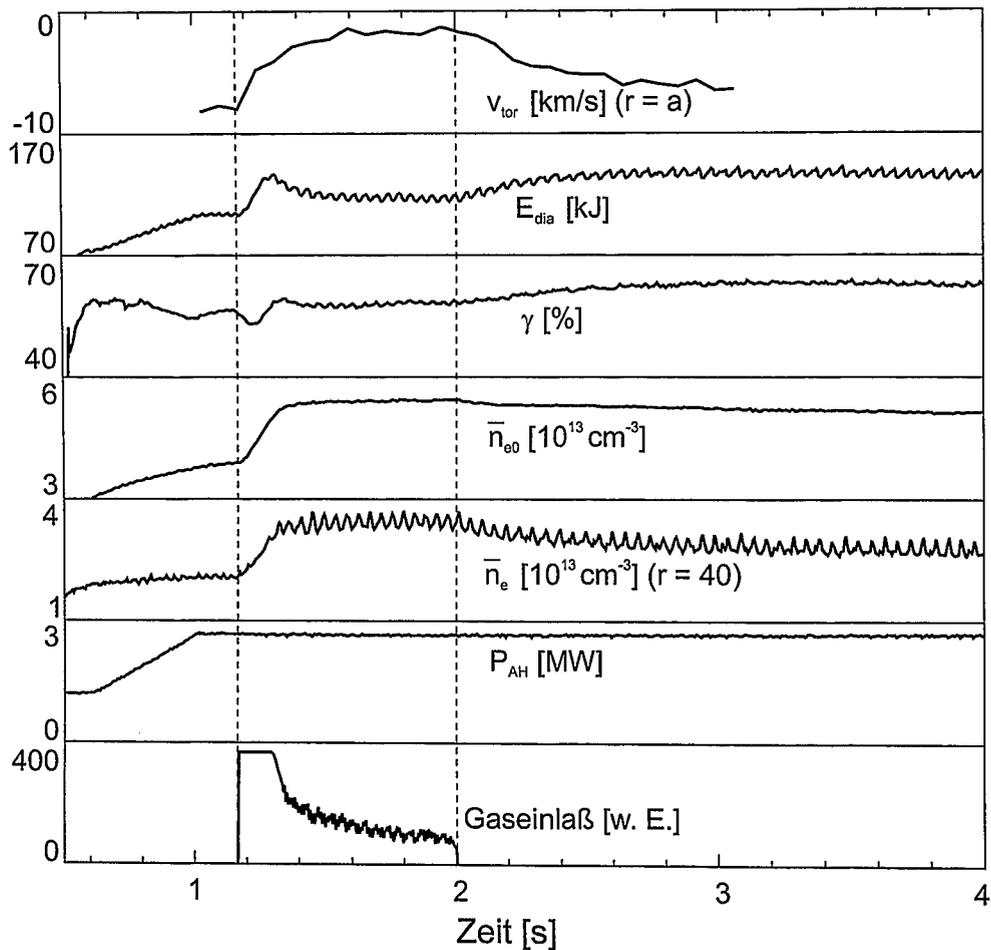


Abbildung 5.5: Toroidale Rotation v_{tor} an der letzten geschlossenen Flußfläche in einer RI-Mode-Entladung in silizierter Maschine (# 76161). Die gestrichelten Linien markieren den Zeitraum, in dem das Arbeitsgas (D) von außen eingeblasen wurde. Außer v_{tor} und Gaseinlaßrate sind diamagnetische Energie E_{dia} , Strahlungspegel γ , zentrale linien-gemittelte Elektronendichte \bar{n}_{e0} , liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e bei $r = 40$ cm und Leistung der Zusatzheizung P_{aux} gegen die Zeit aufgetragen.

Gaseinlasses abgebremst wurde, wieder schneller.

In einer anderen Entladungsserie wurde in der borierten Maschine die Strahlungskühlung durch Einlaß von Neon bei Dichten über den empirischen Greenwald-Limit untersucht. Hier wurde die toroidale Plasmarotation 2 cm innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche gemessen (Abb. 5.7 a). Trotzdem liegen die meisten Datenpunkte im Bereich unterhalb der Null-Linie. Das zeigt, daß die Übergangszone, auf die die Strömung in der Abschältschicht einen Einfluß hat, sich über mehrere Zentimeter in das eingeschlossene Volumen ausdehnt.

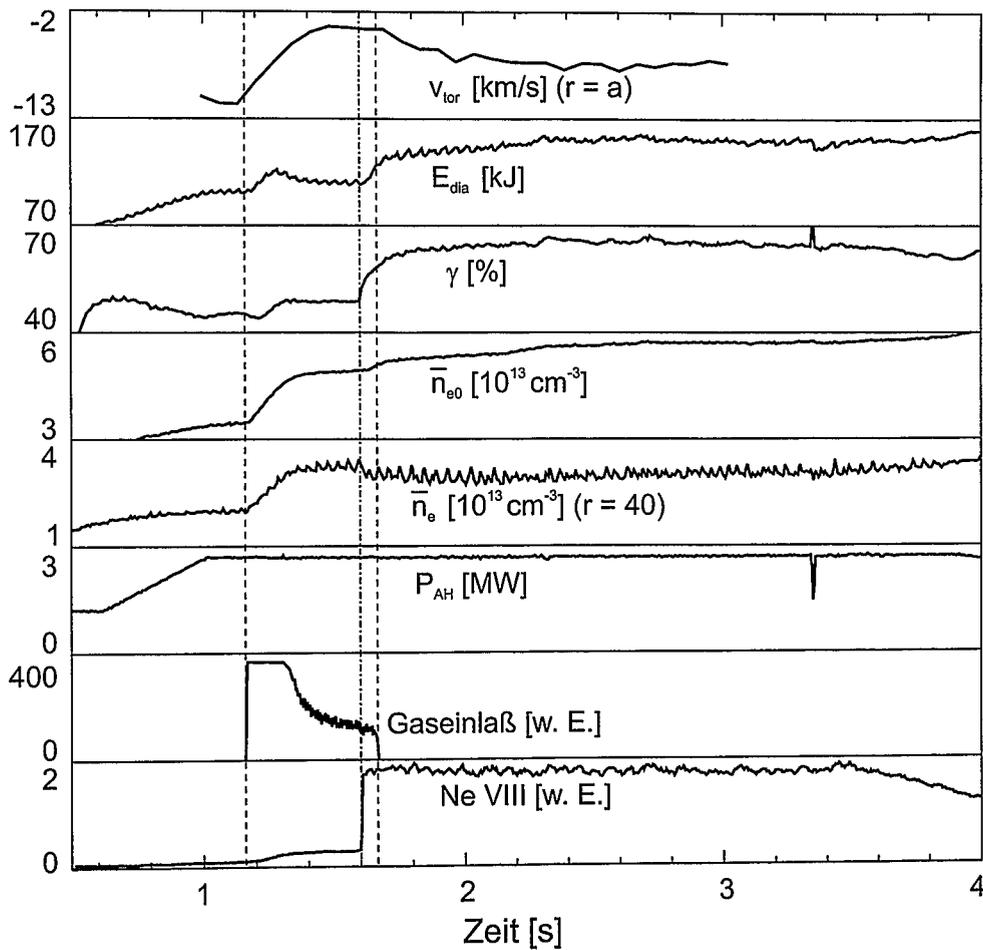


Abbildung 5.6: Toroidale Rotation v_{tor} an der letzten geschlossenen Flußfläche in einer RI-Mode-Entladung mit zusätzlichem Ne-Einlaß (# 76187). Gestrichelte Linien markieren den Zeitraum, in dem das Arbeitsgas (D) von außen eingeblasen wurde. Die strichpunktierte Linie zeigt den Zeitpunkt des Neon-Einlasses. Außer v_{tor} , Gaseinlaßrate und Intensität der NeVIII Linie (Ne-Einlaß-Regelsignal) sind diamagnetische Energie E_{dia} , Strahlungspegel γ , zentrale liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_{e0} , liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e bei $r = 40$ cm und Leistung der Zusatzheizung P_{aux} gegen die Zeit gezeigt.

Außer der toroidalen Rotation sind in Abb. 5.7 die Elektronendichte an der letzten geschlossenen Flußfläche und der Druck der Neutralteilchen an der Wand als Funktionen der auf die Greenwald-Dichte normierten Plasmadichte dargestellt. Als Parameter dient die Energieeinschlußzeit, die auf die RI-Mode-Skalierung (Gl. 3.14) normiert wurde.

Es ist auch hier zu beobachten, daß die Rotation am Plasmarand mit der Einschlußqualität zusammenhängt. Die Datenpunkte, die der RI-Mode-Skalierung entsprechen ($\tau_E \approx \tau_{RI}$), liegen bei -10 km/s (Rotation in die zum Plasmastrom entgegengesetzte Richtung), obwohl auch in dieser Entladungsserie die Neutralteilcheninjektion mit dem Heizstrahl NBI

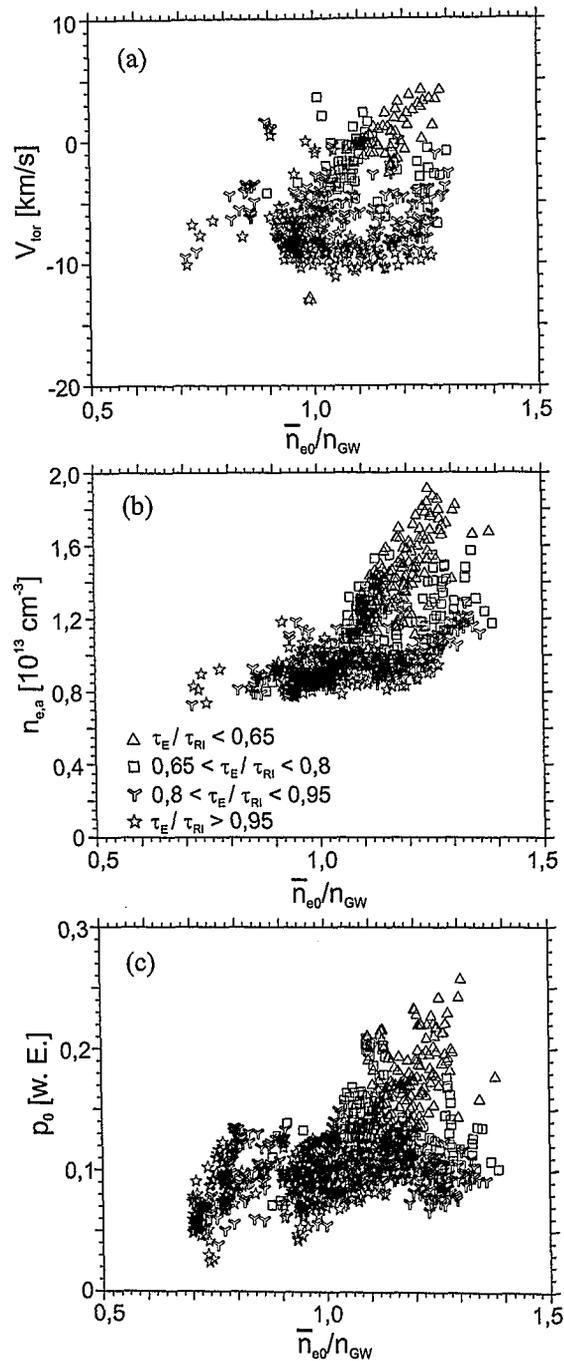


Abbildung 5.7: Plasmarandparameter in Abhängigkeit von der normierten Plasmadichte in einer Entladungsserie mit Einlaß von Neon (# 88406-88528). (a) – toroidale Rotation 2 cm innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche; (b) – Elektronendichte an der letzten geschlossenen Flußfläche; (c) – Druck der Neutralteilchen an der Wand. Als Parameter dient die Energieeinschlußzeit im Vergleich mit der RI-Mode-Skalierung.

co erfolgte. Die RI-Mode wird durch eine trotz der hohen zentralen Dichte relativ niedrige Plasmadichte am Rand von $n_{e,a} \lesssim 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und durch eine geringe Dichte der Neutralteilchen in der Randschicht charakterisiert.

Bei der Verschlechterung des Einschlusses werden mehr Teilchen zum Plasmarand transportiert. Daraus resultiert ein Anstieg der Plasmadichte und des Neutralteilchendruckes. Die Rotationsgeschwindigkeit in die entgegengesetzte Richtung wird abgebremst, bis schließlich in der L-Mode ($\tau_E/\tau_{RI} < 0,65$) das Plasma am Rand in die gleiche Richtung wie im Zentrum rotiert.

Die Schlußfolgerung dieser Messungen ist, daß die toroidale Rotation an der letzten geschlossenen Flußfläche auf der Niederfeldseite in den Entladungen mit der normalen Magnetfeldkonfiguration:

- aufgrund der Strömung in der Abschälsschicht in die zum Plasmastrom entgegengesetzte Richtung zeigt;
- auf eine Verschlechterung des Einschlusses durch starken Gaseinlaß mit einer Verlangsamung reagiert, die durch Erhöhung der Neutralteilchendichte in der Randschicht hervorgerufen wird.

Diese Ergebnisse zeigen, wie wichtig der Einfluß der Neutralteilchen auf die physikalischen Prozesse in der Plasmarandschicht ist. Zweidimensionale Flüssigkeitsmodelle, wie z. B. TECXY [58], die die Randschichtstruktur unter Berücksichtigung des Einflusses der Neutralteilchen und Driften beschreiben, können durch Vergleich mit diesen Messungen überprüft werden.

5.2 Energiebilanz in ohmschen Entladungen

Einer der Vorteile des Ladungsaustauschsystems am Diagnostikstrahl gegenüber dem System am Heizstrahl ist die Möglichkeit in den Entladungen mit rein ohmscher Heizung zu messen. Deswegen wurde bei den Experimenten mit RUDI ein Schwerpunkt auf die Messungen unter ohmschen Bedingungen gelegt.

In einer Serie ohmscher Entladungen wurden die Plasmadichte und der Plasmastrom variiert. Abbildung 5.8 zeigt die zentralen Ionen- und Elektronentemperaturen als Funktionen der zentralen liniengemittelten Elektronendichte bei unterschiedlichen Plasmaströmen (a – $I_P = 280 \text{ kA}$, b – $I_P = 350 \text{ kA}$, c – $I_P = 480 \text{ kA}$).

In ohmschen Entladungen werden die Elektronen primär aufgeheizt. Da die ohmsche Heizleistung proportional zum Plasmastrom ist, werden die Elektronen bei höheren Plasmaströmen und gleicher Dichte heißer. Mit steigender Dichte fällt die Elektronentemperatur ab, weil in erster Linie die Heizleistung bei höheren Dichten auf mehr Teilchen verteilt

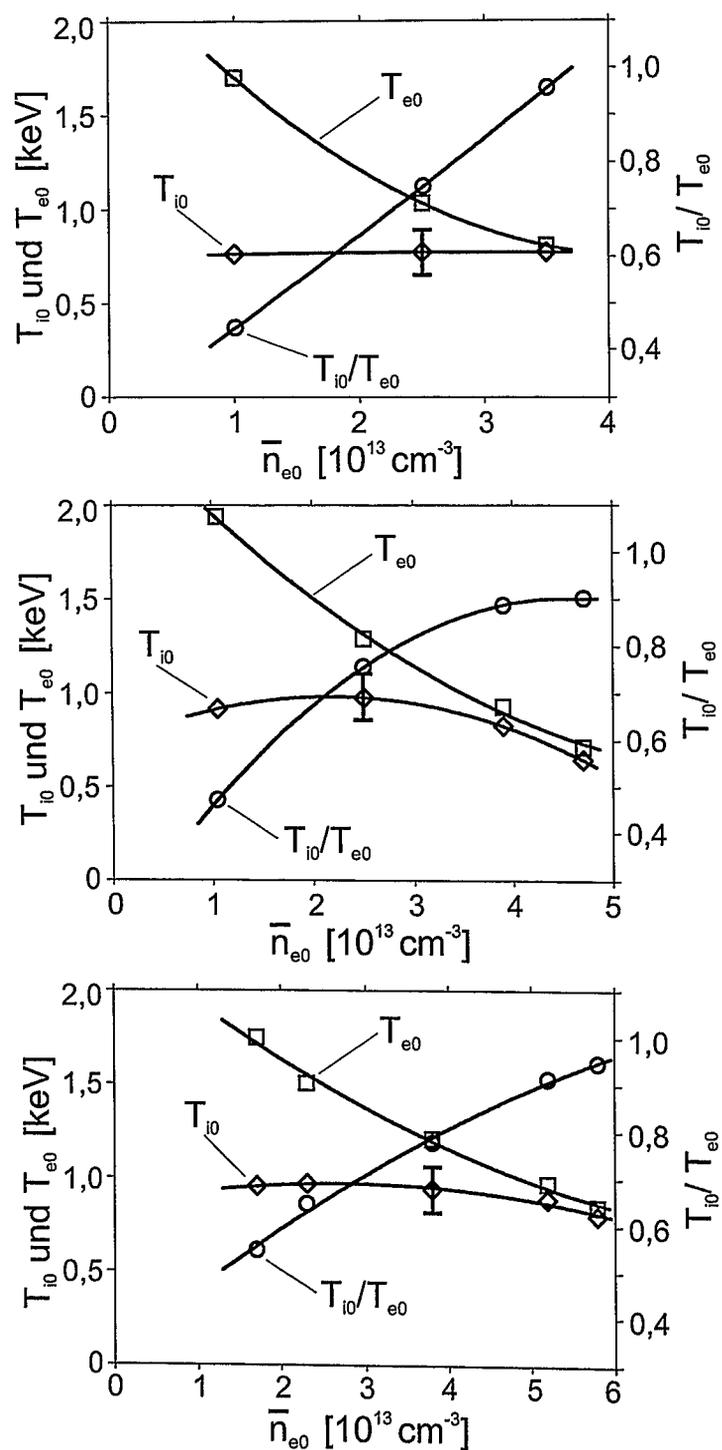


Abbildung 5.8: Zentrale Ionen- und Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Plasmadichte in ohmschen Entladungen: (a) – Plasmastrom $I_P = 280$ kA, ohmsche Heizleistung $P_{OH} \approx 250$ kW; (b) – $I_P = 350$ kA, $P_{OH} \approx 350$ kW; (c) – $I_P = 480$ kA, $P_{OH} \approx 500$ kW

wird.

Die Ionentemperatur zeigt eine nichtmonotone Abhängigkeit von der Plasmadichte. Mit der steigenden Dichte nimmt die Ionentemperatur zunächst zu, erreicht ein Maximum bei $\bar{n}_{e0} \approx 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und nimmt danach ab. Der Effekt ist bei $I_P = 350 \text{ kA}$ (Abb. 5.8 b) besonders deutlich zu sehen. Ionen werden in ohmschen Entladungen allein durch Stöße mit Elektronen aufgeheizt. Da mit steigender Dichte die Stoßkopplung zunimmt, steigt auch der Energieübertrag von Elektronen zu Ionen, was am Anstieg des Verhältnisses der Ionen- und Elektronentemperatur bis hin zu $T_{i0}/T_{e0} \approx 1$ bei hohen Dichten zu beobachten ist. Das Maximum der Ionentemperatur wird bei einer Dichte erreicht, bei der die Einschluß- und Ausgleichszeit etwa gleich sind. Bei höheren Dichten ($\tau_E \gg \tau_{eq}$) sind die Ionen und Elektronen eng gekoppelt, so daß die Ionentemperatur zusammen mit der Elektronentemperatur abfällt.

Für die Entladungen dieser Serie wurde eine Energiebilanz für Ionen und Elektronen aufgestellt. Tabelle 5.1 faßt die wichtigsten Plasmaparameter für diese Entladungen zusammen. Die ohmsche Heizleistung wird als Produkt aus dem voreingestellten Plasmastrom und der gemessenen Umfangsspannung bestimmt. Die Hintergrundionendichte wird aus der Elektronendichte unter Berücksichtigung der Plasmaverdünnung mit Verunreinigungen berechnet. Die effektive Ladungszahl Z_{eff} ist ein Maß für die Verunreinigungskonzentration und wird aus der Plasmaleitfähigkeit bestimmt. Die Ionen- und Elektronenenergie wird aus den Temperatur- und Dichteprofilen der Ionen bzw. Elektronen berechnet. Die Summe dieser Werte zeigt eine gute Übereinstimmung mit der direkt gemessenen diamagnetischen Energie E_{dia} und wird für die Bestimmung der Energieeinschlußzeit $\tau_E = \frac{E_i + E_e}{P_{OH}}$ zugrunde gelegt.

Aus der Gleichung 3.7 bekommen wir im ohmschen Fall für die Einschlußzeit der Ionen:

$$\tau_{E,i} = \frac{\tau_{eq}}{\frac{E_e}{E_i} - 1} \quad (5.1)$$

Die Einschlußzeit der Elektronen kann dann mit Hilfe der umgeschriebenen Gl. 3.6 berechnet werden:

$$\tau_{E,e} = \frac{E_e}{E} \frac{\tau_E}{1 - \frac{E_i}{E} \frac{\tau_E}{\tau_{E,i}}} \quad (5.2)$$

Die Energieausgleichszeit zwischen Ionen und Elektronen wird mit Hilfe der Gleichung 3.5 berechnet.

Bei niedrigen Dichten ($\tau_E \ll \tau_{eq}$) sind die Ionen und Elektronen schwach gekoppelt. Deswegen sind die Elektronen viel heißer als die Ionen. Die Plasmaverdünnung durch Verunreinigungen (großes Z_{eff}) sorgt für niedrigere Ionendichten gegenüber den Elektronendichten. Bei niedrigen Dichten führen die beiden Faktoren trotz eines besseren Einschlusses der Ionen ($\tau_{E,i} > \tau_{E,e}$) zu deutlich geringeren Energieanteilen bei den Ionen gegenüber den Elektronen ($E_i < E_e$).

I_P kA	P_{OH} kW	n_{e0} cm^{-3}	n_{i0} cm^{-3}	Z_{eff}	E_{dia} kJ	E_i kJ	E_e kJ	τ_E ms	$\tau_{E,i}$ ms	$\tau_{E,e}$ ms	τ_{eq} ms
280	240	$1,5 \cdot 10^{13}$	$0,9 \cdot 10^{13}$	3,1	11	2	8	45	117	38	272
280	240	$4,1 \cdot 10^{13}$	$3,9 \cdot 10^{13}$	1,3	22	9	13	90	82	97	33
280	260	$6,4 \cdot 10^{13}$	$6,3 \cdot 10^{13}$	1,1	29	13	13	101	N/A	N/A	15
350	350	$1,5 \cdot 10^{13}$	$0,5 \cdot 10^{13}$	4,8	15	2	12	41	129	36	561
350	310	$3,8 \cdot 10^{13}$	$3,1 \cdot 10^{13}$	2,0	31	11	17	89	100	84	56
350	330	$6,0 \cdot 10^{13}$	$5,8 \cdot 10^{13}$	1,2	41	17	20	112	N/A	N/A	19
350	370	$6,8 \cdot 10^{13}$	$6,7 \cdot 10^{13}$	1,1	37	18	20	108	N/A	N/A	11
480	590	$2,3 \cdot 10^{13}$	$0,7 \cdot 10^{13}$	4,9	28	4	20	40	86	36	325
480	540	$3,1 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	3,4	36	9	24	61	79	56	119
480	500	$5,1 \cdot 10^{13}$	$4,1 \cdot 10^{13}$	2,1	55	20	31	101	71	138	39
480	500	$7,1 \cdot 10^{13}$	$6,1 \cdot 10^{13}$	1,8	67	26	33	119	N/A	N/A	19
480	470	$7,9 \cdot 10^{13}$	$7,8 \cdot 10^{13}$	1,1	72	31	33	137	N/A	N/A	12

Tabelle 5.1: Energiebilanz in den ohmschen Entladungen. I_P ist der Plasmastrom, P_{OH} die ohmsche Heizleistung, n_{e0} die zentrale Elektronendichte, n_{i0} die zentrale Hintergrundionendichte, Z_{eff} die effektive Ionenladungszahl, E_{dia} die gemessene diamagnetische Energie, E_i die aus Ionentemperatur- und Ionendichteprofilen bestimmte Ionenenergie, E_e die aus Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofilen bestimmte Elektronenenergie, $\tau_E = \frac{E_i + E_e}{P_{OH}}$ die Energieeinschlußzeit, $\tau_{E,i}$ die Energieeinschlußzeit der Ionen, $\tau_{E,e}$ die Energieeinschlußzeit der Elektronen, τ_{eq} die Energieausgleichszeit zwischen Ionen und Elektronen im Zentrum. Bei hohen Dichten konnten $\tau_{E,i}$ und $\tau_{E,e}$ aufgrund der mit den Meßfehlern von T_i und T_e verbundenen Ungenauigkeiten nicht bestimmt werden (siehe Text).

Bei mittleren Dichten ($\tau_E \approx \tau_{eq}$) steigen die Ionentemperaturen. Die Verunreinigungskonzentrationen werden niedriger. Deshalb haben die Ionen einen wesentlichen Anteil an der gesamten Energie. Bei deutlich besserem Energieeinschluß der Elektronen wird der Einschluß der Ionen etwas schlechter.

Bei hohen Dichten ($\tau_E \gg \tau_{eq}$) ist die Ionenenergie praktisch gleich der Elektronenenergie. Die Einschlußzeiten der Ionen und Elektronen können bei hohen Dichten nicht getrennt bestimmt werden. Der Nenner in Gl. 5.1 wird so klein, daß eine Meßungenauigkeit in T_i und T_e von $\approx 10\%$ in einer Unsicherheit in $\tau_{E,i}$ und $\tau_{E,e}$ von einer Größenordnung resultiert.

Abbildung 5.9 zeigt für alle Entladungen dieser Serie die Energieeinschlußzeit τ_E [s], die

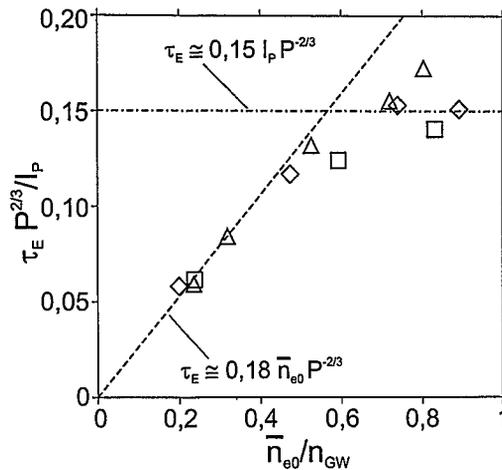


Abbildung 5.9: Einschlußgüte als Funktion der normierten Plasmadichte (Quadrate – $I_P = 280$ kA, Rhomben – $I_P = 350$ kA, Dreiecke – $I_P = 480$ kA). Die gestrichelte Linie ist die LOC-Skalierung, die strichpunktierte die SOC-Skalierung

entsprechend den Skalierungsgesetzen auf die Heizleistung P_{OH} [MW] und den Plasmastrom I_P [MA] normiert wurde, in Abhängigkeit von der auf die Greenwald-Dichte normierten zentralen liniengemittelten Elektronendichte. Das Bild folgt den im Abschnitt 3.2 beschriebenen Einschlußregimen in den ohmschen Plasmen. Entsprechend der LOC-Skalierung (Gl. 3.14) steigt die Einschlußqualität bei niedrigen Dichten proportional zur Plasmadichte an. Die Sättigung des Einschusses beginnt bei Dichten von $\bar{n}_{e0} \approx 0,5 n_{GW}$. Bei höheren Plasmadichten steigt die Einschlußzeit mit der Dichte nicht mehr an (das SOC-Regime, Gl. 3.15).

Eine mögliche Erklärung, warum bei höheren Dichten im SOC-Regime der Einschluß sich im Vergleich zur LOC-Skalierung verschlechtert, gibt Abschnitt 5.3.

5.3 Übergang zu verbessertem ohmschem Einschluß bei hohen Plasmadichten

Im Abschnitt 3.2 wurden die für TEXTOR-94 typischen Energieeinschlußregime beschrieben. Dabei wurden gewisse Ähnlichkeiten zwischen den Regimen in ohmschen und zusatzgeheizten Plasmen festgestellt. So zeigt das ohmsche SOC-Regime ähnlich wie die zusatzgeheizte L-Mode praktisch keine Abhängigkeit der Einschlußzeit von der Plasmadichte. In den IOC-Regime- und RI-Mode-Entladungen ist diese Abhängigkeit dagegen linear. Die Verschlechterung des Einschusses in der L-Mode wird der von Gradienten der Ionentemperatur getriebenen toroidalen ITG-Instabilität (siehe Abschnitt 3.3) zugeschrieben. In den zusatzgeheizten Entladungen wird die ITG-Instabilität durch den Einlaß von Ver-

unreinigungen und der folgenden Aufsteilung der Dichteprofile unterdrückt, wodurch der Übergang zu der RI-Mode gelingt. Der Einsatz der ITG-Instabilität hängt direkt mit dem η_i -Parameter zusammen, welcher das Verhältnis der Abfallängen der Dichte- und Ionentemperaturprofile ist. Mit der Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl konnten bisher nur die Ionentemperaturen in den Entladungen mit Zusatzheizung bestimmt werden. Daher konnte der Einfluß der ITG-Instabilität auf den Energieeinschluß in den ohmschen Entladungen und speziell auf den SOC-IOC-Übergang erst mit der Inbetriebnahme des Diagnostikstrahls RUDI untersucht werden.

Der SOC-IOC-Übergang wird in den ohmschen Hochdichte-Entladungen durch die Reduktion bzw. das Ausschalten des externen Gaseinlasses getriggert. Die Plasmadichte bleibt dank der hohen Recycling-Raten der Wand eine Zeit lang auf dem hohen Niveau, während die Energie des Plasmas sich sprunghaft erhöht. Der Übergang selbst dauert etwa 100 ms, so daß eine zeitaufgelöste Messung der Ionentemperaturprofile während des Übergangs nicht möglich war. Die Messungen wurden vor und direkt nach dem Übergang durchgeführt. Da die Ionentemperaturmeßwerte eine Streuung aufweisen, die aufgrund der Fit-Fehler nicht vermeidbar ist, wurde auf das gemessene Profil eine Funktion angepaßt, deren allgemeine Form wie folgt aussieht:

$$T_i(r) = a + b e^{-cr^d} \quad (5.3)$$

Dabei sind a , b , c und d die Anpassungsparameter. Diese angepaßte Funktion wird zusammen mit den gemessenen Dichteprofilen der Verunreinigungen (meistens von vollständig ionisiertem Kohlenstoff) sowie mit den Elektronentemperatur- und Dichteprofilen für die Berechnung der η_i -Werte und Anwachsraten der ITG-Instabilität γ_{ITG} mit Hilfe des im Abschnitt 3.3 beschriebenen Modells angewendet. Vor ihrem Einsatz im Modell werden alle Profile unter Berücksichtigung der Shafranov-Verschiebung auf Radien der magnetischen Flußflächen umgerechnet.

Abbildung 5.10 zeigt eine ohmsche Entladung, in der durch das starke Gasblasen eine Dichterampe bis $\bar{n}_{e0} \approx 5,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ erzeugt wurde. Bei niedrigen Dichten steigt die diamagnetische Energie E_{dia} mit der Dichte entsprechend dem linearen ohmschen Einschluß. Bei großen Dichten gibt es eine Sättigung der Energie (SOC-Regime). Bei 3 s wurde der externe Gaseinlaß ausgeschaltet, womit die Bedingungen für den SOC-IOC-Übergang geschaffen wurde. Die diamagnetische Energie steigt bei den gleichen Dichten. Da die Ionen und Elektronen bei diesen hohen Dichten eng gekoppelt sind, ist die Einschlußverbesserung in beiden Kanälen zu beobachten: sowohl die Ionen als auch die Elektronen werden im Plasmazentrum heißer.

Die diamagnetische Energie, Ionen- und Elektronentemperatur wurden in Abb. 5.11 als Funktionen der Plasmadichte dargestellt. Die Entwicklung der diamagnetischen Energie mit der Plasmadichte illustriert die oben beschriebenen ohmschen Einschlußregime. Wie in Abb. 3.1 schematisch dargestellt wurde, steigt die Energie zunächst proportional zur Dichte (LOC-Regime), danach kommt die Sättigung (SOC-Regime). Nach dem Abschalten des Gaseinlasses erhöht sich die Energie sprunghaft zu größeren Werten bei gleicher

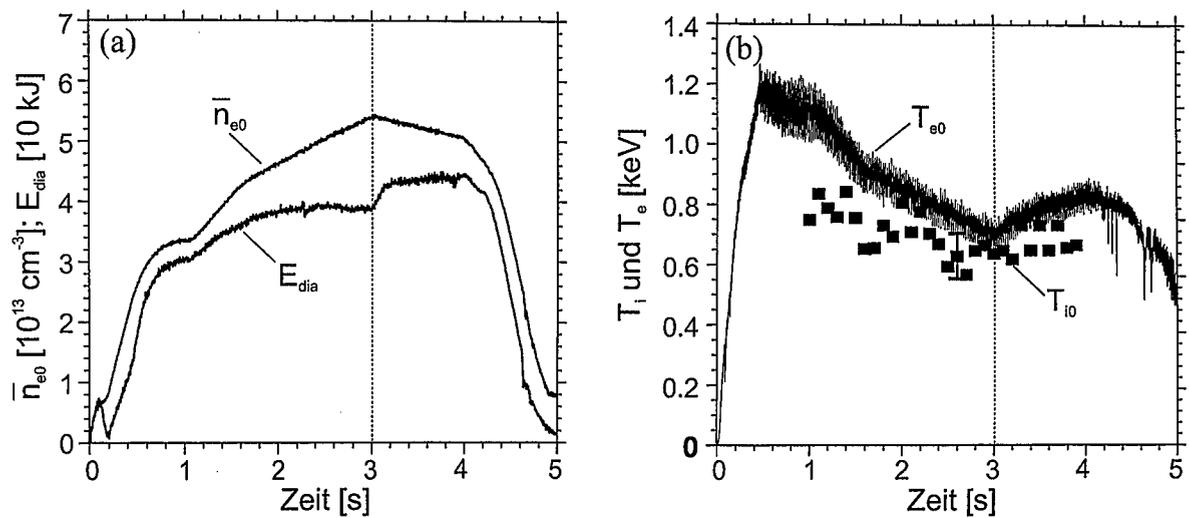


Abbildung 5.10: Übergang zu verbessertem ohmschem Einschluß. Zeitspuren von: (a) – der zentralen liniengemittelten Elektronendichte \bar{n}_{e0} und der diamagnetischen Energie E_{dia} ; (b) – der zentralen Elektronen- und Iontemperatur (schwarze Quadrate). Die gestrichelte Linie zeigt den Zeitpunkt, wann in der Entladung der externe Gaseinlaß ausgeschaltet, und dadurch der SOC-IOC-Übergang ausgelöst wurde.

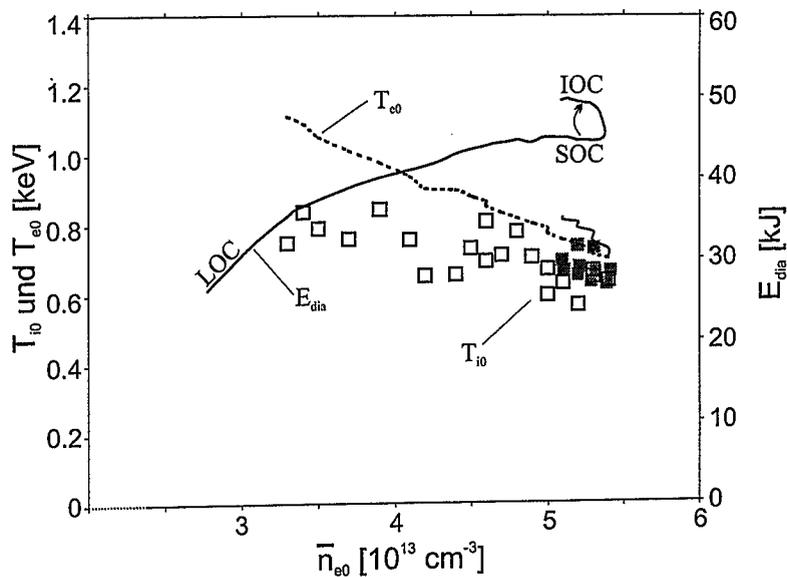


Abbildung 5.11: Übergang zu verbessertem ohmschem Einschluß II. Die diamagnetische Energie E_{dia} , zentrale Iontemperatur T_{i0} vor (leere Quadrate) und nach (gefüllte Quadrate) dem Übergang, zentrale Elektronentemperatur T_{e0} vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) dem Übergang in Abhängigkeit von der zentralen liniengemittelten Dichte \bar{n}_{e0}

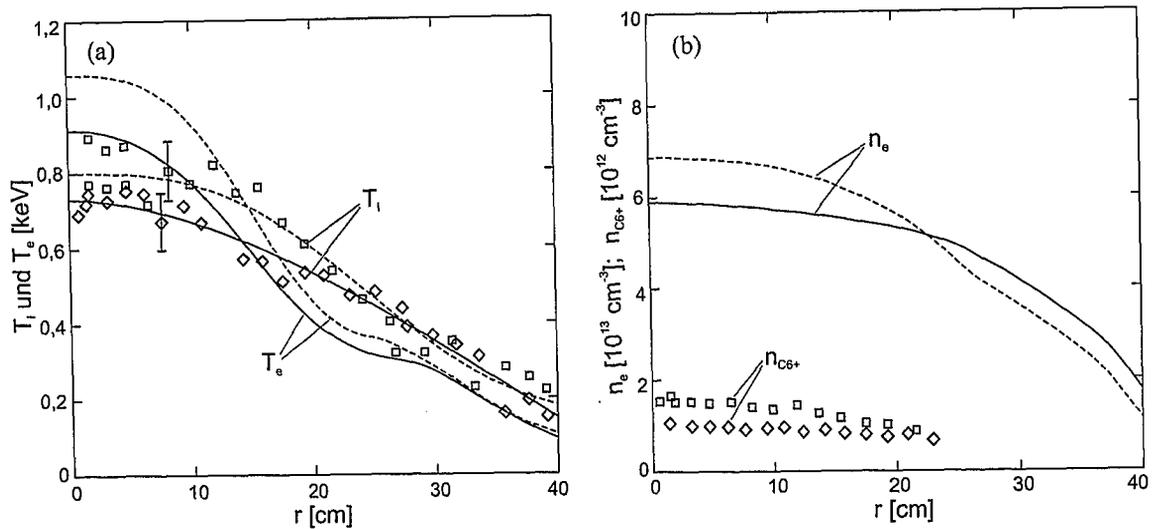


Abbildung 5.12: Profile vor und nach dem SOC-IOC-Übergang (#87693). (a) – die gemessenen Ionentemperaturen (SOC – Rhomben, IOC – Quadrate), die angepaßten T_i -Funktionen (SOC – durchgezogen, IOC – gestrichelt) sowie die Elektronentemperaturprofile (SOC – durchgezogen, IOC – gestrichelt); (b) – die Elektronendichteprofile (SOC – durchgezogen, IOC – gestrichelt) sowie die Dichte von C^{6+} (SOC – Rhomben, IOC – Quadrate)

Plasmadichte (IOC-Regime). Die Ionen- und Elektronentemperatur erhöhen sich nach dem SOC-IOC-Übergang bei gleicher Dichte.

Abbildung 5.12 (a) zeigt die Ionen- und Elektronendichteprofile vor und nach dem Übergang zum verbesserten ohmschen Einschluß. Wie oben beschrieben, werden an die gemessenen Ionentemperaturen die Funktionen in der Form (5.3) angepaßt. Bei der Iontemperatur und Elektronentemperatur sowie bei der Elektronendichte (Abb. 5.12 b) ist die Aufsteilung der Profile im IOC-Regime im Vergleich zum SOC-Regime zu beobachten. Die Dichte von vollständig ionisiertem Kohlenstoff nimmt nach dem Übergang zu, so daß die C^{6+} -Konzentration im Plasmazentrum leicht ansteigt.

In Tabelle 5.2 sind diese und weitere wichtige Plasmaparameter für die beiden Einschlußregime zusammengefaßt. Die Ionen- und Elektronenenergie sowie die Energieeinschlußzeit wurden aus den experimentellen Daten mit Hilfe der im Abschnitt 5.2 beschriebenen Methode bestimmt. Da bei höheren Temperaturen der Plasmawiderstand geringer wird, fällt die ohmsche Heizleistung im IOC-Regime etwas ab. Die Gesamtenergie ist relativ gleichmäßig zwischen Ionen und Elektronen verteilt, weil bei dieser hohen Dichte die beiden Spezies eng gekoppelt sind. Während des SOC-IOC-Übergangs steigt die Energieeinschlußzeit τ_E um ca. 15 %, so daß die Ionen- und Elektronenenergie zunimmt.

Für die in Abb. 5.12 dargestellten Profile wurde die für die ITG-Instabilität charakteristische Größe η_i , das Verhältnis der Abfallängen der Plasmadichte und Iontemperatur

Einschluß- regime	I_P kA	P_{OH} kW	n_{e0} cm^{-3}	n_{i0} cm^{-3}	$n_{C^{6+0}}$ cm^{-3}	Z_{eff}	E_{dia} kJ	E_i kJ	E_e kJ	τ_E ms
SOC	350	380	$5,9 \cdot 10^{13}$	$5,1 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{12}$	1,7	35	16	20	96
IOC	350	365	$6,9 \cdot 10^{13}$	$5,8 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{12}$	1,9	41	18	23	112

Tabelle 5.2: Plasmaparameter im SOC- und IOC-Regime (# 87693). I_P ist der Plasma-
strom, P_{OH} die ohmsche Heizleistung, n_{e0} die zentrale Elektronendichte, n_{i0} die zentrale
Hintergrundionendichte, $n_{C^{6+0}}$ die zentrale Dichte von C^{6+} , Z_{eff} die effektive Ladungs-
zahl, E_{dia} die gemessene diamagnetische Energie, E_i die aus Iontemperatur- und Io-
nendichteprofilen bestimmte Ionenenergie, E_e die aus Elektronentemperatur- und Elektro-
nendichteprofilen bestimmte Elektronenenergie, $\tau_E = \frac{E_i + E_e}{P_{OH}}$ die Energieeinschlußzeit.

(Gl. 3.16), berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 5.13 zusammen mit dem kritischen Wert $\eta_{i,c}$ (Gl. 3.18) dargestellt. Wenn η_i diesen kritischen Wert überschreitet, setzt die toroi-
dale ITG-Instabilität entsprechend der analytischen Näherung 3.17 ein. Im SOC-Regime
liegt η_i im radialen Bereich zwischen ca. 8-28 cm deutlich über dem kritischen Wert, was
zu entsprechend hohen Anwachsrate der ITG-Instabilität γ_{ITG} in diesem Bereich führt
(Abb. 5.14). Im IOC-Regime ist η_i im wesentlich schmaleren Bereich zwischen ca. 11-
21 cm größer gegenüber $\eta_{i,c}$. Die Anwachsrate γ_{ITG} ist in diesem Bereich im IOC-Regime
deutlich niedriger im Vergleich mit dem SOC-Regime, weil η_i im IOC-Regime nur knapp
über dem kritischen Wert liegt.

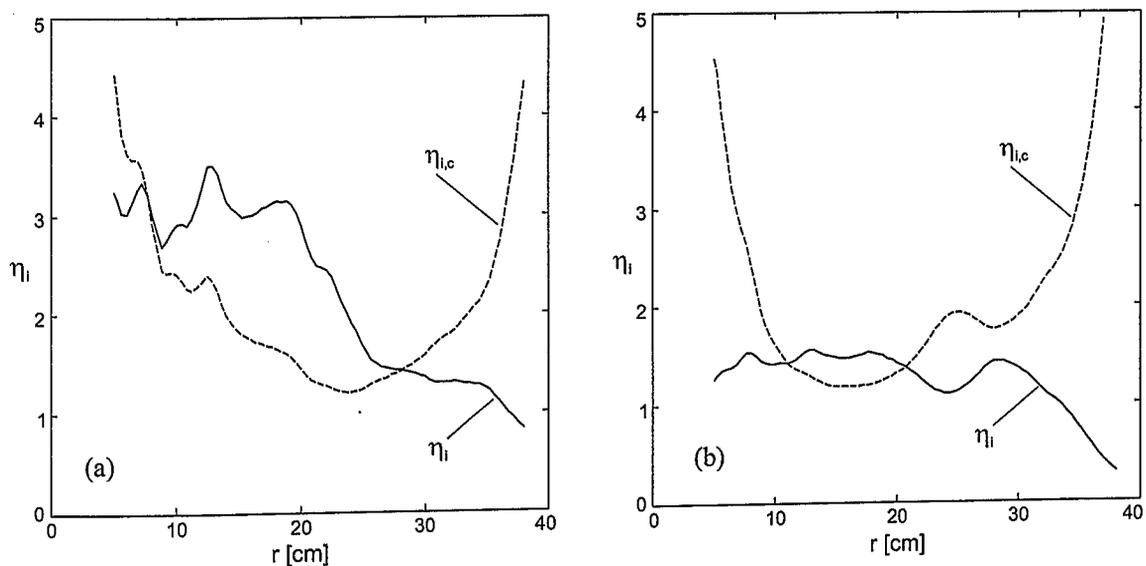


Abbildung 5.13: Verhältnis der Abfallängen der Dichte und der Iontemperatur η_i und
sein kritischer Wert $\eta_{i,c}$ (gestrichelt) (#87693). (a) – SOC-Regime; (b) – IOC-Regime

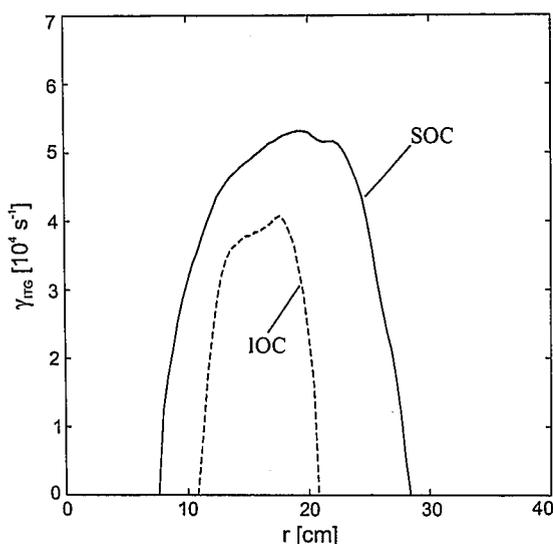


Abbildung 5.14: Radiales Profil der Anwachsrate der ITG-Instabilität, berechnet nach Gl. 3.17

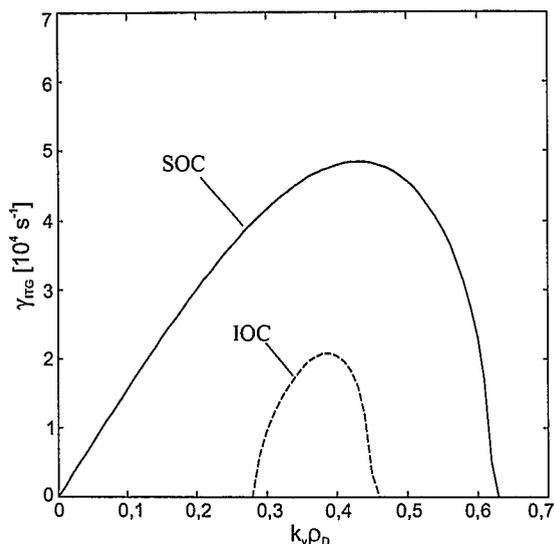


Abbildung 5.15: Anwachsrate der ITG-Instabilität als Funktion des dimensionslosen poloidalen Wellenvektors bei $r = a/2$

Mit Hilfe des im Abschnitt 3.3 vorgestellten Modells wurden die Anwachsrate der ITG-Instabilität γ_{ITG} im SOC- und IOC-Regime in Abhängigkeit von $k_y \rho_D$ berechnet. Dabei ist k_y die poloidale Komponente des Wellenvektors der Störung durch die ITG-Instabilität, ρ_D der Larmor-Radius der Hintergrundionen. In Abbildung 5.15 ist diese Abhängigkeit für eine radiale Position von $r = a/2$ dargestellt. Das γ_{ITG} -Spektrum zeigt eine wesentliche Reduzierung der Amplitude und der Breite im IOC-Regime gegenüber dem SOC-Regime.

Diese Berechnungen zeigen, daß die toroidale ITG-Instabilität im IOC-Regime weitgehend unterdrückt ist. Dies kann ähnlich wie beim L-RI-Übergang der Grund der Verbesserung des Einschlusses im IOC-Regime im Vergleich mit dem SOC-Regime sein. Allerdings kann im Unterschied zum L-RI-Übergang nicht der Anstieg der Verunreinigungskonzentration als Trigger zum Übergang gelten. Während des SOC-IOC-Übergangs steigt die effektive Ladungszahl Z_{eff} zwar, aber nur unwesentlich von 1,7 zu 1,9.

Beim L-RI-Übergang führt der Anstieg der Verunreinigungskonzentration zur Aufsteilung des Dichteprofiles. Im hier untersuchten SOC-IOC-Übergang wird die Aufsteilung des Dichteprofiles durch eine Reduzierung der von außen eingelassenen Gasmenge und durch den damit direkt verbundenen Abfall der Dichte am Plasmarand erreicht. In beiden Fällen (L-RI und SOC-IOC) führt die Aufsteilung der Dichteprofile zur Unterdrückung der ITG-Instabilität und zur Verbesserung des Einschlusses.

5.4 Erste Messungen der Verunreinigungsichten in ohmschen und zusatzgeheizten Entladungen

Mit der Inbetriebnahme des neuen Beobachtungssystems mit zwei unabhängigen absolut kalibrierten Detektionssystemen (Abschnitt 4.3.4) wurde es möglich, die Verunreinigungsichten über den gesamten Radius zu bestimmen.

Die Verunreinigungsichte wird aus der Gesamtintensität der Ladungsaustauschlinie mit Hilfe Gl. 2.6 bestimmt. Zur Berechnung der Verunreinigungsichte ist notwendig, die Dichte der Strahlteilchen bzw. aller drei Energiekomponenten am Meßpunkt zu wissen. Die Zusammensetzung des Strahls wird an jedem Meßtag mit Hilfe einer speziellen optischen Anordnung zur Messung der relativen Intensitäten der Doppler-verschobenen H_α -Strahlemissionskomponenten und eines Modells zur Umrechnung der Intensitäten in die entsprechende Teilchenverteilung [50] bestimmt. Außerdem wird die Effizienz der Neutralisierungszelle gemessen. Damit werden die Strahlteilchendichten am Eintritt ins Plasma bestimmt. Wie der Strahl im Plasma abgeschwächt wird, hängt von den jeweiligen Plasmaparametern ab und wird mit einem speziellen Strahlabschwächungscode [53] berechnet. Weiterhin wird bei der Bestimmung der Verunreinigungsichten der Einfluß der angeregten Strahlteilchen berücksichtigt.

In einer Serie reproduzierbarer Entladungen wurde Neon ins Plasma eingelassen. Die Entladungen bestanden aus einer ohmschen Phase (1-3 s) und einer Phase mit Neutralteilchenheizung (3-5 s). Die Plasmaparameter für die beiden Phasen der Entladungen sind in Tabelle 5.3 dargestellt. Während der Entladungen wurden die Dichten von vollständig ionisierten Kohlenstoff und Neon, sowie von wasserstoff- und helium-ähnlichem Neon mit Hilfe des Diagnostikstrahls gemessen und den Berechnungen mit dem Verunreinigungs-transportcode RITM für jeweilige Entladungsbedingungen gegenübergestellt. Als Optimierungparameter bei den Berechnungen mit RITM diente der Anteil der abgestrahlten Leistung an der gesamten Heizleistung (Strahlungspegel γ): der Ne-Zufluß wurde bei den

Entladungsphase	I_P kA	P_{OH} MW	P_{aux} MW	\bar{n}_{e0} cm ⁻³	Z_{eff}	γ
Ohmsch	350	0,43	0	$2,3 \cdot 10^{13}$	3,7	0,75
NBI co	350	0,27	1,3	$3,5 \cdot 10^{13}$	3,0	0,53

Tabelle 5.3: Plasmaparameter in der Entladung # 89385 für die ohmsche und zusatzgeheizte Phase: I_P ist der Plasmastrom, P_{OH} die ohmsche Heizleistung, P_{aux} die Zusatzheizleistung (NBI co), \bar{n}_{e0} die zentrale liniengemittelte Elektronendichte, Z_{eff} die effektive Ladungszahl, die mit Hilfe der Ladungsaustauschspektroskopie unter Berücksichtigung aller gemessenen Verunreinigungs-konzentrationen bestimmt wurde, γ der Strahlungspegel

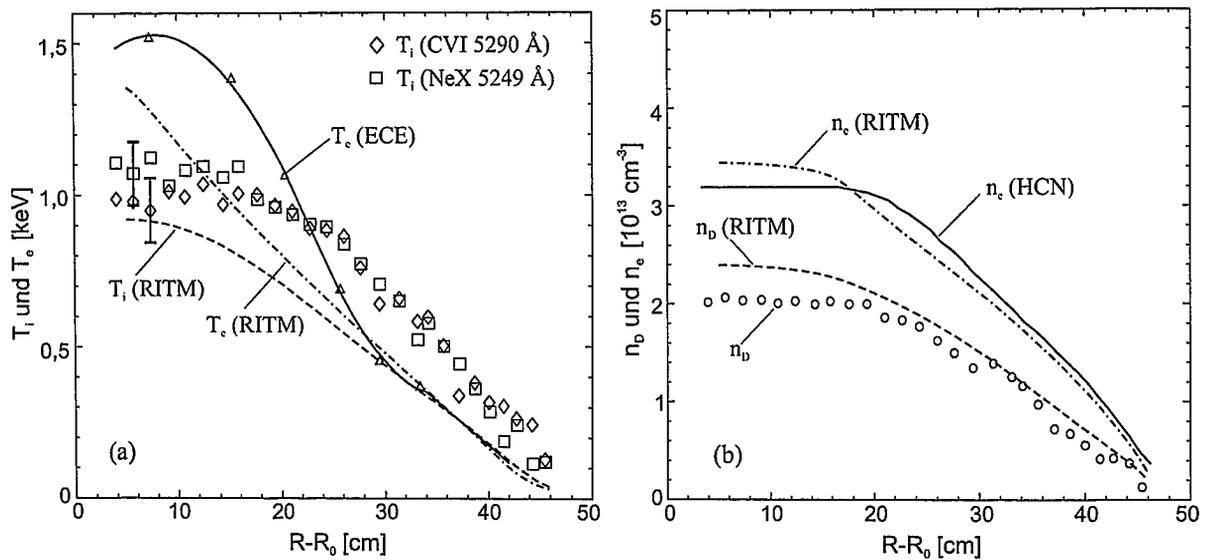


Abbildung 5.16: Plasmaparameter für die ohmsche Phase der Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – T_i , gemessen mit RUDI an CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å, und T_e (ECE Diagnostik); (b) – n_e (HCN-Interferometrie) und $n_D = n_e - \sum n_j Z_j$. Jeweils mit den entsprechenden mit RITM berechneten Profilen

Berechnungen so lange erhöht, bis der berechnete Strahlungspegel dem experimentellen entspricht.

Abbildung 5.16 zeigt die Temperatur- und Dichteprofile von Ionen und Elektronen für die ohmsche Phase dieser Entladungen. Die Ionen- und Elektronentemperaturen sind im nahezu gesamten radialen Bereich hoch gegenüber den mit RITM berechneten Werten. Besser ist die Übereinstimmung im Elektronendichteprofil, sowohl qualitativ als auch quantitativ. Dagegen haben die berechneten Hintergrundionendichten zwar einen ähnlichen Profilverlauf, liegen aber deutlich höher als die Werte, die aus der Bedingung der Quasineutralität $n_e = n_D + \sum n_j Z_j$ unter Berücksichtigung aller gemessenen Verunreinigungsdichteprofile bestimmt wurden. Das liegt daran, daß die berechneten Verunreinigungsdichten (siehe unten) oft kleiner als die gemessenen Dichten sind.

In Abbildung 5.17 sind die Verunreinigungsdichteprofile für die ohmsche Phase der Entladungen dargestellt. Da die Linien von Neon NeVIII 10-9 / 6068 Å und Sauerstoff OVIII 10-9 / 6068 Å nicht spektral aufgelöst werden können, wird die Summe der Intensitäten beider Linien gemessen. Die früheren Messungen an TEXTOR-94 ([43], [16]) zeigen, daß die Konzentration von He-ähnlichem Neon im Plasmazentrum vernachlässigbar klein ist. Das berechtigt die Annahme, daß die gesamte Intensität an dieser Wellenlänge aus dem Plasmazentrum von vollständig ionisiertem Sauerstoff stammt. Für die Form des O^{8+} -Dichteprofiles wird die Form des C^{6+} -Profils angenommen. Für die Berechnung der Ne^{8+} -Dichte am Plasmarand ist es eine gute Annahme, weil die Dichte von He-ähnlichem Neon

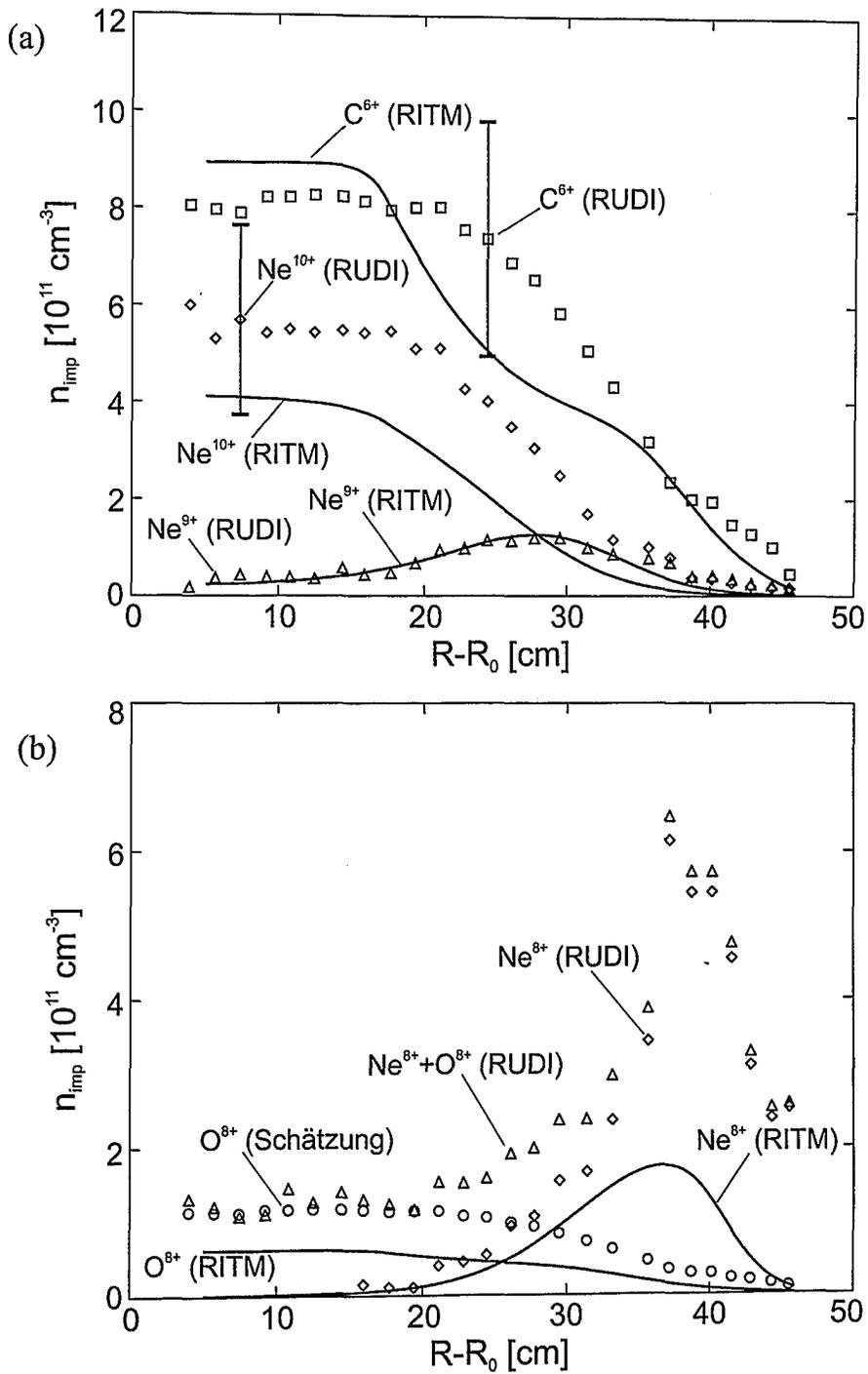


Abbildung 5.17: Verunreinigungsdichteprofile in ohmschen Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – C^{6+} , Ne^{10+} und Ne^{9+} ; (b) – Ne^{8+} , O^{8+} und die Summe von beiden. Jeweils gemessen mit RUDI und berechnet mit RITM

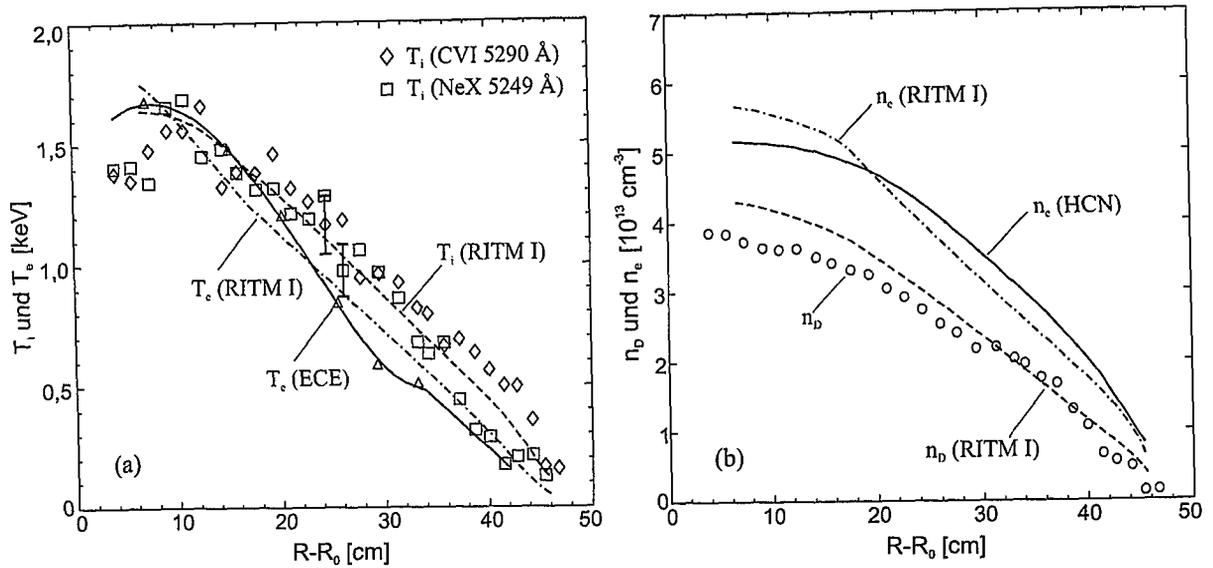


Abbildung 5.18: Plasmaparameter für die zusatzgeheizte Phase der Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – T_i , gemessen mit RUDI an CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å, und T_e (ECE Diagnostik); (b) – n_e (HCN-Interferometrie) und $n_D = n_e - \sum n_j Z_j$. Jeweils mit den entsprechenden mit RITM berechneten Profilen (Berechnung RITM I)

in diesem radialen Bereich viel größer als die Dichte von vollständig ionisiertem Sauerstoff ist (Abb. 5.17 b). Allerdings kann diese Annahme der O^{8+} -Profilform zu einer fehlerhaften Bestimmung der O^{8+} - und Ne^{8+} -Dichten im Bereich, wo diese etwa gleich sind ($R - R_0 \approx 25\text{-}35$ cm), führen.

Qualitativ werden die gemessenen Verunreinigungsdichteprofile relativ gut von den mit RITM berechneten Profilen beschrieben. Allerdings liegen die gemessenen Profile trotz der guten Übereinstimmung im Strahlungspegel γ tendenziell über den berechneten. Der Meßfehler bei der Bestimmung der Dichten der vollständig ionisierten Verunreinigungionen liegt bei 30-40 %, so daß die Profile von C^{6+} und Ne^{10+} meistens innerhalb der Fehlerbalken liegen. Bei den nicht vollständig ionisierten Ionen ist die Datenbasis für die Ladungsaustauschratekoeffizienten sehr gering. Deshalb ist hier keine Aussage über die Meßfehler zu machen.

Für die zusatzgeheizte Phase der Entladungen wurden Berechnungen mit dem RITM-Code unter zwei unterschiedlichen Annahmen durchgeführt. In der ersten (genannt RITM I) wurde versucht, die Verunreinigungsdichten im Plasmazentrum möglichst genau zu reproduzieren. Dafür wurde der Bohm-ähnliche Diffusionskoeffizient für den Transport der Hintergrund- und Verunreinigungionen senkrecht zum Magnetfeld um einen Faktor 4 verkleinert. Abbildung 5.18 zeigt das Ergebnis dieser Berechnung zusammen mit den gemessenen Werten für die Ionen- und Elektronentemperaturprofile sowie Ionen- und

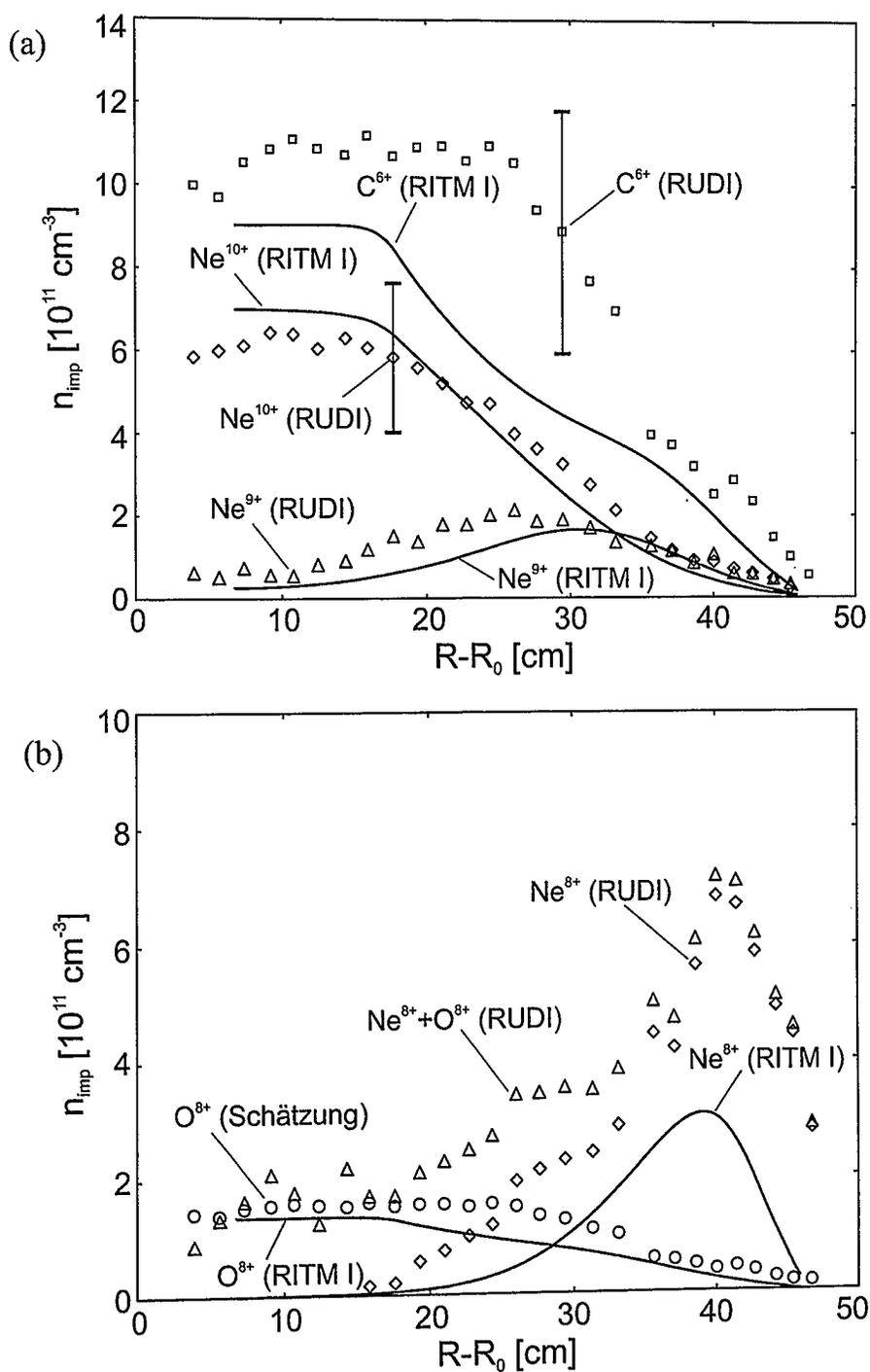


Abbildung 5.19: Verunreinigungsdichteprofile in zusatzgeheizten Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – C^{6+} , Ne^{10+} und Ne^{9+} ; (b) – Ne^{8+} , O^{8+} und die Summe von beiden. Jeweils gemessen mit RUDI und berechnet mit RITM mit Berücksichtigung des neoklassischen Verunreinigungstransports (Berechnung RITM I)

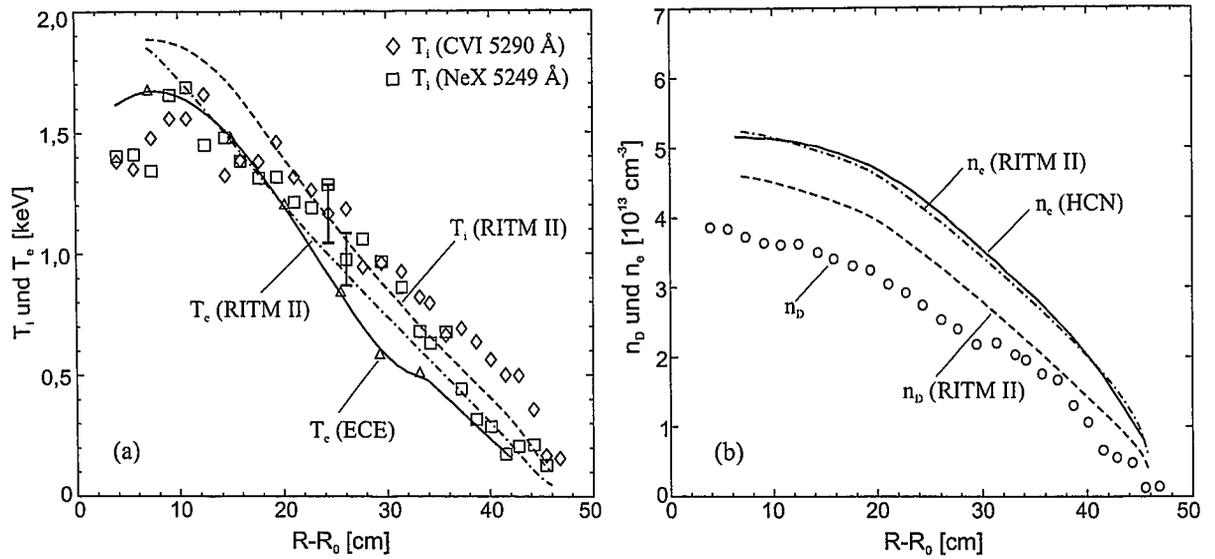


Abbildung 5.20: Plasmaparameter für die zusatzgeheizte Phase der Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – T_i , gemessen mit RUDI an CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å, und T_e (ECE Diagnostik); (b) – n_e (HCN-Interferometrie) und $n_D = n_e - \sum n_j Z_j$. Jeweils mit den entsprechenden mit RITM berechneten Profilen (Berechnung RITM II)

Elektronendichteprofile.

Ähnlich wie im ohmschen Fall liegen die gemessenen Verunreinigungsdichten über den berechneten Werten (RITM I, Abb. 5.19), mit Ausnahme des Ne^{10+} -Profils, dessen Verlauf relativ gut reproduziert wird.

In der zweiten Berechnung (RITM II) für die zusatzgeheizte Phase wurde insbesondere auf eine gute Wiedergabe der gemessenen relativen Verhältnisse der Verunreinigungsdichten und ihrer radialen Verläufe geachtet. Das beste Ergebnis wurde mit einem ähnlich wie in RITM I um einen Faktor 4 verkleinerten Bohm-ähnlichen Diffusionskoeffizienten für den Transport der Hintergrund- und Verunreinigungsenen senkrecht zum Magnetfeld erreicht. Außerdem wurde bei der Berechnung der neoklassische Verunreinigungstransport nicht berücksichtigt. Abbildung 5.21 zeigt die Temperatur- und Dichteprofile für die Berechnung RITM II.

Die Berechnung auf der Basis des rein diffusiven Verunreinigungstransports führte zu deutlich niedrigeren Verunreinigungsdichten. Die Diskrepanz zum Experiment entspricht etwa einem Faktor 2. Deshalb wurden bei der Darstellung die berechneten Werte um diesen Faktor vergrößert (Abb. 5.21). Diese Berechnung reproduziert gut die radialen Profile der gemessenen Verunreinigungsdichten. Ebenso gut werden die Verhältnisse der Dichten untereinander wiedergegeben.

Als Schlußfolgerung der Modellierung mit dem Verunreinigungstransportcode RITM kann bestätigt werden, daß der Code qualitativ gut die radialen Verläufe der Verunreinigungsdichten beschreibt. Allerdings gibt es relativ große Abweichungen in den absoluten Werten der Dichten. Die Abweichungen bei den Dichten der nicht vollständig ionisierten Ionen können den Ungenauigkeiten in den Ladungsaustausch-Ratenkoeffizienten zugeschrieben werden. Die Meßfehler bei den vollständig ionisierten Ionen liegen bei 20-30 %, was allerdings die Diskrepanzen von bis zu 50 % nicht erklären kann. Bei den Berechnungen mit RITM wurde die anomale Pinchgeschwindigkeit nicht berücksichtigt. Deren Einführung könnte zu höheren berechneten Verunreinigungsdichten und damit zu einer besseren Übereinstimmung mit dem Experiment führen. Weitere Messungen der Dichten dieser und anderer Verunreinigungen und Vergleiche mit den Transportcodes wie STRAHL [59] zur Klärung der Diskrepanzen werden benötigt. Die Meßdaten können bei der Wahl der halb-empirisch ermittelten Transportkoeffizienten für die weiteren Berechnungen mit dem RITM-Code helfen.

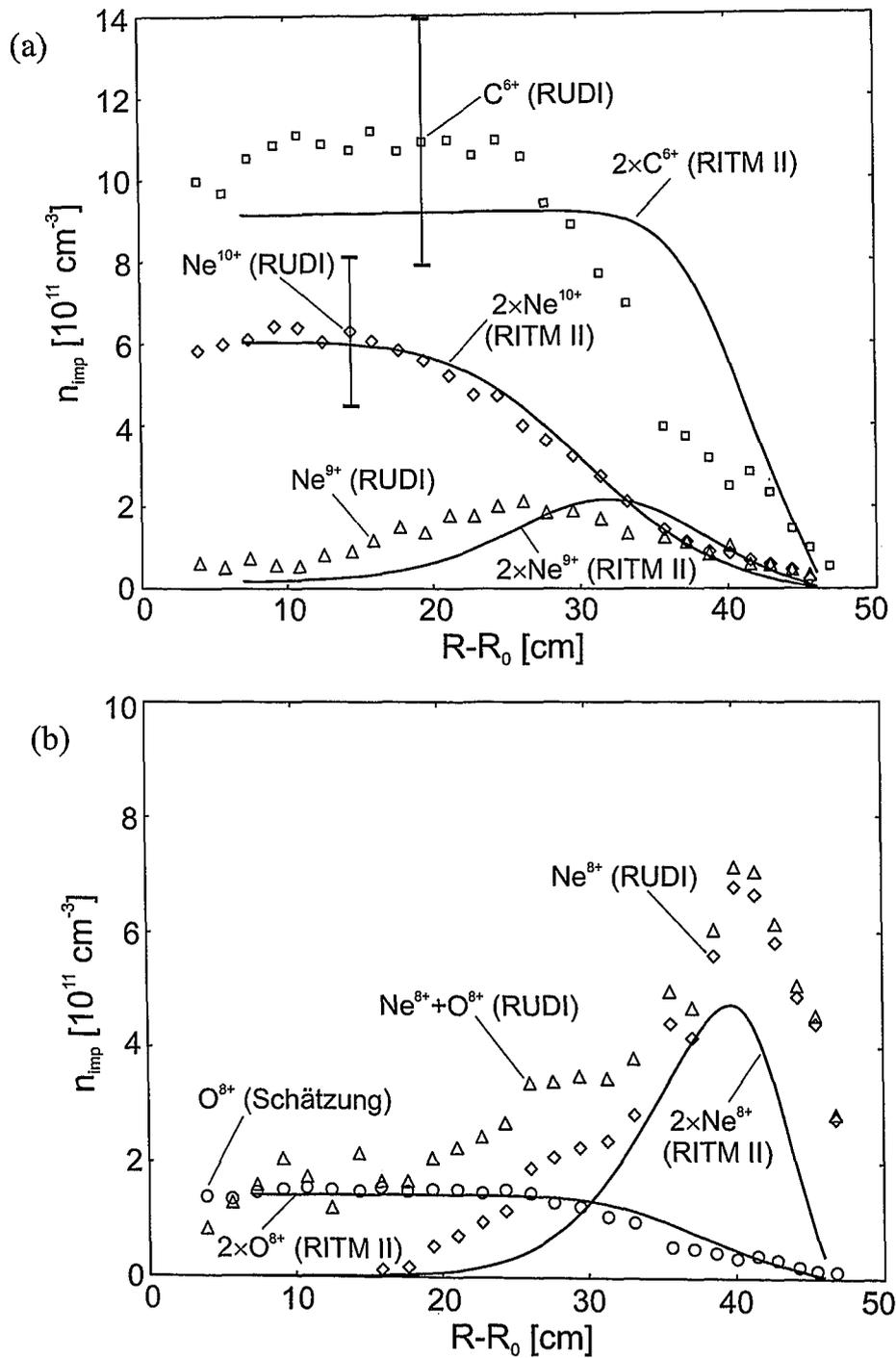


Abbildung 5.21: Verunreinigungsdichteprofile in zusatzgeheizten Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – C^{6+} , Ne^{10+} und Ne^{9+} ; (b) – Ne^{8+} , O^{8+} und die Summe von beiden. Jeweils gemessen mit RUDI und berechnet mit RITM ohne Berücksichtigung des neoklassischen Verunreinigungstransports (Berechnung RITM II). Die berechneten Werte sind um einen Faktor 2 vergrößert.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die *aktive Ladungsaustauschspektroskopie an Verunreinigungen* ist eine Methode zur raum- und zeitaufgelösten Bestimmung der Iontemperatur, Plasmarotation und Verunreinigungsichte. Sie basiert auf der Untersuchung der spektralen Form der Linien, die von den Verunreinigungsionen nach den Ladungsaustauschprozessen mit den Neutralteilchen emittiert werden. Als Neutralteilchenquelle dienen hochenergetische Strahlen, die tief ins Plasma eindringen und dadurch Messungen über den gesamten Plasmaradius ermöglichen.

An TEXTOR-94 wird die Ladungsaustauschdiagnostik mit Hilfe des *Heizstrahls* (60 keV, 2 MW) seit Jahren erfolgreich angewendet. Mit einem modifizierten System für den Plasmarand wurden im Rahmen dieser Arbeit umfangreiche Messungen zur *Charakterisierung der Randschicht* durchgeführt, speziell in den Entladungen mit Strahlungskühlung und verbessertem Energieeinschluß (RI-Mode). Mit den Messungen der Iontemperatur- und Plasmarotationsprofile wurde nachgewiesen, daß es *in der RI-Mode keine Transportbarriere am Plasmarand* gibt, die für die H-Mode an den anderen Tokamak-Maschinen charakteristisch ist. Die Verbesserung des Einschlusses findet weiter im Plasmainternen statt. Nichtsdestoweniger wurde eine *Korrelation zwischen den gemessenen Randparametern und Einschlußeigenschaften* beobachtet: die Verschlechterung des Einschlusses führt zu den größeren Neutralteilchendichten in der Randschicht, die die von den Strömungen in der Abschältschicht beeinflusste toroidale Rotation am Plasmarand abbremst. Das Verhältnis der Ionen- und Elektronentemperatur am Plasmarand wird mit zunehmendem Strahlungspegel größer, weil die Elektronen durch Stöße mit den Verunreinigungsionen direkt gekühlt werden. In Abhängigkeit von der Plasmadichte variiert das Verhältnis T_i/T_e zwischen ca. 4 bei den niedrigen und ca. 1,5 bei den hohen Dichten. Bei den Hochdichte-Entladungen mit Strahlungskühlung werden die Elektronen im großen Umfang durch die Ionenstöße geheizt.

Im Laufe dieser Arbeit wurde eine neue Ladungsaustauschdiagnostik an TEXTOR-94 aufgebaut. Das Kernstück dieser Diagnostik ist der *Wasserstoffdiagnostikstrahl RUDI*.

Die Inbetriebnahme von RUDI erfolgte schrittweise, begleitet von der kontinuierlichen Weiterentwicklung der einzelnen Komponenten des Injektors. Gegenwärtig erfüllen die Strahlparameter weitgehend die Anforderungen für effektive Ladungsaustauschmessungen. Basierend auf einer Hochfrequenz-Ionenquelle, gewährleistet der RUDI-Injektor einen Äquivalentstrom von 1,1 A bei einer Energie von 50 keV und einer Pulslänge von 4 s, moduliert mit 500 Hz. Parallel zur Inbetriebnahme des RUDI-Strahls wurde ein System zur lückenlosen Beobachtung des gesamten Strahlverlaufs im Plasma konstruiert und aufgebaut. Das Beobachtungssystem und eine niedrige Divergenz des Diagnostikstrahls von $< 0,6^\circ$ erlauben eine gute Raumauflösung der Messungen.

Die Ladungsaustauschdiagnostik mit Hilfe des Diagnostikstrahls kann in weiten Bereichen der TEXTOR-Plasmaparameter eingesetzt werden. Es kann bis zu 2-3 cm außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche gemessen werden, was im wesentlichen von den Verunreinigungsdichten am Meßpunkt bestimmt wird. Zum Plasmazentrum hin wird der Strahl abgeschwächt, so daß bei den RI-Mode-Entladungen mit einer Dichte über dem Greenwald-Limit die Ladungsaustauschsignale aus dem Plasmazentrum an der Grenze der Auswertbarkeit sind. Bei mittlerer Plasmadichte wurde ein annehmbares Verhältnis Signal zu Untergrund von 1:2 in den ohmschen Entladungen, bzw. 1:5 in den Entladungen mit Zusatzheizung beobachtet. Die gemessenen Iontemperaturprofile zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Werten von der Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl.

Der wichtigste Vorteil des Diagnostikstrahls gegenüber dem Heizstrahl hinsichtlich der Ladungsaustauschdiagnostik ist die Möglichkeit in den Entladungen mit *allen Heizszenarien* zu messen. Messungen mit RUDI fanden zum großen Teil unter Bedingungen der rein ohmschen Plasmaheizung statt.

In den ohmschen Entladungen wurde die *Verteilung der gesamten Plasmaenergie auf Ionen und Elektronen* bei verschiedenen Plasmaströmen in Abhängigkeit von der Plasmadichte untersucht. Bei den niedrigen Dichten ist die Ionenenergie deutlich kleiner als die Elektronenenergie aufgrund der schwachen Kopplung zwischen beiden Spezies und des großen Anteils an Verunreinigungionen (großes Z_{eff}). Mit steigender Dichte wird Z_{eff} kleiner und die Kopplung zwischen Ionen und Elektronen besser, so daß bei den großen Dichten der Energieanteil der Ionen praktisch die Hälfte der Gesamtenergie beträgt. Der Energieeinschluß in der behandelten Serie der Entladungen skaliert proportional zur Plasmadichte entsprechend dem linearen ohmschen Einschluß (LOC-Regime) bei den niedrigen Dichten. Bei Dichten von $\bar{n}_{e0} \gtrsim 0,5 n_{GW}$ gibt es eine Sättigung des Einschlußes (SOC-Regime).

Bei den ohmschen Entladungen hoher Plasmadichte wurde nach dem Ausschalten des externen Gaseinlasses der *Übergang zu verbessertem ohmschem Einschluß* (IOC-Regime) mit der linearen Abhängigkeit der Einschlußgüte von der Plasmadichte beobachtet. Dabei erhöhen sich die Energieanteile sowohl von den Ionen als auch von den Elektronen gegenüber dem SOC-Regime bei gleicher Plasmadichte. Zur Charakterisierung des SOC-IOC-Übergangs hinsichtlich des Einflusses der vom Iontemperaturgradienten getrie-

benen *toroidalen ITG-Instabilität* wurde ein Modell angewendet, welches bereits den L-RI-Übergang in den Entladungen mit Zusatzheizung erfolgreich beschreibt. Das Modell berechnet mit Hilfe der gemessenen Ionen- und Elektronentemperaturprofile sowie Plasmadichteprofile den η_i -Faktor (Verhältnis der Abfallängen der Dichte und Ionentemperatur) und die Anwachsraten der ITG-Instabilität. Im IOC-Regime liegt η_i im Vergleich mit dem SOC-Regime in einem schmalen radialen Bereich über dem kritischen Wert, dessen Überschreitung zum Einsatz der ITG-Instabilität führt. Die berechnete Abhängigkeit der Anwachsraten der ITG-Instabilität γ_{ITG} von der normierten poloidalen Komponente des Wellenvektors zeigt, daß die Amplitude und Breite des γ_{ITG} -Spektrums im IOC-Regime klein gegenüber den Werten im SOC-Regime sind. Die Aufsteilung des Plasmadichteprofiles nach der Reduzierung der von außen eingelassenen Gasmenge führt zur Unterdrückung der ITG-Instabilität und zur Verbesserung des Einschlusses im IOC-Regime.

Nach der Inbetriebnahme eines neuen Systems zur Beobachtung des RUDI-Strahlverlaufs im Plasma über den gesamten Radius wurden erste *Messungen der Verunreinigungsdichten in ohmschen und zusatzgeheizten Entladungen* durchgeführt. In einer Serie reproduzierbarer Entladungen mit Einlaß von Neon wurden die Dichten von vollständig ionisierten Kohlenstoff-, Neon- und Sauerstoff-Ionen sowie von wasserstoff- und helium-ähnlichem Neon bestimmt. Die gemessenen Profile der Verunreinigungsdichten zeigen sowohl für die ohmschen Entladungen als auch für die Entladungen mit Zusatzheizung qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den mit Hilfe des Verunreinigungstransportcodes RITM berechneten Profilen. Quantitativ gibt es jedoch teilweise relativ große Abweichungen von bis zu 50 %. Eine mögliche Ursache dieser Diskrepanzen sind Fehler in den Ladungsaustauschkoeffizienten, für die insbesondere bei den nicht vollständig ionisierten Ionen eine umfassende Datenbasis fehlt. Zur Klärung, ob diese Diskrepanzen einzig durch ungenaue Reaktionsratenkoeffizienten zustande kommen oder auch andere Ursachen haben, werden weitere Messungen der Dichten dieser und anderer Verunreinigungen benötigt.

Anhang: Parameter des Wasserstoffdiagnostikstrahls RUDI

In der nachfolgenden Tabelle sind die für den Aufbau und den Betrieb des Strahls charakteristischen Parameter aufgelistet. Da viele Betriebsparameter voneinander abhängig sind, wie z. B. maximaler Strom von der eingestellten Energie oder Neutralisationseffizienz von der Speziesverteilung, wurden hier nur die typischen Parameter dargestellt, mit denen der Strahl gewöhnlich betrieben wird.

Strahlenergie	50 keV
Ionenstrom	1,8 A
Äquivalenter Neutralteilchenstrom	1,1 A
Stromdichte am Gitter	150 mA/cm ²
Stromdichte auf der Achse in 2,2 m Entfernung	60 mA/cm ²
Stromdichte auf der Achse in 4,1 m Entfernung (PADET Code [52])	20 mA/cm ²
HF-Leistung der Ionenquelle	2,3 kW
HF-Frequenz	≈ 4,5 MHz
Divergenz (gemessen)	± 0,5°
Divergenz (AXCEL Code [60])	± 0,6°
1/e-Breite in 2,2 / 4,1 m Entfernung	40 / 80 mm
Pulsdauer maximal / im Normalbetrieb	10 / 4 s
Modulationsfrequenz	500 Hz
Übermodulationsfrequenz	0-500 Hz (typisch 10 Hz)
Arbeitszyklus (Betrieb / Pause)	1,5 %
Speziesverteilung in der Plasmabox (H ⁺ : H ₂ ⁺ : H ₃ ⁺)	40 / 25 / 35 %
Leistungsanteile im Strahl (P _E : P _{E/2} : P _{E/3})	30 / 30 / 40 %
Neutralisationseffizienz	60-70 %
Plasmakammer-Werkstoff	Aluminiumoxidkeramik
Plasmakammer-Abmessungen	∅ 105 × 95 mm
Gitter-Werkstoff	Molybdän
Gitter-Durchmesser	72 mm
Gitter-Dicke (Plasma-, Extraktions-, Beschleunigungs-, Erdungsgitter)	2 / 4 / 4 / 2 mm
Gitter-Abstände	2,6 / 7,0 / 1,0 mm
Gitter-Spannungen	50 / 43,5 / -0,2 / 0 kV
Anzahl der Gitter-Bohrungen	163
Gitter-Bohrung-Durchmesser	4 mm
Zünder-Spannung	≈ 3 kV
Gaseinlaßrate	2 mbar · l/s
Saugvermögen der Kryopumpen	2 × 24 000 l/s

Tabelle A-1: Aufbau- und Betriebsparameter des Wasserstoffdiagnostikstrahls RUDI

Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Schematische Darstellung des Tokamaks</i>	2
2.1	<i>Effektiver Ratenkoeffizient $\langle \sigma v \rangle$ des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs beim Ladungsaustauschprozeß mit einem Wasserstoffstrahl in Abhängigkeit von der Strahlteilchenenergie für die folgenden Plasmaparameter: $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ keV}$, $B_t = 2 \text{ T}$, $Z_{eff} = 2$ [15]. Die durchgezogene Kurve entspricht dem Ladungsaustauschprozeß mit den Strahlteilchen im Grundzustand ($n = 1$), die strichpunktierte mit den angeregten Strahlteilchen ($n = 2$, um einen Faktor 100 verkleinert). Die vertikalen gestrichelten Linien zeigen die Strahlenergiekomponenten eines 50 keV Wasserstoffstrahls.</i>	7
2.2	<i>Spektrum der CVI / 5290 Å Ladungsaustauschlinie. Als Referenz für die genaue Bestimmung der Wellenlänge bei der Rotationsmessung wird eine NeI 5298 Å Lampenlinie gleichzeitig aufgenommen. Die gestrichelte Linie ist der Fit mit der Gauß-Funktion. Aus der Halbwertsbreite der Fit-Funktion wird die Ionentemperatur bestimmt, aus der Fläche unter der Gauß-Kurve die Ionendichte und aus der spektralen Verschiebung die Plasmarotation.</i>	9
2.3	<i>Feinstrukturkomponenten des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs (hier zur Vereinfachung ohne Berücksichtigung des Magnetfeldes) überlagern sich zu einem komplizierten Spektrum, welches nur bedingt durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann. Das gemessene Spektrum liefert $T_i = 140 \text{ eV}$ bei $B = 1,8 \text{ T}$ und wird relativ gut durch das theoretische Spektrum für diese Bedingungen wiedergegeben.</i>	11
2.4	<i>Korrekturfaktor zur Bestimmung der Ionentemperatur bei einer zusätzlichen nichtthermischen Verbreiterung durch Zeeman-Effekt und l-Mixing für CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å Übergänge ($B = 1,8 \text{ T}$), jeweils für vertikale (Winkel zum Magnetfeld 82°, durchgezogene Linie) und tangentielle (Winkel zum Magnetfeld 10°, gestrichelte Linie) Beobachtung. Um den Einfluß beider Effekte bei der Auswertung zu berücksichtigen, muß die aus dem Spektrum ermittelte Temperatur mit diesem Faktor multipliziert werden.</i>	12

2.5	<i>Berechnete Lage des Maximums des unverschobenen CVI 8-7 / 5290 Å Spektrums für $B = 1,8$ T und Beobachtungswinkel von 170° in Abhängigkeit von der "scheinbaren" Ionentemperatur</i>	13
2.6	<i>Energieausgleichszeit τ_{eq} zwischen C^{6+}- und D^+-Ionen in Abhängigkeit von der Ionentemperatur für verschiedene Dichten der Hintergrundionen</i>	14
2.7	<i>Vergleich der Ionentemperaturen, die aus verschiedenen Ladungsaustauschlinien ermittelt wurden. (a) – gemessen mit Hilfe von CVI 8-7 / 5290 Å und CVI 9-8 / 7717 Å Übergängen in zwei aufeinanderfolgenden ohmschen Entladungen bei $\bar{n}_{e0} = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; (b) – gemessen gleichzeitig mit Hilfe von CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å Übergängen in ohmscher Entladung mit Einlaß von Neon bei $\bar{n}_{e0} = 2,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$</i>	15
3.1	<i>Schematische Darstellung der Energieeinschlußzeit, normiert auf die Heizleistung, als Funktion der Plasmadichte. LOC, SOC und IOC sind Einschlußregime in ohmschen Plasmen. L- und RI-Moden sind für Entladungen mit Zusatzheizung in TEXTOR-94 typisch [27].</i>	20
3.2	<i>Mechanismus der toroidalen ITG-Instabilität. Eine Störung der Ionentemperatur entlang poloidaler Richtung "y" (a) verursacht aufgrund der toroidalen Geometrie eine nicht quellfreie radiale Driftbewegung und eine Störung der Dichte (b). Das so entstandene elektrische Feld führt zu radialen Driften und Wärmeströmungen (c), die die Instabilität weiter antreiben (d).</i>	23
4.1	<i>Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR-94</i>	30
4.2	<i>Beobachtungssystem für den Ladungsaustausch am Heizstrahl NBI co</i>	31
4.3	<i>Aufbau des Wasserstoffdiagnostikinjektors RUDI an TEXTOR-94</i>	33
4.4	<i>HF-Ionenquelle des Diagnostikinjektors RUDI: 1 – metallisches Außengehäuse, 2 – Gaszuleitung, 3 – innere magnetische Abschirmung, 4 – Zündelektrode, 5 – Keramikwand, 6 – HF-Antenne, 7 – Isolator, 8 – keramische Abstandsstücke, 9 – Neutralisator-Rohr, 10 – Kühlwasserzuleitung, 11, 12, 13, 14 – Erdungs-, Beschleunigungs-, Extraktions- bzw. Plasmagitter mit Gitterhalterungen, 15 – Permanentmagnete zum Schutz der Rückwand, 16 – Koaxialleitung</i>	34

4.5	<i>Stromprofil des Diagnostikstrahls RUDI, gemessen vom segmentierten Kalorimeter in 2,2 m Entfernung von der Ionenquelle. (a) – Konturplot, schwarze Punkte sind die Meßstellen; (b) – an die Meßwerte angepaßte zweidimensionale Gaußfunktion. Für diesen Schuß wurde eine Halbwertsbreite des Strahls von 3,2 cm (entspricht einer Divergenz von 0,5°) ermittelt.</i>	35
4.6	<i>System zur Beobachtung des Diagnostikstrahls RUDI. (a) – vor dem Umbau, (b) – nach dem Umbau</i>	37
4.7	<i>Übersichtsspektrum im Bereich der Ladungsaustauschlinien CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å (#89385, R – R₀ = 27,7 cm). Gezeigt sind Spektren, bei denen der Diagnostikstrahl an (durchgezogen) und aus (gestrichelt) ist, sowie die Differenz beider Spektren (aktives Signal).</i>	39
4.8	<i>Spektrum des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs in einer ohmschen Entladung mittlerer Dichte (#80764, R – R₀ = 5 cm). Gezeigt sind Spektren, bei denen der Diagnostikstrahl an (durchgezogen) und aus (gestrichelt) ist, sowie die Differenz beider Spektren (aktives Signal).</i>	40
4.9	<i>Zeitspuren der Intensität der CVI 8-7 / 5290 Å Linie. (a) – Ohmsche Entladung niedriger Dichte (#83024, $\bar{n}_{e0} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), Kanäle am Rand. RUDI ist zwischen 1-3 s eingeschaltet (moduliert mit 10 Hz). (b) – Hochdichte-Entladung mit Zusatzheizung (#84624, $\bar{n}_{e0} = 5,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), Kanäle im Zentrum. RUDI ist zwischen 0,5-4,5 s eingeschaltet (moduliert mit 10 Hz). Die durch eine Linie verbundenen Datenpunkte sind jeweils über eine Meßzeit von 50 ms integriert.</i>	41
4.10	<i>Spektrum des CVI 8-7 / 5290 Å Übergangs, gemessen an der letzten geschlossenen Flußfläche mit RUDI (#82193). Die gestrichelte Linie ist der Fit mit der Gauß-Funktion. Die aus diesem Spektrum ermittelte "scheinbare" Ionentemperatur beträgt 317 eV. Die korrigierte Ionentemperatur ist 277 eV.</i>	41
4.11	<i>Abschwächung der drei Energiekomponenten (E, E/2 und E/3) des Wasserstoffstrahls, berechnet für eine ohmsche Entladung mit $\bar{n}_{e0} = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Zusätzlich ist das Plasmadichteprofil dargestellt.</i>	42
4.12	<i>System zur Beobachtung des Heizstrahls am Plasmarand</i>	44

- 4.13 Ein mit der Ladungsaustauschdiagnostik am Heizstrahl gemessenes Spektrum während einer Entladung mit Strahlungskühlung durch Neon (#88516, $R - R_0 = 44,1$ cm). Außer der CVI / 5290 Å Ladungsaustauschlinie ist eine Ne-Emissionslinie zu sehen. Als Referenz für die genaue Bestimmung der Wellenlänge bei der Rotationsmessung wird eine NeI 5298 Å Lampenlinie mitaufgenommen. Die gestrichelte Linie ist der Fit mit einer Gauß-Funktion. Die aus diesem Spektrum ermittelte "scheinbare" Ionentemperatur beträgt 266 eV. Die korrigierte Ionentemperatur ist 223 eV. Die toroidale Rotation beträgt 7,2 km/s in counter-Richtung. 45
- 4.14 Ionentemperaturprofile am Plasmarand, gleichzeitig gemessen (# 83023) mit Hilfe von RUDI (schwarze Quadrate) und NBI (Linien) 47
- 4.15 Zentrale Ionentemperatur, gleichzeitig gemessen mit Hilfe von RUDI (schwarze Quadrate) und NBI (durchgezogene Linie) (# 84646). Außerdem ist die Elektronentemperatur (gestrichelte Linie) und die Plasmadichte dargestellt. 47
- 5.1 T_i -Profile in der L- und RI-Mode. (a) – T_i -Profile über den gesamten Radius. Zusätzlich dazu ist das Profil der abgestrahlten Leistung P_{rad} in der RI-Mode gezeigt. (b) – T_i - und T_e -Profile am Rand. Entladungsbedingungen L-Mode (#76942): $B_t = 2,25$ T, $I_p = 400$ kA, $P_{aux} = 2,7$ MW, $\bar{n}_{e0} = 4,6 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$, $\gamma = 0,45$, $f_{H93} = 0,72$. Entladungsbedingungen RI-Mode (#76943): $B_t = 2,25$ T, $I_p = 400$ kA, $P_{aux} = 2,7$ MW, $\bar{n}_{e0} = 5,3 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$, $\gamma = 0,72$, $f_{H93} = 0,95$ 51
- 5.2 RI-Mode in der silizierten Maschine (#76152-76204). Abhängigkeit von der zentralen liniengemittelten Dichte: (a) – Energieeinschlußfaktor f_{H93} , (b) – Strahlungspegel γ . Mit den gestrichelten Linien ist der Verlauf $\gamma(\bar{n}_{e0})$ in den Entladungen ohne und mit Ne-Einlaß schematisch dargestellt. 52
- 5.3 Randschichttemperatur in der RI-Mode (#76152-76204). (a) – T_i und T_e , (b) – Verhältnis T_i zu T_e , jeweils an der letzten geschlossenen Flußfläche in Abhängigkeit von der zentralen liniengemittelten Dichte, als Parameter dient der Strahlungspegel γ . Die Vergleichsrechnungen mit dem Transportcode RITM (Variation der Plasmadichte und des Bedeckungsfaktors f_c) sind dargestellt. 53
- 5.4 Leistungsbilanz der Ionen und Elektronen, berechnet mit RITM für eine RI-Mode-Entladung in silizierter Maschine mit $\bar{n}_{e0} = 6,0 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$. Die Breiten der Pfeile entsprechen den Leistungswerten. 54

- 5.5 *Toroidale Rotation v_{tor} an der letzten geschlossenen Flußfläche in einer RI-Mode-Entladung in silizierter Maschine (# 76161). Die gestrichelten Linien markieren den Zeitraum, in dem das Arbeitsgas (D) von außen eingeblasen wurde. Außer v_{tor} und Gaseinlaßrate sind diamagnetische Energie E_{dia} , Strahlungspegel γ , zentrale liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_{e0} , liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e bei $r = 40$ cm und Leistung der Zusatzheizung P_{aux} gegen die Zeit aufgetragen. 56*

- 5.6 *Toroidale Rotation v_{tor} an der letzten geschlossenen Flußfläche in einer RI-Mode-Entladung mit zusätzlichem Ne-Einlaß (# 76187). Gestrichelte Linien markieren den Zeitraum, in dem das Arbeitsgas (D) von außen eingeblasen wurde. Die strichpunktierte Linie zeigt den Zeitpunkt des Neon-Einlasses. Außer v_{tor} , Gaseinlaßrate und Intensität der NeVIII Linie (Ne-Einlaß-Regelsignal) sind diamagnetische Energie E_{dia} , Strahlungspegel γ , zentrale liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_{e0} , liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e bei $r = 40$ cm und Leistung der Zusatzheizung P_{aux} gegen die Zeit gezeigt. 57*

- 5.7 *Plasmarandparameter in Abhängigkeit von der normierten Plasmadichte in einer Entladungsserie mit Einlaß von Neon (# 88406-88528). (a) – toroidale Rotation 2 cm innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche; (b) – Elektronendichte an der letzten geschlossenen Flußfläche; (c) – Druck der Neutralteilchen an der Wand. Als Parameter dient die Energieeinschlußzeit im Vergleich mit der RI-Mode-Skalierung. 58*

- 5.8 *Zentrale Ionen- und Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Plasmadichte in ohmschen Entladungen: (a) – Plasmastrom $I_P = 280$ kA, ohmsche Heizleistung $P_{OH} \approx 250$ kW; (b) – $I_P = 350$ kA, $P_{OH} \approx 350$ kW; (c) – $I_P = 480$ kA, $P_{OH} \approx 500$ kW 60*

- 5.9 *Einschlußgüte als Funktion der normierten Plasmadichte (Quadrate – $I_P = 280$ kA, Rhomben – $I_P = 350$ kA, Dreiecke – $I_P = 480$ kA). Die gestrichelte Linie ist die LOC-Skalierung, die strichpunktierte die SOC-Skalierung 63*

- 5.10 *Übergang zu verbessertem ohmschem Einschluß. Zeitspuren von: (a) – der zentralen liniengemittelten Elektronendichte \bar{n}_{e0} und der diamagnetischen Energie E_{dia} ; (b) – der zentralen Elektronen- und Ionentemperatur (schwarze Quadrate). Die gestrichelte Linie zeigt den Zeitpunkt, wann in der Entladung der externe Gaseinlaß ausgeschaltet, und dadurch der SOC-IOC-Übergang ausgelöst wurde. 65*

- 5.11 *Übergang zu verbessertem ohmschem Einschluß II. Die diamagnetische Energie E_{dia} , zentrale Ionentemperatur T_{i0} vor (leere Quadrate) und nach (gefüllte Quadrate) dem Übergang, zentrale Elektronentemperatur T_{e0} vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) dem Übergang in Abhängigkeit von der zentralen liniengemittelten Dichte \bar{n}_{e0} * 65
- 5.12 *Profile vor und nach dem SOC-IOC-Übergang (#87693). (a) – die gemessenen Ionentemperaturen (SOC – Rhomben, IOC – Quadrate), die angepaßten T_i -Funktionen (SOC – durchgezogen, IOC – gestrichelt) sowie die Elektronentemperaturprofile (SOC – durchgezogen, IOC – gestrichelt); (b) – die Elektronendichteprofile (SOC – durchgezogen, IOC – gestrichelt) sowie die Dichte von C^{6+} (SOC – Rhomben, IOC – Quadrate)* 66
- 5.13 *Verhältnis der Abfallängen der Dichte und der Ionentemperatur η_i und sein kritischer Wert $\eta_{i,c}$ (gestrichelt) (#87693). (a) – SOC-Regime; (b) – IOC-Regime* 67
- 5.14 *Radiales Profil der Anwachsrate der ITG-Instabilität, berechnet nach Gl. 3.17* 68
- 5.15 *Anwachsrate der ITG-Instabilität als Funktion des dimensionslosen poloidalen Wellenvektors bei $r = a/2$ * 68
- 5.16 *Plasmaparameter für die ohmsche Phase der Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – T_i , gemessen mit RUDI an CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å, und T_e (ECE Diagnostik); (b) – n_e (HCN-Interferometrie) und $n_D = n_e - \sum n_j Z_j$. Jeweils mit den entsprechenden mit RITM berechneten Profilen* 70
- 5.17 *Verunreinigungsdichteprofile in ohmschen Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – C^{6+} , Ne^{10+} und Ne^{9+} ; (b) – Ne^{8+} , O^{8+} und die Summe von beiden. Jeweils gemessen mit RUDI und berechnet mit RITM* 71
- 5.18 *Plasmaparameter für die zusatzgeheizte Phase der Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – T_i , gemessen mit RUDI an CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å, und T_e (ECE Diagnostik); (b) – n_e (HCN-Interferometrie) und $n_D = n_e - \sum n_j Z_j$. Jeweils mit den entsprechenden mit RITM berechneten Profilen (Berechnung RITM I)* 72
- 5.19 *Verunreinigungsdichteprofile in zusatzgeheizten Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – C^{6+} , Ne^{10+} und Ne^{9+} ; (b) – Ne^{8+} , O^{8+} und die Summe von beiden. Jeweils gemessen mit RUDI und berechnet mit RITM mit Berücksichtigung des neoklassischen Verunreinigungstransports (Berechnung RITM I)* 73

- 5.20 *Plasmaparameter für die zusatzgeheizte Phase der Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – T_i , gemessen mit RUDI an CVI 8-7 / 5290 Å und NeX 11-10 / 5249 Å, und T_e (ECE Diagnostik); (b) – n_e (HCN-Interferometrie) und $n_D = n_e - \sum n_j Z_j$. Jeweils mit den entsprechenden mit RITM berechneten Profilen (Berechnung RITM II) 74*
- 5.21 *Verunreinigungsdichteprofile in zusatzgeheizten Entladungen mit Einlaß von Neon (#89385-89389). (a) – C^{6+} , Ne^{10+} und Ne^{9+} ; (b) – Ne^{8+} , O^{8+} und die Summe von beiden. Jeweils gemessen mit RUDI und berechnet mit RITM ohne Berücksichtigung des neoklassischen Verunreinigungs- transports (Berechnung RITM II). Die berechneten Werte sind um einen Faktor 2 vergrößert. 76*

Tabellenverzeichnis

2.1	<i>Durch Ladungsaustauschprozesse angeregte Übergänge, die im Laufe dieser Arbeit beobachtet wurden. Für emittierendes Ion wurde die spektroskopische Bezeichnung der Ionisationsstufe gewählt. Zusätzlich sind die abgeschätzten Querschnitte für die Ladungsaustauschreaktion mit einem 50 keV Wasserstoffstrahl und die Abzweigverhältnisse der Übergänge dargestellt [18]. . . .</i>	8
4.1	<i>Radiale Auflösung des RUDI-Beobachtungssystems in verschiedenen radialen Bereichen</i>	38
5.1	<i>Energiebilanz in den ohmschen Entladungen. I_P ist der Plasmastrom, P_{OH} die ohmsche Heizleistung, n_{e0} die zentrale Elektronendichte, n_{i0} die zentrale Hintergrundionendichte, Z_{eff} die effektive Ionenladungszahl, E_{dia} die gemessene diamagnetische Energie, E_i die aus Iontemperatur- und Ionendichteprofilen bestimmte Ionenenergie, E_e die aus Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofilen bestimmte Elektronenenergie, $\tau_E = \frac{E_i + E_e}{P_{OH}}$ die Energieeinschlußzeit, $\tau_{E,i}$ die Energieeinschlußzeit der Ionen, $\tau_{E,e}$ die Energieeinschlußzeit der Elektronen, τ_{eq} die Energieausgleichszeit zwischen Ionen und Elektronen im Zentrum. Bei hohen Dichten konnten $\tau_{E,i}$ und $\tau_{E,e}$ aufgrund der mit den Meßfehlern von T_i und T_e verbundenen Ungenauigkeiten nicht bestimmt werden (siehe Text).</i>	62
5.2	<i>Plasmaparameter im SOC- und IOC-Regime (# 87693). I_P ist der Plasmastrom, P_{OH} die ohmsche Heizleistung, n_{e0} die zentrale Elektronendichte, n_{i0} die zentrale Hintergrundionendichte, $n_{C^{6+}}$ die zentrale Dichte von C^{6+}, Z_{eff} die effektive Ladungszahl, E_{dia} die gemessene diamagnetische Energie, E_i die aus Iontemperatur- und Ionendichteprofilen bestimmte Ionenenergie, E_e die aus Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofilen bestimmte Elektronenenergie, $\tau_E = \frac{E_i + E_e}{P_{OH}}$ die Energieeinschlußzeit. . .</i>	67

5.3	<i>Plasmaparameter in der Entladung # 89385 für die ohmsche und zusatzgeheizte Phase: I_P ist der Plasmastrom, P_{OH} die ohmsche Heizleistung, P_{aux} die Zusatzheizleistung (NBI co), \bar{n}_{e0} die zentrale liniengemittelte Elektrodendichte, Z_{eff} die effektive Ladungszahl, die mit Hilfe der Ladungsaustauschspektroskopie unter Berücksichtigung aller gemessenen Verunreinigungskonzentrationen bestimmt wurde, γ der Strahlungspegel</i>	69
A-1	<i>Aufbau- und Betriebsparameter des Wasserstoffdiagnostikstrahls RUDI . . .</i>	82

Literaturverzeichnis

- [1] J. Wesson, "Tokamaks", Oxford University Press (1997).
- [2] M. Keilhacker et al., Fusion Eng. Des. **46** (1999) 273.
- [3] D. J. Campbell, Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) B381.
- [4] J. W. Connor, H. R. Wilson, Plasma Phys. Control. Fusion **36** (1994) 719.
- [5] W. Horton Jr., D.-I. Choi, W. M. Tang, Phys Fluids **24** (1981) 1077.
- [6] F. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1408.
- [7] D. Reiter, Plasma Phys. Control. Fusion **33** (1991) 1579.
- [8] U. Samm et al., Plasma Phys. Control. Fusion **35** (1993) B167.
- [9] A. M. Messiaen, J. Ongena, U. Samm, B. Unterberg, G. Van Wassenhove et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2487.
- [10] F. X. Söldner, E. R. Müller, F. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1105.
- [11] M. Bessenrodt-Weberpals et al., Nucl. Fusion **31** (1991) 155.
- [12] E. E. Simmet, H.-U. Fahrback, W. Herrmann, U. Stroth, Plasma Phys. Control. Fusion **39** (1997) 993.
- [13] R. J. Fonck, D. S. Darrow, K. P. Jaehnig, Phys. Rev. A **29** (1984) 3288.
- [14] R. C. Isler, Plasma Phys. Control. Fusion **36** (1994) 171.
- [15] H. P. Summers, Atomic Data and Analysis Structure, JET-IR(94)06 (1994).
- [16] R. Jaspers, E. Busche, T. Krakor, B. Unterberg, Proc. 24th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Berchtesgaden **21A** (1997) 1713.
- [17] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, Numerical Recipes in Fortran (1994).

- [18] J. D. Hey, C. C. Chu, H. P. Krumm, M. M. Michaelis, "Estimates of Charge-Exchange Cross-Sections", Technical Report T2/1998, Physics Department of University of Natal, Durban, South Africa (1998).
- [19] R. K. Janev, H. P. Winter, W. Fritsch, in "Atomic and Molecular Processes in Fusion Edge Plasmas", edited by R. K. Janev, Plenum Press, New York (1995) 341.
- [20] R. P. Schorn, E. Wolfrum, F. Aumayr, E. Hintz, D. Rusbüldt, H. Winter, Nucl. Fusion **32** (1992) 351.
- [21] J. D. Hey, Y. T. Lie, D. Rusbüldt, E. Hintz, Proc. 20th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lisboa **17C** (1993) 1111.
- [22] E. Busche, H. Euringer, R. Jaspers, Plasma Phys. Control. Fusion **39** (1997) 1327.
- [23] J. D. Hey, Y. T. Lie, D. Rusbüldt, E. Hintz, Contrib. Plasma Phys. **34** (1994) 725.
- [24] A. M. Messiaen, Transactions of Fusion Technology **33** (1998) 373.
- [25] J. W. Connor, H. R. Wilson, Plasma Phys. Control. Fusion **42** (2000) R1.
- [26] ITER H-Mode Database Working Group, Nucl. Fusion **34** (1994) 131.
- [27] R. R. Weynants, A. M. Messiaen, J. Ongena, B. Unterberg et al., Nucl. Fusion **39** (1999) 1637.
- [28] M. Z. Tokar et al., Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) B317.
- [29] P. N. Guzdar, Liu Chen, W. M. Tang, P. H. Rutherford, Phys Fluids **26** (1983) 673.
- [30] R. R. Dominguez, R. E. Waltz, Nucl. Fusion **27** (1987) 65.
- [31] F. Romanelli, W. M. Tang, R. B. White, Nucl. Fusion **26** (1986) 1515.
- [32] V. A. Vershkov, S. V. Soldatov, D. A. Shelukhin, V. V. Chistiakov, Nucl. Fusion **39** (1999) 1775.
- [33] G. Becker, Nucl. Fusion **30** (1990) 2285.
- [34] M. Z. Tokar et al., Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) L9.
- [35] M. Z. Tokar, J. Ongena, B. Unterberg, R. R. Weynants, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 895.
- [36] J. Weiland, "Collective Modes in Inhomogeneous Plasma", IOP Publishing (2000).
- [37] B. B. Kadomtsev, O. P. Pogutse, Nucl. Fusion **11** (1971) 67.
- [38] J. Winter, J. Nucl. Mater. **161** (1989) 265.

- [39] J. Winter et al., Proc. 20th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lisboa **17C** (1993) 279.
- [40] M. Z. Tokar, Plasma Phys. Control. Fusion **36** (1994) 1819.
- [41] M. Z. Tokar et al., Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995) A241.
- [42] J. Ongena et al., Physica Scripta **52** (1995) 449.
- [43] T. Krakor, "Untersuchung der radialen Verteilung der leichten Verunreinigung Neon im Kern von TEXTOR-94 mittels röntgenspektroskopischer Methoden", Berichte des Forschungszentrums Jülich **3595** (1998).
- [44] H. R. Koslowski, H. Soltwisch, Fusion Eng. Des. **34, 35** (1997) 143.
- [45] A. Krämer-Flecken, G. Waidmann, P. C. de Vries, in "Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating", Proc. 10th Joint Workshop Ameland (1997).
- [46] C. J. Barth, H. J. v. d. Meiden, T. Oyevaar, N. J. Lopes Cardozo, Rev. Sci. Instrum. **72** (2001) 1138.
- [47] B. Schweer, M. Brix, M. Lehnen, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 673.
- [48] J. Rapp, "Ortsaufgelöste Messung der Strahlungsleistung des TEXTOR-Plasmas in einem poloidalen Querschnitt", Berichte des Forschungszentrums Jülich **3172** (1996).
- [49] A. A. Ivanov et al., Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) 3728.
- [50] R. Uhlemann, R. S. Hemsworth, G. Wang, H. Euringer, Rev. Sci. Instrum. **64** (1993) 974.
- [51] V. I. Davydenko, A. A. Ivanov, A. I. Rogozin, R. Uhlemann, Rev. Sci. Instrum. **68** (1997) 1418.
- [52] R. Uhlemann und J. Ongena, Fusion Technol. **35** (1999) 42.
- [53] H. Anderson, Plasma Phys. Control. Fusion **42** (2000) 781.
- [54] A. Huber, A. Pospieszczyk, B. Unterberg, M. Brix, Ph. Mertens, V. Philipps, B. Schweer, Plasma Phys. Control. Fusion **42** (2000) 569.
- [55] B. Unterberg et al., J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 75.
- [56] U. Samm et al., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 25.
- [57] P. C. Stangeby, G. M. McCracken, Nucl. Fusion **30** (1990) 1225.
- [58] H. Gerhauser, H. A. Claaßen, Berichte des Forschungszentrums Jülich **2125** (1987).

- [59] K. Behringer, JET-R(87)08, (1987).
- [60] "The Physics and Technology of Ion Sources", edited by I. G. Brown, Wiley, New York (1980) Chapter 3.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die eine erfolgreiche Durchführung dieser Arbeit möglich gemacht haben.

Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr. U. Samm für die Möglichkeit, die Arbeit unter seiner Anleitung am IPP durchzuführen. Sein ständiges Interesse hat den Fortgang der Arbeit sehr gefördert.

Insbesondere danke ich Herrn Dr. B. Schweer und Herrn Dr. B. Unterberg für die intensive und verantwortungsvolle Betreuung dieser Arbeit in allen Phasen ihrer Durchführung sowohl von der experimentellen als auch von der theoretischen Seite.

Ich danke Herren Dipl.-Phys. S. Brezinsek, Dr. M. Brix, Dipl.-Phys. M. Bruchhausen, Dr. A. Huber, Dr. M. Lehnen, Dr. Ph. Mertens, Dipl.-Ing. S. Musso, Dr. A. Pospieszczyk, Dr. D. Rusbüldt und Dr. R. P. Schorn fuer die vielen fruchtbaren Diskussionen, die stete Hilfsbereitschaft und dieses einzigartige Arbeitsklima in der Gruppe.

Herrn Dr. R. Jaspers und Herrn Dr. M. von Hellermann bin ich dafür dankbar, daß sie jederzeit bereitwillig waren, ihre sehr umfassenden Erfahrungen im Bereich der Ladungsaustauschspektroskopie mit mir zu teilen.

Bei Herrn Dr. Uhlemann möchte ich mich für die sehr enge Unterstützung im Bereich der Physik der Neutralteilchenquellen bedanken. Für die enorme Hilfe bei der Inbetriebnahme und während des Betriebs des Diagnostikinjektors gilt mein Dank dem gesamten Labor "Elektronik und Sensorik" (Leiter: Herr Dipl.-Ing. W. Schalt) und der ganzen NBI-Mannschaft (Leiter: Herr Dipl.-Ing. M. Sauer). Ohne das TEXTOR-Team wäre die Durchführung der Messungen nicht möglich gewesen.

Besonders herzlich danke ich Herren Prof. Dr. A. A. Ivanov, Dr. V. I. Davydenko, Dr. P. P. Deichuli, Dr. V. Ya. Savkin und dem gesamten an der Entwicklung der Diagnostikstrahlen arbeitenden Team des Budker Institute of Nuclear Physics, Nowosibirsk, Rußland, für das Design und Anfertigung des Herzstückes der verwendeten Ladungsaustauschdiagnostik - des Wasserstoffdiagnostikstrahls RUDI.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3860
April 2001
ISSN 0944-2952