

Spektroskopische Untersuchung der
poloidalen Plasmarotation unter dem Einfluß
statischer und dynamischer Ergodisierung
am Tokamak TEXTOR

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Christian Busch
aus St. Ingbert

Januar 2006

Aus dem Institut für Plasmaphysik
des Forschungszentrums Jülich

Gedruckt mit Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. U. Samm

Koreferent: Prof. Dr. G. Pretzler

Tag der mündlichen Prüfung: 02.02.2006

Kurzfassung

Gegenstand dieser Arbeit war der Aufbau eines Beobachtungssystems am Tokamak TEXTOR zur spektroskopischen Messung der poloidalen Plasmarotation und die Untersuchung des Einflusses statischer und dynamischer Ergodisierung auf die Rotation. Radiale Profile der poloidalen Rotation wurden durch Ladungsaustauschspektroskopie an vollionisiertem Kohlenstoff, C^{6+} , mit Hilfe eines hochenergetischen Wasserstoffdiagnostikstrahls bestimmt. Weitere abgeleitete Größen dieser Methode sind die Ionentemperatur und die C^{6+} -Dichte. Zusammen mit der an einem anderen System gemessenen toroidalen Rotation ist die Analyse des radialen elektrischen Feldes möglich. Zusätzlich wurde mit Hilfe passiver Spektroskopie die poloidale Rotation von C^{2+} -Ionen an einer festen radialen Position gemessen. Zur dopplerspektroskopischen Messung der Rotationsgeschwindigkeiten wurde ein hochauflösendes Echelle-Spektrometer aufgebaut. Sichtlinien in und entgegen der Rotationsrichtung erlauben eine in situ Kalibrierung der Wellenlänge. Die Genauigkeit der aktiven Geschwindigkeitsmessung beträgt $\pm(1-2)$ km/s bei einer Zeitauflösung von 1 s, für die passiven Messungen konnte eine Zeitauflösung von 50 ms realisiert werden. Ein hier umgesetztes Verfahren nutzt die eigene Emission des Diagnostikstrahls zur verbesserten radialen Kalibrierung der Beobachtungskanäle.

In einer ohmschen Plasmaentladung ohne Ergodisierung rotiert der Kohlenstoff mit typischen Geschwindigkeiten bis -5 km/s entgegen der Richtung des poloidalen Magnetfeldes (*counter*). Das damit verbundene radiale elektrische Feld von -5 kV/m weist ins Plasmazentrum und ist von der poloidalen Rotation dominiert. Die gemessene Rotation wird nur teilweise von der für die experimentellen Bedingungen berechneten neoklassischen Rotation wiedergegeben, was auf nicht im Modell enthaltene Effekte wie anomale Viskosität oder Dämpfung der Rotation durch Neutralteilchen zurückgeführt werden kann. Unter dem Einfluß eines statischen magnetischen Störfeldes am Plasmarand kehrt die Rotation im ergodisierten Gebiet in co-Richtung um. Dies ist mit einer Umkehr des elektrischen Feldes verbunden, welches nach außen weist. Die an *Kohlenstoff* gemachten Beobachtungen stimmen mit Berechnungen des radialen elektrischen Feldes und der Rotation für das Hintergrundplasma aus *Deuterium* überein. Der Einfluß der Ergodisierung auf die Rotation und das elektrische Feld kann qualitativ durch ein Drehmoment erklärt werden, das durch das toroidale Magnetfeld im Zusammenspiel mit einem nach außen gerichteten Ausgleichsstrom hervorgerufen wird, der die Elektronenverluste entlang des Magnetfeldes in der ergodischen Zone kompensiert. Messungen an C^{2+} -Ionen zeigen eine lineare Zunahme der Rotation mit der Stärke des Störfeldes. Im dynamischen Betrieb rotiert das Störfeld mit Frequenzen bis zu ± 1 kHz in vorwiegend poloidaler Richtung. Hier ist die gemessene Rotation unabhängig von Frequenz und Drehsinn des Störfeldes und wächst wie im statischen Fall linear mit der Stärke der Ergodisierung in co-Richtung an. Geringfügige Unterschiede lassen sich ebenfalls mit der Beeinflussung der Ergodisierung durch magnetische Moden erklären. Der hier gefundene Mechanismus der Beschleunigung über den Ergodierungsstrom dominiert somit das eventuelle Zusammenspiel von induzierten Abschirmströmen mit dem Störfeld.

Abstract

The subject of this thesis was the implementation of an observation system to measure the poloidal plasma rotation spectroscopically and to study the impact of static and dynamic ergodization on rotation. Radial profiles of poloidal rotation have been determined by charge exchange spectroscopy on completely ionized carbon, C^{6+} , by means of a high-energy hydrogen beam. Furthermore, this method provides the ion temperature and the C^{6+} density. Together with the toroidal rotation measured at another system, it is possible to analyze the radial electric field. In addition, the poloidal rotation of C^{2+} ions has been measured via passive spectroscopy at a fixed radial position. A high resolution Echelle-spectrometer has been installed for the Doppler-spectroscopic measurement of the rotation velocities. Lines of sight looking both into and against the direction of rotation provide an automatic calibration of the wavelength. The precision of the active measurement accounts for $\pm(1-2)$ km/s at a time resolution of 1 s, which could be decreased to 50 ms for the passive measurement. A new method also realized here uses the emission of the diagnostic beam for an improved radial calibration of the channels.

In an ohmic discharge without ergodization, the carbon rotates with velocities of typically -5 km/s against the direction of the poloidal magnetic field (*counter*). The related radial electric field of -5 kV/m points towards the plasma center and is dominated by the poloidal rotation. For the actual experimental conditions, the measured rotation is only reproduced in parts by the calculated neoclassical rotation. This can be attributed to effects not included in the model like anomalous viscosity or damping of the rotation by neutrals. Under the influence of a static magnetic perturbation field the rotation in the ergodized region at the plasma edge reverses into the co-direction. This is connected to a reversal of the electric field pointing outward. These observations on *carbon* agree with calculations of both the radial electric field and the rotation for the background plasma composed of *deuterium*. The impact of the ergodization on the rotation and the electric field can be explained qualitatively by a torque, which is generated by the interaction between the toroidal field and an outward compensation current. The latter compensates the electron losses along the magnetic field in the ergodic zone. The measurements on C^{2+} ions show a linear increase of the rotation with the strength of the perturbation field. In dynamic operation, this field predominantly rotates in the poloidal direction with frequencies up to ± 1 kHz. Here the measured rotation is independent from frequency and from the direction of rotation of the perturbation. Like in the static case, the rotation increases linearly into co-direction with increasing strength of the perturbation. Small differences might be due to the impact of magnetic modes on the ergodization. Therefore, the mechanism found here, which leads to the plasma acceleration by a compensation current, dominates any possible additional interaction between the perturbation field and induced shielding currents.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	1
1. Einleitung	3
2. Physikalische Grundlagen	9
2.1. Rotation im Tokamak-Plasma	11
2.1.1. Hintergrundrotation	11
2.1.2. Verunreinigungsrotation	14
2.2. Statische und dynamische Ergodisierung	15
3. Prinzip der aktiven Ladungsaustauschspektroskopie an Kohlenstoff	21
3.1. Bestimmung von Iontemperatur, Kohlenstoffdichte und Plasmarotation	22
3.2. Einfluß von Feinstruktur und Zeeman-Effekt	24
4. Experiment	27
4.1. Der Tokamak TEXTOR	27
4.2. Der Dynamische Ergodische Divertor	27
4.3. Richtungen an TEXTOR	30
5. Diagnostik und experimentelle Durchführung	31
5.1. Der Wasserstoffdiagnostikstrahl	31
5.2. Das Beobachtungssystem	35
5.2.1. Differentielle Dopplerspektroskopie	38
5.2.2. Charakterisierung des Spektrometers	40
5.3. Durchführung der Messung und Auswertung	44
6. Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation	49
6.1. Poloidale Kohlenstoffrotation im ohmschen Plasma	49
6.2. Poloidale Kohlenstoffrotation unter dem Einfluß des Dynamischen Ergo- dischen Divertors	55
6.2.1. C^{6+} Rotation im statischen Störfeld	55
6.2.2. C^{2+} Rotation im dynamischen Störfeld	64

7. Zusammenfassung und Ausblick	69
A. Berechnung des q-Profils und B_θ	73
A.1. Rekonstruktion von q_a , R_0 und a	73
A.2. Flußflächen-Koordinaten r_Ψ	74
Literaturverzeichnis	75

Abbildungsverzeichnis

1.1. Prinzip des magnetischen Einschlusses am Tokamak	4
2.1. Aufbau der magnetischen Flußflächen durch poloidales und toroidales Magnetfeld	10
2.2. Abhängigkeit des Transports von der Plasmastößigkeit	11
2.3. Poincaré-Bild der gestörten magnetischen Topologie	16
2.4. Elektronen- und Ionenausgleichstrom im ergodisierten Magnetfeld	17
2.5. Kraftübertrag eines rotierenden Störfeldes auf das Plasma bei verschiedenen Frequenzen durch die Wechselwirkung mit induzierten Abschirmströmen	19
3.1. Ratenkoeffizient des CVI(529)-Übergangs	23
3.2. Bestimmungsgrößen der aktiven Ladungsaustauschspektroskopie	24
3.3. Korrekturen für die Iontemperatur und zentrale Wellenlänge aufgrund von Feinstruktur und Zeeman-Effekt	25
4.1. Aufsicht des Tokamak-Experiments TEXTOR	28
4.2. Aufbau des Dynamisch Ergodischen Divertors auf der Hochfeldseite von TEXTOR	28
4.3. Zur Berechnung des effektiven Spulenstroms im dynamischen Betrieb zum Vergleich mit dem statischen Betrieb.	29
4.4. Richtungen und Koordinatensystem an TEXTOR	30
5.1. Aufbau des Diagnostikstrahl-Injektors an TEXTOR	32
5.2. Profil des Wasserstoffstrahls entlang der vertikalen und horizontalen Achse	33
5.3. Beobachtung der Strahlemission zur Bestimmung der Speziesverteilung.	34
5.4. H_{α} -Strahlemissionsspektren des Diagnostikstrahls für die alte und die neue Plasmabox	35
5.5. Aufbau des Beobachtungssystems am Plasmarand	36
5.6. Schema des optischen Weges: Abbildung des Beobachtungsvolumens im TEXTOR-Plasma auf die Lichtleiter, Übertragung zum Spektrometer und Durchgang zur CCD-Kamera.	37
5.7. Prinzip der differentiellen Dopplerspektroskopie mittels von oben und unten auf den Diagnostikstrahl blickender Sichtlinien	38
5.8. Zweidimensionale Aufnahme eines Strahlemissionsspektrums zur Radiuskalibrierung	39
5.9. Temperaturprofil mit anhand der Strahlemission justierten Raumkanälen	40
5.10. Neon- und Argon-Lampenlinien verschiedener Ordnungen zur Bestimmung der Dispersion des CCD-Detektors	41
5.11. Linienkrümmung durch die endliche Höhe von Spalt und Gitter.	42

5.12. Zeitspur und Modulation des CVI-Signals	44
5.13. Histogramm des 1. Momentes aller zu mittellnden Spektren	46
5.14. Halblogarithmische Darstellung der Intensität des aktiven Spektrums	46
5.15. Die CIII-Emission ist in einer dünnen Schale direkt innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche lokalisiert.	48
6.1. Gemessene Profile der ohmschen Entladung #95483	51
6.2. Berechnete neoklassische Kohlenstoff- und Deuterium-Rotation für die Entladung #95483 nach <i>Kim</i> [11]	52
6.3. Profil der Ionen-Ionen-Stößigkeit der Entladung #95483	52
6.4. Vergrößerung des Randbereiches von Abbildung 6.1 c). Zusätzlich gezeigt ist ein ebenfalls aktiv gemessenes Profil, welches allerdings aus einer zusatzgeheizten Entladung stammt.	53
6.5. Profil des radialen elektrischen Feldes für die ohmsche Entladung #95483	54
6.6. Plasmaparameter zu den Profilmessungen zusammen <i>mit</i> dem Dynamischen Ergodischen Divertor und eine Referenzentladung <i>ohne</i>	56
6.7. Poincaré-Bild der magnetischen Störung einer vergleichbaren Entladung (#95592) im poloidalen Querschnitt	56
6.8. C^{6+} Profile während der DED-Phase	57
6.9. Beiträge zum radialen elektrischen Feld unter statischer Ergodisierung	59
6.10. Änderung des radialen elektrischen Feldes zwischen der Entladung mit statischer Ergodisierung und der Referenzentladung	60
6.11. Mit Thomson-Streuung gemessene T_e -Profile der Entladung #95592 mit (■) und ohne Ergodisierung (○)	61
6.12. Zeitverlauf der poloidalen C^{2+} Rotation während des DED-Betriebs	65
6.13. Änderung der poloidalen C^{2+} Rotation mit dem effektiven DED-Strom	67
6.14. Änderung der toroidalen Rotation als Funktion des DED-Stromes	68

Tabellenverzeichnis

5.1. Charakteristische Parameter des Diagnostikstrahls	32
5.2. Verwendete optische Komponenten im Beobachtungssystem des Diagnostikstrahls	37
6.1. Eingangsgrößen zur Berechnung von E_r , j_r und $v_{\theta,D}$ für <i>Deuterium</i> aus den Gleichungen 2.5, 2.12, 2.13 und 2.19 bzw. 2.20 in der ergodischen Zone ($R = 2.06$ m, Entladung #95591).	62
6.2. Nach den Gleichungen 2.5, 2.12, 2.13 und 2.19 (stößiges Plasma) bzw. 2.20 (stoßfreies Plasma) berechnete Ergebnisse für E_r , j_r , v_{θ} und v_{ϕ} für D^+ im Vergleich mit den gemessenen Werten für C^{6+}	63
6.3. Plasmaparameter zu den Messungen der poloidalen C^{2+} Rotation	64

1. Einleitung

Der weltweit kontinuierlich steigende Bedarf an Energie erfordert es, in den kommenden Jahrzehnten neue Quellen und Methoden zu deren Nutzbarmachung zu erschließen. Die jetzigen Ressourcen wie Öl, Gas, Kohle und auch Uran werden mit den bisherigen Verfahren in absehbarer Zeit aufgebraucht sein [1]. Dieses Problem wird durch die rasant steigende Nachfrage aus sich rasch entwickelnden Wirtschaften zusätzlich verschärft. Neben der Weiterentwicklung der erneuerbaren Energien im Hinblick auf Wirkungsgrad, Verfügbarkeit und Kosten besteht somit der Bedarf einer neuen, sauberen, sicheren sowie über das Jahrhundert hinaus sichergestellten Energiequelle zur Deckung des Grundbedarfs. Die Kernfusion könnte diesen Beitrag leisten.

Bei der *Kernfusion* handelt es sich um die *Verschmelzung* zweier leichter Atomkerne zu einem neuen. Dies ist der Prozeß, der jede Sekunde in unserer Sonne abläuft und dort die Energie zu ihrer Leuchtkraft zur Verfügung stellt [2]. Im Labor ist die Fusion der Kerne der beiden Wasserstoff-Isotope Deuterium (${}^2\text{H} = \text{D}$) und Tritium (${}^3\text{H} = \text{T}$) am einfachsten zu bewerkstelligen (z. B. [3]):



Es entstehen ein Heliumkern (α -Teilchen) und ein Neutron sowie 17.6 MeV Energie, die sich als kinetische Energie gemäß der Impulserhaltung wie angegeben auf die beiden Produktteilchen verteilt. Sie entspricht der Massendifferenz zwischen den Teilchen vor und nach der Reaktion.

Den Konkurrenzprozeß zur Fusionsreaktion bildet die Coulombabstoßung der beiden positiv geladenen Reaktionspartner, deren Wirkungsquerschnitt bei gleichen Energien immer sehr viel größer als der für Fusionsstöße ist. Um im Labor eine positive Energiebilanz zu erhalten, müssen die Teilchen ohne Energieverlust ausreichend häufig Fusionsstöße ausführen können, was durch Aufheizen und Einschließen des Gasgemisches erreicht wird (*thermonukleare Fusion*). Die Fusionsleistungsdichte ist dann maximal bei Temperaturen von 10-20 keV ($1 \text{ eV} \hat{=} 11605 \text{ K}$) [3]. Bei diesen Temperaturen ist das Gasgemisch vollständig ionisiert und bildet ein *Plasma*.

Ebenso wichtig ist der Einschluß des Plasmas und der in ihm enthaltenen Energie. Die Energieeinschlußzeit τ_E als das Verhältnis von der gesamten im Plasma enthaltenen Energie zur Verlustleistung stellt ein Maß für die Güte der Wärmeisolierung dar.

1. Einleitung

Der Energieverstärkungsfaktor Q ist definiert als das Verhältnis der Fusionsleistung zur von außen aufgewendeten Heizleistung. Ein zukünftiger Reaktor wird bereits mit $Q \geq 50$ wirtschaftlich arbeiten [4]. Für den demnächst zu errichtenden Internationalen Experimentierreaktor ITER, in dem zum ersten Mal Fusionsreaktionen in nennenswertem Maße unter stationären Bedingungen ablaufen werden, ist $Q \geq 10$ vorgesehen [5].

Um dieses Ziel zu erreichen, hat sich das Tokamak-Konzept bewährt, welches auf dem Prinzip des *magnetischen Einschlusses* beruht. Dieser nutzt aus, daß die elektrisch geladenen Plasmateilchen in ihrer Bewegung senkrecht zu den Feldlinien eines Magnetfeldes durch die Lorentzkraft auf Gyrationenbahnen um die Feldlinien gezwungen werden, während die Bewegung entlang der Feldlinien frei bleibt. In der toroidalen Anordnung muß das Magnetfeld für einen stabilen Einschluß helikal verschraubt sein, was durch die Überlagerung eines toroidalen und eines kleineren poloidalen Magnetfeldes erreicht wird. Beim Tokamak wird

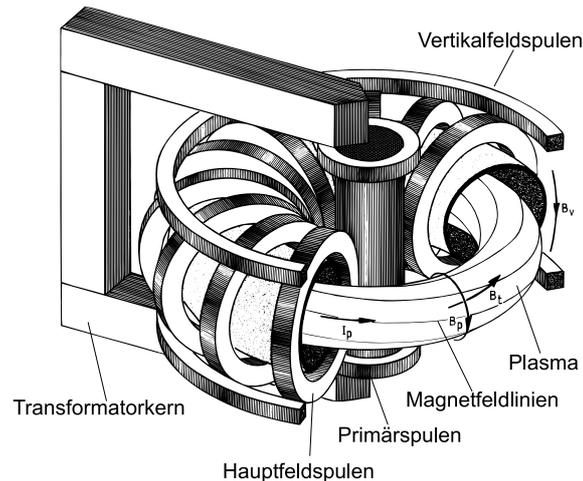


Abbildung 1.1.: Prinzip des magnetischen Einschlusses am Tokamak

ersteres von externen Spulen, letzteres von einem im Plasma induzierten Strom erzeugt. Die resultierende Magnetfeldtopologie ist aus einem unendlichen Satz von torusförmigen magnetischen Flußflächen aufgebaut.

Der Einschluß ist jedoch nicht perfekt. Alleine durch Stöße der Teilchen untereinander entsteht der klassische diffusive Teilchen- und Energietransport senkrecht zu den magnetischen Flußflächen, also in radialer Richtung. In der toroidalen Geometrie eines Tokamaks führen zusätzlich Driften zu dem sogenannten *neoklassischen Transport*, der sich theoretisch beschreiben läßt. Der experimentell bestimmte Transport liegt allerdings bis zu mehrere Größenordnungen über den theoretischen Werten [3]. Dieser *anomale* Transport entsteht beispielsweise durch Mikroinstabilitäten im Plasma wie kleinskaligen poloidalen Störungen der Ionentemperatur oder Dichte, die wiederum zu radialen Driften führen können.

Stark gegeneinander rotierende Plasmaschichten können den Anteil des anomalen Transports reduzieren, indem sie die Anwachsrate von Instabilitäten oder die Korrelationslängen von Turbulenzen verringern [6, 7]. Die entscheidende Rolle spielt dabei das radiale Profil der sogenannten $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Teilchen-Drift [6], die vom radialen elektrischen Feld und dem Magnetfeld erzeugt wird. Das radiale elektrische Feld setzt sich aus dem Druckgradienten sowie poloidaler und toroidaler Rotation zusammen. Besonders in Plasmen, wo

die Einschlußverbesserung am Plasmarand entsteht, ist der Einfluß der poloidalen Rotation dominant [6].

Radial aufgelöste Messungen der poloidalen Plasmarotation sind daher wichtig zur Charakterisierung und zum Verständnis des Einschlußverhaltens.

Die poloidale Plasmarotation läßt sich prinzipiell neoklassisch beschreiben [8, 9] und ist dort über den Temperaturgradienten und die Plasmaviskosität bestimmt. In der Realität gibt es allerdings eine große Anzahl zusätzlicher Beiträge zur Rotation, wie zum Beispiel Drehimpulseintrag durch Heizstrahlen – diese sind hauptverantwortlich für eine starke toroidale Rotation –, radiale Ströme in Polarisierungsexperimenten, anomale Senkrechtviskosität oder Reibung mit Neutralteilchen, die sich nur teilweise beschreiben und in den Bewegungsgleichungen des Plasmas berücksichtigen lassen. Dadurch unterscheidet sich oftmals die gemessene Rotation von der neoklassischen.

Beim Vergleich zwischen Messung und Modell ist zusätzlich zu berücksichtigen, daß die theoretischen Modelle in erster Linie eine Beschreibung der Rotation des Hauptplasmas (Deuterium oder Wasserstoff) liefern, während im Experiment meist die Rotation der Verunreinigung Kohlenstoff gemessen wird [10]. Die Rotation verschiedener Spezies kann sich allerdings voneinander unterscheiden [11, 12].

Messungen der poloidalen Rotation liefern somit einen wichtigen Beitrag zur Verifizierung und Weiterentwicklung der bestehenden Transportmodelle.

Mit dem kürzlich am Jülicher Tokamak TEXTOR in Betrieb gegangenen Dynamischen Ergodischen Divertor (DED) [13] bietet sich eine weitere Möglichkeit, die Plasmarotation von außen zu beeinflussen. Der DED besteht aus einem System von Störspulen, die das Tokamak-Gefäß auf der Innenseite *vollständig helikal* umlaufen. Die Spulen erzeugen ein *magnetisches Multipolfeld*, welches das ursprünglich geordnete Magnetfeld am Plasmarand *resonant* stört und dadurch gezielt aufbricht:

Innerhalb eines bestimmten Volumens um die Resonanz herum kommen die Feldlinien jedem Punkt beliebig oft beliebig nahe (*Ergodisierung*). Im Nahfeld der Störspulen werden die Feldlinien direkt auf die Wand geführt. Dadurch bildet sich ein offenes ergodisches System aus, in dem sich der effektive radiale Transport erhöht. Dies soll zu einer breiteren Verteilung der Wärmelasten auf die Wandelemente und einem reduzierten Eindringen von Verunreinigungen ins Plasma führen.

Durch den erhöhten Teilchentransport aus dem ergodisierten Gebiet kann ein radiales elektrisches Feld entstehen [14, 15, 16], welches über die $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift zu einer poloidalen und toroidalen Rotation führt [17, 18]. Wie diese Arbeit zeigt, kann durch die Störung der magnetischen Topologie und den auswärts gerichteten Teilchenstrom [15] eine $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kraft auf das Plasma ausgeübt und es so zusätzlich in poloidaler Richtung beschleunigt werden.

Eine besondere Eigenschaft des DED besteht im *dynamischen Betrieb*. Indem die Spulen mit einem Wechselstrom versorgt werden, rotiert das Störfeld mit Frequenzen bis zu

1. Einleitung

± 10 kHz in poloidaler Richtung. Durch die Wechselwirkung mit Abschirmströmen innerhalb der Flußflächen wird ein Drehmomentübertrag auf das Plasma vorhergesagt [19]. Die hervorgerufene Rotation ist aufgrund der geometrischen Spulenausrichtung hauptsächlich in poloidaler Richtung zu erwarten.

An den meisten magnetischen Einschlußexperimenten wird die Plasmarotation durch Dopplerspektroskopie an Kohlenstoff gemessen, der durch die Verwendung von Wandelementen aus Graphit immer in geringen Mengen als Verunreinigung im Plasma vorhanden ist. Um orts aufgelöste Messungen bis weit ins Plasma hinein zu erhalten, bedient man sich der *aktiven Ladungsaustauschspektroskopie*: Da Kohlenstoff bei den im Plasma vorherrschenden Temperaturen vollständig ionisiert ist, werden seine Energieniveaus mit Hilfe der zur Plasmaheizung verwendeten Heizstrahlen (z. B. [20]) oder speziell ausgelegter Diagnostikstrahlen [21] aktiv bevölkert und dadurch meßbare Linienstrahlung ermöglicht. Die Verwendung von Wasserstoff für die Heiz- und Diagnostikstrahlen ist auch der Grund dafür, daß wegen der Überlagerung spektraler Merkmale nicht die Rotation des Hauptplasmas aus Wasserstoff oder Deuterium gemessen werden kann.

Die Verwendung von Diagnostikstrahlen hat gegenüber den Heizstrahlen den Vorteil, auch in nicht zusatzgeheizten Plasmen messen zu können. Solche Plasmen sind für Rotationsmessungen besonders interessant, da der Anteil nicht-neoklassischer Beiträge durch externe Einflüsse zur Rotation hier am geringsten ist. Darüber hinaus liefert die aktive Ladungsaustauschspektroskopie neben der Plasmarotation auch orts aufgelöste Ionen- temperatur- und Dichteprofile der beobachteten Kohlenstoffspezies.

Ziel dieser Arbeit waren der *Aufbau und die Inbetriebnahme eines spektral hochauflösenden Beobachtungssystems* zur dopplerspektroskopischen Messung der poloidalen Plasmarotation. Zur lokalisierten und präzisen Vermessung der nur wenige km/s betragenden Rotation wurde das System am bestehenden Wasserstoffdiagnostikstrahl [22] integriert. Der Aufbau des Systems bestand in der Einrichtung der optischen Komponenten sowie der Erstellung der zur Auswertung notwendigen Computerprogramme.

In *ersten Messungen* sollten grundsätzliche Charakterisierungen der poloidalen Rotation vorgenommen werden. Dazu gehörte insbesondere die Untersuchung des Einflusses, den der Dynamische Ergodische Divertor auf die poloidale Rotation ausübt. Es sollte die Frage beantwortet werden, in welcher Form das magnetische Störfeld ein externes Drehmoment auf das Plasma ausüben kann und ob und wie die poloidale Rotation den beiden möglichen Drehrichtungen des Störfeldes im dynamischen Betrieb folgt.

Zusammen mit den Messungen der toroidalen Rotation des bereits bestehenden Beobachtungssystems am Heizstrahl waren erste Rückschlüsse auf das radiale elektrische Feld zu ziehen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In **Kapitel 2** werden die physikalischen Grundlagen der Plasmarotation vorgestellt und

die stationären Bestimmungsgleichungen sowohl für ein ein- als auch ein zwei-komponentiges Plasma eingeführt. Für den Fall des ergodisierten Plasmas erhält man Ausdrücke für den erhöhten radialen Teilchentransport, der als weitere Kraft in die Rotationsgleichungen eingeht und somit später bestimmt werden kann.

Kapitel 3 beschreibt die Methode der aktiven Ladungsaustauschspektroskopie zur Messung radial aufgelöster Profile von poloidaler Rotation, Ionentemperatur und Verunreinigungsdichte.

In **Kapitel 4** werden das Tokamakexperiment TEXTOR und der Dynamische Ergodische Divertor vorgestellt.

Der überwiegende Teil dieser Arbeit bestand im Aufbau des Beobachtungssystems aus einem spektral hochauflösenden Spektrometer ($R_{theo} = 6.6 \cdot 10^5$), der Installation von gegenüberliegenden Sichtlinien durch das Plasma und der weiteren Optimierung des Diagnostikstrahls. Hiermit befaßt sich das **5. Kapitel**.

Kapitel 6 zeigt die ersten Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation. Sie bestehen zunächst aus der ersten aktiv gemessenen und somit genau lokalisierten Profilmessung in einem nicht zusatzgeheizten Plasma überhaupt. Weitere Profilmessungen stammen aus Plasmen mit statischer Ergodisierung. Aus den Profilen wird das radiale elektrische Feld ausgewertet sowie quantitative Vergleiche mit Rechnungen aus dem neoklassischen Modell gezogen. Letztere erlauben im ergodisierten Fall Rückschlüsse auf den Mechanismus der Plasmabeschleunigung.

Die Messungen zum dynamischen Betrieb wurden aufgrund der besseren Zeitauflösung mit Hilfe passiver Spektroskopie durchgeführt.

Alle Beobachtungen und die daraus gezogenen Schlüsse werden in **Kapitel 7** zusammengefaßt. Die Arbeit endet mit einem Ausblick auf weitere Möglichkeiten, die sich im Hinblick auf die diagnostische Methode und zukünftige Experimente ergeben.

2. Physikalische Grundlagen

Ein magnetisch toroidal eingeschlossenes Plasma kann prinzipiell in die toroidale und in die dazu senkrechte poloidale Richtung rotieren. Da die Beschreibung der Plasmarotation einige Annahmen zum Transportverhalten des Plasmas erfordert, werden zunächst die notwendigen Begriffe des Transports und der magnetischen Topologie des Plasmas vorgestellt. Speziell für das in dieser Arbeit vorliegende und für den Plasmarand typische Transportregime werden dann, den Ausführungen in [8, 9, 23] folgend, die Bestimmungsgleichungen der Plasmarotation für ein einkomponentiges Plasma, also ein Plasma aus *einer* Ionensorte und Elektronen, eingeführt. Über die radiale Komponente der Bewegungsgleichungen läßt sich außerdem das radiale elektrische Feld berechnen, welches von der Plasmarotation abhängt. Eine Beschreibung der Kohlenstoffrotation, die die eigentliche Meßgröße in dieser Arbeit darstellt, wird allgemein für ein zweikomponentiges Plasma, bestehend aus einer Hauptionensorte und einer weiteren Ionensorte in geringer Konzentration (z. B. Verunreinigungen) sowie Elektronen, über die Stoßkopplung der Spezies gewonnen.

Der zweite Teil des Kapitels befaßt sich mit der Wirkung der Ergodisierung auf die Magnetfeldtopologie am Plasmarand. Dabei handelt es sich um die gezielte Auflösung der ursprünglich geordneten magnetischen Struktur. Daraus ergeben sich zwei Hypothesen, die die Entstehung eines Drehmomentes auf das Plasma beschreiben: einmal durch die auswärts gerichteten Teilchenströme in der veränderten magnetischen Topologie und einmal durch entlang der magnetischen Feldlinien fließende Abschirmströme.

Die geometrische Form eines Tokamaks ist die eines Torus. Die Richtung entlang des großen Umfangs wird als toroidale, die entlang des kleinen Umfangs als poloidale Richtung bezeichnet. Das Magnetfeld des Tokamaks besteht aus einem toroidalen (B_ϕ), einem poloidalen (B_θ) und zur Stabilisierung einem kleinen vertikalen (B_v) Magnetfeld. Poloidal- und Toroidalfeld ($B_\phi \gg B_\theta$) stehen senkrecht aufeinander und spannen einen unendlichen Satz von torusförmigen Flußflächen auf (Abbildung 2.1). Die Feldlinien auf den Flußflächen sind helikal verschraubt, und der Sicherheitsfaktor q gibt die Anzahl toroidaler Umläufe an, die für die Vervollständigung eines poloidalen Umlaufs nötig sind:

$$q(r) = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \approx \frac{rB_\phi}{R_0B_\theta} \quad (2.1)$$

R_0 ist der große Radius des Torus. Jede Flußfläche ist durch einen Wert von q eindeutig charakterisiert.

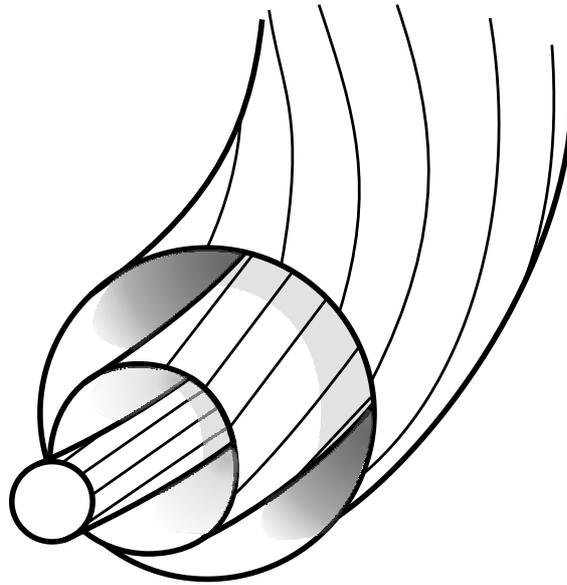


Abbildung 2.1.: Aufbau der magnetischen Flußflächen durch poloidales und toroidales Magnetfeld

Die Bewegung der geladenen Teilchen ist an das Magnetfeld gebunden. Als für den Einschluß relevanter Transport wird der Teilchen- und Energietransport *senkrecht* zu den Flußflächen, also in radialer Richtung, bezeichnet. Obwohl die Ionen fest um die Feldlinien gyrieren, können sie durch Stöße auf andere Flußflächen wechseln. Die Schrittweite dieses diffusiven, *klassischen* Transports ist in zylindrischer Näherung durch den Larmorradius der Gyration gegeben.

In der toroidalen Geometrie eines Tokamaks ist der Transport allerdings durch den *neoklassischen* Transport erhöht. Wegen des höheren Magnetfeldes auf der Torusinnenseite (Hochfeldseite) unterliegen Teilchen, die entlang des Magnetfeldes zu langsam sind, dem magnetischen Spiegeleffekt und sind auf der Torusaußenseite (Niederfeldseite) gefangen, wo sie zwischen den Spiegelpunkten hin und her pendeln. Durch Driften im gekrümmten und inhomogenen Magnetfeld liegen Hin- und Rückweg zueinander versetzt, sodaß die Trajektorie in der poloidalen Projektion einer Banane ähnelt, deren Breite die Schrittweite des neoklassischen Transports bestimmt. Daneben gibt es die freien Teilchen, deren Energie ausreicht, vollständige geschlossene poloidale und toroidale Umläufe auszuführen.

Für die Stärke des Transports ist entscheidend, ob die freien oder gefangenen Teilchen ihre Bahnen ungestört vollenden können oder vorher durch Stöße gestört werden. Hierfür wird die Stößigkeit ν^* definiert als das Verhältnis von Stoßfrequenz und der Umlauffrequenz einer Bahn:

$$\nu^* = \frac{\nu_{\text{Stoß}}}{\nu_{\text{Bahn}}} = \frac{\nu q R_0}{\varepsilon^{3/2} v_{\parallel}} \quad (2.2)$$

ν ist die Stoßfrequenz des klassischen Transports, $\epsilon = r/R_0$ das inverse Aspektverhältnis von kleinem zu großem Radius des betrachteten Ortes und v_{\parallel} die thermische Geschwindigkeit der Teilchen parallel zum Magnetfeld. In dieser Arbeit liegt am Plasmarand das sogenannte Plateauregime vor (Abbildung 2.2), in dem der Transport weitgehend unabhängig von der Stößigkeit ist. Freie Bahnen bleiben ungestört, während Bananenbahnen frühzeitig abgebrochen werden.

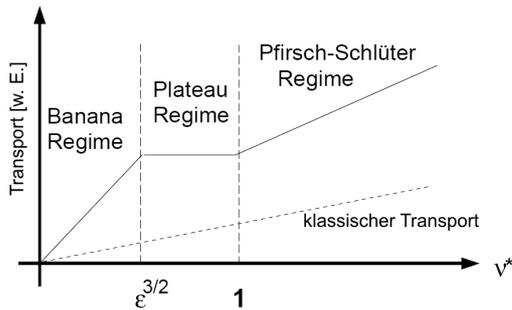


Abbildung 2.2.: Abhängigkeit des Transports von der Plasmastößigkeit. In dieser Arbeit liegt am Plasmarand das Plateauregime vor.

Eine Störung dieses Gleichgewichtes führt entweder zum Aufbau eines radialen elektrischen Feldes, das den Abfluß weiterer Ladungsträger unterbindet, oder, je nach senkrechter Leitfähigkeit des Plasmas, zur Entstehung eines Ausgleichstromes ([14, 23, 24]). In Abschnitt 2.2 werden wir sehen, wie durch Ergodisierung *und* unter Beibehaltung der Ambipolarität eine effektive dauerhafte $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kraft auf das Plasma wirken kann.

Im Gleichgewicht des Plasmas darf es *keine radialen Ströme* geben, $j_r = 0$ (*Ambipolarität*), da sich das Plasma ansonsten elektrostatisch aufladen würde. Ein Strom ist immer die Nettobilanz aus Elektronen- und Ionenfluß,

$$j = en_i v_i - en_e v_e = e(\Gamma_i - \Gamma_e)$$

sodaß im Wasserstoffplasma durch die Ambipolaritätsbedingung ein gleicher radialer Fluß von Elektronen und Ionen gefordert wird.

2.1. Rotation im Tokamak-Plasma

2.1.1. Hintergrundrotation

Bereits im Ein-Teilchen-Bild kann es im Rahmen von Driften zu einer poloidalen Bewegung von Ionen oder Elektronen kommen. Unter der Wirkung einer Kraft, die senkrecht auf dem Magnetfeld steht, unterliegen Ionen oder Elektronen der Driftgeschwindigkeit

$$\mathbf{v}_D = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2} .$$

Häufige Driften in einem Tokamak sind beispielsweise die diamagnetische Drift, hervorgerufen durch einen Druckgradienten ($\mathbf{F} \propto -\nabla p$) oder Driften durch die Krümmung und den Gradienten des Magnetfeldes.

2. Physikalische Grundlagen

Vollständig kann die Plasmarotation nur auf der Grundlage der Einflüssigkeitsgleichung des Plasmas, also unter Einbeziehung von Ionen *und* Elektronen, beschrieben werden. Dies geschieht im Folgenden für ein Plasma bestehend aus einer Teilchensorte, d. h. einem Plasma aus einer Ionensorte und den Elektronen. Detaillierte Ausführungen finden sich in [8, 9, 23].

Ausgangspunkt sind die Impulsbilanzgleichungen für Ionen (Index i) und Elektronen (Index e):

$$n_i m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = n_i e \mathbf{E} + n_i e (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i - \nabla p_i + \mathbf{F}_i + \mathbf{R}_{i,e} - n_i m_i v_{i0} \mathbf{v}_i \quad (2.3)$$

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -n_e e \mathbf{E} - n_e e (\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_e - \nabla p_e + \mathbf{F}_e + \mathbf{R}_{e,i} \quad (2.4)$$

Dabei sind $n_{i,e}$ die Dichte, $\mathbf{v}_{i,e}$ die Geschwindigkeit, $\mathbf{\Pi}_{i,e}$ der Viskositätstensor, $p_{i,e}$ der Druck, $\mathbf{R}_{e,i} = -\mathbf{R}_{i,e}$ die gegenseitige Reibung und $\mathbf{F}_{i,e}$ eine äußere Kraft auf Ionen (beispielsweise der Drehmomenteintrag durch Heizstrahlen) und Elektronen. In die weiteren Überlegungen werden nur äußere Kräfte einbezogen, die auf Ionen wirken ($\mathbf{F}_e = 0$). Am Plasmarand spielt für Ionen der Ladungsaustausch mit thermischen Neutralteilchen (Stoßrate v_{i0}) und der damit verbundene Impulsverlust eine Rolle. Das äußert sich als Reibungsterm $-n_i m_i v_{i0} \mathbf{v}_i$ in der Ionen-Impulsbilanz (Gleichung 2.3). Die totale Zeitableitung $d\mathbf{v}/dt$ setzt sich aus der partiellen Zeitableitung $\partial\mathbf{v}/\partial t$ und dem Konvektionsterm $(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}$ zusammen.

In radialer Richtung lassen sich Konvektion [24] und Viskosität (wenn die Variation der lokalen Dichte- und Temperaturprofile entlang eines Ionenlarmorradius' gering ist, d. h. $\rho/L_{n,T} \ll 1$ mit den Dichte- und Temperaturgradientenlängen $L_{n,T}$) vernachlässigen. Im stationären Fall ($\partial/\partial t=0$) und ohne die Kraft- und Reibungsterme ergibt sich dann aus der radialen Komponente von Gleichung 2.3 die **radiale Kraftgleichung** für Ionen:

$$E_r = \frac{1}{Z_i e n_i} \frac{dp_i}{dr} - v_{\theta,i} B_\phi + v_{\phi,i} B_\theta \quad (2.5)$$

Sie stellt die Bestimmungsgleichung des radialen elektrischen Feldes aus dem Druckgradienten sowie poloidaler (v_θ) und toroidaler (v_ϕ) Geschwindigkeit dar. Sie gilt für jede Ionensorte individuell und unterstreicht damit den universellen Charakter des radialen elektrischen Feldes.

Die Bewegungsgleichungen lassen sich additiv zur Einflüssigkeitsgleichung des Plasmas kombinieren:

$$n_i m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i - \nabla(p_e + p_i) + \mathbf{F}_i - n_i m_i v_{i0} \mathbf{v}_i \quad (2.6)$$

Dabei wird angenommen, daß Masse und Geschwindigkeit der Flüssigkeit durch m_i und v_i repräsentiert werden, $n_i = n_e$ (Quasineutralität des Plasmas) und daß Elektronenträgheit ($m_e dv_e/dt$) und -viskosität ($\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_e$) vernachlässigbar sind. Die Stromdichte j resultiert aus $ne(v_i - v_e)$, elektrisches Feld und gegenseitige Reibung ($\mathbf{R}_{e,i} = -\mathbf{R}_{i,e}$) heben sich auf.

Die Bewegungsgleichungen des Plasmas in poloidaler und toroidaler Richtung werden aus der Multiplikation der entsprechenden Komponenten von Gleichung 2.6 mit dem Magnetfeld \mathbf{B} und Mittelung ($\langle \rangle$) über die Flußflächen gewonnen [9, 23]:

$$(1 + 2q^2)n_i m_i \frac{dV_\theta}{dt} = -\langle j_r \rangle B_0 - \frac{\langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \mathbf{\Pi} \rangle}{\Theta B_0} + (F_\theta - 2q \langle F_\phi \cos \theta \rangle) - (1 + 2q^2)m_i n_i v_{i0} V_\theta \quad (2.7)$$

$$n_i m_i \frac{dV_\phi}{dt} = \Theta \langle j_r \rangle B_0 + F_\phi - m_i n_i v_{i0} V_\phi \quad (2.8)$$

Dabei haben wir die flußflächengemittelten toroidalen und poloidalen Geschwindigkeiten $V_{\theta,\phi} = \langle (B_0/B_\phi v_{\theta,\phi}) \rangle$ definiert, $\Theta = B_\theta/B_\phi$ ist das Verhältnis von Poloidal- zu Toroidal-feld und B_0 das Magnetfeld auf der Achse. $\langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \mathbf{\Pi} \rangle / \Theta B_0$ beschreibt die viskose Kraft.

Wenn die poloidale Geschwindigkeit V_θ sehr viel kleiner ist als die thermische Ionenschallgeschwindigkeit¹, $V_\theta \ll \Theta v_{th}$ mit $v_{th} = \sqrt{2k_B T/m_i}$, läßt sich die viskose Kraft annähern zu [8]

$$\frac{\langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \mathbf{\Pi} \rangle}{\Theta B_0} = \alpha (V_\theta - V_\theta^{neo}) \quad (2.9)$$

mit

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{q v_{th}}{R} m_i n_i \quad (\text{Plateau-Regime}) \quad (2.10)$$

und der sogenannten neoklassischen poloidalen Rotation [8, 9]

$$V_\theta^{neo} = -\frac{0.5}{eB} \frac{dT_i}{dr} \quad (\text{Plateau-Regime}). \quad (2.11)$$

Diese Rotation ist der diamagnetischen Drift sehr ähnlich.

Im stationären Fall sowie ohne Konvektion und ohne anomalen radialen Transport des Drehmomentes ergibt sich damit aus Gleichung 2.7 und 2.9 die **Bestimmungsgleichung der poloidalen Rotation**:

$$\alpha (V_\theta - V_\theta^{neo}) = -\langle j_r \rangle B_0 + (F_\theta - 2q \langle F_\phi \cos \theta \rangle) - (1 + 2q^2)m_i n_i v_{i0} V_\theta \quad (2.12)$$

Man erkennt an dem zweiten Summanden in der Klammer, daß eine äußere Kraft, die nur in toroidale Richtung weist, auch eine Beschleunigung in poloidaler Richtung erzeugt,

¹ansonsten würden poloidale Dichteasymmetrien entstehen

wenn sie bei der Flußflächenmittelung nicht verschwindet!

In der Bewegungsgleichung der toroidalen Rotation wird üblicherweise einem großen Auswärtstransport von toroidalem Drehimpuls Rechnung getragen, wie er experimentell beobachtet wird. Als Ansatz für diesen Transport wird eine anomale Senkrecht-Viskosität in Form von $(\nabla \cdot \mathbf{\Pi})^{\text{an}} = -\frac{\partial}{\partial r} \eta^{\text{an}} \frac{\partial V_\phi}{\partial r}$ gewählt, mit $\eta^{\text{an}} = m_i n_i D_\perp$, und der senkrechte Diffusionskoeffizient mit dem empirischen Wert von $D_\perp = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ angesetzt. Die **Bestimmungsgleichung der toroidalen Rotation** lautet dann

$$m_i n_i v_{i0} V_\phi - \frac{\partial}{\partial r} m_i n_i D_\perp \frac{\partial V_\phi}{\partial r} = \Theta \langle j_r \rangle B_0 + F_\phi \quad (2.13)$$

Rein neoklassisch existieren weder die äußeren Kräfte noch Neutralteilchendämpfung. Zusammen mit der Ambipolarität des Plasmas gibt es dann gemäß dieser Gleichung keine toroidale Rotation. In der Realität wird aber beispielsweise durch den Drehimpulseintrag der Heizstrahlen eine starke toroidale Rotation erzeugt. Die zu stationären Bedingungen notwendige Dämpfung gewährleisten die Stöße mit Neutralteilchen, Konvektion ($\mathbf{v} \cdot \nabla$) und anomale Beiträge zur Viskosität.

2.1.2. Verunreinigungsrotation

In einem Plasma, in dem es neben den Hauptionen (Index i) noch eine weitere Komponente in Form von Verunreinigungen (Index I) gibt, muß man von der Ein- zu einer Zwei-Flüssigkeitsbewegungsgleichung übergehen. Die Kopplung der beiden Spezies geschieht über die gewöhnliche Reibungskraft $\mathbf{F}_{i,0}$ sowie über die sogenannte Wärmereibung $\mathbf{F}_{i,1}$ [11]. Die neuen Bestimmungsgleichungen ergeben sich wie bereits im Einflüssigkeitsfall als poloidale Komponente der zu \mathbf{B} parallelen Impulsdichtegleichung:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i \rangle &= \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{F}_{i,0} \rangle \\ \langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \mathbf{\Theta}_i \rangle &= \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{F}_{i,1} \rangle \end{aligned}$$

mit den Tensoren der gewöhnlichen Viskosität $\mathbf{\Pi}_i$ und der Wärmeviskosität $\mathbf{\Theta}_i$, deren Komponenten sowie die der \mathbf{F} 's aus Integration über die Verteilungsfunktion gewonnen werden [11].

Die Lösung des Matrix-Gleichungssystems liefert schließlich die Ausdrücke für die poloidale Hauptionen- und Verunreinigungsrotation am Plasmarand [11]:

$$\text{Hauptionen:} \quad V_\theta^i = \frac{1}{2} v_{th,i} \rho_i \left(K_1 \frac{1}{L_{T_i}} \right) \frac{B B_\phi}{\langle B^2 \rangle} \cdot h \quad (2.14)$$

$$\text{Verunreinigungen:} \quad V_\theta^I = \frac{1}{2} v_{th,i} \rho_i \left[\left(K_1 + \frac{3K_2}{2} \right) \frac{1}{L_{T_i}} - \frac{h}{L_{p_i}} + \frac{Z_i T_I}{Z_I T_i} \frac{1}{L_{p_I}} \right] \frac{B B_\phi}{\langle B^2 \rangle} \cdot h \quad (2.15)$$

Dabei sind L_{T_i} , L_{p_i} die Gradientenlängen von Temperatur und Druck, $v_{th,i}$ und ρ_i thermische Ionengeschwindigkeit und Larmorradius, der Faktor $h = \text{sign}(B_\phi) \cdot \text{sign}(I_p)$ berücksichtigt die durch die Richtung von Plasmastrom und Toroidalfeld vorgegebene Helizität (Standardkonfiguration TEXTOR: $h = -1$).

Sämtliche Wechselwirkungen zwischen den beiden Ionensorten in Form von Reibungs- und Viskositätskoeffizienten sind in den Kollisionsparametern K_1 und K_2 zusammengefaßt. Die Koeffizienten hängen vom jeweiligen Transportregime ab. Analytische Näherungen zwischen allen drei Transportregimen sind in [11] angegeben. Diese konvergieren am genauesten gegen die exakte Lösung in den Bereichen sehr geringer und sehr hoher Stößigkeit und zeigen die größte Abweichung im Plateaubereich, der in den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Fällen am Plasmarand vorliegt.

2.2. Statische und dynamische Ergodisierung

Auf Flußflächen mit einem rationalen q -Wert schließen sich die Feldlinien nach wenigen Umläufen in sich selbst. Solche Flußflächen sind besonders anfällig gegen kleine Störungen, die sich deswegen resonant verstärken können.

Das Prinzip des Dynamischen Ergodischen Divertors beruht auf der resonanten Störung von Flußflächen am Plasmarand (*Ergodisierung*) durch die Überlagerung eines magnetischen Störfeldes (z. B. [25]).

Feldlinien auf resonanten Flußflächen bilden magnetische Inseln aus. Mit steigender Feldstärke wachsen Inseln benachbarter rationaler Flußflächen soweit an, bis sie überlappen (siehe Abbildung 2.3). Dieser Bereich wird *ergodisch* bezeichnet: Feldlinien, die ursprünglich nur auf ihre Flußfläche beschränkt waren, können nun jedem Punkt innerhalb des ergodischen Volumens beliebig oft beliebig nahe kommen. An TEXTOR kann die ergodische Zone bis zu 4 cm breit sein [25].

Im Außenbereich des Plasmas ist das Nahfeld der Störung wirksam. Hier werden die Feldlinien direkt auf die Wand abgelenkt und verbinden so zwei verschiedene Wandregionen über die Verbindungslänge L_C . Diese steht in Konkurrenz mit der das ergodische System charakterisierenden Kolmogorovlänge:

$$L_K = \pi q R_0 \left(\frac{\pi \sigma_{Chir}}{2} \right)^{-\frac{4}{3}} \quad (2.16)$$

Sie repräsentiert die Dekorrelationslänge, über die zwei benachbarte Feldlinien sich auf das 1/e-fache ihres ursprünglichen Abstandes voneinander entfernen. σ_{Chir} ist der Chirikov-Parameter. Er steht für den Überlappingsgrad zwischen magnetischen Inseln auf benachbarten Flußflächen. Wenn die Kolmogorovlänge größer ist als die Verbindungslänge, spricht man von der *laminaren Zone*, die ausgeprägter ist, je näher man sich an der Wand befindet.

Durch den Übergang vom weiter innen lokalisierten ergodischen zum außen liegenden

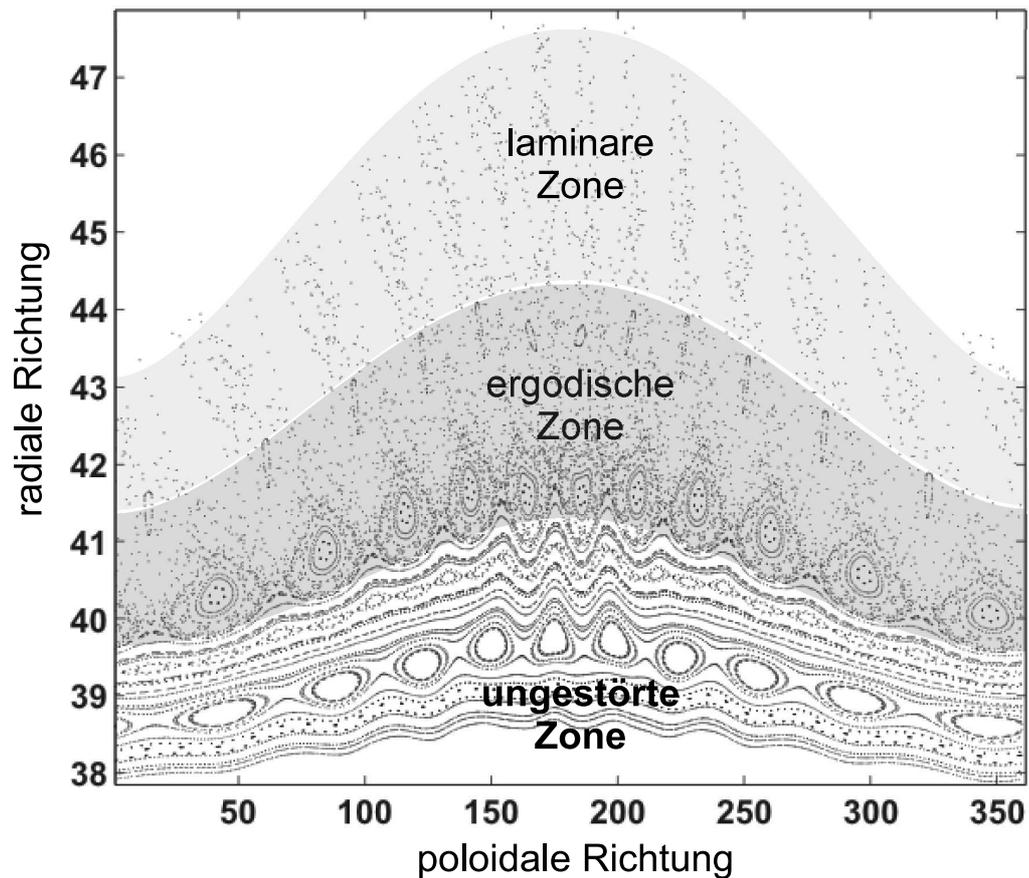
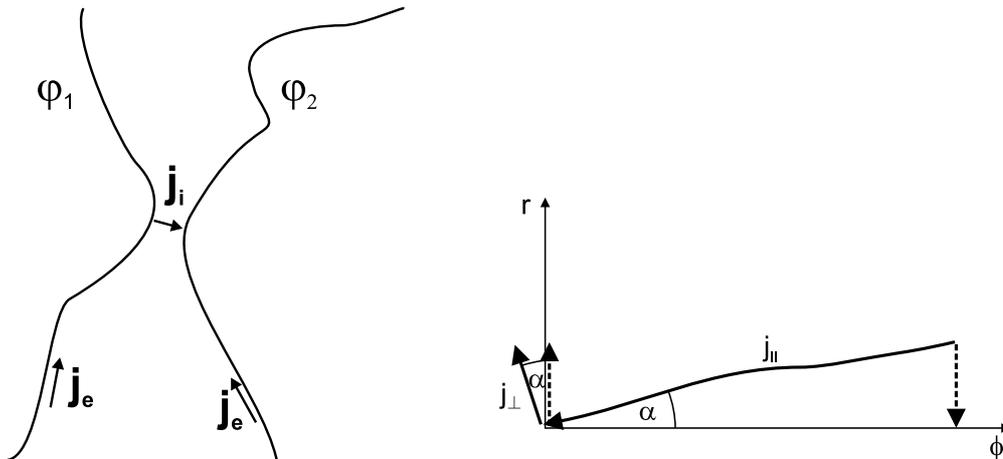


Abbildung 2.3.: Poincaré-Bild der gestörten magnetischen Topologie. Die ergodische Zone wird durch überlappende magnetische Inseln gebildet, sodaß die intakten Flußflächen aufgelöst werden. Inselreste sind noch vorhanden. Die laminare Zone zeichnet sich durch Feldlinien aus, die in fingerähnlichen Strukturen das Plasma verlassen, und durch Feldlinien kurzer Verbindungslänge zur Wand.



(a) Im ergodischen Magnetfeld kommen sich Feldlinien beliebig nahe. Der parallele Elektronenstrom j_e kann dann von einem Ionenquerstrom j_i teilweise ausgeglichen werden.

(b) Geometrie von parallelem Elektronen- und senkrechten Ionenstrom: Durch die radiale Komponente des Störfeldes sind die Feldlinien lokal um den Winkel α zur toroidalen Richtung verkippt; die radiale Richtung stimmt nicht mehr mit der zu den Feldlinien senkrechten überein.

Abbildung 2.4.: Elektronen- und Ionenausgleichstrom im ergodisierten Magnetfeld

laminaren Bereich handelt es sich um ein offenes ergodisches System. Zur Beschreibung des Transports von Feldlinien im ergodischen Bereich wird die statistische Größe des *Feldliniendiffusionskoeffizienten* D_{fl} verwendet [25].

Die Randschicht eines ungestörten Plasmas wird aus intakten Flußflächen gebildet, deren Feldlinien außerhalb des eingeschlossenen Volumens auf Wandelemente treffen, die das Plasma begrenzen [14]. In dieser sogenannten Abschältschicht strömt das Plasma auf die Wand. Da der Teilchentransport entlang der Feldlinien größer als der diffusive Transport senkrecht zu ihnen ist, und da die Beweglichkeit der Elektronen die der Ionen um den Faktor $\sqrt{m_i/m_e}$ übertrifft, wird der Transport in der Abschältschicht vom parallelen Elektronentransport zur Wand bestimmt. Es bildet sich ein negatives Potential mit einem positiven, nach außen zur Wand gerichteten radialen elektrischen Feld aus.

Durch die Feldliniendiffusion im ergodisierten Feld erhöht sich der effektive Transport aus dem Plasma. Über die Kolmogorovlänge nimmt auch der Abstand zwischen ursprünglich weit entfernten Feldlinien ab, sodaß bei großer Annäherung ein Teil des parallelen Elektronenstroms durch einen senkrechten Ionenstrom von einer Feldlinie zur anderen kurzgeschlossen werden kann (Abbildung 2.4).

Da das magnetische Störfeld aus Komponenten in radialer Richtung besteht, $B_r \neq 0$, sind die Feldlinien lokal um den Winkel α zur ursprünglichen ϕ -Richtung verkippt, wie Ab-

2. Physikalische Grundlagen

bildung 2.4 verdeutlicht. Nach wie vor ist auch hier die Ambipolaritätsbedingung erfüllt:

$$j_r = 0 \quad \Rightarrow \quad j_{\parallel} \sin \alpha + j_{\perp} \cos \alpha = 0 \quad (2.17)$$

Wie das Gleichgewichtsmagnetfeld hat auch das gestörte Magnetfeld poloidale Komponenten. Bei der Projektion in die r - ϕ -Ebene ist $j_{\parallel} \rightarrow j_{\parallel} \cos \theta$ und $j_{\perp} \rightarrow j_{\perp} \cos \theta$ zu ersetzen.

In den alten (r, θ, ϕ) -Koordinaten ergibt sich aus dem Teilchenstrom eine Kraft in poloidaler Richtung:

$$\begin{aligned} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_{\theta} &= j_{\phi} B_r - j_r B_{\phi} \\ &= j_{\parallel} \cos \theta \cos \alpha B \sin \alpha \\ &= j_{\parallel} \sin \alpha B_{\phi} \\ &= j_{r,e} B_{\phi} \end{aligned} \quad (2.18)$$

$j_{r,e}$ ist genau die radiale Projektion des Elektronenstroms entlang der Feldlinien. In [15] findet sich eine Herleitung dieses Stroms für einen auf den DED anwendbaren Fall: eine stationäre Störung kleiner Amplitude (verglichen mit dem ungestörten Feld), hervorgerufen von externen Spulen. In der Herleitung wird zwischen einem Plasma hoher und einem geringer Stößigkeit unterschieden, wobei die Stößigkeit des ergodischen Plasmas als Verhältnis aus mittlerer freier Weglänge λ_{mfp} und Kolmogorovlänge L_K definiert wird. Es ist

$$\lambda_{mfp} \ll L_K : \quad j_{r,e} = \sigma_{\parallel} \frac{D_{fl}}{L_K} \left(E_r + \frac{T_e}{e} \frac{d \ln n_e}{dr} + \frac{1.71}{e} \frac{dT_e}{dr} \right) \quad (2.19)$$

$$\lambda_{mfp} \gg L_K : \quad j_{r,e} = i_{\sigma} D_{fl} n_e v_{e,th} \frac{e^2}{T_e \sqrt{\pi}} \left(E_r + \frac{T_e}{e} \frac{d \ln n_e}{dr} + \frac{0.5}{e} \frac{dT_e}{dr} \right) \quad (2.20)$$

σ_{\parallel} steht für die parallele Leitfähigkeit des Plasmas, und $i_{\sigma} = f(\sigma_{\parallel}, \sigma_{\perp}, L_K, k_{\perp})$ berücksichtigt die Ambipolaritätsbedingung.

Beim Eindringen des Störfeldes ins Plasma bilden sich in einer Schicht innerhalb der Flußflächen Abschirmströme aus [26]. Diese sind am stärksten auf der resonanten Flußfläche lokalisiert. Wenn diese Ströme senkrecht zum dynamischen Störfeld fließen, wirkt durch die gegenseitige Wechselwirkung eine Kraft auf die stromführende Schicht. Das Prinzip ist sehr ähnlich dem eines Elektromotors. Für die tatsächliche Übertragung einer Kraft muß eine endliche Phasendifferenz zwischen dem Störfeld und dem Abschirmstrom bestehen. Das ist dann gewährleistet, wenn das Plasma einen endlichen elektrischen Widerstand besitzt. In [26] wurde das resultierende Drehmoment für verschiedene Ausdehnungen der stromführenden Schicht berechnet (Abbildung 2.5). An TEXTOR zeigen aufgrund der Ausrichtung der Spulen zur $q = 3$ -Fläche 90% der Kraft in die poloidale Richtung. Es zeigt sich, daß bereits bei moderaten Frequenzen ein Drehmoment auf das Plasma ausgeübt werden sollte.

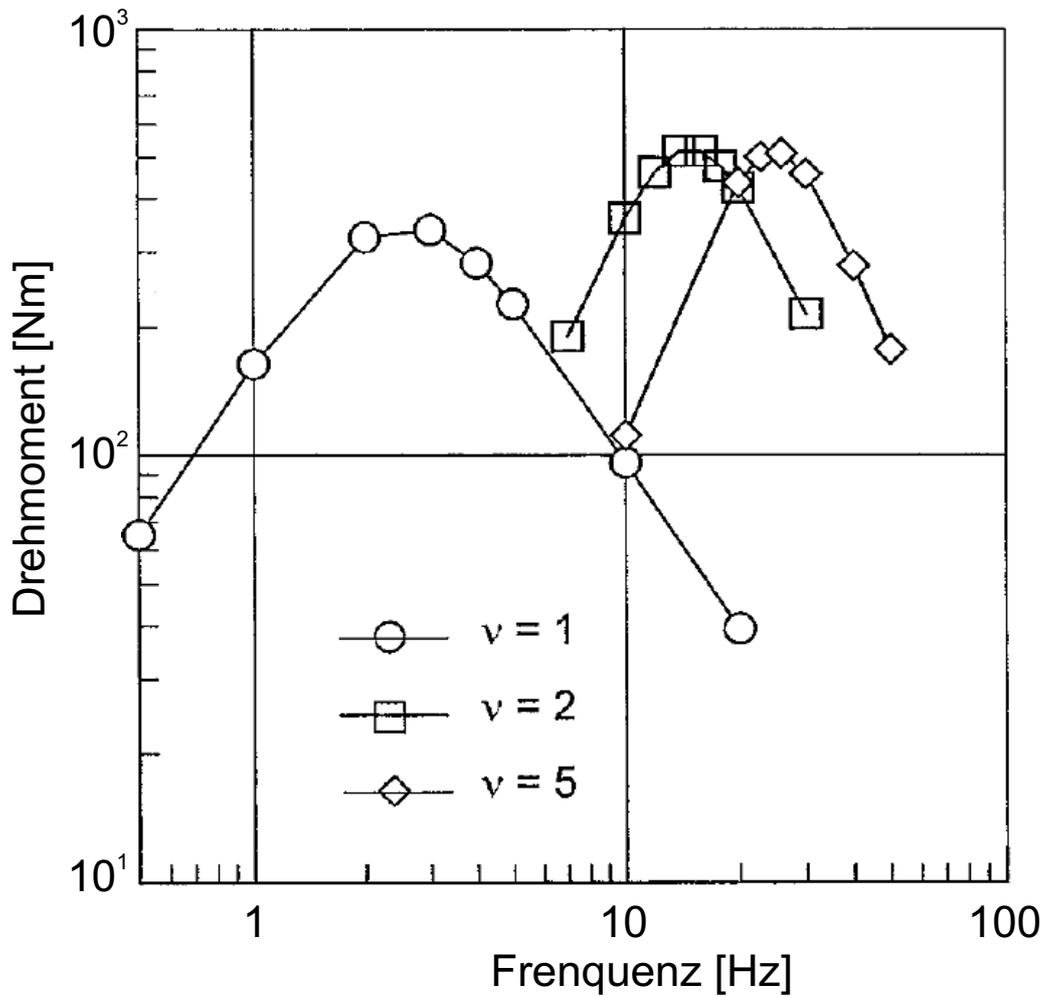


Abbildung 2.5.: Kraftübertrag eines rotierenden Störfeldes auf das Plasma bei verschiedenen Frequenzen durch die Wechselwirkung mit induzierten Abschirmströmen. Gezeigt sind Rechnungen für verschieden Ausdehnungen der Schicht, in der die Ströme fließen (aus [26]).

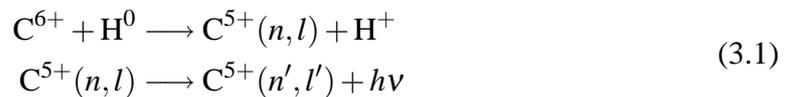
2. *Physikalische Grundlagen*

3. Prinzip der aktiven Ladungsaustauschspektroskopie an Kohlenstoff

Die aktive Ladungsaustauschspektroskopie besteht aus der Besetzung und Anregung einer ionisierten Plasmaspezies und der Analyse der im Anschluß emittierten Spektrallinie. Der erste Teil des Kapitels beschreibt, wie aus der Breite, Intensität und Dopplerverschiebung dieser Spektrallinie die Iontemperatur, Dichte und Rotation der beobachteten Spezies gewonnen werden.

Der zweite Teil des Kapitels befaßt sich mit atomphysikalischen Einflüssen auf die Linienform im Magnetfeld eines Fusionsplasmas. Dadurch geben die gemessene Linienbreite und -position nicht direkt die tatsächliche Temperatur und Rotation wieder, sodaß, um die wahren Größen zu erhalten, eine Korrektur der Meßwerte um diese Effekte stattfinden muß.

Elemente mit niedriger Kernladungszahl Z sind im heißen Tokamakplasma zum größten Teil vollständig ionisiert. Um sie für die optische Spektroskopie sichtbar zu machen, muß ihnen ein Elektron übertragen werden. Dies geschieht in dieser Arbeit mit einem hochenergetischen neutralen Wasserstoffstrahl, der tief ins magnetisch eingeschlossene Plasma eindringen kann. Dort wechselt ein Elektron vom neutralen Wasserstoff auf das Plasmaion über, hier Kohlenstoff C^{6+} , wo es sich zunächst in einem angeregten Zustand befindet, der durch die Hauptquantenzahl n charakterisiert ist (Gleichung 3.1, oben). Dieser Vorgang wird wegen der Verwendung eines Atomstrahls als *aktiver Ladungsaustausch* bezeichnet. Bei der anschließenden Abregung des Elektrons in tiefere Niveaus gibt das C^{5+} -Ion Linienstrahlung der Energie $h\nu$ ab, die sich spektroskopisch detektieren läßt (Gleichung 3.1, unten).



Bevorzugt bevölkert der Ladungsaustausch Niveaus mit $n_{\max} \propto Z^{\frac{3}{4}}$ [10], um potentielle Energie und Bahnradius des Elektrons zu erhalten. In den Besetzungen mit höheren n hat die Verteilung der Drehimpulsquantenzahlen l ein Maximum bei $l \sim n_{\max}$ [10]. Aufgrund der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ für strahlende Übergänge sind folglich Abregungen nach $n' = n - 1$ die intensivsten. Für die Spektroskopie an Kohlenstoff bietet sich der im sichtbaren

Spektralbereich liegende Übergang $n \rightarrow n' = 8 \rightarrow 7$ bei $\lambda = 529.0525 \text{ nm}$ [27] an. Zur Vereinfachung wird sie im weiteren Verlauf als CVI(529)-Linie bezeichnet.

3.1. Bestimmung von Ionentemperatur, Kohlenstoffdichte und Plasmarotation

Aus der emittierten Linienstrahlung lassen sich die C^{6+} -Dichte (im folgenden auch vereinfachend als Kohlenstoff-Dichte bezeichnet), Ionentemperatur und Plasmarotation wie folgt bestimmen:

Dichte

Die Intensität I_λ der Linie bei der Wellenlänge λ ist durch den Photonenfluß des Übergangs gegeben [10]:

$$I_\lambda = \Phi_\lambda = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^M \langle \sigma v \rangle_j^\lambda \int n_C n_{b,j} d\ell \quad (3.2)$$

Das Integral erstreckt sich entlang der Sichtlinie durch den Neutralstrahl, n_C , $n_{b,j}$ und $\langle \sigma v \rangle_j^\lambda$ bezeichnen Kohlenstoff- und Strahldichte sowie den Ratenkoeffizienten des betrachteten Übergangs. Ein neutraler Wasserstoffstrahl besteht wegen der Bildung und Beschleunigung von H^+ , H_2^+ und H_3^+ in der Quelle aus Anteilen der vollen, halben und drittel Energie. Da der Ratenkoeffizient von der Energie abhängt (siehe Abbildung 3.1), muß die Summe über diese $M = 3$ Energiekomponenten ausgeführt werden. Wenn das Beobachtungssystem mit einer geeichten Lichtquelle kalibriert ist, sodaß gemessene Intensitäten in Form von Photonenflüssen ausgedrückt werden können, läßt sich mit Hilfe von Gleichung 3.2 die Kohlenstoff-Dichte auswerten.

Abbildung 3.1 zeigt sowohl den Ratenkoeffizienten für den Ladungsaustausch mit Wasserstoff im Grundzustand ($n = 1$) als auch mit dem ersten angeregten Zustand ($n = 2$, gestrichelte Kurve). Dieser ist bei niedrigen Energien um einen Faktor 100 größer, und obwohl nur ungefähr 1 % des Strahls angeregt ist, müssen diese Beiträge bei einem Strahl mit einem hohen Anteil niedrig-energetischer Teilchen zur Ableitung der Kohlenstoffdichte nach Gleichung 3.2 berücksichtigt werden.

Temperatur

Vollständig ionisierter Kohlenstoff in einem Fusionsplasma befindet sich im thermischen Gleichgewicht [28], sodaß die thermischen Ionengeschwindigkeiten einer Maxwellverteilung unterliegen. Die Form der Spektrallinie läßt sich daher durch ein Gaußprofil beschreiben:

$$I_{\lambda_0}(\lambda) = I_0 \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi k_B T}} \cdot \frac{1}{\lambda_0} \cdot e^{-\frac{mc^2}{2k_B T} \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\lambda_0^2}} \quad (3.3)$$

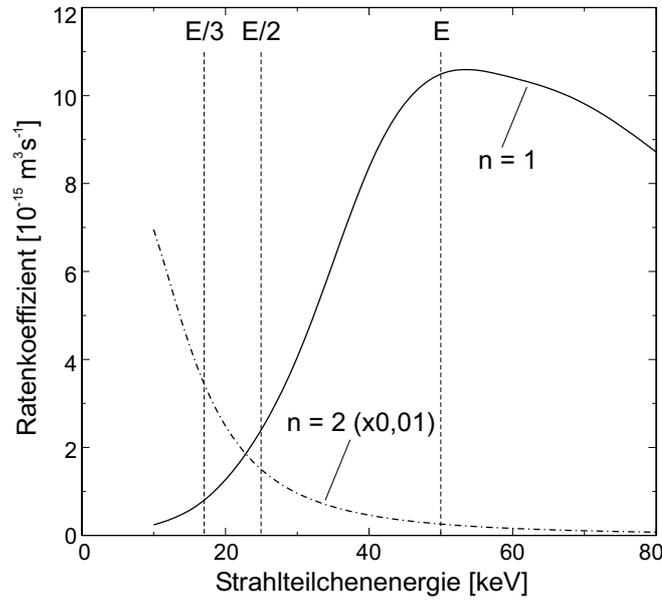


Abbildung 3.1.: Ratenkoeffizient des CVI(529)-Übergangs durch Ladungsaustausch mit einem 50keV Wasserstoffstrahl. Dargestellt sind sowohl Ladungsaustausch mit Wasserstoff im Grundzustand (—) als auch aus dem ersten angeregten Zustand (– · –, zur besseren Darstellung um einen Faktor 100 verkleinert).

mit der Gesamtintensität der Linie I_0 , zentraler Wellenlänge λ_0 , Temperatur T und Ionenmasse m , Lichtgeschwindigkeit c und Boltzmannkonstante k_B . Aus der vollen Breite der Linie auf halber Höhe, λ_{FWHM} (aus dem Englischen **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum), erhält man die Temperatur:

$$T[\text{eV}] = \left(\frac{\lambda_{FWHM}}{\lambda_0} \right)^2 \cdot \frac{mc^2}{8e \ln 2} = \left(\frac{\lambda_{FWHM}}{\lambda_0} \right)^2 \cdot 1.68 \cdot 10^8 \cdot \mu[\text{amu}] \quad , \quad (3.4)$$

mit der Elementarladung e und der atomaren Ionenmasse μ (12 für Kohlenstoff).

Wie gut die Temperatur der Kohlenstoffionen die Temperatur des Plasmahintergrundes, also von Deuterium- oder Wasserstoffionen, wiedergibt, wird durch die Energieausgleichszeit τ_{eq} zwischen Kohlenstoff- und Hintergrundionen bestimmt. τ_{eq} hängt von der Plasmadichte und Temperatur ab [29]. Für TEXTOR-typische Parameter diffundieren die Kohlenstoffionen während τ_{eq} höchstens 5 mm in radialer Richtung [22], was innerhalb des Beobachtungsbereiches eines Raumkanals liegt (siehe Abschnitt 5.2). Somit ist die Messung der Kohlenstofftemperatur äquivalent mit der Messung der Ionentemperatur des Plasmahintergrundes.

Plasmarotation

Wenn der ungeordneten thermischen Bewegung der Kohlenstoffionen noch eine gerichtete Bewegung mit der Geschwindigkeit v überlagert ist, verschiebt sich das Linienzentrum

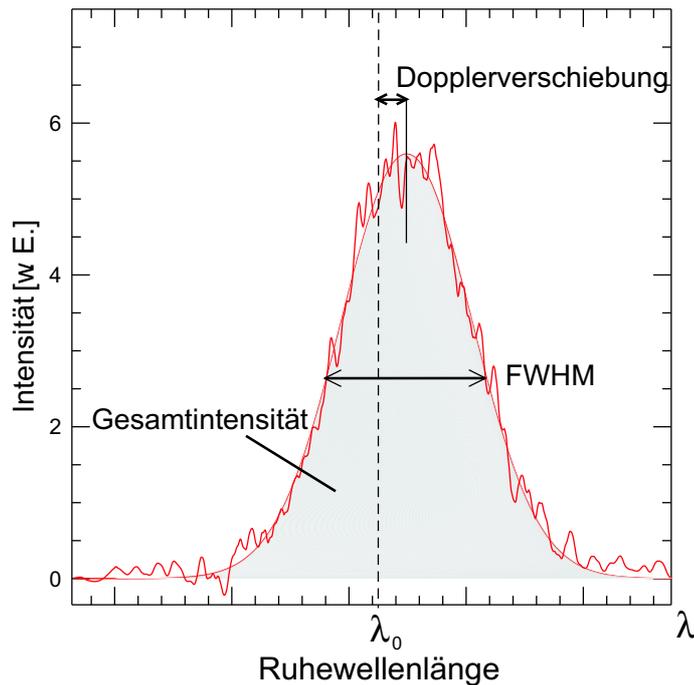


Abbildung 3.2.: Bestimmungsgrößen der aktiven Ladungsaustauschspektroskopie: Die Kohlenstoffdichte ergibt sich aus der Gesamtintensität der Linie, die Temperatur aus der Linienbreite (volle Breite auf halber Höhe, FWHM) und die Rotation aus der Dopplerverschiebung des Linienzentrums gegenüber der Ruhewellenlänge.

durch den Dopplereffekt von der sogenannten Ruhewellenlänge λ_0 nach λ . Aus der Wellenlängenverschiebung läßt sich die Geschwindigkeit der Ionen bestimmen:

$$v = -c \cdot \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0} \quad (3.5)$$

Diese Gleichung definiert die Plasmabewegung auf den Beobachter zu als negativ, von ihm weg als positiv.

Abbildung 3.2 faßt noch einmal die drei Bestimmungsmethoden zusammen.

3.2. Einfluß von Feinstruktur und Zeeman-Effekt

Außer den oben beschriebenen Ursachen gibt es noch atomphysikalische Effekte, die die Spektrallinie verbreitern und die Lage des Zentrums verschieben. Dies führt zu der Messung von scheinbaren Temperaturen und Rotationen. Mit genauer Kenntnis der Ursachen lassen sich die atomphysikalischen Effekte isolieren und die gemessenen auf ihre wahren Werte zurückführen.

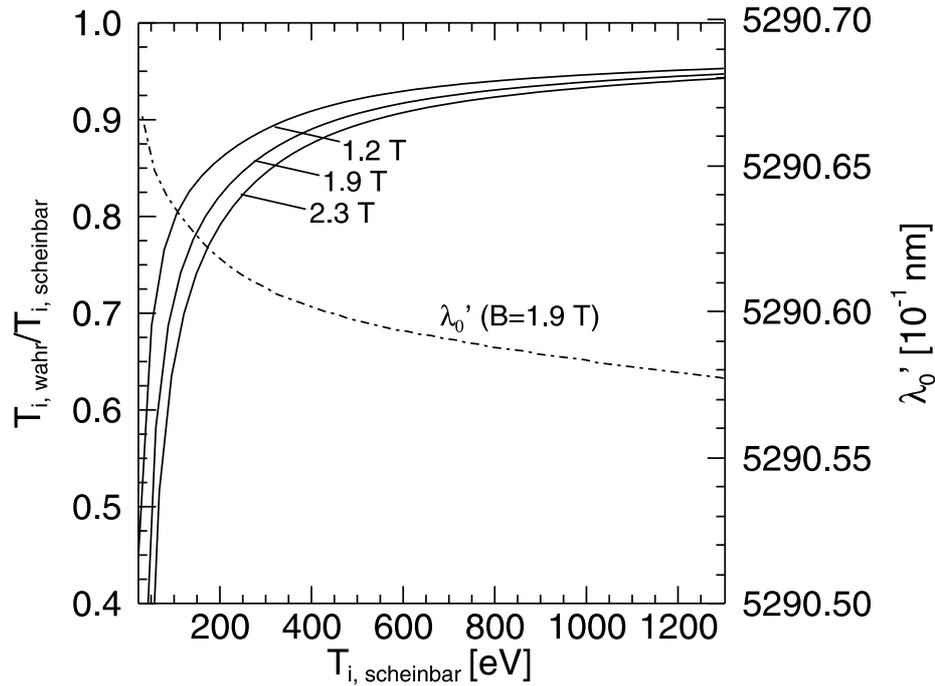


Abbildung 3.3.: Korrekturen für die Ionentemperatur (—) bei drei verschiedenen Magnetfeldstärken und zentrale Wellenlänge (---) für ein Magnetfeld aufgrund von Feinstruktur und Zeeman-Effekt. Der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Magnetfeld beträgt ungefähr 85° .

Die Anregung durch Ladungsaustausch findet, wie oben beschrieben, in Zustände mit hohen Drehimpulsquantenzahlen l statt. Bis es zur Abregung kommt, können diese l -Zustände jedoch durch Stöße der Ionen untereinander mit niedrigeren l s gemischt werden (l -mixing) [30]. Die Besetzung dieser Niveaus verteilt sich nach ihren statistischen Gewichten $(2l + 1)/n^2$. Durch die Kopplung des Elektronenspins an den Bahndrehimpuls entstehen so aus jedem l -Zustand (außer $l=0$) zwei energetisch leicht verschiedene Zustände (Feinstruktur), die alle zum Abregungsspektrum des Ions beitragen. Wegen der Kleinheit der Feinstrukturaufspaltung gegenüber der Dopplerverbreiterung jeder einzelnen Komponente sind die verschiedenen Übergänge nicht trennbar.

Unter dem Einfluß des Tokamak-Magnetfeldes findet durch den Zeeman-Effekt eine weitere Energieaufspaltung statt. In einem externen Magnetfeld richtet sich das magnetische Moment der Atome, welches durch die magnetische Quantenzahl m charakterisiert ist, zum Magnetfeld aus. Dadurch werden Zustände mit verschiedenen m -Werten energetisch unterscheidbar, was sich wiederum in mehreren Komponenten des Abregungsspektrums äußert. Bei Magnetfeldern über 1 T, wie sie für einen Tokamak typisch sind, ist der Zeeman-Effekt von der Größenordnung der Spin-Bahn-Kopplung [31], sodaß sowohl Gesamtspin \mathbf{S} als auch Gesamtbahndrehimpuls \mathbf{L} separat an das Magnetfeld koppeln (sogenannter *Paschen-Back-Effekt*). Die Intensität der verschiedenen Zeeman-Komponenten hängt dabei vom Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und dem Magnetfeld ab.

3. Prinzip der aktiven Ladungsaustauschspektroskopie an Kohlenstoff

Die Sichtlinien des verwendeten Beobachtungssystems stehen je nach Verhältnis von toroidalem und poloidalem Magnetfeld mit ungefähr 85° fast senkrecht auf dem TEXTOR-Magnetfeld, sodaß sowohl die π - als auch die σ -Komponenten vorkommen.

Für den Zeeman-Effekt spielt die spektrale Verbreiterung der Ladungsaustauschlinie bei Temperaturen

$$T \leq \mu \left(\frac{n^4 B}{40Z^2} \right)^2 \quad (3.6)$$

eine Rolle [32]. Bei den Magnetfeldern am Plasmarand von bis zu 2T trifft dies bei der CVI(529)-Linie ($\mu = 12 \text{ amu}, n = 8, Z = 6$) auf Temperaturen unterhalb 400 eV und somit den gesamten Plasmarandbereich zu.

Sowohl Feinstruktur- als auch Zeeman-Aufspaltung lassen sich gegenüber der thermischen Linienverbreiterung spektroskopisch nicht auflösen. Die Linie wird insgesamt verbreitert. Für beide Effekte lassen sich unter Vorgabe von Magnetfeld, Temperatur und Beobachtungsgeometrie (Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Magnetfeld, hier: 85°) theoretische Linienprofile der einzelnen Feinstruktur- und Zeeman-Komponenten berechnen [32] und zu einem gemeinsamen Linienprofil zusammensetzen. Aus dessen Breite ergibt sich eine Temperatur, die höher liegt als die angenommene, und das Verhältnis der beiden liefert einen Korrekturfaktor, mit dessen Hilfe sich bei der Auswertung gemessener Linien die echte Temperatur ableiten läßt (siehe Abbildung 3.3).

Darüberhinaus sind die Feinstruktur-Komponenten asymmetrisch um die theoretische Wellenlänge $\lambda_{0,\text{theo}}$ des ungestörten Übergangs verteilt, sodaß die tatsächliche Wellenlänge $\lambda_{0,\text{exp}}$ gegenüber dieser leicht verschoben ist. Für die Berechnung der Rotation aus der Dopplerverschiebung muß $\lambda_{0,\text{exp}}$ verwendet werden. Auch dieser Effekt läßt sich mit Hilfe der beschriebenen Rechnung erfassen (siehe ebenfalls Abbildung 3.3). Insgesamt sind diese Rechnungen für das ganze Spektrum möglicher Magnetfelder und Temperaturen im Voraus durchgeführt und tabelliert worden, sodaß bei der Auswertung nur noch wahre Temperatur bzw. Korrekturfaktor und zentrale Wellenlänge dieser Tabelle entnommen werden müssen.

4. Experiment

Es wird ein Überblick über das Fusionsexperiment TEXTOR und den Aufbau sowie die Funktionsweise des Dynamischen Ergodischen Divertors gegeben. Ausführliche Beschreibungen finden sich in [33] (TEXTOR) und [13] (DED).

4.1. Der Tokamak TEXTOR

Der Tokamak TEXTOR (Tokamak Experiment for Technology Oriented Research) ist ein mittelgroßer Tokamak mit einem großem Radius von $R_0 = 1.75$ m, kreisförmigem poloidalem Querschnitt und einem kleinen Radius von $a = 0.47$ m. 16 Toroidalfeldspulen erzeugen ein toroidales Magnetfeld von maximal 3 T. Durch den Haupttransformator ist ein Plasmastrom von maximal 800 kA für die Dauer von bis zu 10 s möglich. Darüberhinaus ist TEXTOR mit zusätzlichen Heizsystemen durch Elektronen- und Ionenzyklotronresonanz sowie zwei Neutralstrahlinjektoren ausgestattet, die eine Heizleistung von insgesamt 9 MW deponieren können. In der Standardkonfiguration zeigt der Plasmastrom in die sogenannte *co*-Richtung und das Toroidalfeld in *counter*-Richtung (siehe Abbildung 4.1).

Das Plasma wird durch Elemente aus Graphit (Limiter) begrenzt, deren Position den maximalen geometrischen Plasmaradius bestimmt. Der Radius wird kleiner, wenn das Plasma nach innen auf die Divertorkacheln des Dynamischen Ergodischen Divertors zu geschoben wird. In dieser Arbeit wurden Messungen in unverschobener und verschobener ($R_0 = 1.68$ m, $a = 0.40$ m) Lage durchgeführt. Die Plasmen waren ohmsch oder zusätzlich geheizt durch Neutralstrahlinjektion. Am Heizstrahl in *co*-Richtung werden mit einem tangentialen Beobachtungssystem von $R = 1.74$ - 2.05 m die *toroidalen* Rotationsprofile gemessen. Standardparameter wie die Elektronentemperatur und -dichte, die in dieser Arbeit zur Auswertung verwendet wurden, stammen von einem Elektronenzyklotronemissionssystem (ECE) und einem Neunkanal-HCN-Interferometer [34].

4.2. Der Dynamische Ergodische Divertor

Der Dynamische Ergodische Divertor besteht aus 16 Spulen, die den Torus im Innern des TEXTOR-Gefäßes helikal auf der Hochfeldseite umlaufen (Abbildung 4.2). Sie decken

4. Experiment

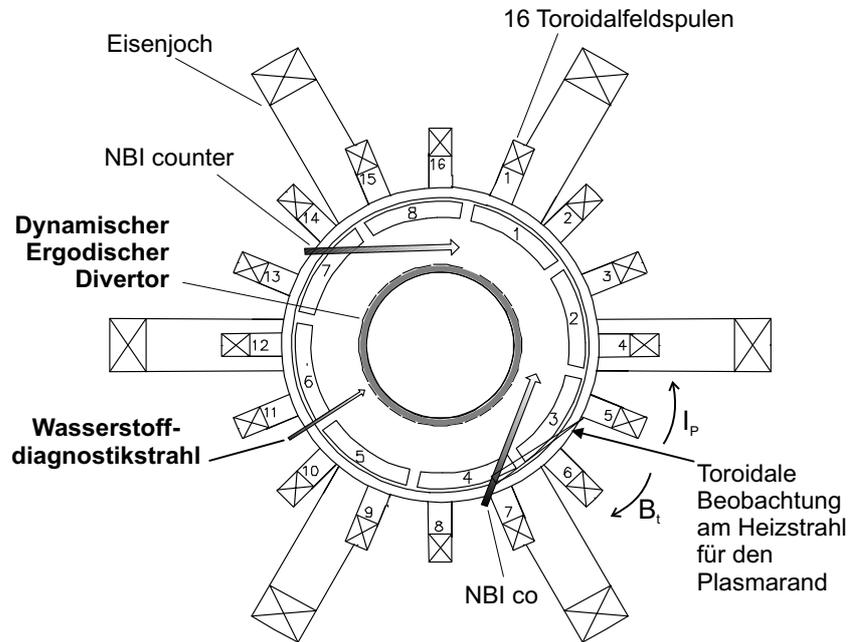


Abbildung 4.1.: Aufsicht des Tokamak-Experiments TEXTOR

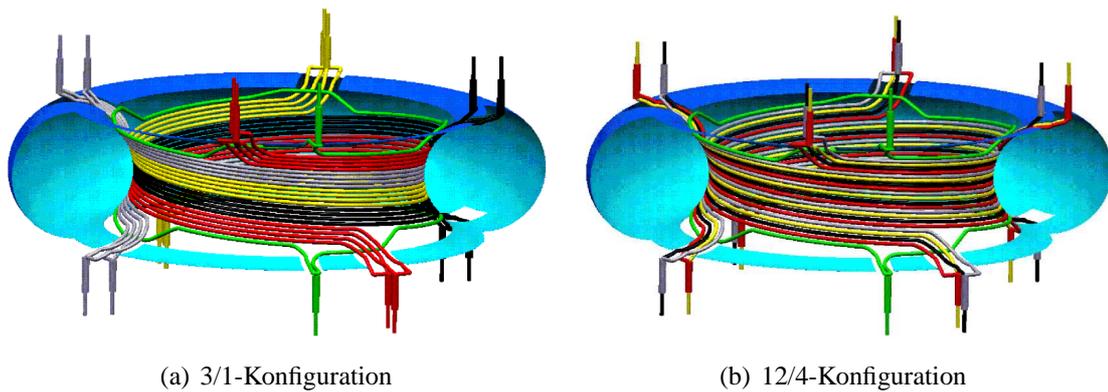


Abbildung 4.2.: Aufbau des Dynamischen Ergodischen Divertors auf der Hochfeldseite von TEXTOR. Gezeigt sind die in dieser Arbeit verwendeten Spulen-Konfigurationen

dort 72° in poloidaler Richtung ab, und jede Spule beschreibt einen vollständigen toroidalen Umlauf, wobei der Neigungswinkel den Feldlinien der $q = 3$ -Fläche auf der Hochfeldseite angepaßt ist.

Die Verschaltung der Spulen bestimmt das Modenspektrum des Störfeldes. In der 3/1-Konfiguration (Bild 4.2a)) werden jeweils vier Einzelspulen zusammengefaßt betrieben, sodaß zwei Quadrupel als Hin- und die beiden anderen als Rückleitung dienen. In der 12/4 Konfiguration (Bild 4.2b)) werden die Spulen einzeln betrieben, sodaß innerhalb eines jeden Quadrupels zwei Hin- und zwei Rückleiter liegen.

In beiden Konfigurationen ist ein statischer Betrieb mit Gleichstrom möglich, oder ein dynamischer mit Frequenzen von 50 Hz oder (1-10) kHz. Letzterer entspricht einer Rotation des Störfeldes am Plasmarand von (12-2400) m/s in poloidaler Richtung.

Die Stärke der magnetischen Störung ist proportional zum wirksamen Spulenstrom I_{eff} . Im statischen Betrieb entspricht dies der Amplitude I_0 durch die einzelnen Spulen. Im dynamischen Betrieb dagegen ist der effektive Strom I_{eff} pro Spule kleiner. Die Phasenverschiebung von 90° zwischen den Strömen I_1 und I_2 benachbarter Spulen bewirkt, daß die wirksame Amplitude in Form einer $(|\sin(x)| + |\cos(x)|)$ -Funktion moduliert ist mit einer Periode von $\pi/2$ (Abbildung 4.3, Mitte). Der effektive Strom pro Spule ergibt sich daraus zu

$$I_{eff} = \frac{I_0}{2} \cdot \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} (|\sin(x)| + |\cos(x)|) dx \quad (4.1)$$

$$\approx 0.6 \cdot I_0 \quad .$$

Die Stärke des Störfeldes am Ort r wird durch $\delta B_r \propto \left(\frac{r}{r_{Spule}}\right)^{m_{eff}-1}$ beschrieben mit der effektiven Modenzahl m_{eff} , die beispielsweise in der 12/4-Konfiguration aufgrund toroidaler Effekte 20 beträgt. Daher fällt hier das Störfeld wie bei einem Multipol hoher Ordnung radial sehr schnell ab und erzeugt feine Strukturen in der magnetischen Topologie am Plasmarand. Dagegen kann das 3/1-Feld mit niedrigerer Modenzahl sehr tief, bis zur $q = 2$ -Fläche, eindringen.

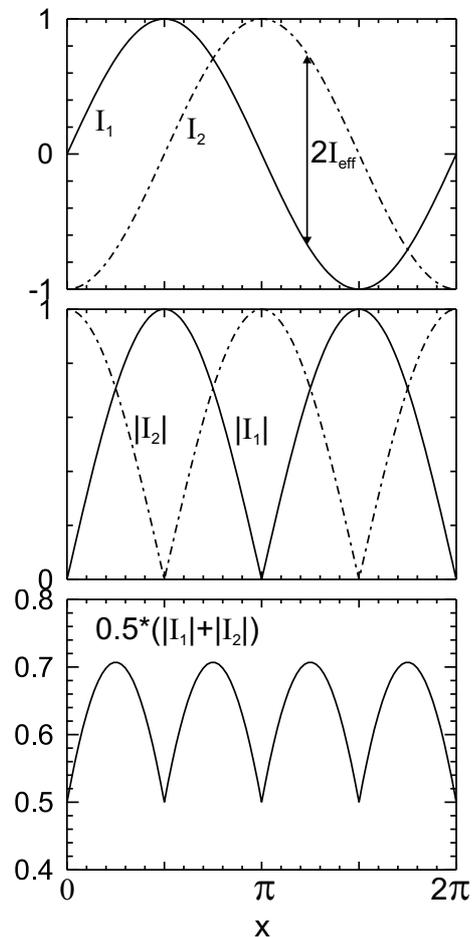


Abbildung 4.3.: Zur Berechnung des effektiven Spulenstroms im dynamischen Betrieb zum Vergleich mit dem statischen Betrieb.

4.3. Richtungen an TEXTOR

Abbildung 4.3 gibt einen Überblick der verschiedenen Richtungsbezeichnungen entlang der toroidalen und poloidalen Richtung. In der Standardkonfiguration an TEXTOR fließt der Plasmastrom I_p bei Aufsicht auf den Torus gegen den Uhrzeigersinn und entgegengesetzt zum toroidalen Magnetfeld B_ϕ . Diese Richtung wird als die *toroidale co-Richtung* bezeichnet.

Folglich ist das vom Plasmastrom erzeugte poloidale Magnetfeld B_θ im hier dargestellten poloidalen Querschnitt im Uhrzeigersinn orientiert. Diese Richtung definiert die *poloidale co-Richtung*.

Im dynamischen Betrieb des DED rotiert das DED-AC⁺-Störfeld counter, das DED-AC⁻-Störfeld rotiert co.

Die Blickrichtung des Beobachtungssystems auf der Niederfeldseite von oben nach unten bedeutet, daß eine poloidale Bewegung des Plasmas in co-Richtung mit einer positiven Rotation, eine Bewegung in counter-Richtung mit einer negativen Rotation verbunden ist.

Diese technischen und diagnostischen Richtungen dürfen nicht mit dem polaren Tokamak-Koordinatensystem verwechselt werden, welches einem mathematischen rechts-händigen Koordinatensystem entspricht. Darin weist die θ -Koordinate entgegen der oben definierten positiven Rotation. Zur korrekten Anwendung z. B. in der radialen Kraftgleichung müssen die Vorzeichen dann entsprechend angepaßt werden.

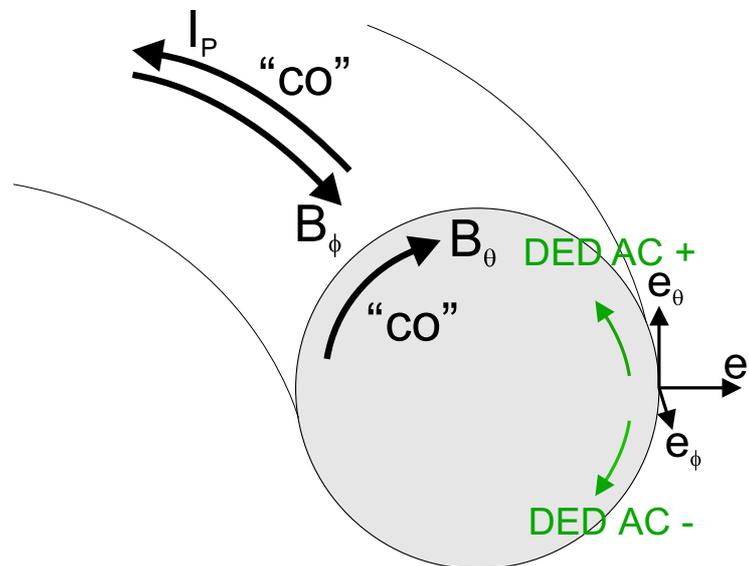


Abbildung 4.4.: Standardkonfiguration von Plasmastrom und Magnetfeld an TEXTOR, das Tokamak-Koordinatensystem (e_r, e_θ, e_ϕ) und die Drehrichtung des DED-Feldes im dynamischen Betrieb. Zusätzlich ist die Richtung der diamagnetischen Drift von Ionen und Elektronen angezeigt.

5. Diagnostik und experimentelle Durchführung

Zur aktiven Ladungsaustauschspektroskopie an Kohlenstoff, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, wurde in dieser Arbeit ein hochenergetischer Wasserstoffdiagnostikstrahl [35] verwendet. Die niedrige Divergenz des Strahls ermöglicht Messungen von Rotations-, Dichte- und Ionentemperaturprofilen mit hoher räumlicher Auflösung. Der erste Teil dieses Kapitels behandelt die Erzeugung des Strahls sowie dessen Charakterisierung. Letzteres spielt im Hinblick auf die Strahlzusammensetzung eine große Rolle, da diese direkten Einfluß auf die Stärke des Ladungsaustauschsignals hat und in dieser Arbeit deutlich verbessert werden konnte.

Der zweite Teil beschreibt das Beobachtungssystem. Auf der Plasmaseite besteht es aus Sichtlinien in der poloidalen Ebene, womit dopplerspektroskopisch die poloidale Plasmarotation erfaßt wird. Die Einführung von Sichtlinien, die sowohl in als auch entgegen dieser Richtung blicken, gewährleistet die präzise Kalibrierung der Rotationsmessung. Ein spektral hochauflösendes Echelle-Spektrometer sorgt für die ausreichende Auflösung der nur wenige km/s betragenden Rotation.

Die Messungen in dieser Arbeit bestehen neben dem aktiven Ladungsaustausch auch aus passiver Spektroskopie. Der letzte Teil des Kapitels skizziert die Durchführung und den Gang der Datenauswertung dieser beiden Vorgehensweisen.

5.1. Der Wasserstoffdiagnostikstrahl

Aufbau und Funktionsweise

Der hochenergetische Wasserstoffstrahl zur Ladungsaustauschspektroskopie wird von einem komplexen Injektionssystem erzeugt (Abbildung 5.1). Für ihn wird – solange keine Verwechslung mit den Heizstrahlen entstehen kann – im Folgenden auch die Bezeichnung *Diagnostikstrahl* oder nur *Strahl* verwendet. Weitere Details sind in [22, 36] zu finden.

Den Hauptbestandteil zur Erzeugung des Strahls stellt die Hochfrequenz-Ionenquelle dar, die aus der Plasmabox und der 4-Gitter-Ionenoptik besteht. Die Plasmabox ist ein zylindrischer Topf von ungefähr 10 cm Durchmesser aus einer Al_2O_3 -Keramik, den eine Hochfrequenzspule mit sechs Windungen als Antenne umgibt. Während einer Entladung strömt kontinuierlich Wasserstoffgas mit einem Durchfluß von 2 mbar·l/s von der Rück-

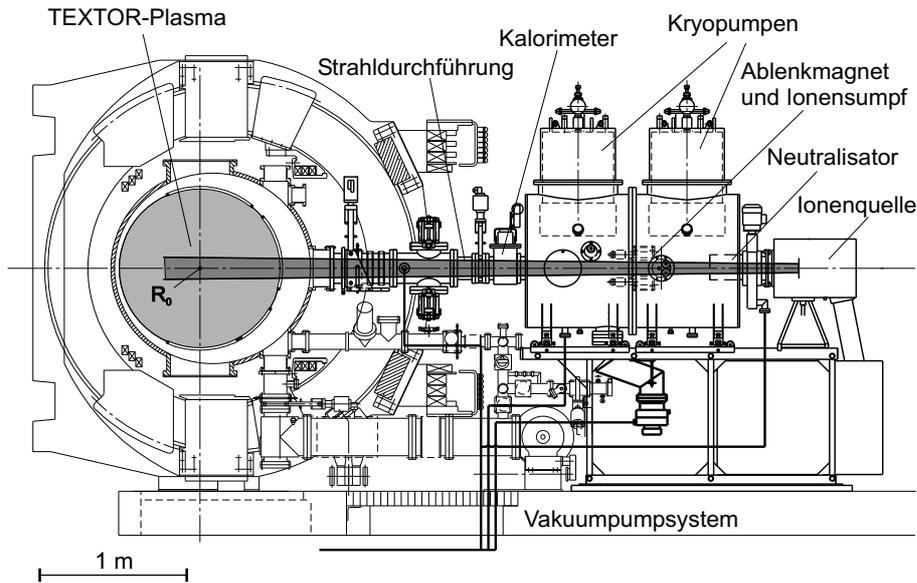


Abbildung 5.1.: Aufbau des Wasserstoffdiagnostikstrahl-Injektors an TEXTOR. Wesentliche Komponenten sind die Hochfrequenz-Ionenquelle zusammen mit der 4-Gitter-Ionenoptik, die Neutralisator-Kammer und das Kalorimeter zur Messung des Strahlprofils. Der Ablenkmagnet entfernt nicht-neutralisierte Strahlteilchen. Der Strahl wird radial injiziert.

seite in die Quelle. Das von der Antenne erzeugte Hochfrequenzfeld von 4.5 MHz koppelt induktiv in das Plasma ein. Ein einmaliger Spannungspuls von 3kV, initiiert von einer Elektrode neben dem Gaseinlaß, zündet die Entladung, die mit einen Ionisationsgrad von $\approx 1.5\%$ [37] brennt.

Ein System aus vier auf unterschiedlichen elektrischen Potentialen liegenden Gittern extrahiert die Ionen und beschleunigt sie auf eine Energie von 50keV. In der folgenden Neutralisationskammer wird der Ionenstrahl durch Ladungsaustausch mit neutralem Wasserstoff-Hintergrundgas neutralisiert. Hierfür reicht das Restgas aus nicht-ionisiertem Wasserstoff aus, der aus der Quelle strömt, um die maximale Neutralisationseffizienz von (60-70)% zu erreichen. Die Restionen werden mit einem Ablenkmagneten aus dem Strahl entfernt, da diese später nicht zum Ladungsaustausch im TEXTOR-Plasma beitragen und ansonsten nur eine unnötige Verdünnung des Plasmas bewirken würden.

Volle Strahlenergie	50 keV
Ionenstrom	(1.5-2.0) A
Neutralisationseffizienz	(60-70) %
Speziesverteilung in der Quelle $H^+ : H_2^+ : H_3^+ : H_2O^+$ [%]	66:18:14:2
Strahldivergenz	$\pm 0.55^\circ$
Strahlbreite (1/e-Breite) im Plasma	8 cm
Pulsdauer	(0.5-4) s
Modulationsfrequenz	10Hz

Tabelle 5.1.: Charakteristische Parameter des Diagnostikstrahls

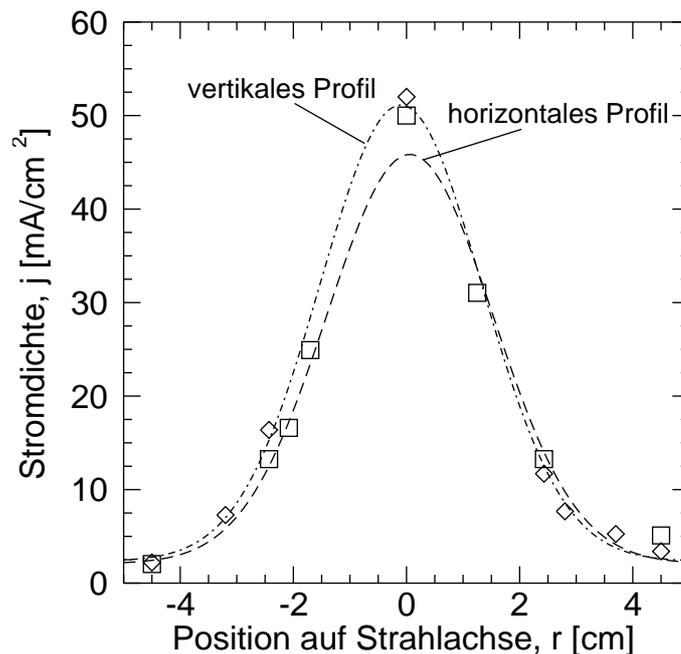


Abbildung 5.2.: Profil des Wasserstoffstrahls entlang der vertikalen und horizontalen Achse, gemessen mit dem Kalorimeter in 2 m Entfernung von der Ionenquelle. Die 1/e-Breite beträgt hier 4 cm, zwei Meter weiter im Plasma 8 cm.

Strahlcharakterisierung

Drei Diagnostiken ermöglichen die Charakterisierung des Strahls:

Eines der Ionengitter liegt auf leicht negativem Potential, um den Rückfluß von Elektronen in die Quelle zu verhindern. An diesem Gitter wird der Ionenstrom gemessen, der bei der angegebenen Gasflußrate zwischen 1.5 A und 2 A liegt.

Durch die Form der Gitter wird erreicht, daß der Fokus des Strahls bei einer Divergenz von nur 0.55° ungefähr vier Meter vor der Quelle im TEXTOR-Plasma liegt. Mit Hilfe eines Kalorimeters, das in zwei Metern Entfernung von der Quelle, also auf halber Strecke zum Fokus, in den Strahl gehalten werden kann, läßt sich das Strahlprofil vermessen. Wie Abbildung 5.2 zeigt, läßt es sich gut durch ein Gaußprofil beschreiben. Eine charakteristische Größe ist die Breite des Strahls bei einem Abfall der Intensität auf das 1/e-fache der maximalen Intensität, die sogenannte 1/e-Breite. Aus diesen Profilen läßt sich erkennen, daß sie zwei Meter weiter im TEXTOR-Plasma 8 cm beträgt.

Ein System zur spektroskopischen Beobachtung der Strahlemission ermöglicht die Bestimmung der Strahlzusammensetzung [38]. Diese beeinflußt zusammen mit der absoluten Stärke des Strahls die Intensität des Ladungsaustauschsignals, worauf im Folgenden näher eingegangen wird.

5. Diagnostik und experimentelle Durchführung

Im Quellenplasma bilden sich neben H^+ -Ionen auch die molekularen Verbindungen H_2^+ und H_3^+ , wofür Rekombination der atomaren Ionen an der Oberfläche der Plasmabox verantwortlich gemacht wird [39]. Bei einer oxidhaltigen Keramik wie im vorliegenden Fall kann zudem Sauerstoff freigesetzt werden [40], der zur Bildung schwerer molekularer Ionen wie H_2O^+ führt [41]. Bei der Neutralisation dissoziieren die molekularen Ionen, sodaß wegen der unterschiedlichen Massen Strahlteilchen mit der vollen, halben, drittel (und gegebenenfalls 1/18) der ursprünglichen Energie von 50 keV entstehen. Den wichtigsten Beitrag zum späteren Ladungsaustausch mit Kohlenstoff leisten die Protonen mit voller Energie (vgl. Abschnitt 3.1 und Abbildung 3.1).

Das Verhältnis der Strom- oder Teilchendichten der einzelnen Strahlkomponenten zueinander, die sogenannte *Speziesverteilung*, läßt sich durch Spektroskopie an der Strahlemission bestimmen. In Stößen mit dem Hintergrundgas werden die Strahlteilchen angeregt, während die Abregung bei Drücken $< 10^{-4}$ mbar ausschließlich durch Abstrahlung stattfindet (*Corona-Gleichgewicht*). Die Energien der Teilchen entsprechen unterschiedlichen Geschwindigkeiten in Strahlrichtung, die sich bei Beobachtung unter dem Winkel α (siehe Abbildung 5.3) als dopplerverschobene H_α -Linien trennen lassen. Mit Hilfe eines Modells, welches die Neutralisations- und Anregungsprozesse beschreibt [42], lassen sich aus dem Verhältnis der Linienintensitäten die relativen Strom- und Teilchendichten sowohl in der Quelle als auch im neutralen Strahl rekonstruieren.

Abbildung 5.4(a) zeigt ein H_α -Spektrum der Strahlemission zu Beginn dieser Arbeit. Die aus dem Modell abgeleitete Verteilung der Stromdichte in der Quelle beträgt $H^+ : H_2^+ : H_3^+ : H_2O^+ = 25\% : 25\% : 35\% : 15\%$ mit einem sehr geringen Protonen- und einem hohen Wasseranteil.

Aus diesem Grunde wurde die vorhandene Plasmabox gegen eine weiterentwickelte Version ausgetauscht, bei der die Innenseite mit reaktionsträgen Bor-Nitrid-Plättchen bedeckt ist. Zusätzlich wurde die RF-Antenne auf der Außenseite von Ferrit-Halbringen abgedeckt, sodaß Streufelder minimiert und die Einkopplung der RF-Leistung erhöht werden.

Durch diese Maßnahme hat sich die Speziesverteilung deutlich zugunsten des Protonenanteils auf $66\% : 18\% : 14\% : 2\%$ erhöht (Abbildung 5.4(b)). Sowohl der Wasseranteil ist wegen des fehlenden Plasma-Kontakts zur Al_2O_3 -Oberfläche gesunken, als auch der Protonenanteil gestiegen. Hierfür ist der niedrigere Rekombinationskoeffizient der Bor-Nitrid-Oberfläche verantwortlich [37]. Die für das spätere Ladungsaustauschsignal mit Kohlenstoff relevante Neutraldichte der vollen Energiekomponente beim Eintritt ins TEXTOR Plasma ist von $4.5 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ (5%) auf $1.2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ (22%) gestiegen.

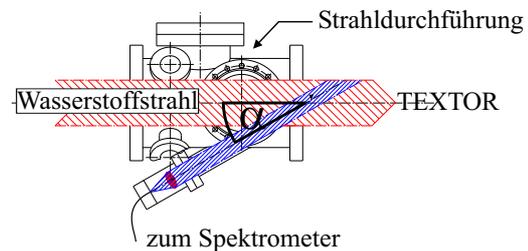


Abbildung 5.3.: Beobachtung der Strahlemission zur Bestimmung der Speziesverteilung.

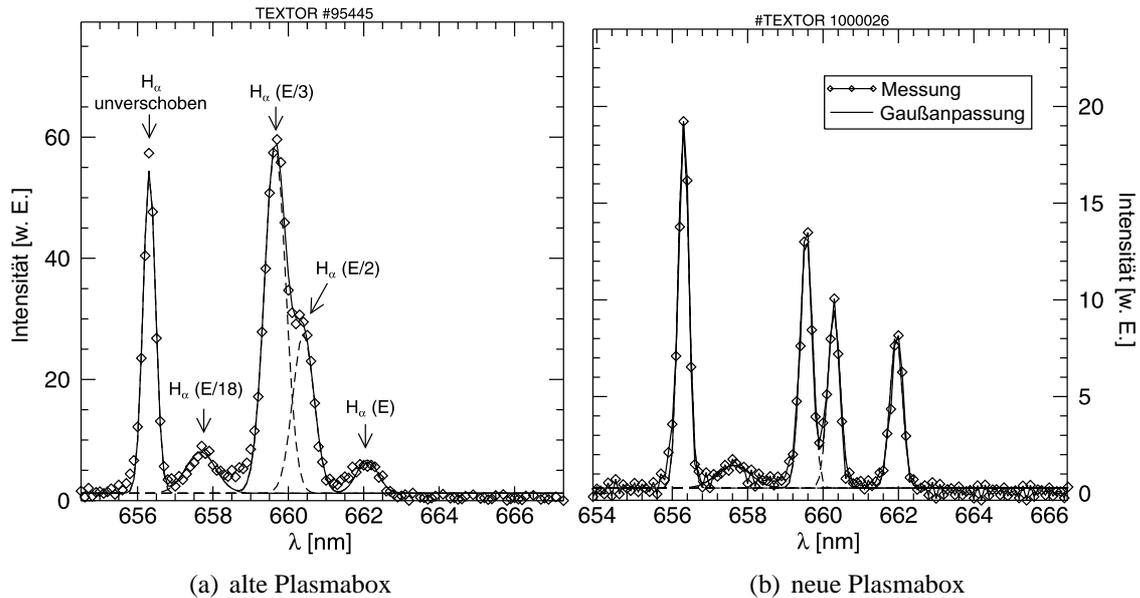


Abbildung 5.4.: H_{α} -Strahlemissionsspektren des Diagnostikstrahls für die alte (a) und die neue (b) Plasmabox. Mit der neuen Plasmabox ist das Verhältnis der vollen Energiekomponente zu den anderen Komponenten deutlich gestiegen.

5.2. Das Beobachtungssystem

Erst die Kombination aus niedriger Strahldivergenz zusammen mit einer vertikalen Beobachtung ermöglicht die gute radiale Auflösung und Lokalisierung der gemessenen Profile. Abbildung 5.5 zeigt den Aufbau des Beobachtungssystems am Plasmarand im poloidalen Querschnitt, Abbildung 5.6 verdeutlicht den optischen Weg der Abbildung. Der Wasserstoffstrahl wird von oben und unten betrachtet.

Das obere System bildet den Strahl von $R = (2.00-2.23)$ m mit Hilfe zweier abbildender Linsen und einer Feldlinse auf 17 Lichtleiter (Innendurchmesser = 0.6 mm, Außendurchmesser = 0.8 mm) außerhalb des TEXTOR-Gefäßes ab. Durch das Abbildungsverhältnis von 17:1 beobachtet jeder einzelne Lichtleiter einen Fleck von 1 cm Durchmesser am Ort des Strahls. Die erste abbildende Linse und die Feldlinse befinden sich in einem Teleskopsystem, welches zur Beobachtung in das Gefäß hinein- und bei Nichtgebrauch herausgefahren werden kann. Dadurch ist einerseits der Öffnungswinkel und damit der beobachtete Bereich möglichst groß, andererseits wird die erste Linse vor der Beschichtung durch TEXTOR-Konditionierungsplasmen geschützt.

Drei weitere Lichtleiter beobachten den gleichen radialen Bereich von der Unterseite her. Sie sind toroidal und radial so ausgerichtet, daß jeder an genau die gleiche Stelle blickt wie einer von oben. Hier befindet sich die abbildende Linse (Abbildungsverhältnis 17:1) außerhalb des TEXTOR-Gefäßes direkt hinter einem Glasfenster.

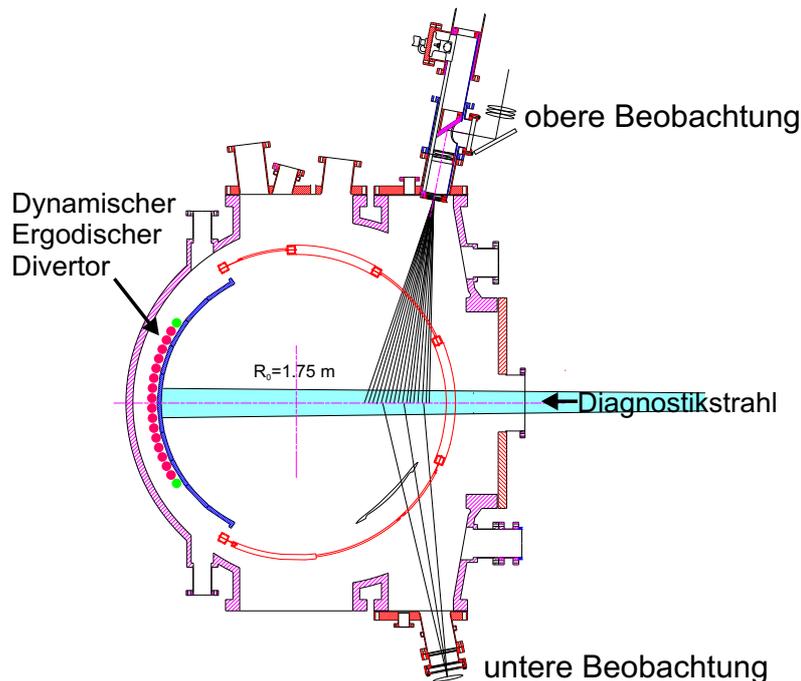


Abbildung 5.5.: Aufbau des Beobachtungssystems am Plasmarand zur Ladungsaustauschspektroskopie am Diagnostikstrahl. Es beobachtet einen radialen Bereich von $R = (2.00-2.23)$ m. Die zusätzlichen Sichtlinien von unten ermöglichen die Kalibrierung und präzise Vermessung der Plasmarotation.

Zwar beträgt die radiale Auflösung eines jeden Lichtleiters durch die Abbildung alleine nur 1 cm, diese wird aber erhöht wegen des leicht geneigten Blicks durch den 8 cm breiten Strahl. Die endgültige radiale Auflösung reicht von 1.2 cm am Plasmarand bis 3.5 cm auf dem innersten Kanal. Da jeder Lichtleiter einer radialen Position entlang des Strahls zugeordnet werden kann, wird im Folgenden auch die Bezeichnung *Raumkanal* verwendet.

Die zusammen 20 Lichtleiter werden aus dem TEXTOR-Bunker herausgeführt und gemeinsam auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet. Ein Abbildungsverhältnis von 1:0.7 gewährleistet, daß am Ausgang des Spektrometers alle Raumkanäle auf den 12 mm hohen CCD-Detektor passen. Eine genaue Charakterisierung des Spektrometers erfolgt im übernächsten Abschnitt.

Am Ausgang des Spektrometers befindet sich ein wassergekühlter zweistufiger Bildverstärker (Proxitronic BV 2562 FZ-V, Verstärkung 10^2-10^6), dessen Austrittsfenster im Verhältnis 1:1 auf den CCD-Chip einer digitalen Kamera (Dalstar 1M30P, 12 bit, 1024×1024 pixel á $12 \times 12 \mu\text{m}$) abgebildet wird. Die Kamera nimmt die in vertikaler Richtung angeordneten Spektren aller Raumkanäle auf und leitet die Daten an einen Meßcomputer weiter, von wo aus sie auf das zentrale Datenerfassungssystem (TEXTOR Web Umbrella, [43]) geschrieben werden. Der lichtführende Kern eines jeden Lichtleiters beleuchtet jeweils 36 Kamerazeilen und ist durch ca. 12 unbeleuchtete Zeilen von seinem Nachbarn

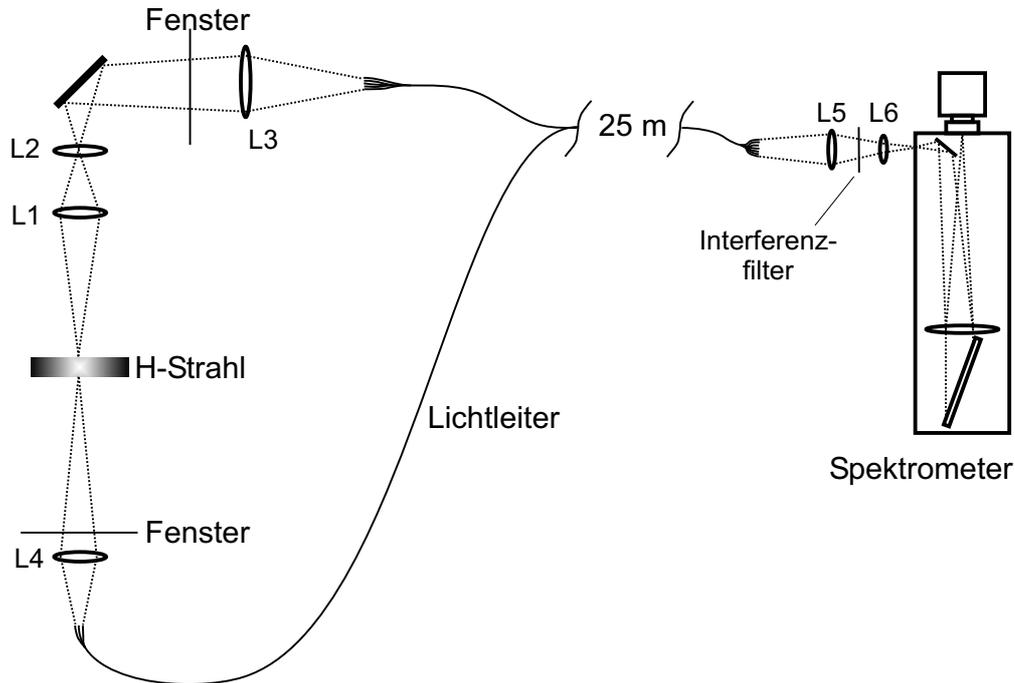


Abbildung 5.6.: Schema des optischen Weges: Abbildung des Beobachtungsvolumens im TEXTOR-Plasma auf die Lichtleiter, Übertragung zum Spektrometer und Durchgang zur CCD-Kamera.

Linse	\varnothing [mm]	f [mm]
L1 (2x)	250	50
L2 (2x)	190	80
L3 (3x)	190	80
L4 (1x)	50	80
L5 (2x)	31.5	120
L6 (1x)	31.5	100
Spektrometer		
Littrow-Geometrie Echelle Gitter, $79.015 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ $f = 1 \text{ m}$ $NA = 0.05$		
Lichtleiter		
$\varnothing(\text{innen}) = 0.6 \text{ mm}, NA = 0.4$		

Tabelle 5.2.: Verwendete optische Komponenten im Beobachtungssystem des Diagnostikstrahls

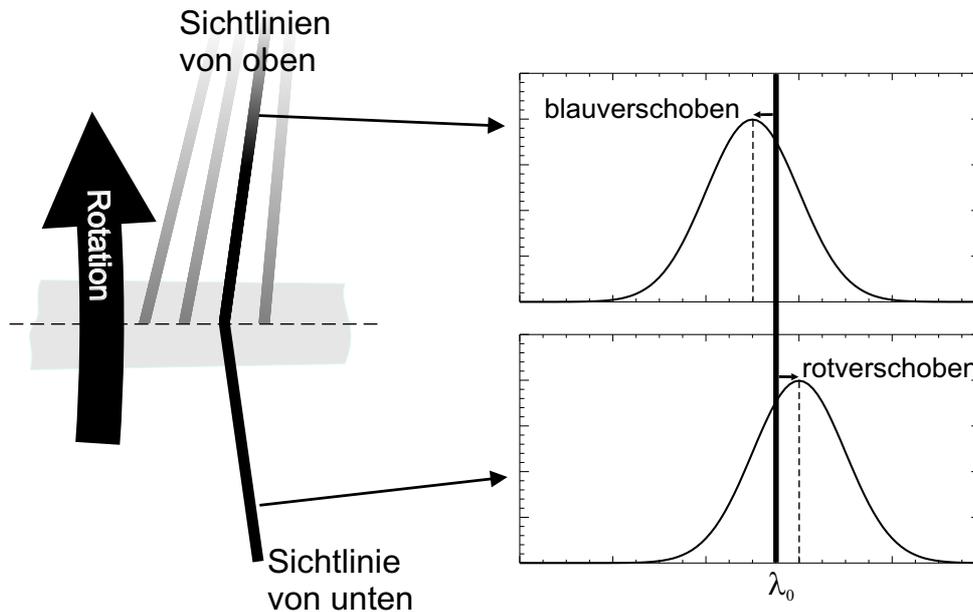


Abbildung 5.7.: Prinzip der differentiellen Dopplerspektroskopie mittels von oben und unten auf den Diagnostikstrahl blickender Sichtlinien. Die beiden schwarz markierten beobachten das selbe Plasmavolumen und sehen eine Plasmarotation sowohl rot- als auch blauverschoben. Die Mitte zwischen beiden Spektren definiert die Position der unverschobenen Wellenlänge λ_0 . In diesem Beispiel rotiert das Plasma nach oben.

getrennt. Zur Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses können bereits vor dem Auslesen jeweils maximal 8 Zeilen von der Kamera aufsummiert und als eine Zeile ausgelesen werden (binning). Pro Kanal verbleiben nur noch jeweils 4-5 beleuchtete und 1-2 dunkle Zeilen. Die beleuchteten Zeilen werden noch einmal von der Meßsoftware zu einer einzigen gebinnt und anschließend als jeweils ein Kanal gespeichert. Die charakteristischen Daten des Spektrometersystems sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

5.2.1. Differentielle Dopplerspektroskopie

Die von unten und oben blickenden Lichtleiter dienen der absoluten Wellenlängenkali-
brierung der Rotationsmessung. Jeder der unteren Lichtleiter beobachtet dasselbe Plas-
mavolumen wie einer der Lichtleiter von oben (Abbildung 5.7). Ein solches Kanalpaar
registriert eine Plasmabewegung in poloidaler Richtung gleichzeitig rot- und blauverschoben.
Wenn die oberen und unteren Lichtleiter gemeinsam auf denselben CCD-Detektor
abgebildet werden, läßt sich die Position in der Mitte der beiden dopplerverschobenen
Spektren der Ruhewellenlänge λ_0 zuordnen und fixiert damit für alle anderen auf den
Detektor abgebildeten Raumkanäle die Wellenlängachse. Für diese Methode der diffe-
rentiellen Dopplerspektroskopie reicht prinzipiell *ein* Referenzkanal von unten aus. Die

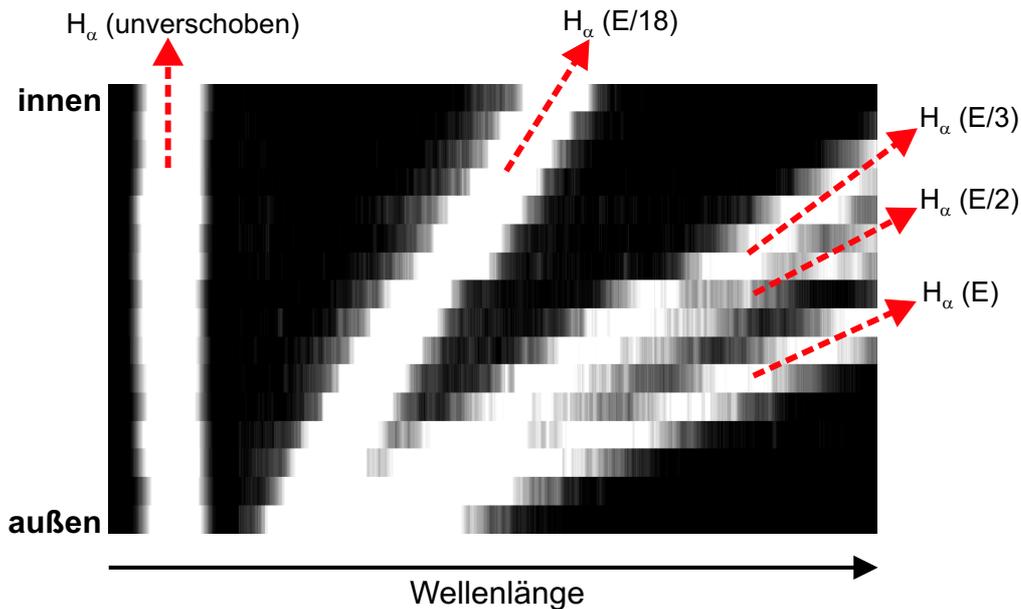


Abbildung 5.8.: Zweidimensionale Aufnahme eines Strahlemissionsspektrums zur Radiuskalibrierung. Zu sehen sind die H_α -Spektren der unverschobenen Komponente des Hintergrundes sowie der dopplerverschobenen Strahlkomponenten bei $1/18$, $1/3$, $1/2$ und voller Energie (bei dieser Aufnahme ist die $1/18$ -Komponente ungewöhnlich stark). Die Raumkanäle sind entlang der vertikalen Achse angeordnet, sodaß sich das Spektrum einer jeden Zeile einer radialen Position in TEXTOR zuordnen läßt.

Verwendung mehrerer (hier: drei) stellt die Kalibrierung auch bei verschobenen Plasmen sicher und dient zusätzlich zur redundanten Überprüfung der Methode.

Der Vorteil der differentiellen Dopplerspektroskopie gegenüber der Kalibrierung mit einer Spektrallampe besteht zum einen darin, zeitnah bei jeder Messung stattzufinden und das zu messende Spektrum nicht mit der zusätzlichen Fremdlinie zu stören. Zusätzlich wird durch das Erfassen der zweifachen Dopplerverschiebung der Fehler in der Kalibrierung halbiert.

Der Winkel α , den die Sichtlinien durch ihre leichte Neigung mit der poloidalen Rotation einschließen, wächst von 2° am Plasmarand bis zu 22° innen. Die Korrektur der gemessenen Geschwindigkeit um den Faktor von maximal $1/\cos(22^\circ) = 1.08$ ist gegenüber den Meßfehlern vernachlässigbar.

Neben einer absoluten Radiuskalibrierung der Lichtleiter ist es für die differentielle Dopplerspektroskopie notwendig, die Beobachtungspositionen der oberen und unteren Lichtleiter möglichst genau zur Deckung zu bringen. Die konventionelle Methode besteht darin, die Lichtleiter vom Spektrometer aus mit einer Lichtquelle in das Gefäß zurückzuleuchten. In der Ebene des Diagnostikstrahls, also im Fokus des Abbildungssystems, ent-

5. Diagnostik und experimentelle Durchführung

steht das Bild der Lichtleiter in Form heller Kreise. Die Kreise der oberen und unteren Lichtleiter lassen sich auf diese Weise zur Deckung bringen und die absoluten radialen Positionen notieren.

Zur Durchführung dieser Methode muß das TEXTOR-Gefäß betreten werden, was normalerweise nur einmal im Jahr im Rahmen der Wartungsöffnung möglich ist. Während des Aufbaus des Systems mußte die Kalibrierung allerdings öfter überprüft werden, als auf diesem Wege möglich gewesen wäre.

Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine alternative Methode realisiert, die sich die Dopplerverschiebung der Strahlemission zunutze macht (Abbildung 5.8). Das Meßprinzip ist ähnlich wie zur Bestimmung der Speziesverteilung, nur wird hier das Beobachtungssystem in TEXTOR verwendet. Zur Erzeugung der Strahlemission im TEXTOR wird das Gefäß mit Wasserstoff bei 10^{-3} mbar gefüllt und das Beobachtungssystem auf die Wasserstoff-Emissionslinie H_{α} eingestellt. Da die Energie und damit die Geschwindigkeit der Strahlkomponenten bekannt sind, läßt sich aus der gemessenen Dopplerverschiebung der Spektrallinien der Winkel zwischen Sichtlinie und Diagnostikstrahl bestimmen. Weil alle Sichtlinien in der ersten abbildenden Linse zusammenlaufen, nimmt der Winkel zwischen den Sichtlinien und dem Diagnostikstrahl von außen nach innen leicht ab (vgl. Abbildung 5.5 und 5.7) und man erhält für jeden Raumkanal einen eigenen Winkel. Mit Hilfe der Position des Lots auf dem Strahl und der Lotlänge lassen sich den Winkeln radiale Positionen zuordnen und so die Lichtleiter justieren.

Abbildung 5.9 zeigt anhand eines Temperaturprofils, daß die resultierende Zuordnung der Positionen erfolgreich und stimmig ist, was an der Einreihung der unteren Beobachtungskanäle in den Verlauf der oberen Kanäle zu sehen ist. Es läßt sich allerdings auch erkennen, daß nur der innerste der unteren Kanäle genau zur radialen Überlappung mit einem oberen gebracht werden konnte. Eine feinere Verstellmöglichkeit kann hier zukünftig Abhilfe schaffen.

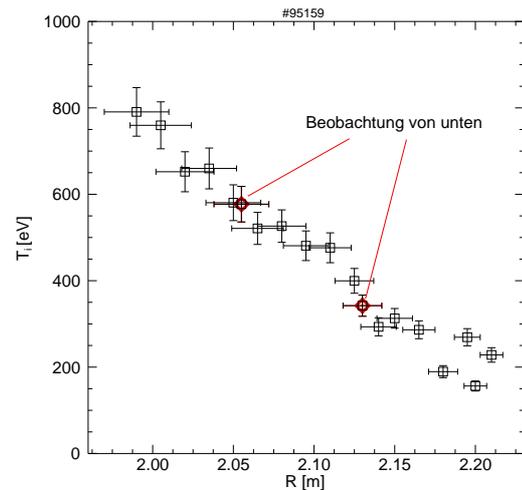


Abbildung 5.9.: Temperaturprofil mit anhand der Strahlemission justierten Beobachtungskanälen. Die Kanäle von unten (\diamond) reihen sich korrekt in den Verlauf der Kanäle von oben ein.

5.2.2. Charakterisierung des Spektrometers

Das verwendete Spektrometer besteht aus einem Reflexionsgitter mit niedriger Strichfrequenz n (Echelle-Gitter, $n = 79.015 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$), auf das die ein- und ausfallenden Lichtstrahlen

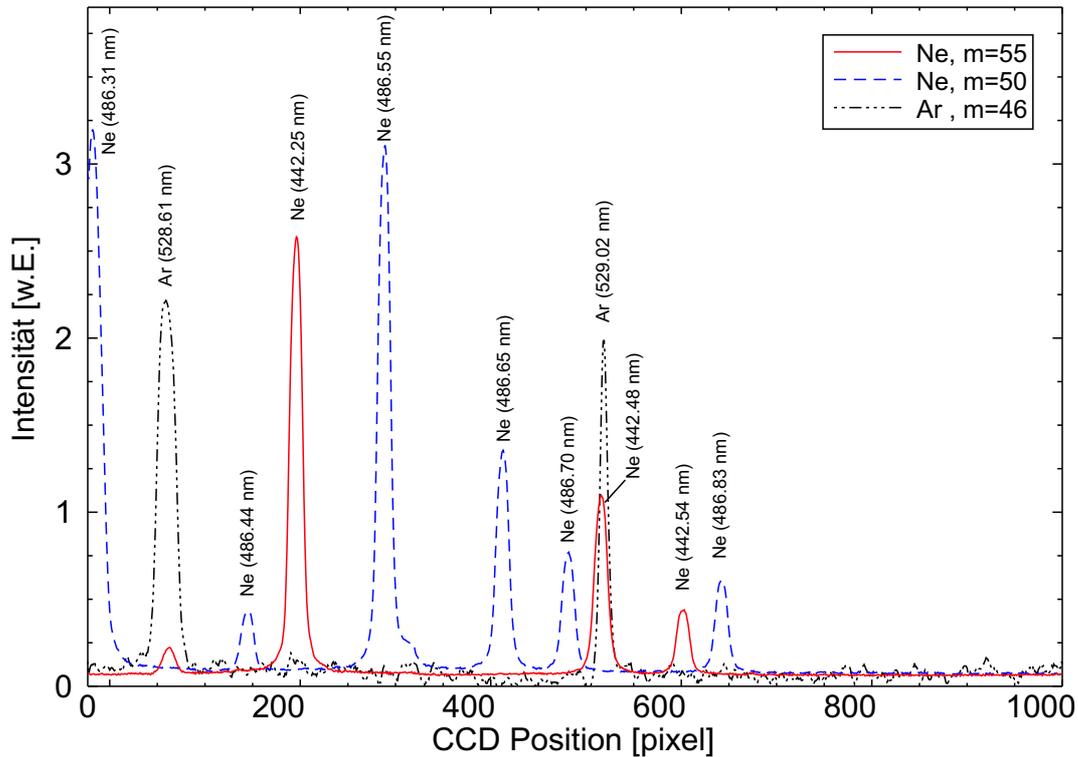


Abbildung 5.10.: Neon- und Argon-Lampenlinien verschiedener Ordnungen zur Bestimmung der Dispersion des CCD-Detektors. Das Spektrometer ist auf $\lambda = 529.0525$ nm, $m = 46$ eingestellt.

unter gleichem Winkel auftreten (Littrow-Anordnung). Die Gittergleichung

$$m \cdot \lambda = 2d \sin \gamma \quad , \quad d = \frac{1}{n} \quad (5.1)$$

beschreibt die Beugung von Licht der Wellenlänge λ in die Ordnung m , d ist der Abstand der Gitterlinien und γ der Ein- bzw. Ausfallswinkel zum Gitter.

Um eine hohe Effizienz des Gitters in dem Bereich um 500 nm zu erreichen, besitzt es einen Blaze-Winkel von 76° . Die niedrige Strichzahl ist der Tribut an diesen großen Winkel und die Gitterhöhe von 11 cm. Nach Gleichung 5.1 ergibt sich für die CVI(529)-Linie eine optimale Beugungsordnung von $m = 46$. Die erzielbare spektrale Auflösung wird weiter erhöht durch die große Brennweite des Spektrometers von $f = 1$ m.

Bei dieser hohen Ordnung wurde die Dispersion des Detektors bestimmt durch die gleichzeitige Aufnahme von Neon- und Argon-Linien verschiedener Ordnungen m bei ein- und derselben Gitterstellung (Abbildung 5.10). Dabei wurde ausgenutzt, daß bei festem Winkel $m_1 \cdot \lambda_1 = m_2 \cdot \lambda_2$ gilt. Die Dispersion ist über die gesamte Detektorbreite konstant und beträgt

$$D_{CVI} = (8.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \frac{\text{nm}}{\text{pixel}} \hat{=} 0.07 \frac{\text{nm}}{\text{mm}}. \quad (5.2)$$

5. Diagnostik und experimentelle Durchführung

Die poloidale Rotation wird über die Position einer Spektrallinie relativ zu einer Referenzposition ermittelt. Man kann annehmen, daß die Lage des Zentrums einer Linie durch computerunterstützte Analysemethoden auf 0.1 pixel genau angegeben werden kann. Der Bildverstärker reduziert diese Genauigkeit noch einmal um einen Faktor zwei, da dessen Segmente mit $22\mu\text{m}$ annähernd doppelt so groß sind wie die pixel des CCD-Detektors. Damit beträgt die mit diesem Aufbau prinzipiell kleinste auflösbare Rotation

$$|v_{\theta}^{\text{prin}}| = c \cdot \frac{D_{\text{CVI}} \cdot 0.2 \text{ pixel}}{529 \text{ nm}} \approx 100 \text{ m/s} \quad .$$

Der Detektor deckt eine spektrale Bandbreite von $D_{\text{CVI}} \cdot 1024 \text{ pixel} = 0.87 \text{ nm}$ ab. Die mit Hilfe einer Neon-Linie bei $\lambda = 529.8 \text{ nm}$ und bei einem Arbeitsspalt von $100\mu\text{m}$ bestimmte Apparatebreite beträgt 20 pixel. Ionentemperaturen am Plasmarand von 200 eV erzeugen mit der ermittelten Dispersion nach Gleichung 3.4 eine Linienbreite auf dem Detektor von 200 pixeln, sodaß die Apparatebreite keinen großen Einfluß bei der Temperaturbestimmung spielen wird.

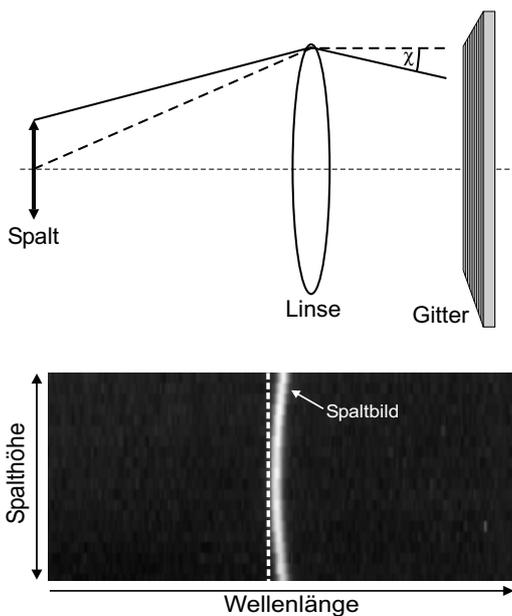


Abbildung 5.11.: Linienkrümmung durch die endliche Höhe von Spalt und Gitter.

Der entstehende Bogen wurde mit Hilfe einer Argon-Linie bei $\lambda = 529.0015 \text{ nm}$ vermessen, läßt sich als Polynom 2. Ordnung beschreiben und erlaubt damit die Korrektur für jeden der entlang der Spalthöhe angeordneten Raumkanäle.

Aufgrund der endlichen Höhe von Eintrittsspalt und Beugungsgitter kommt es zu einem Abbildungsfehler des Spektrometers, der sich als Krümmung des Spaltbildes äußert [44]. Licht der Wellenlänge λ_0 , welches von achsenfernen Punkten des Spaltes kommt, läuft hinter der Sammellinse im Spektrometer unter einem Winkel χ zur Horizontalen auf das Gitter zu. Das Gitter beugt jedoch nur die zu ihm senkrechte Komponente, welche der Wellenlänge

$$\lambda' = \frac{\lambda_0}{\cos(\chi)} > \lambda_0$$

entspricht und folglich stärker als λ_0 gebeugt wird. Somit erscheint das Bild achsenferner Spaltpunkte bei größeren Wellenlängen als die Spaltmitte. Der entstehende Bogen wurde mit Hilfe einer Argon-Linie bei $\lambda = 529.0015 \text{ nm}$ vermessen, läßt sich als Polynom 2. Ordnung beschreiben und erlaubt damit die Korrektur für jeden der entlang der Spalthöhe angeordneten Raumkanäle.

Zwar trägt die große Brennweite des Spektrometers zur hohen Auflösung bei, dies geht allerdings zu Lasten des Lichtdurchlasses. Dieser kann beim Übergang zwischen zwei

optischen Systemen mit dem Verhältnis der quadrierten numerischen Aperturen beider Systeme abgeschätzt werden. Obwohl das Gitter sehr hoch ist, gehen alleine bei der Einkopplung der Lichtleiter ins Spektrometer und der anschließenden Abbildung auf das Gitter 97 % des Lichtes verloren. Wenn die später erzielte Auflösung ausreicht, kann die Brennweite des Spektrometers herabgesetzt werden, um somit mehr Licht in das System zu lassen. Auch eine größere Abbildung der Lichtleiter auf den Spalt behebt dieses Problem von der anderen Seite her, wodurch allerdings in vertikaler Richtung auf dem Detektor mehr Platz für alle Raumkanäle zu berücksichtigen wäre.

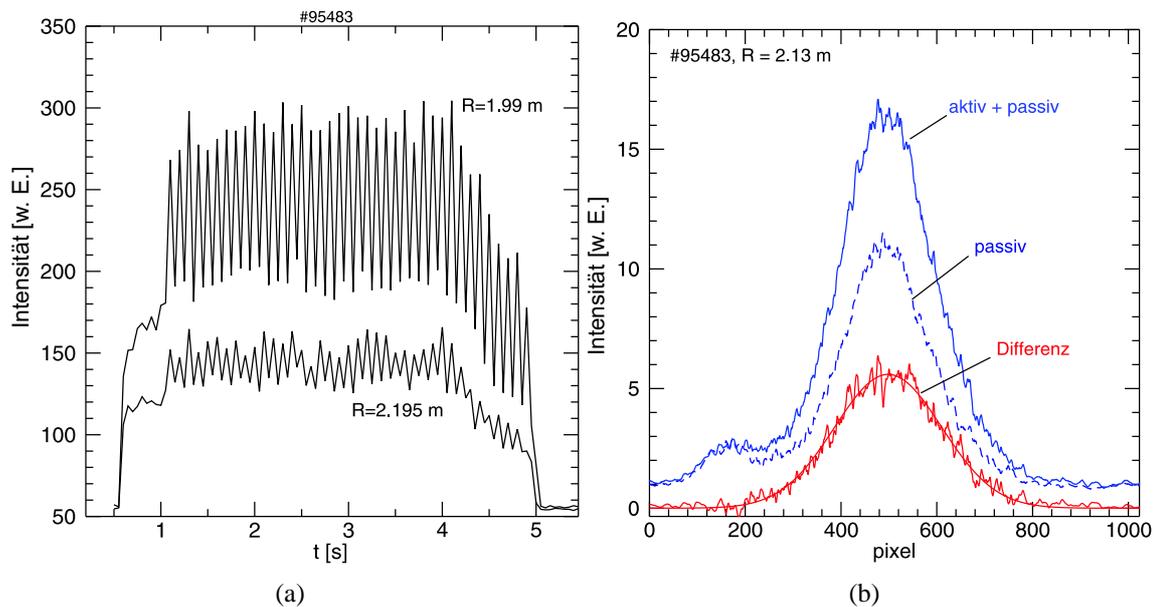


Abbildung 5.12.: a) Zeitspur des CVI-Signals während einer ohmschen Entladung auf dem innersten und dem äußersten Kanal ($\bar{n}_{e,0} = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Der Wasserstoffstrahl läuft moduliert mit 10 Hz von $t = (1-5) \text{ s}$. b) Gemittelte Spektren aus der Strahl-An Phase (aktiv+passiv) und der Strahl-Aus Phase (passiv) sowie deren Differenz (aktiv) bei $R = 2.13 \text{ m}$. Gezeigt ist zusätzlich die Gaußkurve, durch die sich das aktive Spektrum beschreiben läßt.

5.3. Durchführung der Messung und Auswertung

Aktive Ladungsaustauschspektroskopie mit dem Diagnostikstrahl

Abbildung 5.12(a) zeigt den Verlauf des CVI-Signals für den innersten und den äußersten Kanal während einer ohmschen Entladung. Die Modulationstiefe, das Verhältnis von aktivem zu passivem Signal, wächst in diesem Beispiel von 13 % außen auf 30 % innen. Damit liegt der äußere Kanal nahe an der Schwelle von 10 %, unterhalb derer die Auswertung erfahrungsgemäß nicht mehr möglich ist [22]. Bestimmende Parameter sind der radiale Verlauf des C^{6+} -Gehaltes (steigt nach innen an), die Intensität des Wasserstoffstrahls (wird nach innen abgeschwächt) und der Recyclingfluß von der Wand, der für das passive Untergrundsignal verantwortlich ist und mit steigender Plasmadichte zunimmt. In zusatzgeheizten Plasmen mit den Heizstrahlen erhöht sich der Untergrund zusätzlich zum Plasmazentrum hin. In [22] wurden in ohmschen Plasmen vergleichbarer Dichte noch um einen Faktor zwei höhere Modulationstiefen festgestellt, was bereits auf den in Abschnitt 5.1 erwähnten Leistungsabfall der Ionenquelle hindeutet.

Um die aktiven Ladungsaustausch-Spektren zu erhalten, wird aus einer stationären Plasmaphase das Mittel aller Spektren der Strahl-Aus Phase vom Mittel der Spektren

der Strahl-An Phase abgezogen (Abbildung 5.12(b)). Obwohl die so in die Auswertung einbezogenen Spektren konstant sein sollten, können zum Beispiel Verunreinigungsergebnisse zu einem starken kurzzeitigen Anstieg von Kontinuumstrahlung in den Spektren einzelner Raumkanäle führen, was das Ergebnis-Spektrum unbrauchbar macht.

Um diese Einzelbilder und sonstige Ausreißer aus der Mittelung herauszuhalten, wurde folgendes Verfahren zur Vorsortierung umgesetzt:

Aus allen Spektren werden die 0., 1. und 2. Momente gebildet, welche ein Maß für die Intensität, den Schwerpunkt und die Varianz (hier: Linienbreite) darstellen. Saubere Spektren unterliegen lediglich statistischen Schwankungen, und daher sind die Momente normalverteilt, während Ausreißer außerhalb dieser Verteilung liegen. Durch die Darstellung der Momente in einem Histogramm lassen sich die Ausreißer einfach identifizieren.

Daß das resultierende Linienprofil tatsächlich durch ein Gaußprofil beschrieben werden kann, läßt sich anhand der halblogarithmischen Darstellung der Intensität gegen den quadrierten Abstand vom Linienzentrum erkennen. Nach Gleichung 3.4 muß der Verlauf für eine einzige Gaußverteilung einer Geraden folgen. Bei der weiteren Auswertung werden nur Spektren berücksichtigt, die dieses Kriterium soweit erfüllen, bis die Intensität auf das 0.1-fache der Maximalintensität abgefallen ist.

In der Praxis sind für eine brauchbare Auswertung mindestens zehn aktive und zehn passive Spektren zu mitteln, was einer Mittelungszeit von einer Sekunde entspricht. In die fertigen aktiven Spektren wird nach der Methode der Minimierung der kleinsten Abstandsquadrate [45] eine Gaußkurve angepaßt (*Fit*). Die Ergebnisse dieses Fits sind Amplitude, Halbwertsbreite und Position des Linienzentrums sowie deren Standardabweichung als statistische Fehler, die dann den Meßfehler bilden.

Die Ableitung der Meßgrößen geschieht wie folgt:

Ionentemperatur Aus der gemessenen Halbwertsbreite wird nach Gleichung 3.4 zunächst die scheinbare Temperatur berechnet. Anhand tabellierter Werte für den Einfluß von Feinstruktur und Zeeman-Effekt auf die Linienbreite (siehe Kapitel 3.3) werden für das vorliegende Magnetfeld die wahre Ionentemperatur (und Ruhewellenlänge λ'_0) ermittelt. Der Fehler setzt sich aus dem Fitfehler der Linienbreite und dem Fehler der Dispersion zusammen.

Poloidale Rotation Zunächst werden alle Linienpositionen um die Krümmung durch die vertikale Ausdehnung des Eintrittspaltes korrigiert. Die Mitte zwischen dem Spektrum des oberen und dem Spektrum des unteren Referenzkanals bildet die Referenzposition, ihr wird die Ruhewellenlänge λ'_0 zugeordnet. Für λ'_0 ist der Wert zu verwenden, der sich aus der Zeeman-Korrektur für die lokale Temperatur und das Magnetfeld ergibt. Damit ist die Wellenlängengachse für alle Kanäle fixiert.

Wie bereits erwähnt, konnte nur ein unterer Kanal (z. B. Kanal15) gleichzeitig mit einem oberen zur Deckung gebracht werden (z. B. Kanal16). Dieses Kanalpaar

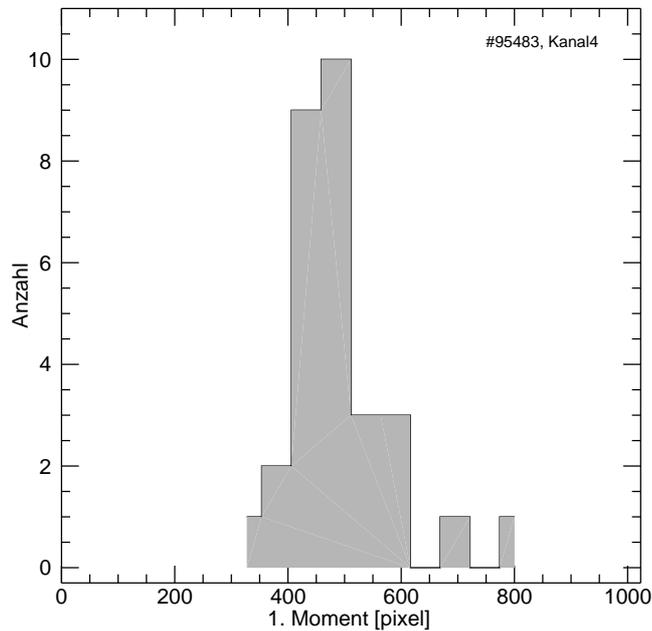


Abbildung 5.13.: Histogramm des 1. Momentes aller zu mittelnden Spektren. Ausreißer von der Normalverteilung wie die beiden Werte bei 700 und 800 werden bei der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt

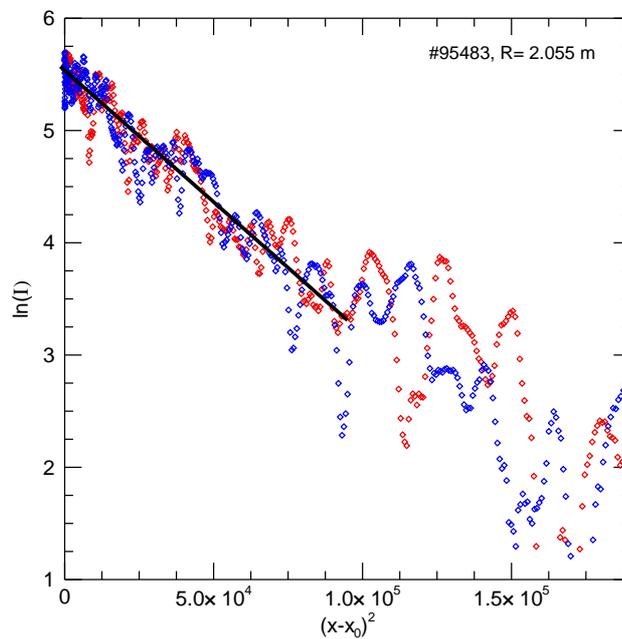


Abbildung 5.14.: Halblogarithmische Darstellung der Intensität des aktiven Spektrums für beide Flanken gegen den quadrierten Abstand vom Zentrum. Der lineare Abfall über $\Delta \ln(I) \geq 2.3$ bedeutet, daß das Spektrum über mindestens eine Größenordnung durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann.

ergibt eine Referenzposition

$$Ref1 = \frac{1}{2}(\text{Pos}(\text{Kanal15}) + \text{Pos}(\text{Kanal16}))$$

mit einem Fehler, der sich aus den Fehlern der einzelnen Linienpositionen zusammensetzt:

$$s_{Ref1} = \sqrt{(s_{\text{Kanal15}})^2 + (s_{\text{Kanal16}})^2} \quad .$$

Um nun eine Abschätzung des methodischen Fehlers zu erhalten, wurde noch die Referenzposition hinzugezogen, die sich aus dem zweiten unteren Kanal (Kanal9) ergibt, der zwischen zwei der oberen Kanäle (Kanal8 und Kanal10) blickt. In erster Näherung erhält man hier nach der gleichen Vorgehensweise zwei mögliche Referenzpositionen Ref2 und Ref3 mit entsprechenden Fehlern. Für die endgültige Referenzposition wurde schließlich der mit den Fehlern s_{Ref1} , s_{Ref2} und s_{Ref3} gewichtete Mittelwert aus den drei einzelnen Referenzpositionen gebildet.

Zusammen mit der Dispersion errechnet sich dann die Rotation gemäß Gleichung 3.5, wobei als unverschobene Wellenlänge das individuelle λ'_0 eines jeden Kanals verwendet werden muß.

Der Fehler der Rotation setzt sich zusammen aus den Fitfehlern der Linienpositionen, dem Fehler der Dispersion und der Standardabweichung der gewichtet gemittelten Referenzposition.

Kohlenstoffdichte Die Gesamtintensität unter der Linie, $I = \sqrt{2\pi} \cdot \text{Amplitude} \cdot \frac{FWHM}{2\sqrt{\ln 4}}$, wird in ein Photonenfluß-Profil umgerechnet. Das endgültige Kohlenstoffprofil wird mit Hilfe des Codes CHEAP (Charge Exchange Analysis Package [46]) erstellt, welches extra für die Verwendung mit den Daten des Diagnostikstrahls angepaßt wurde. Es berechnet selbstkonsistent und iterativ die lokale Abschwächung des Wasserstoffstrahls, die selbst wiederum eine Funktion der Kohlenstoffdichte ist, und die effektiven Wirkungsquerschnitte. Weitere Eingabegrößen dafür sind die Iontemperatur, Plasmarotation, Elektronentemperatur und -dichte sowie die Strahlzusammensetzung.

Der Fehler setzt sich zusammen aus dem Fitfehler von Amplitude, Linienbreite und der Genauigkeit des Ratenkoeffizienten, die von den atomaren Modellen auf (30-40) % genau angegeben werden.

Passive Spektroskopie



Abbildung 5.15.: Die CIII-Emission ist in einer dünnen Schale direkt innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche lokalisiert.

Vergleich der Linienbreiten geschieht. Derjenige Kanal von oben, der die gleiche Linienbreite und damit Temperatur wie der von unten aufweist, schaut mit dem unteren durch die gleiche Schale.

Die weitere Auswertung der Rotation ist identisch mit der der aktiven Messungen.

Einige Messungen wurden ohne den Wasserstoffstrahl mit passiver Spektroskopie an der CIII-Linie bei $\lambda = 464.7 \text{ nm}$ durchgeführt. Sie strahlt in einer dünnen, poloidal nicht symmetrischen Schale am Plasmarand [47] in so ausreichender Intensität, daß eine Auswertung von Bild zu Bild möglich ist. Die Zeitauflösung steigt somit auf 50 ms, sodaß diese Messungen die zeitlich aufgelöste Rotation an dieser einen Position ergeben.

Allerdings ist das Licht nun entlang der Sichtlinien integriert, die teilweise tangential durch die Emissionsschale blicken. Um dies zu minimieren, wird zur Auswertung nur derjenige Kanal von unten herangezogen, der sich auf der ansteigenden Flanke des Intensitätsprofils befindet. Zusätzlich muß der dazu passende obere Referenzkanal neu bestimmt werden, was durch einen

6. Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation

Mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen Beobachtungssystem wurde die poloidale Kohlenstoff-Rotation gemessen. Die Methode der aktiven Ladungsaustauschspektroskopie liefert dazu radiale Profile der Rotation, Iontemperatur und Dichte von vollionisiertem Kohlenstoff C^{6+} . In diesem Zuge haben wir das erste mit aktivem Ladungsaustausch gewonnene und daher lokalisierte poloidale Kohlenstoffrotationsprofil in einem *ohmschen Plasma* gemessen. Diese Messung wird mit einer Rechnung nach dem in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Modell verglichen, welches die Rotation von Verunreinigungen (hier: Kohlenstoff) und der Plasmahintergrundionen (hier: Deuterium) beschreibt, indem beide Spezies über Stöße aneinander gekoppelt werden.

Die Messungen zum Einfluß von statischer Ergodisierung auf die Rotation fanden im zusatzgeheizten Plasma statt. Die Profile werden zusammen mit der am Heizstrahl gewonnen toroidalen Rotation [34] im Hinblick auf das radiale elektrische Feld analysiert. Im dynamischen Betrieb des DED erweitern Messungen mit passiver Spektroskopie an Kohlenstoff C^{2+} die Befunde aus dem statischen Betrieb und liefern erste Hinweise, die gegen einen Drehimpulsübertrag durch Wechselwirkung von Abschirmströmen mit dem rotierenden Störfeld sprechen.

6.1. Poloidale Kohlenstoffrotation im ohmschen Plasma

Ohmsche Plasmen sind für Rotationsmessungen besonders interessant, da der Anteil äußerer Einflüsse zur Rotation, wie zum Beispiel ein Drehmoment durch Heizstrahlen, am geringsten ist. Darüber hinaus zeigen die Ladungsaustausch-Spektren die höchste Modulationstiefe (siehe Abschnitt 5.3).

Abbildung 6.1 a)-c) zeigt die Profile der Iontemperatur, C^{6+} -Dichte und poloidaler C^{6+} -Rotation der ohmschen Entladung #95483 ($\bar{n}_{e,0} = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $I_P = 400 \text{ kA}$, $B_t = 1.9 \text{ T}$, $R_0 = 1.77 \text{ m}$, $a = 0.45 \text{ m}$). Die Ladungsaustauschsignale sind von $t = (1-4) \text{ s}$ gemittelt und reichen von der letzten geschlossenen Flußfläche (LCFS) bei $R = 2.21 \text{ m}$ bis zu $R = 1.99 \text{ m}$, was ungefähr dem halben kleinen Radius entspricht.

Die Fehlerbalken in radialer Richtung deuten den radialen Bereich an, aus dem durch

leichte Neigung der Sichtlinien und endliche Ausdehnung der einzelnen Beobachtungskanäle Licht aufgesammelt wurde. Die Fehlerbalken der Rotation beinhalten sowohl die Fitfehler sowie eine mögliche Abweichung in der Bestimmung des Rotationsnullpunktes. Durch die sorgfältige Auswahl der Spektren, die in die Auswertung eingehen, ist das Auftreten von einzelnen Ausreißern in den Profilen minimiert (siehe die ausführliche Beschreibung in Abschnitt 5.3). Ein Kandidat hierfür ist möglicherweise noch der Punkt bei $R = 2.165$ m. Der Sprung im Rotationsprofil bei $R = 2.1$ m ist als echt zu sehen, da systematische Fehler, die sich abrupt von Kanal zu Kanal ändern, ausgeschlossen sind. Alle systematischen Korrekturen an die Meßwerte durch Magnetfeld (Feinstruktur und Zeeman-Effekt) und die optische Abbildung (Linienkrümmung) sind sämtlich stetige Funktionen des Radius. Auch ein Aufsammeln von Licht benachbarter Kanäle würde eher zu einer Glättung des Profils führen.

Das Rotationsprofil ist im Plasmaminnern überwiegend negativ, das Plasma rotiert in counter-Richtung, also entgegen der Richtung des poloidalen Magnetfeldes. Obwohl das Profil nach außen hin stetig ansteigt und sogar positiv wird, deutet sich kurz vor der letzten geschlossenen Flußfläche eine Rückkehr zu negativen Werten an.

Einen qualitativen Vergleich mit neoklassisch berechneten Profilen [48] enthält Abbildung 6.2. Diese Rechnung beruht auf dem Formalismus nach *Kim* [11] für ein zwei-komponentiges Plasma (hier: D^+ , C^{6+} (siehe 2.1.2)). Eingangsdaten in die Rechnung sind die gemessenen Profile von T_e, T_i und $n_{C^{6+}}$ und die aus ihnen gebildeten Gradientenlängen. Da hierfür die lokalen Ableitungen von Temperatur und Druck eingehen, wurde statt des gemessenen T_i -Profils ein an die Meßwerte angepaßtes Profil (siehe Abbildung 6.1 c)) verwendet. Eine Randbedingung an die Gradientenlängen ist, daß sie nicht größer als der kleine Plasmaradius sein dürfen. Die Meßfehler finden ebenfalls Eingang in die Rechnung, sodaß aus oberem und unterem Grenzwert schließlich ein Werte-Band für die Rotation erzeugt wird, welches in der Abbildung für Deuterium und Kohlenstoff verschieden gemustert dargestellt ist.

Beide Spezies rotieren demnach überwiegend in die counter-Richtung. Die gemessene poloidale Rotation des Kohlenstoffs wird vom neoklassischen Modell jedoch nur auf dem inneren Teil des Profils von $r \approx (0.18 - 0.3)$ m korrekt wiedergegeben. Die Abweichung zwischen Modell und Rechnung am Rand ($r > 0.3$ m) kann daran liegen, daß gerade dort lokalisierte Effekte wie zum Beispiel die Dämpfung durch Ladungsaustausch mit thermischen Neutralteilchen oder viskose Kopplung an die Abschältschicht, aber auch anomale Viskosität im Modell fehlen. Ferner beruht das Modell auf einer analytischen Lösung der Reibungs- und Viskositätskoeffizienten für alle Stößigkeitsbereiche und ist im Bereich mittlerer Stößigkeit, dem Plateau-Regime, am ungenauesten [11]. Wie Abbildung 6.3 für den vorliegenden Fall zeigt, verläuft die Stößigkeit auf den inneren Radien, wo Modell und Messung gut passen, im Bereich des Bananen-Regimes. Im äußeren Bereich, wo die Abweichung zwischen Messung und Rechnung am größten wird, nähert sie sich stark dem Plateau-Regime. Die Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung am Rand kann also mit dieser Ungenauigkeit des Modells zusammenhängen.

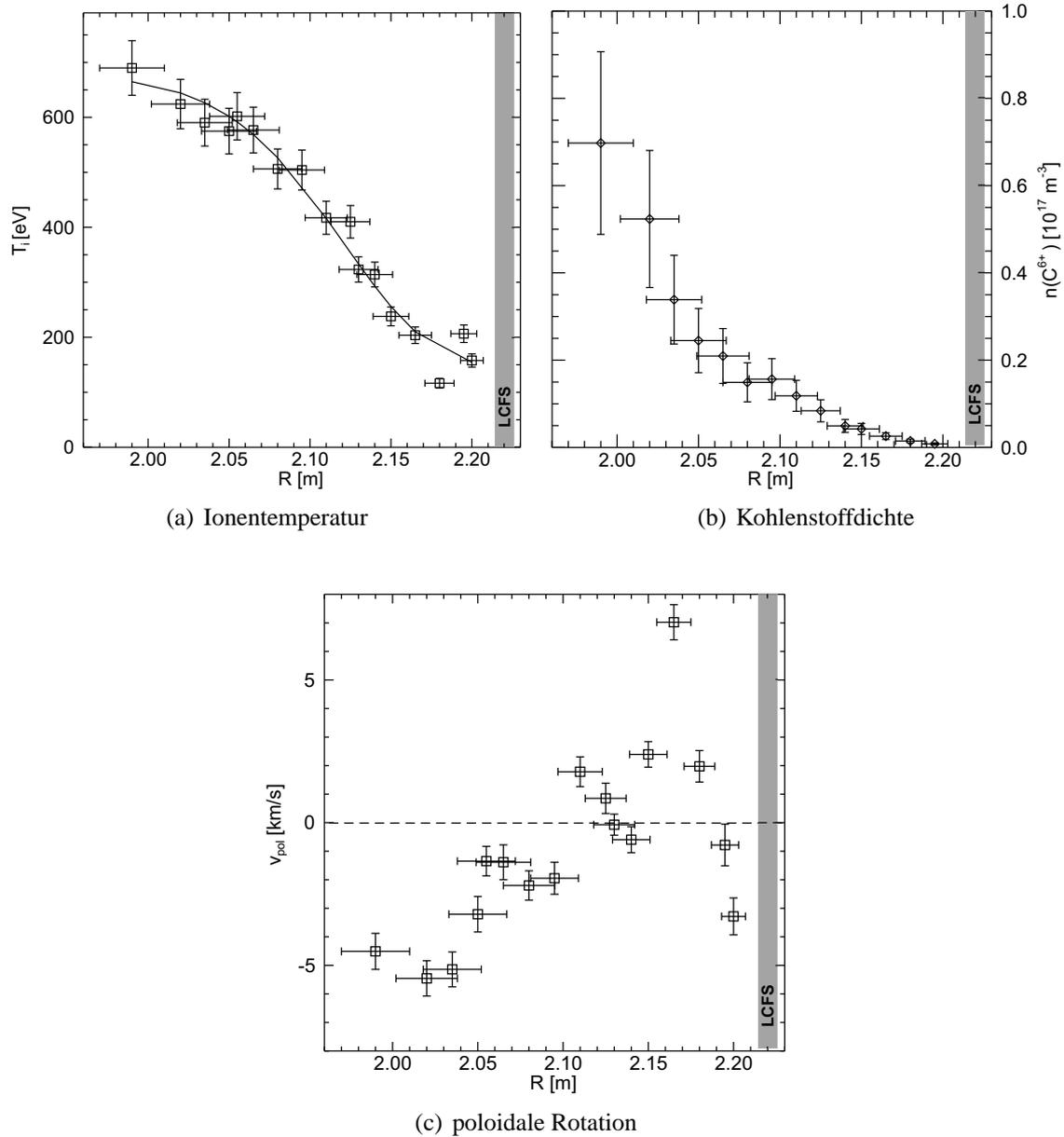


Abbildung 6.1.: Gemessene Profile der ohmschen Entladung #95483 ($\bar{n}_{e,0} = 2 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $I_p = 400 kA$, $B_t = 1.9 T$, $R_0 = 1.77 m$) sowie daraus abgeleitet die Beiträge zum radialen elektrischen Feld. Die Profile stammen aus der gesamten stationären Phase der Entladung, $t = (1-4) s$. Die letzte geschlossene Flußfläche liegt bei $R = 2.21 m$. An das Temperaturprofil wurde eine Funktion der Form $T(r) = a + b \exp(-cr^d)$ angepaßt mit den freien Parametern a , b , c und d [22].

6. Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation

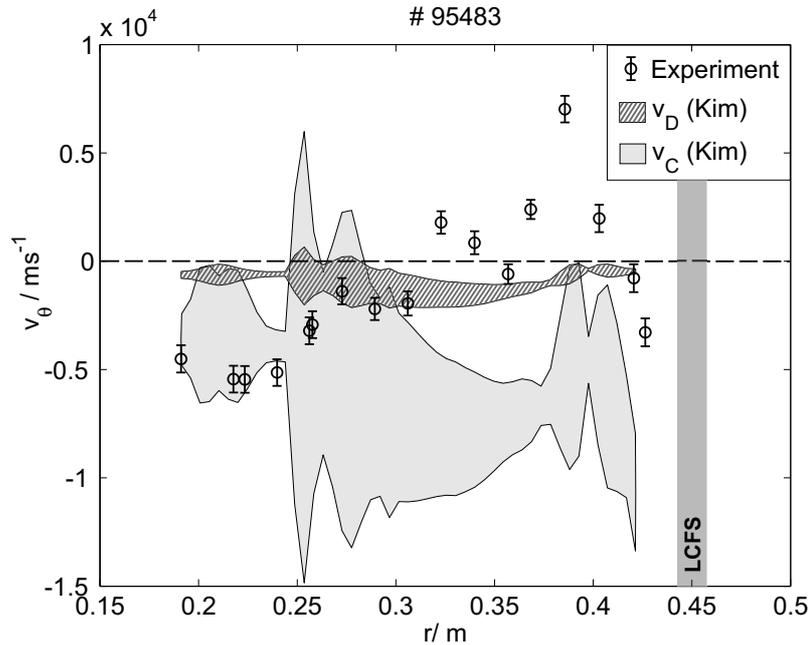


Abbildung 6.2.: Berechnete neoklassische Kohlenstoff- und Deuterium-Rotation für die Entladung #95483, basierend auf dem Formalismus nach *Kim* [11], im Vergleich mit den Meßwerten. Die gemusterten Bereiche repräsentieren jeweils das Werteband, das sich aus den Meßfehlern der Eingangsgrößen ergibt. Der Radius ist in Flußflächenkoordinaten angegeben (siehe auch Anhang A).

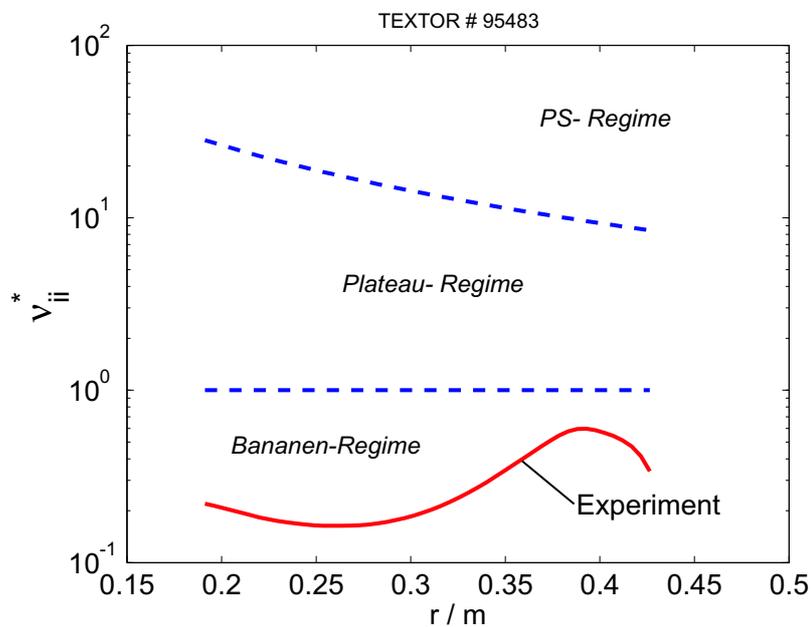


Abbildung 6.3.: Profil der Ionen-Ionen-Stößigkeit der Entladung #95483. Auf den inneren Radien befindet sich die Stößigkeit im Bananen-Regime, nach außen nähert sie sich dem Plateau-Regime.

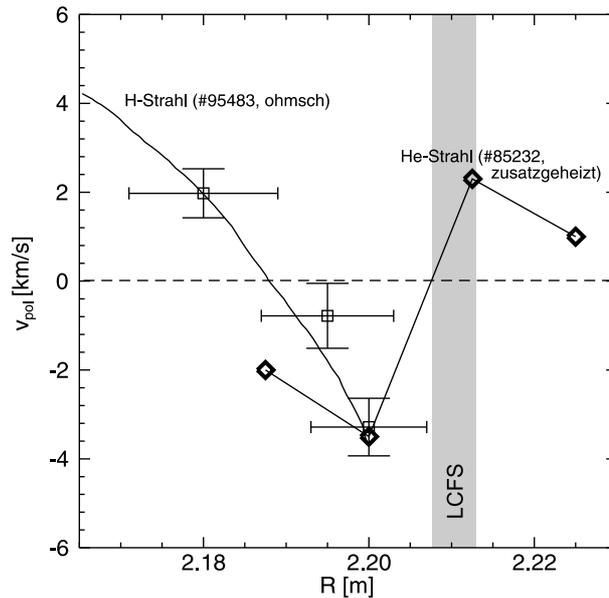


Abbildung 6.4.: Vergrößerung des Randbereiches von Abbildung 6.1 c). Zusätzlich gezeigt ist ein ebenfalls aktiv gemessenes Profil aus [49], welches allerdings einer zusatzgeheizten Entladung entstammt.

An der letzten geschlossenen Flußfläche schließt sich das hier gemessene Profil an frühere TEXTOR-Messungen mit dem thermischen Heliumstrahl an [49]. Dort wurde ebenfalls die C^{6+} -Rotation durch Ladungsaustausch mit thermischem Helium, allerdings nur wenige Zentimeter ins eingeschlossene Plasma hinein, bestimmt. Abbildung 6.4 zeigt eine Vergrößerung des Randbereiches unserer Messung aus Abbildung 6.1 c) zusammen mit dem Randprofil aus [49]. Die dort bestimmte poloidale Rotation zeigt, daß es außer- und innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche grundsätzlich zwei verschieden rotierende Plasmaschichten gibt. Die counter-Rotation im eingeschlossenen Plasma mit etwa -2 bis -4 km/s ist gut mit unseren Werten bei $R = 2.19$ m und 2.20 m vergleichbar. Der Vergleich steht allerdings unter dem Vorbehalt, daß es sich bei der Messung aus [49] um eine zusatzgeheizte Entladung handelt.

Bisherige Messungen der poloidalen Kohlenstoffrotation in ohmschen Plasmen [50, 51] basieren auf passiver Spektroskopie, die meist auf eine radiale Position direkt innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche festgelegt ist. Aber auch diese Experimente bestätigen bereits eine counter-Rotation des Kohlenstoffs.

Nach Gleichung 2.5 kann das radiale elektrische Feld E_r aus dem Druckgradienten und der Rotation einer jeden Plasmaspezies individuell berechnet werden. Aus den hier gemessenen Temperatur, Dichte- und Rotationsprofilen an C^{6+} sind wir dazu in der Lage. Den Druck für den Gradienten erhält man aus Dichte und Temperatur über $p = nk_B T$.

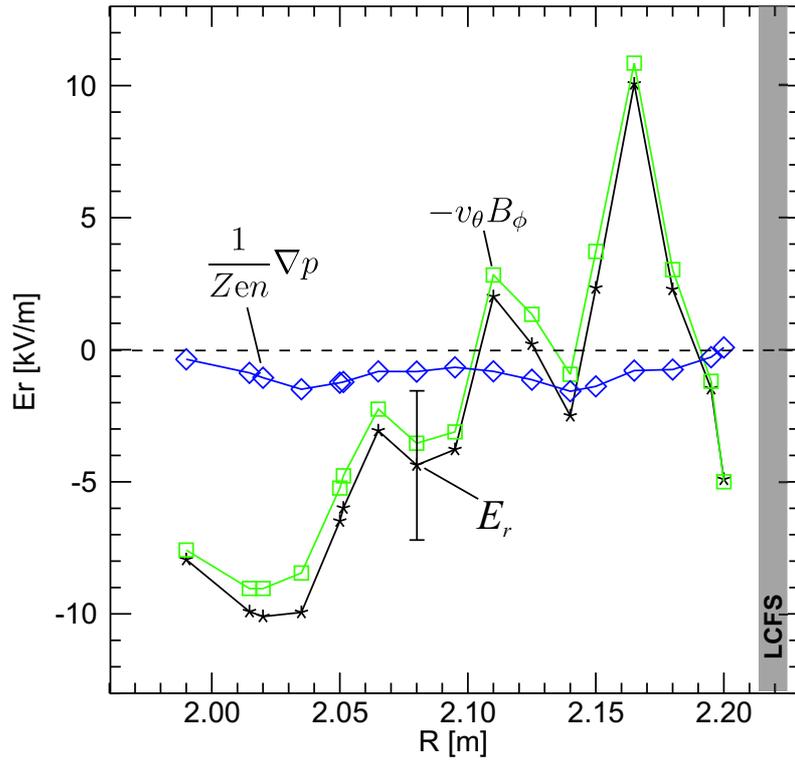


Abbildung 6.5.: Profil des radialen elektrischen Feldes für die ohmsche Entladung #95483, berechnet nach der radialen Kraftgleichung 2.5 aus den gemessenen Profilen von Abbildung 6.1. Die Punkte sind lediglich zur besseren Zuordnung mit Linien verbunden.

Der Beitrag der toroidalen Rotation v_ϕ zu E_r besteht in $v_\phi B_\theta$ und ist im vorliegenden Fall unbekannt, da bei einer ohmschen Entladung ohne Zusatzheizung durch Neutralstrahlinjektion das Beobachtungssystem am Heizstrahl nicht messen kann. Allerdings können wir in einem ohmschen Plasma von einem verschwindenden Beitrag ausgehen: Bei Zusatzheizung durch Heizstrahlen wird v_ϕ hauptsächlich vom zentralen Drehimpulseintrag der Heizstrahlen angetrieben und beträgt am Rand üblicherweise 10 km/s. In einem ohmschen Plasma ist ein viel geringerer Wert anzunehmen, sodaß der $v_\phi B_\theta$ -Term wegen $B_\theta \approx 0.1$ T vernachlässigt werden kann.

Abbildung 6.5 zeigt die einzelnen Beiträge zu E_r nach Gleichung 2.5. Man erkennt, daß der Druckgradient kaum zum Feld beiträgt. Das Profil der poloidalen Rotation dominiert das E_r -Profil, weswegen auch E_r im eingeschlossenen Plasma überwiegend negativ ist. Dies läßt sich rein neoklassisch durch Betrachtung der radialen Kraftgleichung für Hauptionen nachvollziehen:

$$E_r^{\text{neo}} \propto \nabla p_i - v_{\theta,i}^{\text{neo}} B_\phi = \nabla p_i + \frac{0.5}{eB} \nabla T_i \cdot B_\phi$$

Sowohl Druck- als auch Temperaturgradient sind negativ (zeigen ins Plasmazentrum), so-

daß sich zwangsläufig ein negatives E_r ergibt. Das positive Profil zwischen $R = 2.10\text{m}$ und 2.19m läßt sich damit allerdings genausowenig erklären wie die große Reichweite des negativen E_r bis 20cm ins Plasma hinein.

6.2. Poloidale Kohlenstoffrotation unter dem Einfluß des Dynamischen Ergodischen Divertors

6.2.1. C^{6+} Rotation im statischen Störfeld

Nun wenden wir uns den Messungen der Rotation zu, die in einem Plasma mit ergodisierter Randschicht gewonnen wurden. Es handelt sich um zwei zusatzgeheizte Entladungen: eine Referenzentladung ohne und eine mit Anwendung des DED in 12/4-Konfiguration ($\bar{n}_{e,0} = 2.8 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, $I_p = 325 \text{kA}$, $B_t = 1.9 \text{T}$, $q_a = 3.1$, stark verschobenes Plasma mit $R_0 = 1.68 \text{m}$, $a = 0.4 \text{m}$). Abbildung 6.6 zeigt den Verlauf der liniengemittelten zentralen Elektronendichte, der Heizstrahlleistung, des DED-Stroms, des spektral aufintegrierten CVI-Signals am Plasmarand sowie der toroidalen Rotation. Die vertikalen Linien markieren das Zeitintervall von 0.6s , aus dem die Spektren für die folgende Auswertung integriert wurden.

Die Referenzentladung ohne DED fand bei einer um etwa 30% niedrigeren Heizstrahlleistung statt als die Entladung mit DED ($P = 0.9 \text{MW}$ bzw. 1.4MW , Abbildung 6.6 b)). Dies könnte zu einer niedrigeren toroidalen und auch veränderten poloidalen Rotation (siehe Abschnitt 2.1) führen. Letztere bleibt jedoch unbeeinflusst, wie wir gleich sehen werden. Die toroidale Rotation am Plasmarand, welche bei der Untersuchung des radialen elektrischen Feldes eine Rolle spielt, bleibt in dem Zeitraum zwischen $t = 1.0\text{s}$ und 1.5s trotz unterschiedlicher Heizleistung gleich, wie sich anhand von Abbildung 6.6 d) erkennen läßt. Die Zunahme bei 1.7s ist ein DED-Effekt, auf den Abschnitt 6.2.2 am Ende noch einmal eingeht.

Abbildung 6.7 illustriert die magnetische Topologie im poloidalen Querschnitt anhand eines Poincaré-Bildes für eine vergleichbare Entladung. Links im Bild auf der Hochfeldseite befinden sich die Störfeldspulen des Dynamischen Ergodischen Divertors. Die Überlagerung einer Aufnahme im C^{2+} -Licht illustriert, wie das Plasma unter der Wirkung des Nahfeldes neu strukturiert ist. Rechts auf der Niederfeldseite wird der Diagnostikstrahl ins Plasma injiziert und findet die Beobachtung statt, was durch die eingezeichneten Sichtlinien angedeutet ist.

Abbildung 6.8 zeigt die ausgewerteten Profile von Iontemperatur, C^{6+} -Dichte, dem daraus abgeleiteten Druck und der poloidalen Rotation. Die extreme Verschiebung des Plasmas um 7cm in Richtung der Hochfeldseite diente zur Optimierung der DED-Di-

6. Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation

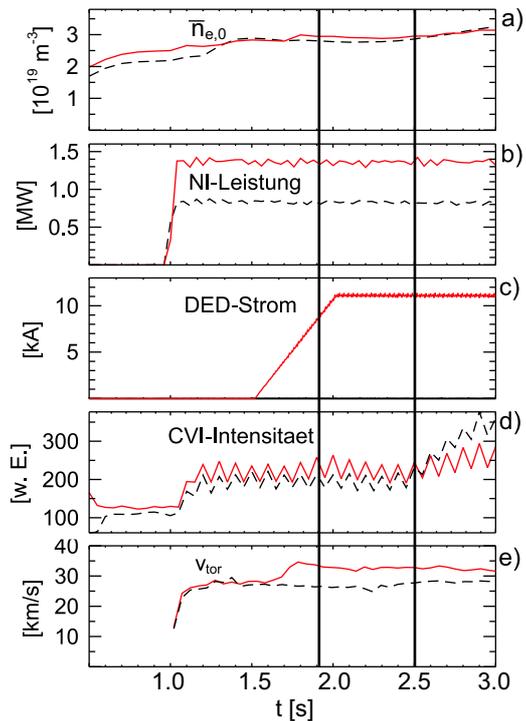


Abbildung 6.6.: Plasmamessungen zu den Profilmessungen zusammen mit dem Dynamischen Ergodischen Divertor (— #95591) und eine Referenzentladung ohne (--- #95593). Das Intervall der Auswertung geht von $t = (1.9-2.5)$ s.

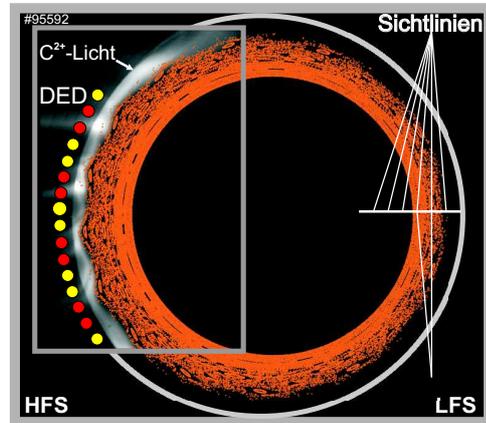


Abbildung 6.7.: Poincaré-Bild der magnetischen Störung einer vergleichbaren Entladung (#95592) im poloidalen Querschnitt. Der Dynamische Ergodische Divertor befindet sich auf der Hochfeldseite (HFS), die Messung findet auf der Niederfeldseite statt (LFS). Das C^{2+} -Licht illustriert die Strukturierung des Plasmas im Bereich des Nahfeldes.

vertoreigenschaften, sodaß die letzte geschlossene Flußfläche auf der Niederfeldseite, wo die Rotationsmessung stattfindet, bei $R = 2.08$ m liegt. Dies führt dazu, daß nur die innere Hälfte der Beobachtungskanäle ins eingeschlossene Plasma blickt und auch genutzt werden kann, weil die Kohlenstoffdichte in der Abschältschicht für ein ausreichendes Ladungsaustauschsignal zu gering ist. Die höhere Temperatur bei der Entladung mit DED ist der höheren Heizleistung zuzuschreiben. Die höhere C^{6+} -Dichte der Entladung mit DED (#95591) kann nicht beurteilt werden; das dazugehörige Rohsignal der CVI-Intensität ist während der gesamten Entladung leicht erhöht im Vergleich zur Referenzentladung (#95593). Dies hat aber auf die im Weiteren gezogenen Schlußfolgerungen keinen Einfluß.

Im Gegensatz zur ohmschen Entladung rotiert das Plasma im zusatzgeheizten Fall auf den inneren Beobachtungskanälen, $R \approx (1.99-2.04)$ m, in beiden Profilen poloidal in co-

6.2. Poloidale Kohlenstoffrotation unter dem Einfluß des Dynamischen Ergodischen Divertors

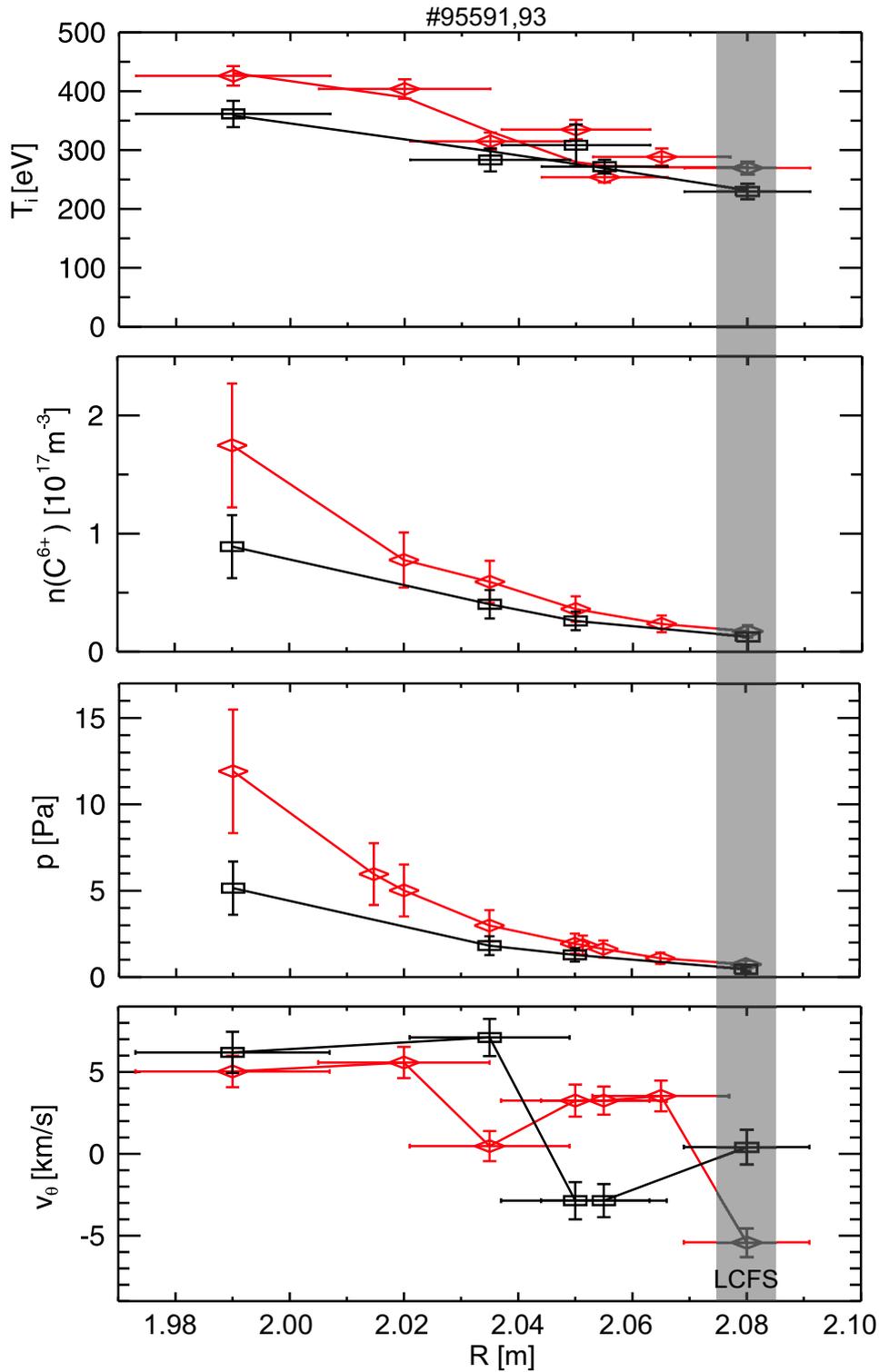


Abbildung 6.8.: C^{6+} Profile von Ionentemperatur, Kohlenstoffdichte, -druck und poloidaler Rotation für eine Referenzladung ohne (\square) und mit DED (\diamond). Die Profile sind über 0.6 s integriert. Die letzte geschlossene Flußfläche des Referenzschusses ist um $R_{LCFS} = 2.08$ m schraffiert ange deutet.

Richtung, genau wie die toroidale Rotation (vgl. Abbildung 6.6 d)). Dies entspricht der Richtung des Drehmomenteintrags durch den Heizstrahl und ist nach Gleichung 2.12 bei einem stark verschobenen Plasma wie hier zu erwarten: wenn das Depositionsprofil des Heizstrahls und die Flußflächen nicht symmetrisch aufeinander liegen, kann eine rein toroidale Kraft nach Mittelung über die Flußflächen auch in poloidaler Richtung wirken. Der Vergleich muß sich allerdings auf diese qualitative Betrachtung beschränken, da sich die beiden Entladungen darüberhinaus zu sehr voneinander unterscheiden. Die negative Rotation des Referenzprofils (\square) um $R = 2.05$ m herum stimmt wieder mit der negativen Rotation überein, wie sie schon im ohmschen Plasma kurz vor der letzten geschlossenen Flußfläche vorliegt.

Wenn der DED eingeschaltet ist (\diamond), kehrt sich genau hier die Rotation um und wird positiv. Es handelt sich um die ersten 4 cm innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche, wie sie in der Referenzentladung durch den Limiter definiert wird. Dies stimmt mit Messungen unter statischer Ergodisierung am Tokamak-Experiment Tore Supra [18] überein, wo mittels passiver Spektroskopie ebenfalls in der ergodischen Zone direkt innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche eine Umkehr der poloidalen Rotation um 1.2 km/s von der counter- in die co-Richtung festgestellt wurde.

An TEXTOR wird dieses Ergebnis gestützt durch Messungen der Rotation von Turbulenzen mittels Doppler-Reflektometrie [52]. Über die Reflexion von Mikrowellen an Dichtefluktuationen kann die poloidale Rotation der Turbulenzen gemessen werden. Auch hier wurde eine Umkehr der Rotation von der counter- in die co-Richtung beobachtet [53].

Um dem Mechanismus der Rotationsumkehr näher zu kommen, können wir wieder die gemessenen C^{6+} -Profile verwenden, um daraus Profile des radialen elektrischen Feldes abzuleiten. Die einzelnen Beiträge zu E_r sind in Abbildung 6.9 für die beiden Entladungen mit (\diamond) und ohne (\square) DED gezeigt. Die Berechnung des $v_\phi B_\theta$ -Terms aus toroidaler Rotation und poloidalem Magnetfeld muß etwas genauer erläutert werden:

Die v_ϕ -Messungen am Heizstrahl besitzen keine in situ Kalibration der Wellenlängen wie die Messungen am Diagnostikstrahl, sondern sie bedienen sich entweder einer Spektrallampe oder dem unverschobenen Spektrum aus der ohmschen Startphase einer Entladung. Dadurch sind die Meßwerte automatisch mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Davon unbeeinflusst ist jedoch die Bildung von *Differenzen* und somit – wie hier – *Änderungen* zwischen zwei verschiedenen Entladungen bei ansonsten unveränderten Plasmaparametern.

Für die Berechnung des Poloidalfeldes im $v_\phi B_\theta$ -Term wird das Profil des Sicherheitsfaktors q benötigt. Da an TEXTOR für die betreffenden Entladungen keine q -Messung existiert, mußte dieses in einer Gleichgewichtsrechnung konstruiert werden (siehe Anhang A).

Ein Vergleich der Größenordnungen zeigt bereits, daß auch hier der Druckgradient den geringsten Anteil einbringt. In den Beiträgen des zweiten und dritten Terms spiegelt sich in erster Linie der Verlauf der Rotationsprofile selbst wieder. Somit wird das endgültige E_r -Profil auch hier wiederum deutlich durch den Verlauf der poloidalen Rotation dominiert.

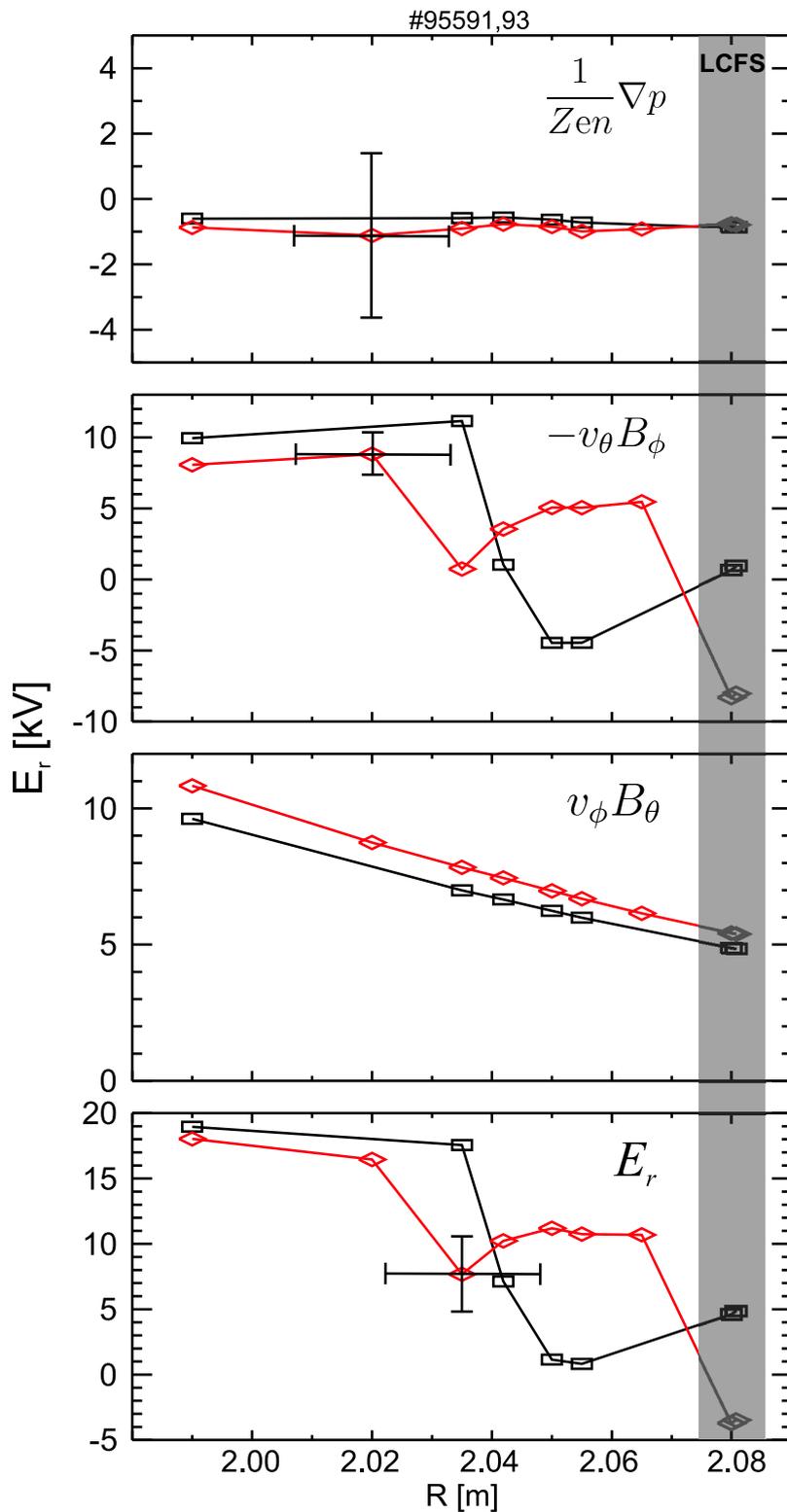


Abbildung 6.9.: Beiträge zum radialen elektrischen Feld für die Entladung ohne (schwarz) und mit Dynamisch Ergodischem Divertor (rot). Die Absolutwerte des $v_\phi B_\theta$ -Terms sind mit einer großen Unsicherheit behaftet, weswegen nur die Änderungen zwischen den beiden Entladungen betrachtet werden.

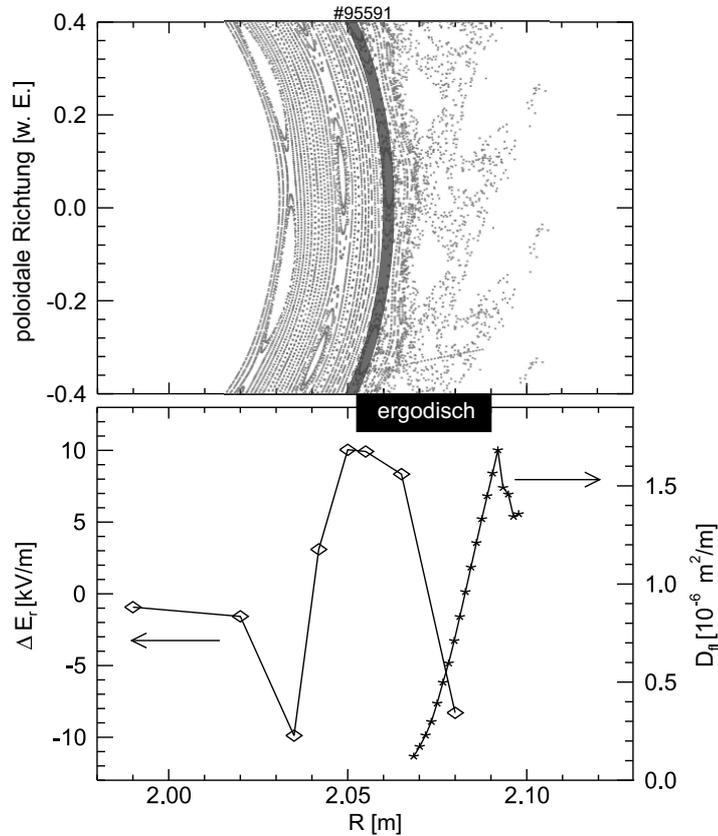


Abbildung 6.10.: Änderung des radialen elektrischen Feldes (\diamond , linke Achse) zwischen der Entladung mit statischer Ergodisierung und der Referenzentladung und der Feldlinien-Diffusionskoeffizient D_{fl} (*, rechte Achse). Hinterlegt ist die Poincaré-Rechnung für das Beobachtungsvolumen. Der Maximalwert von D_{fl} definiert den Übergang von laminarer (außen) zu ergodischer Zone (innen).

Die Unsicherheit im absoluten Wert der toroidalen Rotation überträgt sich allerdings auf den absoluten Wert von E_r .

Erste direkte Messungen mittels Langmuir-Sonden [54] deuten auf eine *Umkehr* des radialen elektrischen Feldes von negativen zu positiven Werten hin. Auch am Tokamak-Experiment TEXT [17] wurde in Ergodisierungsexperimenten ein Vorzeichenwechsel des radialen elektrischen Feldes am Plasmarand festgestellt.

In Abschnitt 6.1 wurde bereits gezeigt, daß poloidale Rotation und radiales elektrisches Feld eng miteinander verbunden sind. Speziell in [49] (siehe auch Abbildung 6.4) wurde die co-Rotation in der Abschältschicht einem positiven E_r zugeordnet. Die vom Störfeld am äußersten Rand erzeugte laminare Region ist der Abschältschicht ähnlich. Da es sich um ein offenes ergodisches System handelt, können auch Magnetfeldlinien aus der weiter innen erzeugten ergodischen Region in die laminare wechseln und letztendlich auf die

Wand treffen. Durch diese Verbindung zwischen den beiden Regionen können sich Eigenschaften der Abschältschicht wie positives v_θ und E_r ins Plasma ausdehnen.

Um dies besser beurteilen zu können, vergleicht Abbildung 6.10 die Änderung des radialen elektrischen Feldes, ΔE_r , mit der magnetischen Topologie. Diese ist im oberen Teil der Abbildung in Form der für die DED-Entladung und das vorliegende Beobachtungsvolumen berechneten Poincaré-Struktur [25] dargestellt. Sie zeigt die Durchstoßungspunkte der Feldlinien. Im Plasmainnern ($R \lesssim 2.05$ m) bilden sie zusammenhängende Konturen, die die intakten Flußflächen repräsentieren. Die untere Abbildung enthält ΔE_r (\diamond , linke Achse) und den aus der magnetischen Topologie abgeleiteten Feldliniendiffusionskoeffizienten D_{fl} (*, rechte Achse).

Die Ausdehnung und Lage der Poincaré-Struktur hängt empfindlich von der Lage und Höhe des rekonstruierten q -Profils ab und kann um 1 bis 2 cm variieren [55]. Daher ist die Lokalisierung des ergodischen Bereiches mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Nach der hier dargestellten Struktur zu urteilen, erstreckt sich der ergodische Bereich von der letzten ungestörten Flußfläche bei $R = 2.05$ m (grau eingefärbt) bis zum Maximum von D_{fl} bei $R = 2.08$ m. Folglich überschneidet sich der ergodische Bereich mit dem Teil des ΔE_r -Profils, in dem das radiale elektrische Feld eine Änderung um bis zu $+10$ kV/m erfährt. Daß die Annahme zumindest über die Lage der inneren Begrenzung des ergodischen Bereichs gerechtfertigt ist, zeigen die mit der Thomson-Streuungs-Diagnostik [56] gemessenen Elektronentemperaturprofile von Abbildung 6.11 einer ähnlichen Entladung: Während der DED-Phase (■) ist das T_e -Profil im Außenbereich stark abgesenkt gegenüber der Referenzphase ohne DED (\circ). Die Absenkung der Elektronentemperatur ist ein Merkmal für den erhöhten Transport aus dem ergodischen Gebiet nach außen [57]. In der oberen Hälfte der Abbildung ist die Flußfläche, auf der sich der Abknickpunkt des T_e -Profils lokalisieren läßt, grau hervorgehoben. Obwohl diese T_e -

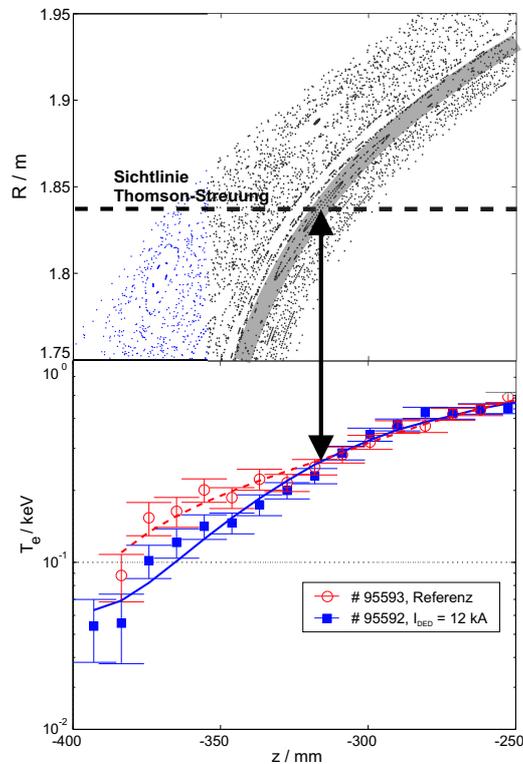


Abbildung 6.11.: Mit Thomson-Streuung gemessene T_e -Profile der Entladung #95592 mit (■) und ohne Ergodisierung (\circ). Die obere Hälfte der Abbildung zeigt die gerechnete Poincaré-Struktur. Die letzte ungestörte Flußfläche korreliert mit der Position, ab der die Temperatur im ergodischen Profil niedriger ist als im Referenzprofil.

6. Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation

R	2.06 m
T_e, T_i	280 , 290 eV
n_D	$1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Z_{eff}	2
D_{fl}	$10^{-7} - 10^{-6} \text{ m}^2/\text{m}$
L_K	14 m
$\sigma_{Spitzer}$	$6 \cdot 10^6 (\Omega\text{m})^{-1}$
σ_{erg}	$0.04 - 0.4 (\Omega\text{m})^{-1}$
q	2.75
$L_{T_e}, L_{T_i}, L_{n_e}$	(-0.07 , -0.14 , -0.1) m
B_ϕ, B_θ	(1.5 , 0.15) T
$v_{\theta,D}^{neo}, v_{th,D}$	(0.7 , 120) km/s

Tabelle 6.1.: Eingangsgrößen zur Berechnung von E_r , j_r und $v_{\theta,D}$ für *Deuterium* aus den Gleichungen 2.5, 2.12, 2.13 und 2.19 bzw. 2.20 in der ergodischen Zone ($R = 2.06$ m, Entladung #95591).

Messungen an einer anderen poloidalen Position durchgeführt sind, läßt sich diese Flußfläche auf die horizontale Ebene verfolgen und trifft diese bei $R = 2.05$ m. Somit bestätigen diese Messungen, daß um diese Position herum das ergodische Gebiet beginnt.

Das radiale elektrische Feld ist eine universelle Größe, unabhängig von der Teilchensorte, mit der es aus der radialen Kraftgleichung bestimmt wird. Es bietet sich daher an, die stationären Gleichungen 2.5 (radiales elektrisches Feld), 2.12 (poloidale Rotation), 2.13 (toroidale Rotation) und 2.19 bzw. 2.20 (radialer Ergodisierungsstrom) für das Hauptplasma (*Deuterium*) zu verwenden, um E_r , j_r und $v_{\theta,D}$ zu berechnen. Die so berechneten Werte können dann mit den gemessenen für *Kohlenstoff* verglichen und aus j_r können Schlüsse über die Kraftwirkung auf das Plasma gezogen werden.

Ob Gleichung 2.19 oder Gleichung 2.20 angewendet werden kann, hängt von der Stößigkeit des Plasmas ab, die im ergodischen Plasma über das Verhältnis aus mittlerer freier Weglänge λ_{mfp} und Kolmogorovlänge L_K definiert wird. Hier haben wir $\lambda_{mfp} \approx 33$ m und $L_K \approx 15$ m, sodaß weder $\lambda_{mfp} \gg L_K$ (stoßfrei) noch $\lambda_{mfp} \ll L_K$ (stößig) und wir mit beiden Varianten arbeiten.

Alle in die Rechnung einfließenden Größen sind noch einmal in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Z_{eff} und n_D wurden der Auswertung der Kohlenstoffdichte mit dem CHEAP-Programm (Abschnitt 5.3) entnommen, T_e und n_e stammen vom ECE- und HCN-System, D_{fl} und L_K aus den Poincaré-Rechnungen.

Tabelle 6.2 zeigt die Ergebnisse der Rechnung. Die Vorzeichen der Geschwindigkeiten beziehen sich auf das (r, θ, ϕ) -Koordinatensystem (siehe auch Abschnitt 4.3).

Eine Annahme in der Herleitung von Gleichung 2.12 war die Kleinheit der poloidalen

6.2. Poloidale Kohlenstoffrotation unter dem Einfluß des Dynamischen Ergodischen Divertors

	gerechnet, D ⁺		gemessen, C ⁶⁺
	stößig	stoßfrei	
v _θ [km/s]	-5	-4	-3 ± 1 (co)
v _φ [km/s]	-45	-39	-33 (co)
E _r [kv/m]	10	7	9 ± 3
j _{r,e} [A/m ²]	29	23	-
j _{r,e} · B _φ [N/m ³]	44	34	-

Tabelle 6.2.: Nach den Gleichungen 2.5, 2.12, 2.13 und 2.19 (stößiges Plasma) bzw. 2.20 (stoßfreies Plasma) berechnete **Ergebnisse** für E_r, j_r, v_θ und v_φ für D⁺ im Vergleich mit den gemessenen Werten für C⁶⁺. Die Vorzeichen der Geschwindigkeiten sind im (r, θ, φ)-Koordinatensystem angegeben, d. h. „-“ ≙ „co“.

Geschwindigkeit gegenüber der Ionenschallgeschwindigkeit [8, 23]: v_{θ,D} ≪ $\frac{B_\theta}{B_\phi} v_{th,D}$. Wie das Ergebnis zeigt, ist diese Bedingung mit v_{θ,D} = 6 bzw. 4 km/s und 0.1 · v_{th,D} ≈ 12 km/s marginal erfüllt.

Unter diesem Vorbehalt stimmt die Berechnung von E_r vor allem für das stößige Plasma im Rahmen des Meßfehlers gut mit dem aus den Ladungsaustauschmessungen gewonnenen Wert überein. Wenn man annimmt, daß die Richtung der Deuteriumrotation *ohne* Ergodisierung durch den neoklassischen Wert repräsentiert wird, so hat auch hier durch die Ergodisierung eine Umkehr stattgefunden. Dieser von außen aufgeprägte Beitrag ist offensichtlich ausreichend stark, die Deuteriumionen – im Unterschied zum ohmschen Plasma (Abschnitt 6.1) – annähernd so schnell wie die Kohlenstoffionen rotieren zu lassen.

Der radiale Strom j_r ist von der Größenordnung, wie man ihn in Polarisierungsexperimenten vorfindet [54]. Dort wird mit einer ins Plasma eingeführten Elektrode ein radialer Strom erzeugt und darüber eine meßbare Zunahme der Plasmarotation hervorgerufen [58].

In unserem Fall läßt sich die Kraft, die allein der Ergodisierungsstrom auf das Plasma ausübt, abschätzen, indem wir die Kraftdichte j_rB_φ mit dem Volumen der ergodisierten Plasmaschale multiplizieren. Die Breite der Schale beträgt nach Abbildung 6.10 ungefähr 3 cm, sodaß

$$F_{j,\theta} = j_{r,e} B_\phi \cdot V_{\text{ergodisch}} = j_{r,e} B_\phi \cdot 2\pi R_0 \cdot 2\pi(R - R_0) \cdot \Delta r \\ \approx 35 \text{ N (stößig) bzw. } 27 \text{ N (stoßfrei),}$$

anhand der beiden möglichen Werte von j_{r,e} für ein stößiges und ein stoßfreies Plasma. Der Beitrag in toroidaler Richtung ist wiederum eine Größenordnung geringer, aber mit folglich (3-4) N vergleichbar mit dem Drehimpulseintrag des Heizstrahls von ≈ 1 N. Somit können wir die beobachtete poloidale Beschleunigung des Plasmas der Wirkung des Stromes zuschreiben, der von der Ergodisierung und damit der Auflösung der geordneten

magnetischen Topologie hervorgerufen wird.

6.2.2. C^{2+} Rotation im dynamischen Störfeld

Um die in den Profilen beobachtete Änderung der Rotation direkt innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche mit besserer Zeitaufösung zu untersuchen, wurden Messungen an der passiven CIII-Linie bei 464.7 nm durchgeführt. Dadurch sind wegen der hohen Intensität der Linie zeitaufgelöste Messungen von $\Delta t = 50$ ms möglich, im Vergleich zu den Messungen mit aktivem Ladungsaustausch. Die CIII-Emission ist in einer schmalen Schale wenige Zentimeter innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche lokalisiert [47].

Die Messungen der DED-3/1-Konfiguration wurden unter konstanten Werten von Plasmapstrom, -dichte, Toroidalfeld und Zusatzheizung durch Neutralstrahl-Injektion während der gesamten Entladung durchgeführt (siehe Tabelle 6.3). Während der Entladung wurde der DED-Strom innerhalb von 1.5 s linear auf die vorgegebene Amplitude erhöht, für eine Sekunde gehalten und dann wieder abgeschaltet, und dieses Verfahren in mehreren Entladungen unter Variation der DED-Amplitude in 0.5 kA-Schritten von 0 auf 3 kA wiederholt.

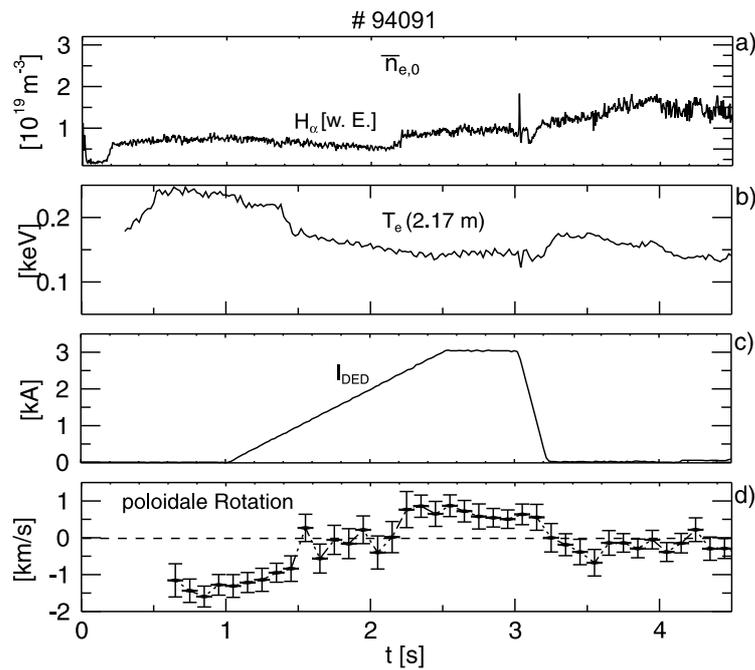
DED Konfiguration	I_p [kA]	B_t [T]	$\bar{n}_{e,0}$ [10^{19} m^{-3}]	R_0 [m]	a [m]	q_a	P_{NI} [MW]
3/1	300	2.25	2.0	1.76	0.45	4.7	0.6
12/4	240	1.4	1.5	1.73	0.46	3.8	0.0

Tabelle 6.3.: Plasmaparameter zu den Messungen der poloidalen C^{2+} Rotation

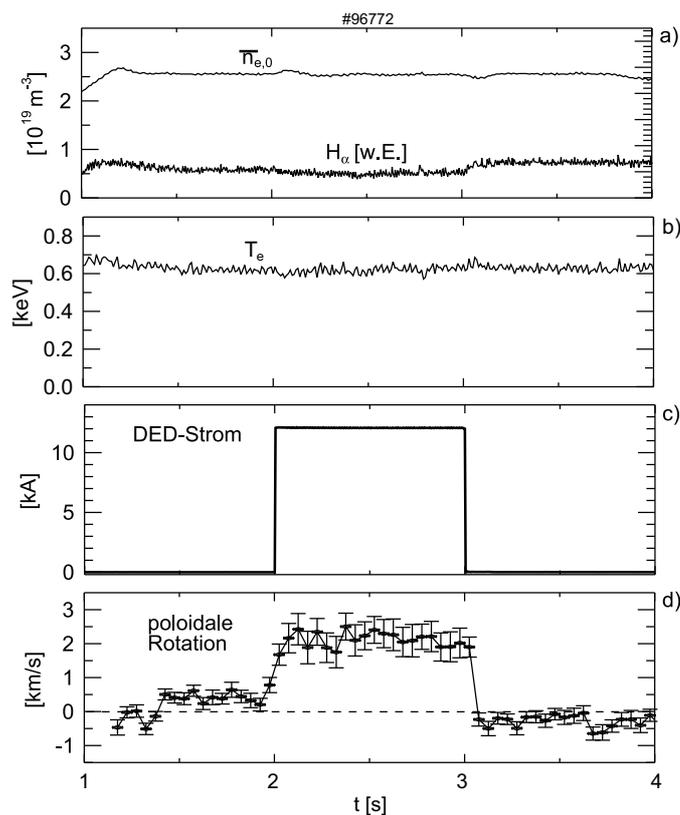
Die Abbildungen 6.12 a)-c) zeigen den Verlauf der Entladung mit der höchsten DED-Amplitude von 3 kA, Bild d) die entsprechende Zeitspur der poloidalen Rotation. Zu Anfang rotiert das Plasma genau wie in der Profilmessung (Abschnitt 6.2.1) in counter-Richtung. Somit sind diese passiven mit den vorherigen aktiven Messungen lokal vergleichbar. Mit einsetzender DED-Rampe nimmt die Rotation bis zum Ende der Rampe kontinuierlich in positive Richtung zu. Bei $t = 1.4$ s entsteht eine 2/1 Tearing-Mode [59], eine magnetische Instabilität, die durch Neuordnung der Feldlinien auf der $q = 2$ -Fläche zwei magnetische Inseln ausbildet. Das reduziert den Einschluß, was durch den Einbruch in der zentralen liniengemittelten Dichte und der Elektronentemperatur in Abbildung 6.12(a) a) und b) angezeigt wird. Die 2/1-Inseln führen zu einer zusätzlichen Erhöhung der Ergodisierung, was sich in einem sprunghaften Anstieg der Rotation in co-Richtung äußert. Dies scheint sich bei $t = 2.2$ s zu wiederholen, wenn eine 3/1 Mode entsteht [59].

Nach Abschalten des DED wird die Rotation wieder kleiner, bleibt jedoch bei 0 km/s stehen, anstatt wieder zum negativen Ausgangswert zurückzukehren. Dies kann mit dem

6.2. Poloidale Kohlenstoffrotation unter dem Einfluß des Dynamischen Ergodischen Divertors



(a) DED 3/1 Konfiguration



(b) DED 12/4 Konfiguration

Abbildung 6.12.: Zeitverlauf der poloidalen C^{2+} Rotation (untere Zeitspuren) während des DED-Betriebs zusammen mit typischen Plasmaparametern

6. Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation

Anstieg der liniengemittelten Dichte und des Wasserstoff-Recyclings (H_{α} -Signal in Bild a)) bei $t = 3.1$ s am Limiter – in direkter Nähe zur Beobachtung – erklärt werden, sodaß die Dämpfung der Rotation durch Ladungsaustausch mit den Neutralen zunimmt.

In der DED-12/4-Konfiguration (Abbildung 6.12(b)) sah das experimentelle Programm anstelle einer langsamen DED-Stromrampe ein schnelles Ein- und Ausschalten vor (verglichen mit der Zeitauflösung der Messung von 50 ms). Wegen der Spulenverschaltung als Multipol höherer Ordnung kann hier gegenüber der 3/1-Konfiguration die Amplitude auf 12 kA gesteigert werden. Wie zuvor in 3/1 folgt der Verlauf der poloidalen Rotation (6.12(b) d)) dem Verlauf des DED-Signals und nimmt um ungefähr 2 km/s in die co-Richtung zu. In dieser Konfiguration treten keine magnetischen Moden auf.

Allerdings weist die zu Anfang der Entladung ($t < 2$ s) gemessene, ungestörte Rotation nicht in die counter-Richtung, wie es bei den Messungen zur 3/1-Konfiguration der Fall ist und es vor dem Hintergrund der bisherigen Ergebnisse eigentlich direkt innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche zu erwarten wäre. Dies läßt sich jedoch als Effekt der Beobachtungsgeometrie im Zusammenspiel mit der Plasmalage verstehen: wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, wird die Auswertung der passiven Messungen anhand eines festgelegten Beobachtungskanals von unten durchgeführt. Wenn das Plasma verschoben ist, sodaß die letzte geschlossene Flußfläche 2 cm weiter innen liegt, wie in den Messungen zur 12/4- gegenüber denen zur 3/1-Konfiguration der Fall, beobachtet der gleiche Kanal nun einen anderen Punkt im Rotationsprofil. Dies ändert jedoch nichts an der Beobachtung der Rotationszunahme in co-Richtung bei eingeschaltetem DED.

Um aus diesem Grund eine bessere Beurteilung der DED-Wirkung zu erhalten, die unabhängig von den jeweils aktuellen Plasmabedingungen ist, wird die *Änderung der Rotation* als Funktion des DED-Stroms betrachtet. Innerhalb derselben DED-Konfiguration (3/1 oder 12/4) ist der DED-Strom ein direktes Maß für die Stärke der Störung [25]. Dazu wird aus allen Entladungen und zu jedem Zeitpunkt der DED-Phase die Differenz gebildet zwischen der Rotation zu diesem Zeitpunkt und der Rotation vor der DED-Phase (Abbildung 6.13). Für die Entladungen im dynamischen Betrieb wird die effektive DED-Stromstärke verwendet, die das 0.6-fache der vollen Stromstärke ist (siehe Abschnitt 4.2). Da die technisch maximal mögliche Amplitude im dynamischen Betrieb bereits kleiner ist als im statischen, erstreckt sich die Datenbasis dieser Messungen über niedrigere DED-Ströme als die statischen. Zudem liegen den Messungen zur 3/1 Konfiguration Stromrampen zugrunde, was zu der höheren Punktdichte in Abbildung 6.13(a) gegenüber Abbildung 6.13(b) führt.

Man sieht deutlich, daß die poloidale Rotation durch den DED einen Beitrag in co-Richtung erhält, der mit der Stärke des DED-Feldes anwächst und unabhängig von der Spulenordnung ist. Dies trifft sowohl auf den *statischen* als auch den *dynamischen* Betrieb *in gleicher Weise* zu. Darüber hinaus ist jedoch die Richtung der Beschleunigung *unabhängig* von der *Drehrichtung* des Störfeldes. Die sprunghafte Zunahme der Rotati-

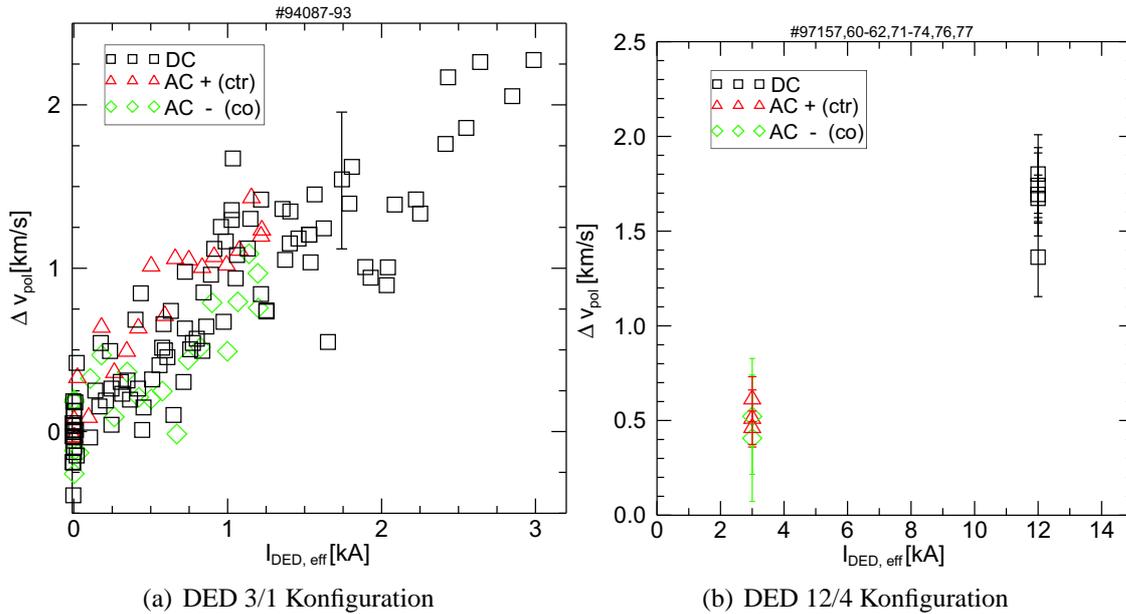


Abbildung 6.13.: Änderung der poloidalen C^{2+} Rotation mit dem effektiven DED-Strom

on mit den magnetischen Moden in 3/1-Konfiguration, wie sie in der einzelnen Zeitspur zu sehen war, ist in der Streuung der aus mehreren Entladungen zusammengetragenen Datenpunkte (Abbildung 6.13(a)) nicht mehr zu finden. Allerdings besteht hier ein sehr geringer, aber sichtbarer Unterschied zwischen den beiden Entladungen im dynamischen Betrieb: wenn das Störfeld in counter-Richtung (\triangle) rotiert, ist die Zunahme der Plasma-rotation größer als bei Rotation des Störfeldes in co-Richtung (\diamond).

Der letztere Fall ist das einzige Szenario, in dem keine Moden auftreten. Weil die Moden zur Ergodisierung beitragen, somit den Feldlinien-Diffusionskoeffizienten und die $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kraft erhöhen, kann der beobachtete Effekt durch das Fehlen dieses Effektes erklärt werden. Für eine genauere Untersuchung der Unterschiede ist eine Vergrößerung der Datenbasis durch weitere Messungen notwendig.

Die gleichen Schlußfolgerungen lassen sich aus dem Verhalten der *toroidalen* Rotation [60, 61] ziehen (Abbildung 6.14): im statischen DED-Betrieb wird auch v_ϕ toroidal in co-Richtung beschleunigt. Die Richtung der Beschleunigung stimmt mit der Richtung der toroidalen $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kraft überein, die – wie in Abschnitt 6.2.1 gezeigt – alleine durch die Ergodisierung bereitgestellt wird. Die Beschleunigung ist ebenso unabhängig von Frequenz und Richtung des Störfeldes.

Die Unabhängigkeit der Beschleunigung von der Rotationsfrequenz des Störfeldes spricht dagegen, daß induzierte Abschirmströme *entlang* der Flußflächen zu einem Drehimpulsübertrag führen, wie in [19] vorgeschlagen. In Abschnitt 6.2.1 haben wir gezeigt, daß

6. Ergebnisse zur poloidalen Kohlenstoffrotation

bereits der Ausgleichsstrom alleine eine ausreichende Plasmarotation hervorrufen kann.

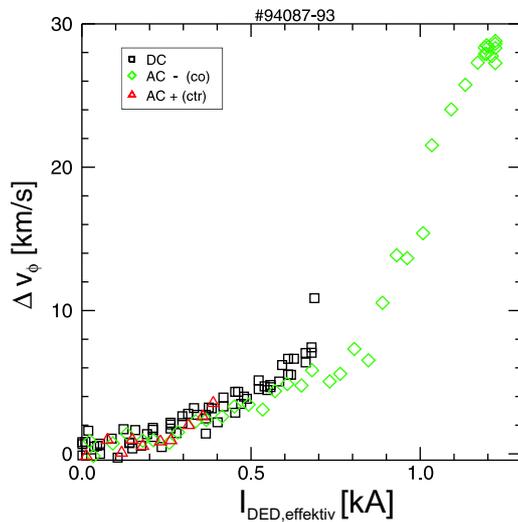


Abbildung 6.14.: Änderung der toroidalen Rotation als Funktion des DED-Stromes

geblieben sind. Da der DED für den Betrieb bei Frequenzen bis 10 kHz ausgelegt ist, wird das Modell durch zukünftige Experimente überprüft werden können.

Im Gegensatz dazu beschreiben ein magneto-hydrodynamisches Zweiflüssigkeitsmodell [62] und [63] das durch den DED aufgeprägte Drehmoment folgendermaßen: Solange die Rotationsfrequenz des Störfeldes unterhalb der diamagnetischen *Elektronen-Driftfrequenz* liegt, also $|\omega_{\text{DED}}| < |\omega_{\text{dia,e}}|$, wirkt die Beschleunigung immer in co-Richtung. Dies schließt den statischen Fall mit ein. Erst bei DED-Frequenzen größer $|\omega_{\text{dia,e}}|$ setzt ein mitnehmendes Drehmoment ein, welches dahingehend wirkt, die Relativgeschwindigkeit zwischen Elektronenflüssigkeit und Störfeld zu beseitigen. Abschätzungen legen nahe, daß die bisher durchgeführten Experimente unterhalb der durch $\omega_{\text{dia,e}}$ definierten Schwelle

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines Beobachtungssystems am Tokamak TEXTOR zur hochaufgelösten Messung der poloidalen Plasmarotation mittels aktiver Ladungsaustauschspektroskopie an Kohlenstoff. Erste Messungen des neuen Systems sollten den Einfluß statischer und dynamischer Ergodisierung des Plasmarandes auf die Plasmarotation untersuchen.

Die aktive Ladungsaustauschspektroskopie an Kohlenstoff C^{6+} ermöglicht die lokalisierte und räumlich aufgelöste Bestimmung von Iontemperatur-, Rotations- und C^{6+} -Dichte-Profilen aus der Analyse der Form von Spektrallinien, die nach dem Ladungsaustausch zwischen neutralem Wasserstoff und dem Kohlenstoff im Plasma emittiert werden. Das hier verwendete Meßsystem nutzt einen gepulsten hochenergetischen Wasserstoffdiagnostikstrahl, wodurch eine Trennung des aktiven Signals vom Untergrund möglich ist. In Verbindung mit einer niedrigen Strahldivergenz von $< 0.6^\circ$ sind lokalisierte und auf 1-2 cm radial aufgelöste Messungen möglich.

Die Qualität des Diagnostikstrahls, insbesondere der Anteil an Teilchen mit voller Energie, hat einen entscheidenden Einfluß auf die Stärke des Ladungsaustauschsignals. Durch die Modifizierung der Ionenquelle konnte annähernd eine Verdreifachung des vollen Energieanteils erreicht werden.

Das Beobachtungssystem zeichnet sich auf der Plasmaseite durch die Installation von Sichtlinien aus, die den Diagnostikstrahl von beiden Seiten beobachten. Diese Methode der differentiellen Dopplerspektroskopie gewährleistet eine präzise in situ Wellenlängenkalibrierung des Systems und damit der Rotationsmessung. Dafür müssen die gegenüberliegenden Beobachtungskanäle optimal aufeinander justiert sein. Zu diesem Zweck wurde in dieser Arbeit die radiale Kalibrierung mit Hilfe der eigenen Emission des Diagnostikstrahls umgesetzt, wodurch diese Kalibrierung unabhängig von einer Vakuumunterbrechung des TEXTOR-Gefäßes und folglich beliebig oft wiederhol- und überprüfbar wird.

Auf der Spektrometerseite wurde ein System aus einer digitalen bildverstärkten CCD-Kamera mit einem hochauflösenden Echelle-Spektrometer in 46. Ordnung aufgebaut und in Betrieb genommen. Mit einer Dispersion von 0.07 nm/mm und einer Bandbreite von 0.87 nm kann das System prinzipiell Rotationsgeschwindigkeiten bis herunter zu ± 100 m/s und Iontemperaturen bis 3 keV erfassen.

Bedingt durch die Intensität des Ladungsaustauschsignals erforderten die ersten Messungen eine zeitliche Integration von mindestens 1 s. Unter Berücksichtigung aller Meßfehler kann die poloidale Rotation auf $\pm(1-2)$ km/s genau bestimmt werden.

Die durchgeführten Messungen bestehen zunächst aus den ersten Messungen eines radialen Rotationsprofils in einem ohmschen Plasma überhaupt, welche durch aktive Ladungsaustauschspektroskopie gewonnen und damit lokalisiert sind. Der Kohlenstoff rotiert im eingeschlossenen Volumen mit maximal 5 km/s überwiegend in counter-Richtung, das bedeutet entgegen der Richtung des poloidalen Magnetfeldes.

Der Verlauf des gemessenen Profils wird nur im Plasmainnern von einem neoklassischen Zweiflüssigkeitsmodell wiedergegeben. Dieses beruht auf einer Kopplung der Kohlenstoffan die Deuteriumbewegung des Plasmahintergrundes durch Stöße und enthält eine Reihe von Annahmen und Vereinfachungen über die Wechselwirkung. Mögliche Ursachen für die Abweichungen am Plasmarand sind nicht berücksichtigte Dämpfung durch Ladungsaustausch mit thermischen Neutralteilchen sowie anomale Viskosität. Die Abweichung am Plasmarand kann auch von der ungenauen analytischen Formulierung der Rotation in genau dem hier vorliegenden Stößigkeitsbereich herrühren.

Die Auswertung des radialen elektrischen Feldes, E_r , aus den gemessenen Profilen mit Hilfe der radialen Kraftgleichung für C^{6+} -Ionen ergibt, daß der Druckgradient kaum einen Beitrag zu E_r leistet, sodaß poloidale Rotation und radiales elektrisches Feld sehr eng miteinander verbunden sind. Die Richtung des elektrischen Feldes am Plasmarand nach innen stimmt mit der neoklassischen Richtung überein. Die tiefe Reichweite des negativen Feldes ins Plasma hinein sowie eine stark positive Exkursion lassen sich allerdings nicht erklären. Hierzu müssen weitere systematische Messungen Aufschluß geben.

Mit dem neuen Beobachtungssystem wurde der Einfluß von Ergodisierung auf die poloidale Plasmarotation untersucht. Die Ergodisierung wird von einem magnetischen Störfeld des Dynamischen Ergodischen Divertors hervorgerufen, der als neues Experiment zur Untersuchung der Teilchen- und Wärmeauskopplung an TEXTOR dient. Das magnetische Störfeld erzeugt auf resonante Weise im ursprünglich eingeschlossenen Plasma ein offenes ergodisches System aus einer laminaren Region direkt vor den Störspulen, in der das Nahfeld die Feldlinien auf die Wand führt, und einer ergodischen Region, in der die Feldlinien das gesamte Volumen durchsetzen und über die laminare Region Kontakt zur Wand herstellen.

Unter dem Einfluß statischer Ergodisierung wechselt direkt innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche die Rotation von der ursprünglichen counter- in die co-Richtung. Nach Berechnungen der Magnetfeldtopologie bildet sich an dieser Stelle der ungefähr 3 cm breite ergodische Bereich aus. Auch das radiale elektrische Feld, welches wieder aus den gemessenen Kohlenstoffprofilen rekonstruiert wird, wird hier positiver und ändert sich um ungefähr $\Delta E_r = +10$ kV/m. Eine selbstkonsistente Berechnung des radialen elektrischen Feldes, welches von der betrachteten Teilchensorte unabhängig sein muß, aus den Bewegungsgleichungen des *Deuterium*hintergrundes stimmt mit dem gemesse-

nen Wert überein. Das Anwachsen des radialen elektrischen Feldes in die positive Richtung spricht für eine Erhöhung des Transports nach außen, da dieser im Bereich offener Feldlinien in der Hauptsache von Elektronen entlang des Magnetfeldes getragen wird. Dieser Elektronenstrom wird zur Wahrung der Quasineutralität von einem gleichgerichteten Ionenstrom kompensiert. Trotz des verschwindenden Gesamtstroms kommt es durch die gestörte Magnetfeldtopologie zu einer $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kraft in poloidaler Richtung, die von der radialen Projektion dieses Elektronenstroms abhängt. Die Berechnung dieses Stroms aus den Deuteriumgleichungen ergibt einen Wert von $(23-29) \text{ A/m}^2$. Die damit verbundene lokale Kraft auf das Plasma von $(27-35) \text{ N}$ wird für die beobachtete Beschleunigung des Plasmas verantwortlich gemacht. Messungen mittels passiver Spektroskopie an C^{2+} -Ionen, die im ergodischen Bereich lokalisiert sind, zeigen, daß die Rotation stetig mit der Stärke des Störfeldes in co-Richtung anwächst.

Eine besondere Eigenschaft des Dynamischen Ergodischen Divertors besteht darin, das magnetische Störfeld bei Frequenzen bis $\pm 10 \text{ kHz}$ in beide poloidalen Richtungen – co und counter – rotieren zu lassen. An der passiven C^{2+} -Emission fanden auch die Untersuchungen in diesem dynamischen Betrieb bei $\pm 1 \text{ kHz}$ statt. In allen Fällen nimmt die Plasmarotation wie im statischen Fall linear mit der Störfeldstärke in co-Richtung zu. Die Zunahme ist geringfügig schwächer, wenn das Störfeld selbst in co-Richtung rotiert. Dies läßt sich auf das Ausbleiben von magnetischen Moden zurückführen, die einen Einfluß auf den Grad der Ergodisierung haben.

Würde eine Beschleunigung des Plasmas durch die Wechselwirkung von Abschirmströmen mit dem rotierenden Störfeld dominieren, müßte der Unterschied in der Rotationsänderung genau umgekehrt und ausgeprägter stattfinden. Die Beobachtung spricht gegen diesen Mechanismus. Wie die Ergebnisse aus dem statischen Betrieb zeigen, führt bereits der Ergodisierungsstrom alleine zu der beobachteten Änderung der Plasmarotation.

Ausblick

Die bislang angewendeten Frequenzen in den Experimenten zum dynamischen Betrieb haben die prinzipiellen Möglichkeiten des Betriebs bis $\pm 10 \text{ kHz}$ noch nicht voll ausgeschöpft. Ein erweitertes Modell zur Wirkung des Dynamischen Ergodischen Divertors schlägt die elektronendiamagnetische Driftfrequenz als eine Grenze vor, oberhalb derer sich erst die Frequenz und die Drehrichtung des Störfeldes auf die Beschleunigung des Plasmas auswirken. Somit können weitere Experimente bei höheren Frequenzen zu einer Überprüfung dieser These beitragen.

Die poloidale Beschleunigung des Plasma durch die $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kraft des Ergodisierungsstroms hängt von der Richtung des toroidalen Magnetfeldes ab. Experimente mit invertiertem Magnetfeld bieten daher eine effektive Möglichkeit, den in dieser Arbeit gefundenen Mechanismus noch genauer zu untersuchen. Auch im dynamischen Betrieb ließe sich mit dieser Methode der wirksame Mechanismus der Plasmabeschleunigung noch sicherer

identifizieren.

Eine höhere Intensität des Ladungsaustauschsignals kann die Zeitauflösung der Profilmessungen erhöhen und die Meßunsicherheiten weiter reduzieren. Der geplante Austausch der Hochfrequenzionenquelle des Diagnostikstrahls gegen eine Bogenquelle läßt einen Anstieg der vollen Energiekomponente um ca. 20 % erwarten. Am Beobachtungssystem ist der größte Intensitätsverlust durch das niedrige Öffnungsverhältnis des Spektrometers gegeben. Eine bessere Anpassung von Spektrometer und Einkopplung des Lichts kann durch die Verwendung einer niedrigeren Spektrometerbrennweite erreicht werden.

Die Messung der toroidalen Rotation am Heizstrahl reicht nur bis $R = 2.05$ m. Die Einrichtung einer toroidalen Beobachtung des Diagnostikstrahls könnte diese Lücke zum Plasmarand schließen. Zusammen mit der Messung der poloidalen Rotation würde damit eine vollständige Erfassung der Plasmarotation an einem System ermöglicht.

A. Berechnung des q -Profils und B_θ

Das q -Profil kann näherungsweise beschrieben werden durch:

$$q = q_{tor}(r_\Psi) = q_a \left(\frac{r_\Psi}{a} \right)^2 \cdot \frac{1}{\left(1 - \left(1 - \left(\frac{r_\Psi}{a} \right)^2 \right)^3 \right)}$$

mit den Flußflächenkoordinaten r_Ψ , Sicherheitsfaktor am Rand q_a und kleinem Plasmaradius a (siehe unten). In einem Tokamak mit großem Aspektverhältnis wie TEXTOR ($\frac{R}{a} \approx 3.8$) ergibt sich dann nach [3] das poloidale Magnetfeld

$$B_\theta(R) = \frac{r_\Psi(R)}{R_0} \frac{B_\phi(R)}{q(r_\Psi(R))}. \quad (\text{A.1})$$

A.1. Rekonstruktion von q_a , R_0 und a [64]

Benötigte TEXTOR-Signale

dhi	horizontale Lage [V]	star/dhi
β_p	poloidales Beta	tpd/betap
I_p	Plasmastrom [A]	star/curr
B_t	Toroidalfeld [T]	star/bt

Position der magnetischen Achse

$$R_0 = 1.772 + 1.1(\text{dhi} - 4)/100 - 0.024\beta_p$$

Kleiner Radius

$$a = \text{Min} [R_0 - (1.75 - 0.477) \quad , \quad 0.463 + (1.75 - R_0)]$$

Mit dem zylindrischen Sicherheitsfaktor am Rand

$$q_{a,zyl} = \frac{2\pi a^2 B_\phi}{\mu_0 I_p R_0}$$

und den Korrekturtermen zur Berücksichtigung toroidaler Effekte 4. Ordnung

$$\begin{aligned}\lambda &= \beta_p + 0.6 - 1 \\ a_2 &= \lambda^2 + 2\lambda + 3 \\ a_4 &= \lambda^4 + 2\lambda^3 + 3\lambda^2 + 4\lambda + 5 \\ c &= 1 + \frac{a_2}{2} \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 + \frac{3}{8} a_4 \left(\frac{a}{R_0}\right)^4\end{aligned}$$

ergibt sich der Sicherheitsfaktor

$$q_a = q_{a,tor} = q_{a,zyl} * c$$

A.2. Flußflächen-Koordinaten r_Ψ

Wegen des kreisförmigen Plasmaquerschnittes an TEXTOR läßt sich die Shafranov-Ver-schiebung zwischen den Koordinaten r_Ψ der Flußflächen und den rein geometrischen, $R - R_0$ parabolisch annähern:

$$R - R_0 - r_\Psi = \Delta_0 \left(1 - \left(\frac{r_\Psi}{a} \right)^2 \right).$$

Mit $\Delta_0 = 10^{-3}(23 + 60.7\beta_p)$ [65] und $k = \frac{a}{2\Delta_0}$ ergeben sich die Flußflächenkoordinaten am Ort R

$$r_\Psi = \text{Min} \left[a \cdot \left(k + \sqrt{k^2 - \frac{R - R_0}{\Delta_0} + 1} \right) , \quad a \cdot \left(k - \sqrt{k^2 - \frac{R - R_0}{\Delta_0} + 1} \right) \right]$$

Literaturverzeichnis

- [1] ONGENA, J. und G. VAN OOST: *Energy for Future Centuries: Will Fusion Be an Inexhaustible, Safe, and Clean Energy Source?* Fusion Science and Technology, **45**(T2):3–14, March 2004.
- [2] WEIGERT, A. und H. J. WENDKER: *Astronomie und Astrophysik*. VCH, 3. Auflage, 1996.
- [3] WESSON, JOHN: *Tokamaks*. Oxford University Press, 1997.
- [4] REBHAN, E., D. REITER, R. WEYNANTS, U. SAMM, W. J. HOGAN, J. RAEDER und T. HAMACHER: *Energy Technologies: Nuclear Energy*, Band **3**, Kapitel Controlled nuclear fusion: general aspects. Springer-Verlag GmbH, 2005.
- [5] AYMAR, R., P. BARABASCHI und Y. SHIMOMURA: *The ITER design*. Plasma Physics and Controlled Fusion, **44**(5):519–565, 2002.
- [6] BURELL, K. H.: *Effects of $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices*. Physics of Plasmas, **4**(5):1499, 1997.
- [7] REISER, D. und M. Z. TOKAR: *Turbulence Suppression in Transport Barriers*. Fusion Science and Technology, **45**(T2):346–353, March 2004.
- [8] ROZHANSKY, V. und M. TENDLER: *Reviews of Plasma Physics*, Band **19**, Kapitel PLASMA ROTATION IN TOKAMAKS, Seite 147. Consultants Bureau, New York-London, 1996.
- [9] HELANDER, P. und D. J. SIGMAR: *Collisional Transport in Magnetized Plasmas*. Cambridge University Press, 2002.
- [10] FONCK, R. J., D. S. DARROW und K. P. JAEHNIG: *Determination of plasma-ion velocity distribution via charge-exchange recombination spectroscopy*. Physical Review A, **29**(6):3288–3309, June 1984.
- [11] KIM, Y. B., P. H. DIAMOND und R. J. GROEBNER: *Neoclassical poloidal and toroidal rotation in tokamaks*. Physics of Fluids B: Plasma Physics, **3**(8):2050–2060, 1991.

- [12] BAYLOR, L. R., K. H. BURRELL, R. J. GROEBNER, W. A. HOULBERG, D. P. ERNST, M. MURAKAMI und M. R. WADE: *Comparison of toroidal rotation velocities of different impurity ions in the DIII-D tokamak*. Physics of Plasmas, **11**(6):3100–3105, 2004.
- [13] FINKEN, K. H. et al.: *Operating space of the Dynamic Ergodic Divertor for TEXTOR-94*. Nuclear Fusion, **39**:637–662, 1999.
- [14] STANGEBY, P. C.: *The plasma boundary of magnetic fusion devices*. IoP, 2000.
- [15] KAGANOVICH, I. und V. ROZHANSKY: *Transverse conductivity in a braided magnetic field*. Physics of Plasmas, **5**(11):3901–3909, 1998.
- [16] GHENDRIH, PH., A. GROSMAN und H. CAPES: *Theoretical and experimental investigations of stochastic boundaries in tokamaks*. Plasma Physics and Controlled Fusion, **38**(10):1653–1724, 1996.
- [17] YANG, X. Z. et al.: *The space potential in the tokamak text*. Physics of Fluids B: Plasma Physics, **3**(12):3448–3461, 1991.
- [18] HESS, W. R. et al.: *Experimental study of ergodic edge plasmas with marfes in Tore Supra*. Plasma Physics and Controlled Fusion, **37**(9):951–973, 1995.
- [19] FINKEN, K. H. et al.: *Modelling of the field line penetration and force transfer by the dynamic ergodic divertor of TEXTOR*. Nuclear Fusion, **44**:S55–S63, 2004.
- [20] HELLERMANN, M. G. VON, W. MANDL, H. P. SUMMERS, H. WEISEN, A. BOILEAU, P. D. MORGAN, H. MORSE, R. KOENIG, M. F. STAMP und R. WOLF: *Visible charge exchange spectroscopy at JET*. Band **61**, Seiten 3479–3486. AIP, 1990.
- [21] SCHWEER, B.: *Application of Atomic Beams for Plasma Diagnostic*. Fusion Science and Technology, **45**(T2):434–441, March 2004.
- [22] KRETER, A.: *Ladungsaustauschspektroskopie mit Hilfe eines Wasserstoffdiagnostikstrahls am Tokamak TEXTOR-94*. Berichte des Forschungszentrums Jülich **3860**, Forschungszentrum Jülich, 2001.
- [23] CORNELIS, J., R. SPORKEN, G. VAN OOST und R.R. WEYNANTS: *Predicting the radial electric field imposed by externally driven radial currents in tokamaks*. Nuclear Fusion, **34**(2):171–183, 1994.
- [24] CHEN, FRANCIS F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, 2 Auflage, 1984.
- [25] JAKUBOWSKI, M.: *Magnetic field topology and heat flux patterns under the influence of the dynamic ergodic divertor of the TEXTOR tokamak*. Berichte des Forschungszentrums Jülich **4143**, Forschungszentrum Jülich, 2004.

- [26] FINKEN, K. H.: *Perturbation field penetration into the TEXTOR tokamak and the resulting torque*. Nuclear Fusion, **39**(6):707–723, 1999.
- [27] WIESE, W. L., J. R. FUHR und T. M. DETERS: *Atomic Transition Probabilities of Carbon, Nitrogen, and Oxygen: A Critical Data Compilation*. J. Phys. Chem. Ref. Data, (Monograph No 7), 1996.
- [28] BOGEN, P., J. D. HEY, E. HINTZ, Y. T. LIE, D. RUSBÜLDT und U. SAMM: *Spectroscopic measurements of the ion temperature in front of a tokamak limiter*. Journal of Nuclear Materials, **220-222**:472–477, April 1995.
- [29] HEY, J. D., Y. T. LIE, D. RUSBÜLDT und E. HINTZ. Contr. to Plasma Phys., **34**:725, 1994.
- [30] SCHORN, R.P., E. WOLFRUM, F. AUMAYR, E. HINTZ, D. RUSBÜLDT und H. WINTER: *Radial temperature distributions of C^{6+} ions in the TEXTOR edge plasma measured with lithium beam activated charge exchange spectroscopy*. Nuclear Fusion, **32**(3):351–9, 1992.
- [31] WIENBECK, J.: *Entwicklung von Verfahren zur Auswertung von Messdaten der Plasmadiagnostik mit Methoden der massiv parallelen Datenverarbeitung*. Berichte des Forschungszentrums Jülich **3376**, Forschungszentrum Jülich, 1997.
- [32] HEY, J. D., Y. T. LIE, D. RUSBÜLDT und E. HINTZ. In: *Proc. 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Band **17C**, Lissabon, 1993.
- [33] NEUBAUER, O., G. CZYMEK, B. GIESEN, P. W. HÜTTEMANN, M. SAUER, W. SCHALT und J. SCHRUFF: *Design Features of the Tokamak TEXTOR*. Fusion Science and Technology, **47**:76, February 2005.
- [34] DONNÉ, A. J. H. et al.: *Overview of core diagnostics for TEXTOR*. Fusion Science and Technology, **47**:220, February 2005.
- [35] KRETER, A. et al.: *Investigation of Ion Transport in Ohmic Discharges by Charge-Exchange Recombination Spectroscopy*. In: *Proc 27th European Physical Society Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics*, Band **24B**, Seite 1232. Europhysics Conference Abstracts, 2000.
- [36] IVANOV, A. A., V. I. DAVYDENKO et al.: *Radio frequency ion source for plasma diagnostics in magnetic fusion experiments*. Review of Scientific Instruments, **71**(10):3728–3735, 2000.
- [37] SHIKHOVTSEV, I. V.: *private Mitteilung*, September 2005.

- [38] GESKUS, D.: *Design of a new system for spectroscopic measurements of the species fractions in the diagnostic hydrogen beam at TEXTOR*. Diplomarbeit, Applied Physics Saxion Hogeschool Enschede, January 2003.
- [39] SPENCE, D. et al.: *Production of high-brightness continuous wave proton beams with very high proton fractions*. Review of Scientific Instruments, **67**(4):1642–1645, 1996.
- [40] GRUEN, D. M., B. SISKIND und R. B. WRIGHT: *Chemical implantation, isotopic trapping effects, and induced hygroscopicity resulting from 15 keV ion bombardment of sapphire*. The Journal of Chemical Physics, **65**(1):363–378, 1976.
- [41] IVANOV, A. A., I. V. SHIKHOVTSEV et al.: *RF Discharge-Based Plasma Emitter*. Plasma Physics Reports, **28**(3):196–203, 2002.
- [42] UHLEMANN, R., R. S. HEMSWORTH, G. WANG und H. EURINGER: *Hydrogen and deuterium ion species mix and injected neutral beam power fractions of the TEXTOR–PINIs for 20–60 keV determined by Doppler shift spectroscopy*. Review of Scientific Instruments, **64**(4):974–982, 1993.
- [43] KROM, J. G., M. KORTEN et al.: *The TEC Web-Umbrella*. Fusion Engineering and Design, **60**(3):475, June 2002.
- [44] LAST, A. und J. MOHR: *Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern*. Wissenschaftliche Berichte **FZKA-6885**, Forschungszentrum Karlsruhe, Oktober 2003.
- [45] MARKWARDT, C. B.: *MPFIT für IDL*. <http://cow.physics.wisc.edu/~craigm/idl/>.
- [46] HELLERMANN, M. G. VON: *A brief description of the JET Charge Exchange Spectroscopy Software*. JET Internal Pages, Experimental Department, Core Spectroscopy Group, July 2000.
- [47] CLAASSEN, H. A., R. P. SCHORN, H. GERHAUSER und E. HINTZ: *Radial density profiles of highly charged carbon ions in TEXTOR*. Journal of Nuclear Materials, **176-177**:398–403, 1990.
- [48] TESTA, D.: *EfieldTEXTOR*. unveröffentlicht, August/September 2005.
- [49] LEHNEN, M.: *Untersuchungen der Plasmarandschichtstruktur im Tokamak TEXTOR-94 mittels der Heliumstrahldiagnostik*. Berichte des Forschungszentrums Jülich **3835**, Forschungszentrum Jülich, 2000.
- [50] SEVERO, J. H. F. et al.: *Plasma residual rotation in the TCABR tokamak*. Nuclear Fusion, Seiten 1047–1056, 2003.

-
- [51] CONDREA, I. et al.: *Ion temperature and plasma rotation velocity measurements using visible spectroscopy on TdeV*. Band **70**, Seiten 387–390. AIP, 1999.
- [52] KRÄMER-FLECKEN, A., V. DREVAL, S. SOLDATOV, A. REGISTER, V. VERSHKOV und THE TEXTOR-TEAM: *Turbulence studies with means of reflectometry at TEXTOR*. Nuclear Fusion, **44**(11):1143–1157, 2004.
- [53] KRÄMER-FLECKEN, A. et al.: *Reflectometry Measurements during Operation of the Dynamic Ergodic Divertor at TEXTOR*. zu veröffentlichen in *Nuclear Fusion*.
- [54] UNTERBERG, B. et al.: *Impact Of The Dynamic Ergodic Divertor On The Plasma Edge In The Tokamak TEXTOR*. In: *Proc. 20th Int. Conf. on Fusion Energy*, Vilamoura, 2004. Vienna: IAEA. EX/P5-33.
- [55] JAKUBOWSKI, M. et al.: *Optimization of the ergodization structure*. In: *Workshop on Stochasticity of Fusion Plasmas (SFP)*, Jülich, March 15th - 17th 2005. Forschungszentrum Jülich / Trilaterales Euregio Cluster.
- [56] BARTH, C. J., H. J. V. D. MEIDEN, T. OYEVAAR und N. J. LOPES CARDOZO: *High resolution multiposition Thomson scattering for the TEXTOR tokamak*. Band **72**, Seiten 1138–1142. AIP, 2001.
- [57] JAKUBOWSKI, M. W., O. SCHMITZ, S. S. ABDULLAEV, S. BREZINSEK, K. H. FINKEN, A. KRÄMER-FLECKEN, M. LEHNEN, U. SAMM, K. H. SPATSCHEK, B. UNTERBERG, R. WOLF und THE TEXTOR TEAM: *On the structure of magnetic field due to the Dynamic Ergodic Divertor in the TEXTOR and its effect on transport*. eingereicht bei Physical Review Letters, Oktober 2005.
- [58] OOST, G. VAN et al.: *Turbulent transport reduction by $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ velocity shear during edge plasma biasing: recent experimental results*. Plasma Physics and Controlled Fusion, **45**(5):621–643, 2003.
- [59] KOSŁOWSKI, H. R. et al.: *31th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*. Band **28G**, Seite P1.124, London ECA, 28th June 2004.
- [60] BOCK, M. DE et al.: *Influence of an ergodic field in the plasma edge on the global plasma rotation at the TEXTOR tokamak*. In: *Proc. 32nd EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Band **29C**, P2.042, Tarragona, June 2005.
- [61] FINKEN, K. H. et al.: *Toroidal Plasma Rotation Induced by the Dynamic Ergodic Divertor in the TEXTOR Tokamak*. Phys. Rev. Lett., **94**(015003), 2005.
- [62] KIKUCHI, Y. unveröffentlicht, 2005.

- [63] HEYN, M. F., I. B. IVANOV, S. V. KASILOV und W. KERNBICHLER: *On the Interaction of a Rotating Magnetic Field with the Plasma in the Kinetic Approximation*. In: *Proceedings of 32nd EPS Plasma Physics Conference*, Tarragona, June 2005.
- [64] UNTERBERG, B. und M. LEHNEN: *private Mitteilung*.
- [65] SOLTWISCH, H.: *Messung der internen Magnetfeld Struktur von Tokamak Plasmen*. Berichte des Forschungszentrum Jülich **2339**, Forschungszentrum Jülich, 1989.

Danksagung

Den folgenden Personen möchte ich für ihren Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit danken:

An erster Stelle Herrn Prof. Dr. U. Samm für die interessante Themenstellung und die stets aufmerksame Unterstützung und Betreuung, während der er mir vor allem immer wieder geholfen hat, den Kontext des Themas im Auge zu behalten.

Dr. B. Unterberg und Dr. B. Schweer für die unglaublich umfassende Betreuung von der wissenschaftlichen, experimentellen und technischen Seite. Ohne die geduldige Hilfsbereitschaft dieser beiden wäre die Arbeit nie so weit gekommen.

In gleicher Weise den Herren K. von Bovert, G. Herpers und K. Klören und S. Musso für den überdurchschnittlichen Einsatz bei allen anfallenden Arbeiten rund um den Diagnostikinjektor und das Beobachtungssystem zu fast jeder Tages- und Nachtzeit. Das TEXTOR-Team hat zu einer erfolgreichen Durchführung der aufwändigen Meßkampagnen beigetragen.

Den Kollegen Dr. S. Brezinsek und Dr. A. Kreter für die fortwährende Begleitung am Experiment und die Einführung in den Betrieb des Diagnostikinjektors, sowie bei der Korrektur des Manuskripts dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. G. Pretzler für die Übernahme des Koreferats und nützliche Hinweise bei der Fertigstellung der Arbeit.

Herrn Dr. M. von Hellermann für die Modifizierung und das zur Verfügungstellen des CHEAP-Codes zur Berechnung der Kohlenstoffdichte, sowie die Bereitschaft, sich jederzeit ergebender Fragen anzunehmen.

Meinen lieben Leidensgenossen Dipl. Phys. Oliver Schmitz und Dipl. Phys. Uron Kruezi für eine echt unvergeßliche Zeit beim Schrauben an TEXTOR, auf Tagungen sowie dem regen Austausch über allerlei fachliche und private Dinge.

Den Herren Dipl. Ing. M. Sauer und Dipl. Ing. W. Schalt sowie den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe um Dr. A. A. Ivanov des *Budker Institute of Nuclear Physics*, Nowosibirsk, Rußland, insbesondere Dr. V. Y. Savkin und Dr. I. V. Shikhovtsev, für die stete Hilfsbereitschaft und Verbesserungen rund um den Wasserstoff-Diagnostikstrahl.

Meiner Familie, in besonderem Maße meinen Eltern, für die immerwährende Unterstützung und das ununterbrochene Interesse bis zu diesem Tag. Meiner geliebten Freundin Birgit für Ihre einmalig treue Unterstützung sowie die während der Dauer dieser Arbeit aufgebrachte und immer weiter mitgewachsene Geduld.

Die hier vorgelegte Dissertation habe ich eigenhändig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, den 09.01.2006

Christian Busch