

Untersuchungen zu Plasmarotationen und
Impulstransport in ASDEX Upgrade

Hans Meister

IPP 10/6

Februar 1997



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchungen zu Plasmarotationen und
Impulstransport in ASDEX Upgrade

Hans Meister

IPP 10/6

Februar 1997

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

Universität Augsburg

Lehrstuhl für Experimentelle Plasmaphysik

Untersuchungen zu
Plasmarotation und Impulstransport
in ASDEX Upgrade

Diplomarbeit
von
Hans Meister

durchgeführt am
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
Garching bei München

25. Februar 1997

Abstract

Toroidal rotation velocities and radial transport of angular momentum are investigated by means of charge exchange recombination spectroscopy. An overview of the CER-diagnostic is given and the uncertainties of the measurement are discussed. A simplified formula for calculating the angular momentum is derived. Its numerical solution is computed by the application of the transport code *ASTRA*.

In order to analyse the radial transport of angular momentum, a database containing data from 122 ASDEX Upgrade discharges is set up and scaling relations are derived. Toroidal rotation velocity, energy and angular momentum confinement times and diffusion coefficients are scaled against plasma current, toroidal field, average electron density, total heating power and effective plasma mass.

The entries of the database are verified by comparing the thermal plasma energy content with the magnetohydrodynamic energy content. The deviation of these energies can partly be explained with the energy content of the fast particles. A good consistency of the data is found.

The scalings are compared with corresponding results for τ_E (ITER89-P and ITER93-H) and with each other. Through the comparison of the scalings of confinement times and diffusion coefficients a strong correlation between energy and angular momentum transport is revealed. The dependencies on plasma current, average electron density, total heating power and effective plasma mass are similar to those predicted by the ITER-scalings, while deviations are found with respect to the toroidal field.

According to a neoclassical theory the toroidal rotation velocity of main ions and impurity ions may differ. Application of this theory shows that this effect is negligible at ASDEX Upgrade. The scalings of the toroidal rotation velocity indicate that the improved confinement of angular momentum in H-mode is based on the increased density rather than on an increased rotation velocity. Furthermore it is shown for one case that magnetohydrodynamic activity may inflict toroidal rotation. Such cases are avoided in the database.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Kontrollierte Kernfusion	1
1.2	Der Tokamak	2
1.3	Transport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen	4
1.4	Aufbau und Zielsetzung der Arbeit	5
2	Die CER-Diagnostik	9
2.1	Neutralteilchenheizung an ASDEX-Upgrade	9
2.2	Aufbau der CER-Diagnostik	11
2.3	Meßprinzip	11
2.4	Aufbereitung der Daten und mögliche Fehlerquellen	12
2.4.1	Wellenlängeneichung	12
2.4.2	Intensitätseichung	13
2.4.3	Nachbearbeitung der Daten	13
3	Grundlagen zur Berechnung des Impulstransports	17
3.1	Koordinatensysteme	17
3.2	Impulstransport	18
3.3	Der Transportcode <i>ASTRA</i>	21
4	Aufbau und Auswertung einer Datenbasis	23
4.1	Aufbau der Datenbasis	23
4.2	Auswertung der Datenbasis	25
4.2.1	Skalierungen der Einschlußzeiten	28
4.2.2	Skalierungen der Diffusionskoeffizienten	35
4.3	Diskussion der Transportskalierungen	39

5	Toroidale Rotationsgeschwindigkeit	43
5.1	Rotationsgeschwindigkeiten unterschiedlicher Ionenspezies	43
5.2	Skalierungen der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit	44
5.3	Zusammenhang der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit mit MHD-Aktivitäten	47
6	Zusammenfassung und Ausblick	51
A	Glossar	54
B	Verzeichnis der verwendeten Symbole	56
C	Verzeichnis der in der Datenbasis enthaltenen Variablen	59
D	Korrektur der Ionentemperatur	65
	Literaturverzeichnis	68

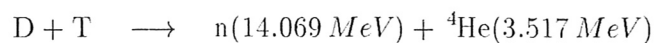
1 Einführung

1.1 Kontrollierte Kernfusion

Die Vorräte von fossilen Brennstoffen sind begrenzt. Bei gleichbleibendem Energiebedarf würde der Vorrat an fossilen Brennstoffen in ein paar hundert Jahren zur Neige gehen. Außerdem treten heutzutage die Umweltaspekte der Energiegewinnung immer mehr in den Vordergrund. Die ökologischen Nachteile der Energiegewinnung durch fossile Brennstoffe und Kernspaltung (wie z.B. Treibhauseffekt und Endlagerung radioaktiven Abfalls) macht die Erforschung von alternativen Energiequellen erforderlich.

Eine aussichtsreiche Alternative, basierend auf dem Energiegewinn beim Verschmelzen leichter Atomkerne, ist die kontrollierte Kernfusion. Damit die Atomkerne verschmelzen können, müssen sie sich bis auf den Kernradius einander nähern. Das heißt, daß sie den Coulombwall überwinden müssen, wofür eine Energie von 415 keV^1 erforderlich ist. In der Praxis kommt es aufgrund des Tunneleffekts bereits bei $10\text{--}20 \text{ keV}$ zu nennenswerten Fusionsraten. Die Wahrscheinlichkeit eines Coulombstoßes ist aber erheblich größer als die eines Fusionsstoßes (Stoßverhältnis bei 10 keV $10^5 : 1$ und bei 100 keV $25 : 1$ [1]).

Am geeignetsten für den Fusionsprozeß erscheint die Deuterium-Tritium-Reaktion (DT-Reaktion) wegen ihrer hohen Wirkungsquerschnitte bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen und der hohen Energiefreisetzung pro Masseneinheit [1]:



Um unter diesen Bedingungen wirtschaftlich sinnvolle Fusionsraten zu erhalten, muß die nötige Energie den Stoßpartnern thermisch zugeführt werden. Bei den entsprechenden Temperaturen liegen die Teilchen im ionisierten Plasmazustand vor.

Nach außen hin ist ein Plasma neutral, es beinhaltet aber geladene Teilchen, so daß sich ein Einschluß des Fusionsplasmas mittels magnetischer Felder anbietet. Fusionsexperimente, die ein Plasma magnetisch einschließen, basieren auf den Prinzipien des *Stellarators* oder des *Tokamaks*. Letzterer wird im Anschluß genauer erläutert werden.

¹Die Energiemenge von einem eV wird von einem einfach geladenen Teilchen beim Durchlaufen einer Spannungsdifferenz von 1 V aufgenommen. $1 \text{ eV} \hat{=} 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

1 Einführung

Eine andere Möglichkeit ein Fusionsplasma einzuschließen nutzt die Trägheitsfusion. Dabei werden DT-Kügelchen stark komprimiert um die benötigten Temperaturen zu erreichen, wobei der Einschluß der Teilchen durch ihre Trägheit erreicht wird.

Ein Maß für die Güte des Plasmaeinschlusses ist das Fusionsprodukt $n \cdot \tau_E \cdot T$. Es gibt an, ob das Plasma der Dichte n und der Temperatur T lange genug eingeschlossen werden kann, damit es durch Fusionsreaktionen genügend eigene Energie in Form von α -Teilchen produziert, um sich selbst am Brennen zu halten. Die Energieeinschlußzeit τ_E beschreibt die Wärmeisolation und ist im stationären Gleichgewicht definiert als der Quotient aus Energieinhalt des Plasmas E_{Plasma} und gesamter Heizleistung P_{heat} :

$$\tau_E = \frac{E_{Plasma}}{P_{heat}} \quad (1.1)$$

Die Zündbedingung für ein Plasma ist entsprechend diesen Überlegungen bei $T \approx 13 \text{ keV}^2$ und $n \cdot \tau_E \approx 2 \cdot 10^{20} \frac{\text{s}}{\text{m}^3}$ erreicht [2]. Die Neutronen wurden hier nicht in die Energiebilanz mit einbezogen, da sie nicht wesentlich mit dem einschließenden Magnetfeld wechselwirken und erst nach Verlassen des Plasmas ihre Energie abgeben können. Sie tragen somit den Teil der Fusionsenergie, der anschließend in nutzbare elektrische Energie umgewandelt werden soll.

1.2 Der Tokamak

Bereits 1952 wurde von den russischen Physikern Tamm und Sakharow das Prinzip des Tokamaks entwickelt. Das Plasma wird in einem rotationssymmetrischen Torus mit Magnetfeldern eingeschlossen (siehe Abb. 1.1). Die Hauptfeldspulen erzeugen ein Magnetfeld B_{tor} in toroidaler Richtung, um dessen Feldlinien die geladenen Plasmateilchen gyrieren. Um hohe Teilchenverlusten durch Driften zu vermeiden, muß das gesamte Magnetfeld verschert werden, weswegen ihm ein Poloidalfeld B_{pol} überlagert wird. Im Tokamak wird das Poloidalfeld durch einen toroidalen Strom I_p im Plasma erzeugt. Dieser wird induktiv durch die OH-Spule am Transformator kern getrieben, indem eine Stromrampe in den Primärwindungen erzeugt wird. Damit ist der Tokamak auf den Pulsbetrieb beschränkt, sofern keine Möglichkeit des nicht-induktiven Stromtriebs bereitsteht.

Der Torus als kreisförmige Leiterschleife erfährt aufgrund der entgegengesetzt fließenden Ströme eine Expansionskraft. Ebenso führt der magnetische Druck $B^2/2\mu_0$ an der Plasmaoberfläche, der auf der Torusinnenseite größer ist als auf der Torusaußenseite, zu einer Expansionskraft. Die auf diese Weise entstehende, radial nach außen gerichtete Kraft (sogenannte „hoop force“) muß kompensiert werden, um eine stabile Konfiguration zu erhalten. Daher wird ein zusätzliches Vertikalfeld B_v angelegt, welches mit dem Plasmastrom eine nach innen gerichtete Lorentzkraft ausübt.

²In der Plasmaphysik werden Temperaturen i.A. in Einheiten von eV angegeben. Bei Boltzmannverteilung gilt für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit $v_w = \sqrt{2k_B T/m} \Rightarrow E(v_w) = \frac{1}{2} m v_w^2 = k_B T$ und damit für die Umrechnung $1 \text{ eV} = 1.16 \cdot 10^4 \text{ K}$.

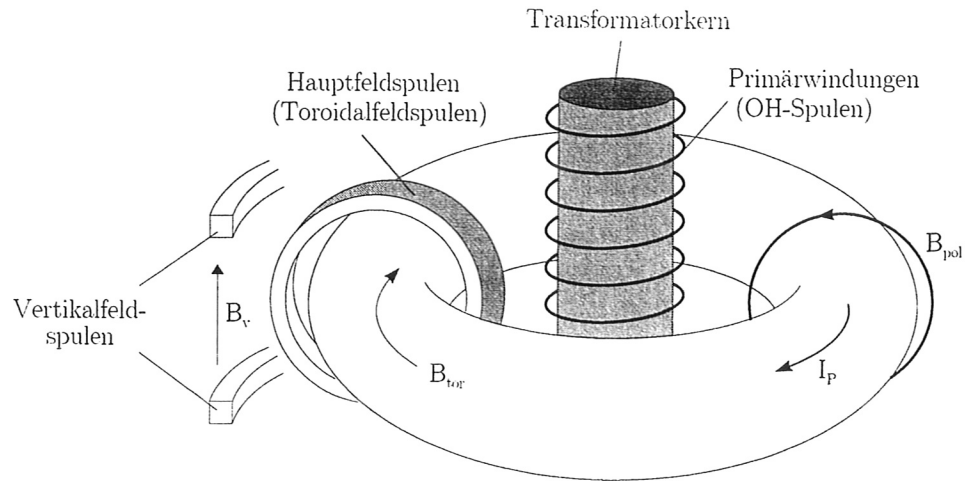


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks.

Der Plasmastrom hilft im Tokamak das Plasma aufzubauen und dient gleichzeitig als Ohm'sche Heizung. Mittels vieler Primärwindungen, aber nur einer Sekundärwindung — dem Plasma — kann eine geringe Umfangsspannung und ein Plasmastrom von bis zu einigen MA erzeugt werden. Da die Ohm'sche Heizleistung mit der Temperatur abnimmt ($\propto T^{-3/2}$), sind zusätzliche Heizverfahren erforderlich, um Temperaturen über 1 keV zu erhalten. Ein solches Heizverfahren beruht darauf, daß elektromagnetische Wellen ins Plasma gestrahlt werden, die über die Resonanzfrequenzen der Elektronen und Ionen an diese ankoppeln und somit Energie ins Plasma einbringen. In diesem Zusammenhang spricht man dann von der Elektron- bzw. Ion-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH, ICRH). Ein anderes Heizverfahren ist die Neutralteilcheninjektion (NBI, siehe auch Kap. 2.1). Sie schießt Neutralteilchenstrahlen mit hoher Leistung (einige MW) in das Plasma. Die Neutralen werden ionisiert und somit vom Magnetfeld eingefangen. Über Coulombstöße geben sie dann ihre Energie an die anderen Plasmateilchen ab, so daß das gesamte Plasma geheizt wird.

Eine näherungsweise Beschreibung des Plasmas ist durch die Magneto-hydrodynamik (MHD) gegeben. Sie faßt das Plasma als leitende Flüssigkeit in einem Magnetfeld auf, und beschreibt es mit den hydrodynamischen Variablen einer Flüssigkeit, also der Dichte n , der Geschwindigkeit \vec{v} und dem Druck p . Bei annähernd stationären Vorgängen werden zusätzlich die zeitlichen Ableitungen der Maxwell-Gleichungen vernachlässigt. Die ideale MHD geht von einer unendlich guten Leitfähigkeit des Plasmas aus, während die resistive MHD den sehr geringen, aber vorhandenen elektrischen Widerstand berücksichtigt.

Trotz der Näherungen liefert die MHD eine gute Beschreibung globaler Vorgänge im Plasma. Eine dieser Implikationen ist, daß sich die Magnetfeldlinien im Plasma zu *magnetischen Flächen* oder *Flußflächen*, wie in Abb. 1.2 skizziert, anordnen. Flußflächen sind Flächen, auf denen der magnetische Fluß und der thermische Druck sowie näherungsweise die Teilchendichte und die Temperatur konstant sind. Weiterhin kann man

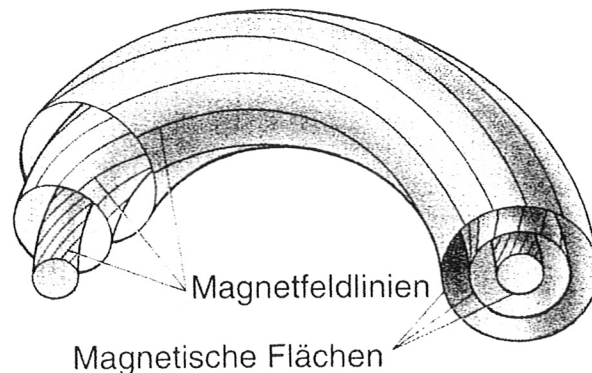


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Magnetfeldes eines Tokamaks.

zeigen, daß diese magnetischen Flächen von den Feldlinien des Magnetfeldes und der Stromdichte aufgespannt werden. Eine Feldlinie schließt sich i.A. nie selbst — sie füllt eine magnetische Fläche ergodisch aus, das heißt, sie kommt jedem beliebigen Punkt auf der magnetischen Fläche beliebig nahe. Diejenigen Feldlinien, die sich in sich selbst schließen, spannen die sogenannten resonanten Flußflächen auf. Diese Feldlinien haben ein rationales Verhältnis der Anzahl der toroidalen Umläufe pro poloidalem Umlauf. Dieses Verhältnis ist der *Sicherheitsfaktor* q . Die allgemeine Definition von q lautet

$$q = \frac{d\Phi}{d\Psi} \quad (1.2)$$

und bezeichnet die Änderung des toroidalen Flusses Φ mit dem poloidalen Fluß Ψ .

In der idealen MHD kann sich die Topologie der Flußflächen nicht ändern. Erst durch die Beachtung der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas in der resistiven MHD wird ein Aufbrechen und Umordnen der Flußflächen möglich. Dies führt zu Instabilitäten und evtl. auch zum Abbrechen des Plasmastroms und damit zum Erlöschen der Plasmaentladung.

Genauere Informationen zum Aufbau eines Tokamaks und seiner Magnetfelder sowie der MHD kann man beispielsweise in [3] oder [4] finden.

1.3 Transport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen

Die im vorigen Abschnitt erwähnte Energieeinschlußzeit τ_E als Maß für die Wärmeisolation charakterisiert auch den Transport von Energie im Plasma. Der Transport im magnetisch eingeschlossenen Plasma allgemein (also unabhängig davon, ob Transport von Teilchen, Energie, Impuls, ... betrachtet wird) ist nur unvollständig geklärt. Entlang der Feldlinien nimmt die Wärmeleitfähigkeit stark mit der Temperatur zu ($\propto T^{5/2}$). Der Transport von Teilchen und Energie längs der Feldlinien ist immer so groß, daß keine nennenswerten Gradienten von Dichte und Temperatur in dieser Richtung auftreten.

Senkrecht zu den Flußflächen, also in radialer Richtung, ist der Transport allerdings durch die Gyrationbewegung der Teilchen um die Feldlinien stark eingeschränkt.

Ein erster Ansatz, der klassische Transport, geht davon aus, daß der Transport durch binäre Kollisionen bestimmt wird: in Anwesenheit vieler Teilchen treten Stöße auf, die deren radiale Position ändern. Dieser Mechanismus führt zur Diffusion. Im Plasma sind neben den frei beweglichen Teilchen auch auf sogenannten Bananenbahnen gefangene Teilchen vorhanden (siehe auch [3]). Diese gefangenen Teilchen erleiden eine weitaus höhere radiale Exkursion als dies bei der Gyration der Fall ist. Damit ist auch ein erhöhter Transport, der neoklassische Transport, verbunden.

Weder klassische noch neoklassische Transporttheorien können die im Experiment beobachteten hohen Transportkoeffizienten erklären. Mit der Neoklassik können zwar einige toroidale Effekte, beruhend auf dem Transport entlang einer Feldlinie, gut berechnet werden, in radialer Richtung spricht man aber von einem anomalen Transport. Nach heutiger Auffassung ist er durch turbulente Fluktuationen im Plasma bedingt, die gesättigten, nichtlinearen Lösungen der MHD-Gleichungen entsprechen. Damit ist eine analytische Beschreibung des Plasmatransports in den meisten Fällen nicht möglich. Daher wird versucht, die Abhängigkeit des Transports von den Plasmaparametern durch empirische Skalierungsgesetze zu untersuchen.

1.4 Aufbau und Zielsetzung der Arbeit

Zur Energieeinschlußzeit sind in der Literatur verschiedene Skalierungen bekannt. Auf zwei dieser Skalierungen wird in Kapitel 4 eingegangen werden. Den Transport des Drehimpulses betreffend sind im Gegensatz dazu sehr wenige Skalierungen zu finden (beispielsweise diejenigen in der Arbeit von A. Kallenbach et al. [5]). Es ist das Ziel dieser Arbeit, solche Skalierungsgesetze für den radialen Transport des Drehimpulses und der damit verbundenen Impulseinschlußzeit τ_ϕ am Fusionsforschungsexperiment ASDEX Upgrade zu finden.

Analog der Energieeinschlußzeit ist die Impulseinschlußzeit durch den Quotienten aus dem Drehimpuls L des Plasmas und dem gesamten eingebrachten Drehmoment M_{tot} definiert:

$$\tau_\phi = \frac{L}{M_{tot}} \quad (1.3)$$

Die Hauptquelle für den Drehimpuls des Plasmas ist das Drehmoment der NBI: durch den tangentialen Einschub der Neutralteilchenstrahlen in das Plasma wird nicht nur deren Energie, sondern auch ein Drehimpuls übertragen und das Plasma in Rotation versetzt. Dabei treten an ASDEX Upgrade Rotationsgeschwindigkeiten in der Größenordnung von $10^5 \frac{m}{s}$ auf. Der grundlegende Aufbau der Neutralteilchenheizung an ASDEX Upgrade und deren wichtigste Parameter werden in Abschnitt 2.1 vorgestellt werden.

1 Einführung

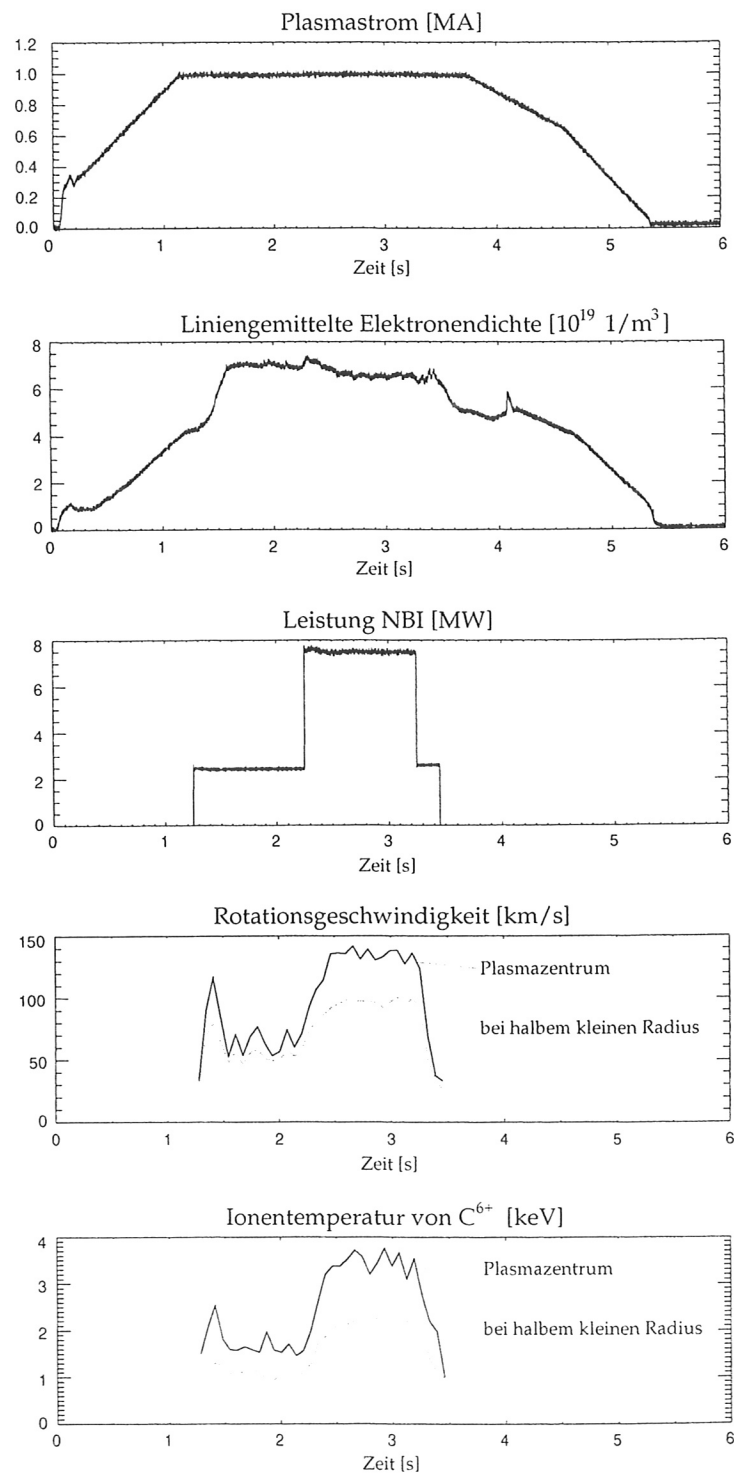


Abbildung 1.3: Zeitliche Verläufe einiger Plasmaparameter während der Entladung 8044.

Ein Beispiel für den zeitlichen Verlauf einer Plasmaentladung ist in Abb. 1.3 zu sehen. Zu Beginn der Entladung (Zeitpunkt $t = 0$ s) wird der Plasmastrom mit konstanter Steigung bis auf ein gewünschtes Niveau (hier 1 MA) hochgefahren. Gleichzeitig wird auch die Plasmadichte durch Einblasen von Deuteriumgas erhöht. In der stationären Phase des Plasmastroms wird die Neutralteilchenheizung dazugeschaltet. Während der Heizphase mit NBI kann mit Hilfe der Ladungsaustauschspektroskopie die Geschwindigkeit, Temperatur und Dichte der Verunreinigungsionen gemessen werden [6]. Der Aufbau der Ladungsaustauschspektroskopie an ASDEX Upgrade (die CER-Diagnostik) und das Prinzip, nach dem diese Größen berechnet werden ist in Kapitel 2 beschrieben. Anhand der Zeitspuren in Abb. 1.3 ist die Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum von der Leistung der Neutralteilcheninjektion und damit von dem auf das Plasma übertragenen Drehimpuls gut zu erkennen. Mit erhöhter Leistung steigt auch die Energiezufuhr und damit die Ionentemperatur im Plasma. Ab 3.75 s nach Entladungsbeginn wird der Plasmastrom wieder in einer kontrollierten Rampe heruntergefahren, bis die Entladung bei 5.35 s erlischt.

Aus den von der Ladungsaustauschspektroskopie gemessenen Rohdaten werden die Rotationsgeschwindigkeit, die Ionentemperatur und die Ionendichte berechnet. Zur Berechnung des Transports ist es weiterhin notwendig, daß die Meßdaten in Zeit und Raum geglättet werden. Die hierfür erforderlichen Kalibrierungen und Aufbereitungen der Daten, zusammen mit möglichen Fehlerquellen, sind in den Abschnitten 2.3 und 2.4 beschrieben.

Der Transport des Drehimpulses äußert sich in der Ausbildung eines radialen Profils der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit. Anhand dieser Profile kann mit Hilfe weiterer Plasmaparameter (wie z.B. Elektronendichte und -temperatur) auf den Diffusionskoeffizienten des Impulstransportes geschlossen werden. Die entsprechenden Grundlagen werden in Kapitel 3 erläutert werden. Da lokale Transportgrößen im Plasma im Allgemeinen nicht analytisch berechnet werden können, wird die für diese Arbeit relevante Transportgleichung, eine partielle Differentialgleichung erster Ordnung, mit Hilfe des Transportcodes *ASTRA* berechnet. Eine kurze Einführung in *ASTRA* ist in Abschnitt 3.3 gegeben.

Nach der Beschreibung der theoretischen Grundlagen und der Aufbereitung der Meßwerte wird in Kapitel 4 erläutert werden, wie aus den Daten der Ladungsaustauschspektroskopie und denen anderer Plasmaparameter eine Datenbasis aufgebaut wurde. Nach einem Abschnitt über die Erstellung der Datenbasis folgt in Abschnitt 4.2 die Vorstellung der Skalierungen, die aus den Daten der Datenbasis gewonnen wurden. In Abschnitt 4.3 werden die Implikationen der Skalierungen kurz diskutiert werden.

In Kapitel 5 wird auf drei verschiedene Themengebiete, die die toroidale Rotation des Plasmas betreffen, eingegangen werden. Zum Einen ist dies die Fragestellung, ob alle Ionenspezies im Plasma gleich rotieren. Da mittels der Ladungsaustauschspektroskopie die Geschwindigkeit und die Temperatur von Verunreinigungsionen gemessen wird, ist diese Fragestellung gleichbedeutend mit der, ob die Ladungsaustauschdaten auf die

1 Einführung

Hauptionen übertragen werden dürfen. Zum Anderen werden Skalierungen für die toroidale Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum und nahe der Separatrix präsentiert. Das dritte Themengebiet stellt eine phänomenologische Beschreibung des Einflusses von MHD-Instabilitäten auf die Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas vor.

Abgeschlossen wird diese Arbeit mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick auf mögliche weiterführende Untersuchungen.

2 Die CER-Diagnostik

Die Ladungsaustauschspektroskopie (engl.: Charge Exchange Recombination Spectroscopy) beobachtet speziell das Licht, das von hoch geladenen Atomkernen nach einem Elektroneneinfang ausgesendet wird. Zu diesen Ladungsaustauschprozessen kommt es während der Heizphase mit der Neutralteilcheninjektion. Dabei werden hochenergetische Neutrale ins Plasma eingebracht, wobei es unter anderem zu Stößen mit den Plasmaionen folgender Art kommt:



Bei so einem Stoß geht das Elektron des Deuteriums (o.B.d.A. wurde Deuterium als Injektionsmaterial angenommen) auf das vollständig ionisierte Verunreinigungsjon der Massenzahl A und der Ladungszahl Z über. Dessen angeregter Zustand kaskadiert in den Grundzustand und gibt dabei eine charakteristische Linienstrahlung ab. Anhand dieser Emissionen können Aussagen über die Geschwindigkeit, die Temperatur und die Dichte der beobachteten Teilchen gemacht werden.

Vor der Beschreibung der eigentlichen Ladungsaustauschdiagnostik sollen noch ein paar Worte über die Neutralteilcheninjektion gesagt werden, da sie für die Messungen unerlässlich ist.

2.1 Neutralteilchenheizung an ASDEX-Upgrade

Wie schon in der Einleitung erwähnt, sind neben dem Plasmastrom als Ohm'sche Heizung weitere Heizverfahren notwendig, um die erforderlichen Temperaturen im Plasma zu erreichen. Die Neutralteilcheninjektion (NBI, engl.: neutral beam injection) ist das leistungsstärkste Verfahren an ASDEX Upgrade [7]. Dabei werden Atome ionisiert, auf hohe Energien beschleunigt und vor dem Eintritt ins Plasma wieder neutralisiert, damit sie das Magnetfeld durchdringen können. Es werden allerdings nicht nur Atome, sondern auch einfach geladene Moleküle beschleunigt, so daß nach der Neutralisation auch Teilchen mit der Hälfte oder einem Drittel der Beschleunigungsenergie injiziert werden. Dadurch entsteht ein sogenannter Spezies-Mix, der bei den die NBI betreffenden Berechnungen berücksichtigt werden muß.

2 Die CER-Diagnostik

Die Neutralteilcheninjektion an ASDEX Upgrade besteht zur Zeit aus einem Injektor mit vier Quellen, die einzeln geschaltet werden können. Als Injektionsmaterial stehen Wasserstoff und Deuterium zur Verfügung. Die maximale Leistung pro Quelle beträgt 1.75 MW für Wasserstoff und 2.5 MW für Deuterium, die maximale Einschubenergie pro Teilchen 55 keV bzw. 60 keV .

Die Einschubrichtungen der einzelnen Quellen ins Plasma sind unterschiedlich: Quelle 2 und 3 haben eine tangentialere Einschubrichtung als die Quellen 1 und 4 (effektive Radien zur Torusachse: $R_{2,3} = 0.932\text{ m}$ bzw. $R_{1,4} = 0.536\text{ m}$). Aufgrund der unterschiedlichen Tangentialradien und der Möglichkeit, die Leistung getrennt zu steuern, müssen die vier Quellen bei Berechnungen einzeln betrachtet werden.

In Abb. 2.1 ist die geometrische Anordnung der NBI in Segment 15 des Gefäßes schematisch als horizontaler Schnitt durch die Mittelebene des Torus dargestellt.

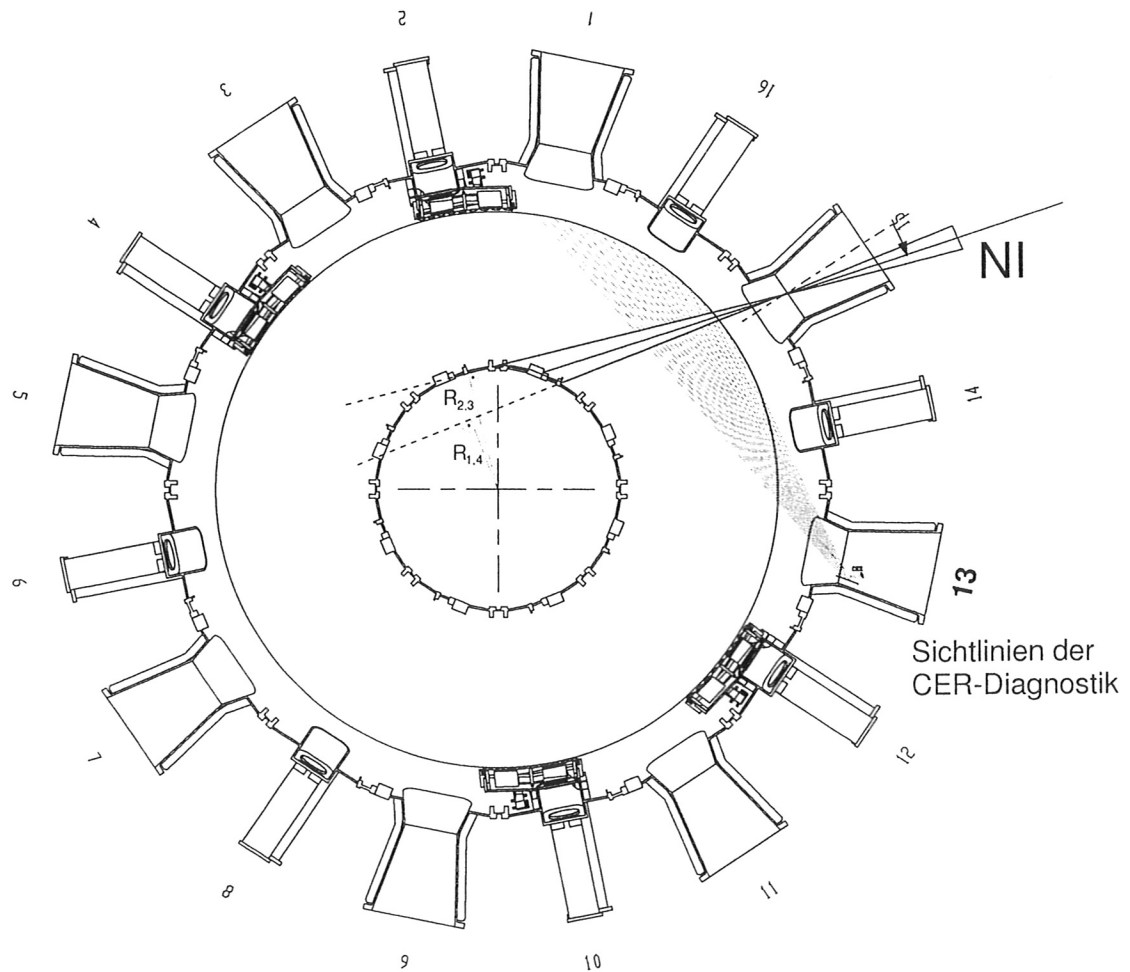


Abbildung 2.1: Skizze der Geometrie der Neutralteilcheninjektion und der Sichtlinien der CER-Diagnostik als horizontaler Schnitt durch die Mittelebene an ASDEX-Upgrade.

2.2 Aufbau der CER-Diagnostik

Die Ladungsaustauschdiagnostik an ASDEX Upgrade ist seit 1993 in Betrieb und wurde im Rahmen dieser Arbeit mitbenutzt und mitbetreut. Ihre Sichtlinien sind in Abb. 2.1 ebenfalls eingezeichnet. Da die Ladungsaustauschprozesse lediglich entlang der Neutralteilchenstrahlen stattfinden, kann mit dieser Anordnung orts aufgelöst gemessen werden. Die Sichtlinien sind auf deren Schnittpunkte mit den Strahlen der NBI fokussiert. Ihr Durchmesser beträgt hier etwa 5 mm . Über einen Umlenkspiegel wird das Licht in Glasfaserkabel eingespeist, die es über eine Entfernung von ungefähr 23 m bis zum Spektrometer in einer Nebenhalle leiten. Die Einkopplung in die Glasfaserkabel geschieht über ein Quarzglasfenster in der Gefäßwand.

Das Spektrometer ist ein BM 100 Czerny-Turner Spektrometer mit einer programmierbaren CCD-Kamera als Detektor. Es wird über einen Rechner gesteuert, der auch die Daten ausliest und abspeichert. Die zeitliche Auflösung des Detektors liegt bei $\geq 1\text{ ms}$. Aufgrund der niedrigen Intensität der Ladungsaustauschlinien wurden die Messungen üblicherweise mit zeitlichen Auflösungen zwischen 20 ms und 50 ms gemacht, um einen Kompromiß zwischen guter zeitlicher Auflösung und niedrigem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Die Wellenlängenauflösung des Detektors beträgt ca. 11 pm . Der nutzbare Wellenlängenbereich geht von 3000 \AA bis 6800 \AA , wobei am häufigsten die Ladungsaustauschlinien von Kohlenstoff (meist die C^{6+} -Linie bei 5290.5 \AA , die dem Übergang von $N = 8$ nach $N = 7$ entspricht) beobachtet wurden, da Kohlenstoff die wichtigste intrinsische Verunreinigung in ASDEX Upgrade ist.

2.3 Meßprinzip

Im Folgenden sind einige Überlegungen aufgeführt, mit deren Hilfe man die Rotationsgeschwindigkeit, die Temperatur und die Konzentration der über Ladungsaustauschspektroskopie gemessenen Verunreinigungen bestimmen kann.

Kennt man die Energiedifferenz des Ladungsaustauschübergangs, so kann man bei einer Verschiebung der gemessenen Wellenlänge λ gegenüber der für den Übergang erwarteten Wellenlänge λ_0 gemäß der Dopplerverschiebung die Geschwindigkeit v der Verunreinigungen bestimmen:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} = \mp \frac{v}{c_0} \quad (2.1)$$

Eine negative Geschwindigkeit bzw. ein positiver Wert der rechten Seite von (2.1) bezeichnet eine Bewegung vom Beobachter weg, ein negativer Wert der rechten Seite steht für eine Bewegung auf den Beobachter zu. Entsprechend der geometrischen Anordnung der Diagnostik bewirkt diese Vorzeichendefinition, daß die Ionen eine positive Rotationsgeschwindigkeiten haben, die bei Draufsicht auf den Torus diesen im mathematisch positiven Sinn umlaufen und damit in der gleichen Richtung, in die das Drehmoment der NBI wirkt.

2 Die CER-Diagnostik

Die Teilchengeschwindigkeiten werden von der Maxwellverteilung bestimmt. Daher führt die Dopplerverbreiterung einer Linie auf ein Doppler-Profil. Damit hat die Intensitätsverteilung ein Gauß-Profil mit der vollen Halbwertsbreite (FWHM = Full Width Half Maximum) der Dopplerverbreiterung λ_D [2]:

$$\lambda_D = \frac{2\lambda}{c_0} \sqrt{2 \ln 2 \cdot \frac{k_B T_i}{m_i}} \quad (2.2)$$

Anhand dieser Beziehung kann man bei Kenntnis der Halbwertsbreite einer Linie und deren Wellenlänge λ , sowie mit Hilfe der Boltzmannkonstanten k_B , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 und der Ionenmasse m_i die Temperatur T_i der Verunreinigungsionen bestimmen.

Die Dichte der Verunreinigungsionen n_Z wird aus der Intensität der Ladungsaustauschlinie berechnet. Diese ergibt sich aus der gesuchten Dichte, sowie der Dichte der Neutralen n_N und dem effektiven Ratenkoeffizienten für Ladungsaustauschanregung $\langle \sigma v \rangle$ gemäß

$$I_{cx}(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^3 \langle \sigma v \rangle_{\lambda,i} \int n_Z n_{N,i} ds \quad (2.3)$$

wobei über die Energiespezies j der NBI summiert werden muß. Die hierbei verwendeten Ratenkoeffizienten wurden dem Programmsystem ADAS [8] entnommen.

2.4 Aufbereitung der Daten und mögliche Fehlerquellen

Von der Diagnostik werden Zählraten in Abhängigkeit der Pixelposition der CCD-Kamera für jede Sichtlinie und für jeden Zeitpunkt als Rohdaten geliefert. Nach dem Umkonvertieren dieser Werte in absolute Intensitäten (Einheiten $\frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{s}}$ oder $\frac{\text{mW}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad}}$) und Wellenlängen (Einheit \AA) wird mit Hilfe eines Computerprogramms eine Gauß-Kurve so durch die Meßwerte gelegt, daß die Quadrate der Abweichungen minimiert werden (sog. *least-square-fit*). Position, Halbwertsbreite und Höhe der Gauß-Kurve führen dann zu den Werten der Rotationsgeschwindigkeit, der Temperatur und der Dichte der Verunreinigungsionen (vgl. 2.3).

Für diese Umrechnungen sind einige Kalibrierungen der Diagnostik notwendig. Sie sollen zusammen mit den möglichen systematischen Fehlern in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

2.4.1 Wellenlängeneichung

Die Wellenlänge wird aus der Pixelposition auf dem Chip der CCD-Kamera über das Produkt aus der Wellenlänge in der Mitte des CCD-Chips und der Dispersion berechnet. Letztere ist von der Pixelposition abhängig und wird aus einer theoretischen Formel

2.4 Aufbereitung der Daten und mögliche Fehlerquellen

und einem experimentell bestimmten Korrekturfaktor errechnet. Zusätzlich werden Abbildungsfehler des Spektrometers numerisch korrigiert, so daß gleiche Pixelpositionen in verschiedenen Reihen des CCD-Chips gleiche Wellenlängen ergeben.

Ein Vergleich mit einer Eichmessung mit Hilfe einer Neon-Niederdrucklampe zeigte, daß die eingestellte Wellenlänge in der Mitte des Chips am genauesten reproduziert wird, während die Wellenlängen am Rand der CCD-Kamera immer mehr vom Sollwert abweichen. Daher wurden die Daten so aufgenommen, daß die jeweilige Ladungsaustauschlinie auf die Mitte des CCD-Chips abgebildet wurde. Dennoch führen die Ungenauigkeiten der theoretischen Dispersionsformel dazu, daß die Wellenlängenbestimmung einer Ladungsaustauschlinie und damit die Rotationsgeschwindigkeit der zugehörigen Verunreinigungen nur bis auf $15 \frac{km}{s}$ genau bestimmt werden können.

Dem Rotationsgeschwindigkeitsprofil kann auch noch ein additiver Wert überlagert sein, da die Wellenlängeneinstellung des Spektrometers nicht immer in exakt derselben Position einrastet. Vergleichsmessungen mit einer radialen Sichtlinie der CER-Diagnostik, die keine toroidale oder poloidale Geschwindigkeitskomponente sehen kann, zeigten, daß dieser Offset etwa $5 \frac{km}{s}$ beträgt und damit kleiner als der oben angegebene Fehler ist.

Auf die Temperaturmessungen wirkt sich der Fehler in der Dispersion nur wenig aus, da hierfür die Halbwertsbreite verwendet wird. Diese nimmt einen sehr geringen Anteil der Breite des Chips in Anspruch, so daß die Dispersion in diesem Bereich als konstant angesehen werden kann.

2.4.2 Intensitätseichung

Zur Berechnung der absoluten Intensitäten aus den Zählraten wurde das Lichtleitersystem und das Spektrometer mit einer Ulbricht-Kugel bekannter Strahldichte kalibriert. Die Unsicherheit der Strahldichte der Ulbricht-Kugel und damit auch die der Intensitätskalibrierung liegt bei 3% (laut Angaben in einem Kalibrationsdatenblatt des Herstellers). Damit ist allerdings noch nicht berücksichtigt, daß sich die Reflektivität des Spiegels während des Versuchsbetriebs ebenso ändern kann, wie die Transmissivität der Lichtleiter und der entsprechenden Kopplungsstellen. Dadurch erhöht sich der systematische Fehler in der Intensitätsmessung.

Eine zusätzliche Intensitätskalibrierung nach dem Ende der Versuchsperiode zeigte allerdings, daß sich gegenüber der Kalibration vor Beginn der Periode die Kalibrationsfaktoren nicht wesentlich geändert haben.

2.4.3 Nachbearbeitung der Daten

Die auf diese Weise bestimmten Rotationsgeschwindigkeiten, Verunreinigungstemperaturen und Intensitäten werden als radiale Profile zu verschiedenen Zeitpunkten zusammengefaßt und als *level1-Daten* unter dem Diagnostiknamen CEZ abgespeichert. Die CEZ-Daten enthalten allerdings noch Schwankungen, die nicht auf die Experimentführung

2 Die CER-Diagnostik

zurückzuführen sind. Sie sind vielmehr durch die erwähnten Meßunsicherheiten bedingt. Die Bestimmung des Impulstransports in den folgenden Kapiteln erfordert allerdings die Berechnung von Gradienten der Geschwindigkeit, Temperatur und Dichte der Verunreinigungen. Daher werden die Profile durch Anpassen einer Spline-Kurve mittels eines least-square-fits in räumlicher Richtung geglättet. Nebenbedingungen für den Fit sind ein Randwert, bei dem die Meßwerte Null werden, und die Minimierung der zweiten Ableitung der Fit-Kurve. Diese Darstellung entspricht der Annahme, daß die Meßwerte ein stetiges radiales Profil ausbilden, wobei die Werte am Plasmarand nahezu Null sind und im Plasmazentrum stetig differenzierbar ineinander übergehen. Letzteres begründet sich dadurch, daß sowohl Dichte und Temperatur, als auch die Winkelgeschwindigkeit ($\omega = \frac{v}{R}$) auf Flußflächen konstant sind. Messungen, die diese Annahmen belegen, wurden von Burrell et al. am Tokamak DIII-D durchgeführt [9].

Die Messungen der CER-Diagnostik mit den verschiedenen Sichtlinien legen eine Ortsbasis der radialen Profile fest. Die Ortsbasis der CEZ-Daten ist diese räumliche Abhängigkeit vom großen Radius. Für die weitere Aufbereitung der Daten bietet sich aber eine Umrechnung auf eine Variable an, die eine Flußflächenindizierung darstellt und somit einem normierten Radius entspricht. In diesem Fall wird als Index für die Flußflächen ρ_{pol} gewählt. ρ_{pol} ist über den poloidalen Fluß Ψ und den poloidalen Fluß Ψ_S an der Separatrix definiert gemäß $\rho_{pol} = \rho_{pol}(\Psi) = \sqrt{\Psi/\Psi_S}$. Die Umrechnung der räumlichen Ortsbasis in ρ_{pol} geschieht mit Hilfe von Computerroutinen, die unter anderem das Plasmagleichgewicht aus magnetischen Daten berechnen und auch die Umrechnung einzelner Gleichgewichtsgrößen ineinander vornehmen. Die Fehler dieser Rechenvorschriften und diejenigen der Bestimmung der Schnittpunkte der Sichtlinien mit den Neutralteilchenstrahlen führen auf eine resultierende Ortsauflösung von ca. 3 cm.

Während der Berechnung der geglätteten Profile wird gleichzeitig auch die Abschwächung der Neutralstrahlen im Plasma und daraus entsprechend Gleichung (2.3) die Teilchendichte der Verunreinigungen als Spline-Kurve in Abhängigkeit von ρ_{pol} berechnet. Außerdem werden für die Ionentemperatur Korrekturen aufgrund der Feinstruktur- und Zeemanaufspaltung vorgenommen (siehe auch Anhang D).

Diese *level2-Daten* werden unter dem Diagnostiknamen CES abgespeichert und für die weiteren Berechnungen in dieser Arbeit verwendet. Ebenfalls abgespeichert werden Daten über die statistischen Fehler des Fits, die normalerweise die systematischen Fehler der Temperatur- und Intensitätsmessungen, nicht aber den der Rotationsgeschwindigkeitsmessung, übertreffen.

Ein Beispiel für die Datenaufbereitung zweier Zeitpunkte nach obiger Beschreibung ist in den Abbildungen 2.2 und 2.3 zu finden. Deutlich ist zu erkennen, daß die Glättung der Profile mit den Spline-Fits besonders für den Fall in Abb. 2.3 notwendig ist. In den Abbildungen sind auch die Fehlerbalken entsprechend der Statistik der Kurvenanpassung mit eingetragen. Daran ist zu sehen, daß die Werte der Rotationsgeschwindigkeit, der Ionentemperatur und der Ionendichte im Plasmazentrum am unsichersten sind. Die Begründung ist in der Neutralstrahlabschwächung zu finden: je weiter man sich im Plasmazentrum befindet, desto mehr ist der Neutralstrahl der NBI abgeschwächt.

2.4 Aufbereitung der Daten und mögliche Fehlerquellen

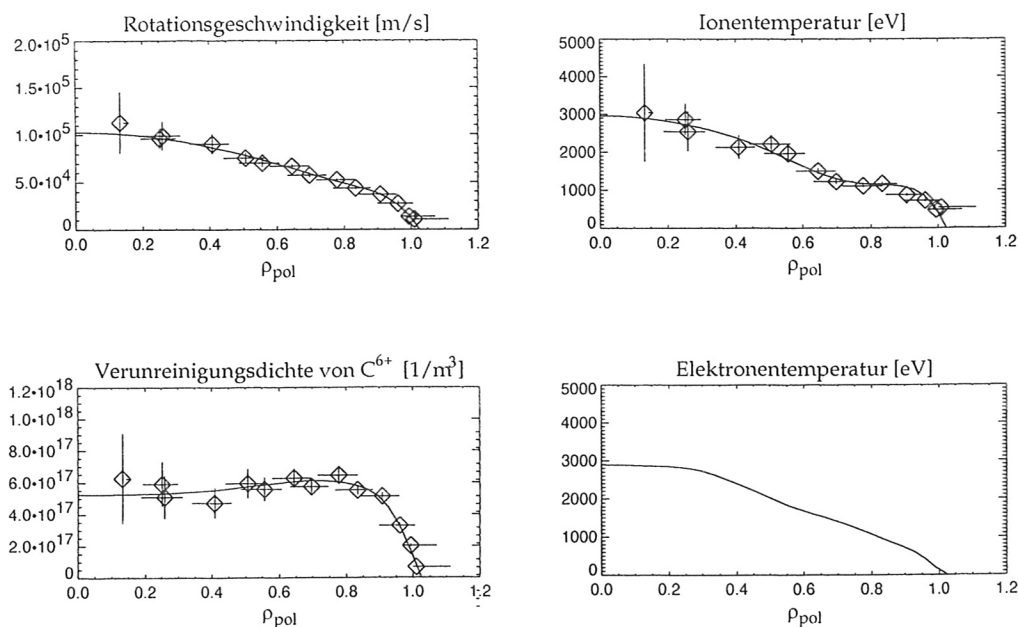


Abbildung 2.2: Rotationsgeschwindigkeit, Ionentemperatur und Verunreinigungsdichte von C^{6+} für Entladung 8007 bei 3.4 s. Die Rauten geben die Meßpunkte der CEZ-Daten wieder, die durchgezogene Linie zeigt den Spline-Fit. Eingetragen sind auch die Fehlerbalken entsprechend der statistischen Fehler des Fits. Zum Vergleich ist die Elektronentemperatur, gemessen über Thomson-Streuung, zum selben Zeitpunkt als Spline-Fit mit angegeben.

desto weniger Ladungsaustauschprozesse finden statt, umso weiter sinkt die Intensität der Ladungsaustauschlinien und umso ungenauer wird die Auswertung der Spektren.

Nachdem nun das Meßprinzip und die Datenaufbereitung beschrieben wurden, wird im nächsten Kapitel darauf eingegangen, wie aus den Meßwerten auf den Impulstransport geschlossen werden kann.

2 Die CER-Diagnostik

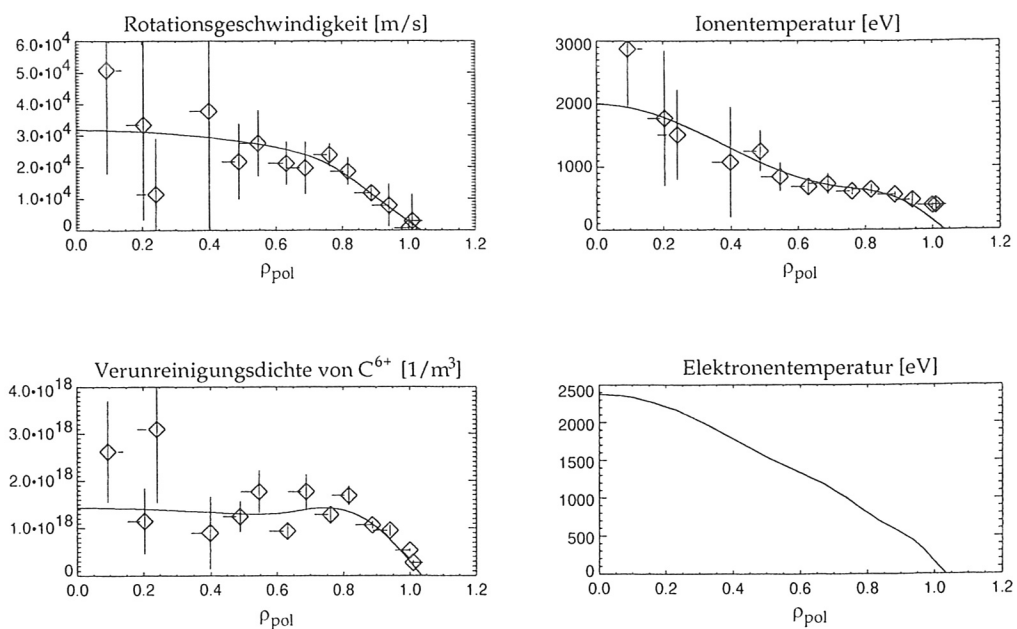


Abbildung 2.3: Darstellung wie in Abb. 2.2, aber für Entladung 8516 bei 2.6 s. In diesem Fall erkennt man deutlich die Notwendigkeit, die Profile der Rohdaten zu glätten. Bei dieser Entladung wurden nur die Quellen 1 und 2 der NBI geschaltet, wogegen bei Entladung 8007 (Abb. 2.2) auch Quelle 3 angeschaltet war. Da die CER-Diagnostik auf die Sichtlinie von Quelle 3 optimiert ist, streuen die Meßwerte in diesem Fall mehr.

3 Grundlagen zur Berechnung des Impulstransports

In diesem Kapitel sollen nun die Grundlagen der Transporttheorie, soweit sie für diese Arbeit relevant sind, vorgestellt werden. Dazu werden als erstes die Koordinatensysteme vorgestellt, für welche die anschließenden Gleichungen zum Impulstransport geschrieben sind. Diese Koordinatensysteme werden auch für die Berechnungen im Transportcode *ASTRA* benutzt, der in Abschnitt 3.3 vorgestellt wird.

3.1 Koordinatensysteme

Die Beschreibung der Tokamakgeometrie erfolgt in diesem Kapitel mit zwei Koordinatensystemen:

- Ein zylindrisches Koordinatensystem $\{r, \varphi, z\}$, das sich an der räumlichen Geometrie orientiert. Der Abstand von der Torusachse ist r , der von der Mittelebene ist z und φ beschreibt den toroidalen Winkel.
- Ein an der magnetischen Geometrie orientiertes Koordinatensystem $\{\rho, \theta, \zeta\}$. ρ ist eine Indizierung der magnetischen Flußflächen und damit eine „radiale“ Koordinate. Sie ist über den örtlichen toroidalen Fluß Φ und den toroidalen Fluß an der Separatrix Φ_S definiert als $\rho = \rho(\Phi) = \sqrt{\Phi/\Phi_S}$.¹ θ ist der poloidale Winkel mit Nullpunkt an der Mittelebene außen und $\zeta = -\varphi$ um die Rechtshändigkeit des Koordinatensystems zu wahren.

Eine Flußfläche ist somit über die Beziehung $\rho = const.$ definiert und für das Volumen V , das von einer Flußfläche eingeschlossen wird, gilt bei Rotationssymmetrie des Torus:

$$V = \int_V dV = \int_0^\rho \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \sqrt{g} d\rho d\zeta d\theta = 2\pi \int_0^\rho \int_0^{2\pi} \sqrt{g} d\rho d\theta \quad (3.1)$$

¹ ρ wird hier über den toroidalen Fluß definiert (im Gegensatz zu ρ_{pol} , welches über den poloidalen Fluß definiert ist), da die Berechnungen für diesen Fall robuster sind und keine Werte außerhalb der Separatrix, charakterisiert durch $\rho = 1$, benötigt werden. In den meisten der in dieser Arbeit gezeigten Graphen werden aber auch Werte außerhalb der Separatrix dargestellt, so daß hierfür ρ_{pol} verwendet werden muß.

3 Grundlagen zur Berechnung des Impulstransports

Das Symbol g steht dabei für die Determinante des metrischen Tensors. Es gilt:

$$g = \left(\frac{D(x, y, z)}{D(\rho, \zeta, \theta)} \right)^2 = (\nabla_\rho \nabla_\theta \nabla_\zeta)^{-2} \quad (3.2)$$

Die Mittelung einer Größe f über eine Flußfläche kann mit Hilfe obigen Ausdrucks für das Volumen folgendermaßen geschrieben werden [10]:

$$\langle f \rangle = \frac{\partial}{\partial V} \int_V f dV = \frac{\partial}{\partial V} \int_0^\rho \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} f \sqrt{g} d\rho d\zeta d\theta = 2\pi \frac{\partial \rho}{\partial V} \int_0^{2\pi} f \sqrt{g} d\theta \quad (3.3)$$

Für die Mittelung einer Größe über eine Flußfläche gelten folgende Relationen [10]:

$$\langle F(\rho) f(\rho, \theta) \rangle = F(\rho) \langle f(\rho, \theta) \rangle \quad (3.4)$$

$$V' = \frac{\partial V}{\partial \rho} = 2\pi \int_0^{2\pi} \sqrt{g} d\theta \quad (3.5)$$

$$\langle \nabla \cdot \vec{\Gamma} \rangle = \frac{\partial \rho}{\partial V} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial V}{\partial \rho} \langle \vec{\Gamma} \cdot \nabla \rho \rangle \right) \quad (3.6)$$

3.2 Impulstransport

Zur Berechnung des Impulstransportes muß man die allgemeine Tokamakgeometrie beachten. Dies ist ein toroidal symmetrisches System (also symmetrisch in der Koordinate φ), so daß der Drehimpuls eine relevante Erhaltungsgröße ist. Um die Betrachtungen einfach zu halten, werden zwei Annahmen gemacht:

- alle Ionenspezies haben die gleiche toroidale Geschwindigkeit u_ϕ und die gleiche Temperatur T_i .
- der Impuls der Elektronen kann aufgrund ihrer geringen Masse vernachlässigt werden.

Außerdem möchte man zur Vereinfachung flußflächengemittelte Größen betrachten. Die Erhaltungsgleichung für den Drehimpuls lautet:

$$\frac{\partial \vec{L}}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{\Gamma}_\phi + Q \quad (3.7)$$

Die zeitliche Änderung des Drehimpulses \vec{L} ist damit zusammengesetzt aus dem (radialen) Fluß des Drehimpulses $\vec{\Gamma}_\phi$ durch eine einschließende Oberfläche und dem Quellterm für Drehimpuls Q (dem Drehmoment der NBI).

Beim Übergang zu flußflächengemittelten Größen wird von der absoluten Geschwindigkeit der Teilchen zu deren Winkelgeschwindigkeit ω übergegangen, da ω auf Flußflächen konstant ist [9]. Die Drehimpulsdiffusion treibende thermodynamische Kraft ist demnach $\nabla\omega$. Daher wird für den diffusiven Anteil des Drehimpulsflusses durch Flußflächen der Ansatz

$$\vec{\Gamma}_{\phi,D} = - \sum n_i m_i R^2 \chi_\phi \nabla\omega \quad (3.8)$$

gemacht [11]. Hierbei wird über die Massendichten $n_i \cdot m_i$ der Ionenspezies summiert. Damit sollten L und Q aber auch als Drehimpuls- bzw. Quelledichte interpretiert werden. χ_ϕ ist der Diffusionskoeffizient mit Einheit $\frac{m^2}{s}$.

Außer über Diffusion kann der Drehimpuls auch über Konvektion verloren gehen. Der Konvektion liegt die Annahme zugrunde, daß die Teilchen bei ihrer Bewegung über Flußflächen hinweg ihren Drehimpuls mitnehmen. Der Ansatz für den konvektiven Anteil des Drehimpulsflusses ist damit proportional zu $\nabla\rho$ und der radialen Konvektionsgeschwindigkeit v_r [11]:

$$\vec{\Gamma}_{\phi,K} = \sum n_i m_i \omega R^2 v_r \nabla\rho \quad (3.9)$$

Als Quellterme für den Drehimpuls sind hauptsächlich die Drehmomentdichten $Q_m(\rho)$, die die NBI auf das Plasma überträgt verantwortlich. Das Drehmoment ist allgemein definiert als $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F}$. Im Falle der von der NBI erzeugten toroidalen Drehmomentendichte geht man davon aus, daß das Drehmoment am Ort der Ionisation der Neutralstrahlteilchen deponiert wird. Außerdem muß man die spezielle Geometrie beachten (siehe auch Kap. 2.1, Abb. 2.1). Das heißt, daß die vier verschiedenen Quellen der Neutralinjektion einzeln behandelt werden müssen: der zu verwendende Radius ist der Tangentialradius R_j , bei dem der Neutralstrahl der jeweiligen Quelle j der Torusachse am nächsten kommt (vgl. Abb. 2.1). Weiterhin ergibt sich die Kraft aus der Masse m_b und der Geschwindigkeit v_b der Neutralstrahlteilchen, sowie deren Ionisationsrate $n_{ij}(\rho)$ in Abhängigkeit des radialen Ortes. Schließlich muß noch beachtet werden, daß die NBI einen Spezies-Mix produziert — es werden Teilchen mit der ganzen, der halben und einem Drittel der Beschleunigungsenergie injiziert, die eine unterschiedliche Abschwächung im Plasma erfahren. Insgesamt ergibt sich somit für die Quelledichte des toroidalen Drehmomentes aufgrund der NBI:

$$Q_m(\rho) = \sum_{j=1}^4 \sum_{i=1}^3 m_b v_{b,i} R_j \frac{dn_{ij}(\rho)}{dt} \quad (3.10)$$

Die Summation über den Index i berücksichtigt den Spezies-Mix, die über j die vier verschiedenen Quellen der NBI. Die Geschwindigkeit der Beamneutralen ergibt sich aus deren Energie zu $v_{b,i} = \sqrt{2E_b/im_b}$. Eingesetzt in Gleichung (3.10) ergibt sich:

$$Q_m(\rho) = \sqrt{2E_b m_b} \sum_{j=1}^4 \sum_{i=1}^3 \frac{R_j}{\sqrt{i}} \frac{dn_{ij}(\rho)}{dt} \quad (3.11)$$

3 Grundlagen zur Berechnung des Impulstransports

Das globale Drehmoment ergibt sich aus dem Integral der Drehmomentdichte über das Plasmavolumen. Zusammen mit der Leistung der Neutralinjektion $P_{NI,ij} = \frac{E_b}{i} \int \frac{dn_{ij}}{dt} dV$ und dem Bruchteil f_i der gesamten Beamenergie für die Spezies i , erhält man insgesamt für das globale Drehmoment:

$$M_{tot} = \sqrt{\frac{2m_b}{E_b}} \sum_{j=1}^4 \sum_{i=1}^3 R_j f_i P_{NI,ij} \sqrt{i} \quad (3.12)$$

Eine Senke des Drehimpulses ist der Verlust von Drehimpuls durch Ladungsaustauschprozesse mit Hintergrundneutralen: stößt ein Plasmaion mit einem Hintergrundneutralen und führt einen Ladungsaustauschprozeß durch, so verläßt das eben entstandene Neutrale mit seiner Rotationsgeschwindigkeit das Plasma. Es hinterläßt ein langsames Ion, das nun weniger Drehimpuls trägt, als das Teilchen, das das Plasma verlassen hat.

Im Normalfall wird das Neutrale nach so einem Ladungsaustauschprozeß wieder stoßen und ionisiert werden, so daß im Durchschnitt nur diejenigen Stöße zum Impulsverlust beitragen, bei denen die Neutralen das Plasma verlassen.

Diese Art des Impulsverlustes läßt sich durch einen Term der Form

$$\text{Ladungsaustauschrate} \cdot \text{Impulsverlust pro Ladungsaustauschprozeß}$$

beschreiben. Die Ladungsaustauschrate $1/\tau_{cx}$ ist durch das Produkt aus den Teilchendichten n_i und n_N und der Ladungsaustauschrate $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ gegeben, die Rate des Impulsverlustes ist gegeben durch $m(u_\phi - u_{\phi N})$, wobei die toroidalen Rotationsgeschwindigkeiten mit u_ϕ bzw. $u_{\phi N}$ bezeichnet werden. Mit $\tau_{\phi,cx} = \tau_{cx} \frac{u_\phi}{u_\phi - u_{\phi N}}$ kann man den Verlustterm Q_{cx} aufgrund von Ladungsaustausch mit Hintergrundneutralen in der flächengemittelten Form für den Drehimpuls schreiben als [11]:

$$Q_{cx} = m_{\text{eff}} n_e(\rho) \langle R^2 \rangle \frac{\omega}{\tau_{\phi,cx}} \quad (3.13)$$

Die effektive Masse m_{eff} gibt die durchschnittliche Massenzahl pro Elektron im Plasma an. Für ein reines Wasserstoffplasma ist m_{eff} gleich 1, für ein Deuteriumplasma mit vollständig ionisierten leichten Verunreinigungen, wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, ist m_{eff} gleich 2. Da in den Entladungen aber immer Wasserstoff und Deuterium (in unterschiedlichen Anteilen) gleichzeitig vorhanden sind, wird m_{eff} im ersten Fall etwas größer als 1 sein und im zweiten etwas niedriger als 2. Verunreinigungen mit höheren Ladungszahlen sind nur in sehr geringen Anteilen im Plasma vorhanden und sind für die effektive Plasmamasse nur selten zu berücksichtigen. Die Wasserstoff- und Deuteriumanteile werden nicht standardmäßig für jede Entladung bestimmt. Daher werden die Werte von m_{eff} gemäß den Angaben in Anhang C festgelegt.

Damit hat man nun alle Terme um Gleichung (3.7) darstellen zu können. Betrachtet man nur stationäre Zustände und ersetzt die Massendichten der einzelnen Ionenspezies

durch eine effektive Masse m_{eff} und die Elektronendichte n_e , so folgt für den Transport des Drehimpulses mit flußflächengemittelten Größen:

$$Q_m(\rho) = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[V' \langle (\nabla \rho)^2 \rangle \left(-m_{\text{eff}} n_e(\rho) \langle R^2 \rangle \chi_\phi(\rho) \frac{\partial \omega}{\partial \rho} + m_{\text{eff}} n_e(\rho) v_r(\rho) \langle R^2 \rangle \omega \right) \right] + m_{\text{eff}} n_e(\rho) \langle R^2 \rangle \frac{\omega}{\tau_{\phi, \text{ex}}} \quad (3.14)$$

Die Berechnung des Impulstransportkoeffizienten χ_ϕ entsprechend dieser Gleichung erfolgt mit Hilfe des Transportcodes *ASTRA* und wird im nächsten Abschnitt genauer erläutert werden.

3.3 Der Transportcode ASTRA

In der Fusionsforschung stellt sich öfters das Problem, den lokalen Transport von Teilchen, Energie, Impuls oder auch anderer Größen aus Meßdaten zu bestimmen. Da hierfür viele Gleichungen berechnet werden müssen, die meistens nur numerisch lösbar sind, werden dafür Computerprogramme eingesetzt. Eines der Programme, die an ASDEX Upgrade zur Beschreibung des Transports eingesetzt werden, ist der Transportcode *ASTRA* (Automatic System of Transport Analysis). In diesem Abschnitt sollen kurz die Grundlagen der Berechnungen aufgeführt werden. Eine tiefergehende Einführung in dies Programmpaket kann in [10] gefunden werden.

ASTRA ist entwickelt worden, um Transportgrößen in heutigen Fusionsforschungsanlagen des Typs Tokamak zu untersuchen. Dabei wurde Wert darauf gelegt, daß der Code universell einsetzbar ist, also daß lediglich durch die Verwendung geeigneter Geometrieparameter (wie z.B. Triangularität, Elliptizität, großer und kleiner Radius) das jeweilige Experiment charakterisiert wird. Die allgemein zugrundeliegende Geometrie ist ein elliptisch elongiertes Plasma, für das toroidale Rotationssymmetrie angenommen wird.

Die Transportrechnungen werden eindimensional gemacht. Das heißt, daß der Transport von flußflächengemittelten Größen in radialer Richtung berechnet wird. Die hierfür verwendeten Koordinatensysteme und die damit verbundene Flußflächemittelung wurden bereits in Abschnitt 3.1 vorgestellt. Das für diese Berechnungen nötige magnetohydrodynamische Gleichgewicht wird für einen zweidimensionalen Fall entsprechend der Grad-Shafranov Gleichung bestimmt. Zur Ermittlung von Quellen und Senken der Transportgleichungen sind in *ASTRA* mehrere Module integriert, die die meisten Möglichkeiten der Plasmaheizung und der Teilchenquellen berücksichtigen.

Diese Eigenschaften machen es möglich den Impulsdiffusionskoeffizienten aus Gleichung (3.14) mit *ASTRA* zu berechnen. Dazu wird die in *ASTRA* implementierte Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} (V' f) = \frac{\partial}{\partial \rho} \left[V' \langle (\nabla \rho)^2 \rangle \left(D \frac{\partial f}{\partial \rho} - v f \right) \right] + V' Q \quad (3.15)$$

3 Grundlagen zur Berechnung des Impulstransports

verwendet. Dabei ist f eine beliebige Funktion von ρ und der Zeit t . Der diffusive Term mit Diffusionskoeffizient D und der konvektive Term mit der radialen Geschwindigkeit v der Teilchen nehmen in diesem speziellen Fall die Form

$$D = m_{\text{eff}} n_e(\rho) \langle R^2 \rangle \lambda_\phi(\rho) \quad v = m_{\text{eff}} n_e(\rho) v_r(\rho) \langle R^2 \rangle \quad (3.16)$$

an. Q bezeichnet die Quellen und/oder Senken, die in diesem Fall von der Drehmomentdichte der Neutralinjektion gemäß Gleichung (3.11) und dem Drehimpulsverlustterm von Gleichung (3.13) bestimmt sind. Die zeitliche Ableitung auf der linken Seite von Gleichung (3.15) wird vernachlässigt werden, da nur stationäre Phasen während einer Entladung betrachtet werden sollen (siehe auch Kapitel 4).

Das Verhältnis des diffusiven zum konvektiven Anteil des Impulstransports ist noch nicht bekannt. Daher wird, um die Berechnungen zu vereinfachen, angenommen, daß der Impulstransport ein rein diffusiver Vorgang ist; jede eventuell vorhandene Konvektion wird formal im Diffusionskoeffizienten integriert.

Zur weiteren Vereinfachung kann der Impulsverlust an Hintergrundneutrale vernachlässigt werden. Die Dichte der Hintergrundneutralen nimmt von der Gefäßwand von etwa $10^{16} \frac{1}{\text{m}^3}$ ins Plasmaminnere hin exponentiell ab und ist nach wenigen Zentimetern innerhalb der Separatrix auf $\approx 10^{13} \frac{1}{\text{m}^3}$ gefallen. Dieser Wert nimmt nur noch schwach ab und erreicht in der Plasmamitte $\approx 10^{12} \frac{1}{\text{m}^3}$ [12]. Eine Abschätzung (mit $u_{\phi N} = 0$) besagt unter diesen Bedingungen, daß der Impulsverlustterm an ASDEX Upgrade für $\rho \leq 0.9$ gegenüber der Drehmomentdichte der NBI vernachlässigbar ist.

Im Allgemeinen kann man bei *ASTRA* davon ausgehen, daß der Fehler der Ergebnisse in der Größenordnung von 10% liegt. Die Ursachen dafür sind in den verwendeten Näherungen im Transportcode sowie in fehlerbehafteten Ausgangsdaten zu finden. Letzteres führt auch dazu, daß die Ergebnisse von *ASTRA* nur im Bereich von $0.2 \leq \rho \leq 0.9$ verlässlich sein werden, da in den Randbereichen die Gradienten der experimentellen Daten nicht hinreichend genau bekannt sind.

Ähnliche Transportgleichungen wie für die des Impulses werden in *ASTRA* automatisch auch für den Energie- und Teilchentransport berechnet. Dieser grundlegende Satz von Gleichungen in *ASTRA* umfaßt Erhaltungsgleichungen für die Elektronendichte n_e , die Elektronen- und Ionentemperatur T_e und T_i , sowie den poloidalen Fluß Ψ . Die Erhaltungsgleichungen der Temperatur liefern die Wärmediffusionskoeffizienten λ_{el} und λ_{ion} für Elektronen und Ionen. Addiert man diese beiden Erhaltungsgleichungen, so fällt der Energieübertragsterm zwischen Elektronen und Ionen weg und man erhält einen effektiven Wärmefluß und daraus den effektiven Wärmediffusionskoeffizienten λ_{eff} .

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

Die große Datenmenge, die von der CER-Diagnostik aufgenommen wird, kann einerseits dazu verwendet werden, um spezielle Szenarien in einzelnen Entladungen zu untersuchen. Andererseits ist es aber auch möglich und sinnvoll die Datenmenge als Ganzes zu betrachten und zusammen mit Daten anderer Diagnostiken Rückschlüsse auf das Verhalten des Plasmas in Abhängigkeit wichtiger Versuchsparameter zu ziehen, also Skalierungsgesetze zu erstellen. Da der Transport im Plasma noch nicht verstanden ist und die Diffusionskoeffizienten noch nicht theoretisch berechnet werden können, kann man auf diese Weise zumindest Anhaltspunkte über die Abhängigkeiten des Transports erhalten. Zu diesem Zweck wurde eine Datenbasis aufgebaut und ein Programmpaket in IDL¹ erstellt, welches die Datenbasis anlegt und die Auswertung der Daten erleichtern soll. Im nächsten Abschnitt werden die Grundlagen zur Erzeugung der Datenbasis erläutert werden. Danach folgt ein Abschnitt mit den daraus abgeleiteten Skalierungsgesetzen und einer mit den entsprechenden Folgerungen.

4.1 Aufbau der Datenbasis

Um aussagekräftige Skalierungen zu erhalten, sollten die dazu verwendeten Daten möglichst wenig verrauscht sein. Daher werden die Daten aller Diagnostiken, die für die Datenbasis verwendet werden, während einer stationären Phase der einzelnen Entladungen aufgenommen und über diesen Zeitbereich gemittelt. Der Ausgangspunkt zum Erstellen dieser Daten sind die CES-Daten.

Zu jeder Entladung, die in die Datenbasis aufgenommen werden soll, werden die Anfangs- und Endzeitpunkte der stationären Phase der Plasmaentladung ausgesucht und zwar so, daß zumindest die Signale des Plasmastroms, der liniengemittelten Elektronendichte, des Energieinhalts, der Leistung der Neutralteilchenheizung, der Gesamtstrahlungsleistung des Hauptplasmas und der CES-Diagnostik nur noch um einen konstanten Wert schwanken. Ein Beispiel für die Auswahl dieser Zeitpunkte ist in Abb. 4.1 zu finden. Wünschens-

¹IDL (Interactive Data Language) ist eine Computer-Hochsprache, die besonders auf das Arbeiten mit Arrays und der graphischen Darstellung von Daten hin optimiert wurde. IDL ist ein registriertes Markenzeichen von Research Systems, Inc.

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

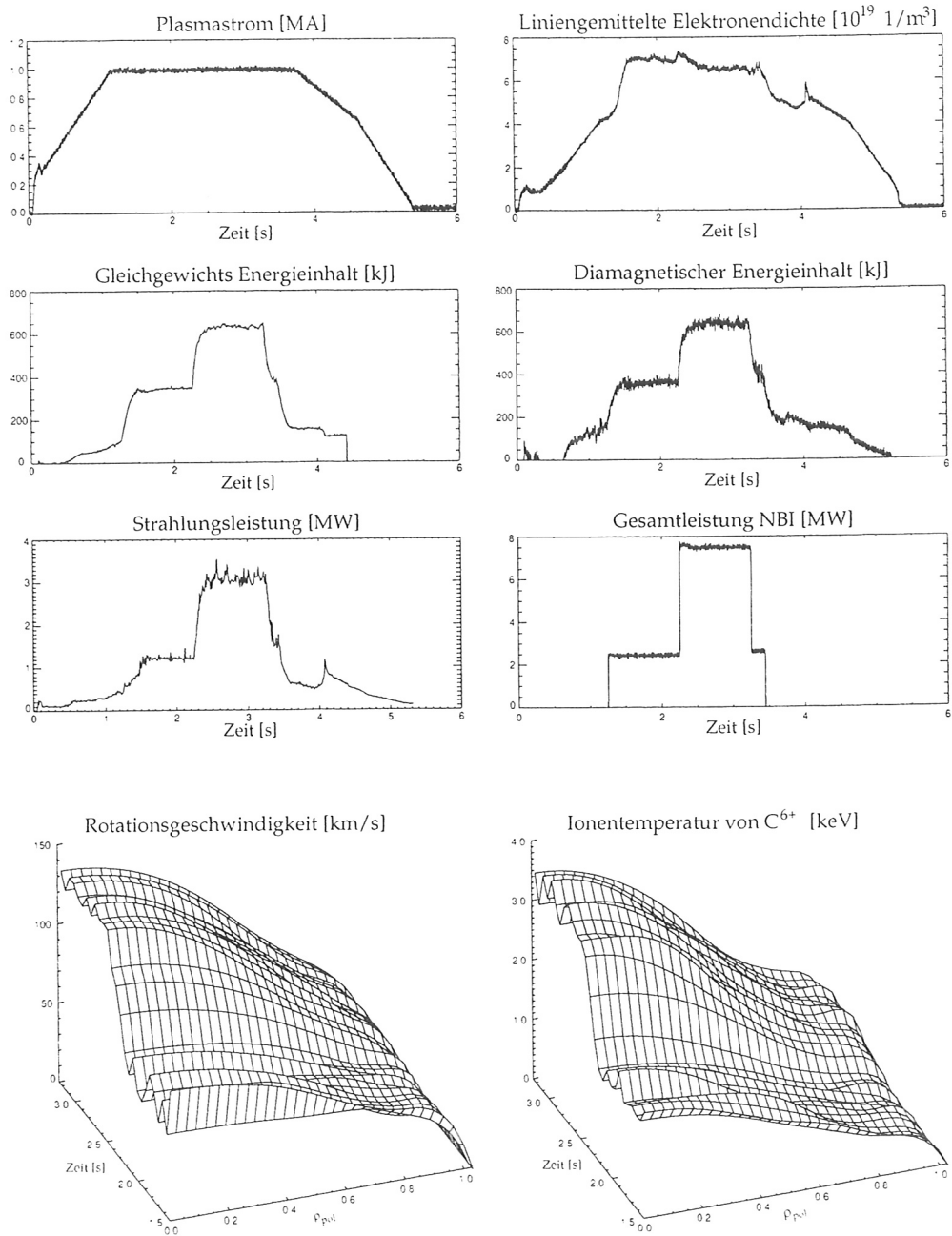


Abbildung 4.1: Ein Beispiel für den Verlauf wichtiger Signale während der Entladung 8044. In diesem Fall wurde der Zeitbereich, während dem die Signale für die Datenbank ausgelesen und gemittelt werden sollen, auf 2,50 s–3,25 s festgelegt (entspricht den gestrichelten Linien). In diesem Zeitbereich befindet sich das Plasma in der H-Mode.

wert wäre natürlich, daß alle eingelesenen Signale in diesem Zeitbereich konstant sind. Wegen der Komplexität der Entladungsführung wird dies allerdings nie erfüllt.

Die Signale werden automatisch eingelesen, zeitlich gemittelt, normiert und in eine ASCII-Datei geschrieben. Lediglich die Massenzahl der Hauptplasmaionen wird zusammen mit dem Anfangs- und Endzeitpunkt der stationären Phase der Entladung manuell in eine Konfigurationsdatei des Programms zur Erstellung der Datenbasis eingetragen.

Eine Aufstellung aller in der Datenbasis enthaltenen Variablen, sowie deren darin verwendeten Einheit, ihrer Erläuterung und des zum Einlesen verwendeten Signals ist in Anhang C zu finden. Die erste Tabelle beinhaltet Angaben über die gerade erwähnten eingelesenen Signale. Die zweite Tabelle enthält Angaben über Variablen, deren Werte aus eingelesenen Signalen berechnet und in der Datenbasis zwischengespeichert wurden um Rechenzeit bei der Auswertung zu sparen. Das sind vor allem die mit den *kk-Routinen* berechneten Variablen und die volumengemittelten² Werte der Elektronen- und Iontemperaturen und -dichten, die unter anderem zur Berechnung des kinetischen Energieinhalts des Plasmas benötigt werden. Die anderen Variablen (wie z.B. Drehimpuls oder gesamte Heizleistung) werden dagegen jeweils vor Beginn der Auswertung aus den anderen Daten der ASCII-Datei berechnet.

4.2 Auswertung der Datenbasis

Die in der Datenbasis gesammelten Daten sollen nun dazu verwendet werden, um in den folgenden Abschnitten Skalierungsgesetze zu erstellen, die für Aussagen über den Transport im Plasma in Abschnitt 4.3 benutzt werden können. Insbesondere sollen die Energieeinschlußzeit τ_E , die Impulseinschlußzeit τ_ϕ und der Impulsdiffusionskoeffizient χ_ϕ in Abhängigkeit von leicht beobachtbaren und einstellbaren Plasmaparametern (wie z.B. dem Plasmastrom, der liniengemittelten Elektronendichte oder dem Toroidalfeld in der Torusmitte) dargestellt werden. Außerdem wird der Impulsdiffusionskoeffizient mit dem effektiven Wärmediffusionskoeffizienten verglichen und es werden zwei Skalierungen von Energieeinschlußzeiten aus den Daten unterschiedlicher Tokamaks vorgestellt.

Die in den folgenden Graphen verwendeten Symbole sollen die Art der Entladung genauer charakterisieren. Ihre Bedeutung ist in Tabelle 4.1 erklärt. Es handelt sich dabei um die Einteilung der Entladungen in verschiedene Einschlußregimes und um die Unterscheidung zwischen Wasserstoff und Deuterium als Hauptplasmaionen. Die Einschlußregimes unterscheiden sich nicht nur in der Güte des Einschlusses und damit in den Einschlußzeiten, sondern auch in der Profilform einzelner Plasmaparameter. Die H-Mode (engl.: **high** confinement) weist einen verbesserten Einschluß gegenüber der L-Mode (engl.: **low** confinement) auf. Die HRL-Mode (engl.: **highly radiative l**-mode) und die CDH-Mode (engl.: **completely detached h**-mode) sind durch eine starke Strahlung von Verunreinigungen in der Plasmarandschicht charakterisiert. Genauere Informationen zu diesen Moden sind in [13], [14], [15] bzw. [16] zu finden.

²Die Definition und Rechenvorschrift für die hier verwendete Volumenmittelung ist in Anhang C auf Seite 62 zu finden.

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

Symbol	Bedeutung	Anzahl in Datenbasis
+	Entladung befand sich in der L-Mode.	22
◇	Entladung befand sich in der H-Mode.	81
△	Entladung befand sich in der HRL-Mode.	9
*	Entladung befand sich in der CDH-Mode.	1
○	Alle eingekreisten Symbole stehen für Entladungen, deren Hauptionen Wasserstoffionen waren. Die nicht eingekreisten Entladungen hatten Deuterium als Hauptionen.	H: 34 D: 84

Tabelle 4.1: Erläuterung der in den Darstellungen der Datenbasis verwendeten Symbole für die jeweilige Entladungsart.

In die Datenbasis wurden die Daten von insgesamt 122 Entladungen aufgenommen. Davon waren 22 Entladungen in der L-Mode und 81 in der H-Mode. Die Bereiche, die die wichtigsten Plasmaparameter in der Datenbasis umspannen, sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Parameter	kleinster Wert	größter Wert	Mittelwert	Standardabweichung	Einheit
I_p	0.58	1.19	0.89	0.14	MA
B_0	1.50	2.96	2.32	0.33	T
\bar{n}_e	3.63	10.1	6.61	1.56	$10^{19} \frac{1}{m^3}$
m_{eff}	1.15	1.90	1.70	0.33	amu
P_{heat}	0.95	9.15	4.55	1.60	MW
M_{tot}	0.85	6.72	3.52	1.40	Nm

Tabelle 4.2: Bereiche der Plasmaparameter in der Datenbasis, die für Skalierungsgesetze verwendet werden. Insgesamt sind in der Datenbasis 122 Entladungen enthalten, davon 22 in L-Mode, 81 in H-Mode, 9 in HRL-Mode und 1 in CDH-Mode. Für die restlichen Entladungen konnte die Mode durch das automatische Ausleseverfahren nicht bestimmt werden.

Um die in der Datenbasis enthaltenen Daten auf ihre Konsistenz hin zu überprüfen, wurde der Gleichgewichtsenergieinhalt entsprechend der MHD mit dem aus den Daten berechneten kinetischen Energieinhalt verglichen. Die kinetische Energie ergibt sich aus dem Volumenintegral der Elektronen- und Ionentemperaturen und -dichten:

$$W_{\text{kin}} = \frac{3}{2} k_B \int_V (n_e \cdot T_e + n_i \cdot T_i) dV \quad (4.1)$$

Die Ionendichte ist dabei unter der Annahme von 2% Kohlenstoffanteil im Plasma aus der Elektronendichte berechnet worden. Dies entspricht einer effektiven Ladungszahl³ von $Z_{\text{eff}} = 1.6$ und ist repräsentativ für den gegebenen Verunreinigungsgehalt in ASDEX Upgrade.

Der Vergleich dieser beiden Energieinhalte ist in Abb. 4.2 dargestellt. Darin sieht man,

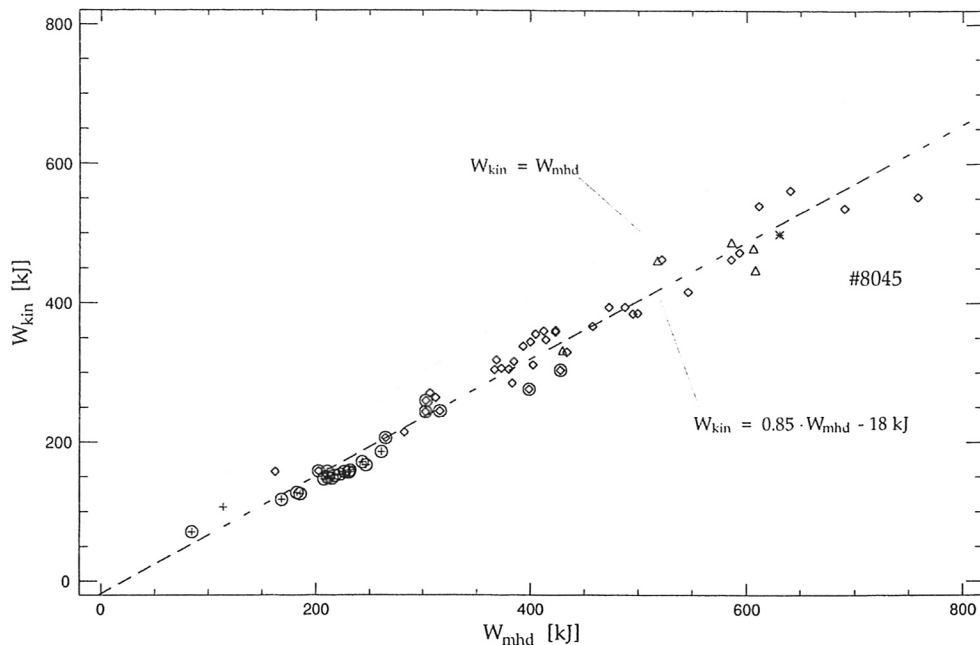


Abbildung 4.2: Vergleich des kinetischen Plasmaenergieinhalts mit dem Gleichgewichtsenergieinhalt entsprechend der MHD. Entladung Nummer 8045 fällt aus der Reihe der anderen Entladungen heraus, da hier viele schnellen Teilchen enthalten sind, die bei der Berechnung der kinetischen Energie nicht berücksichtigt werden.

daß sich fast alle Datenpunkte der Datenbasis (für die die entsprechenden Daten vorhanden sind) auf einer Geraden mit Steigung 0.85 und y-Achsenabschnitt -18 kJ anordnen. Das heißt, daß die kinetische Energie des Plasmas immer geringer als die magnetohydrodynamische Energie ist. Zur Berechnung der kinetischen Energie wurde ein Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht angenommen (Elektronen- und Ionentemperaturmessungen enthalten nur Werte der thermischen Teilchen). Allerdings sind im Plasma auch *schnelle Teilchen*⁴ enthalten, die zur MHD-Energie beitragen. Ihr Anteil beträgt in ASDEX Upgrade im Normalfall bis zu 15%.

Entladung Nummer 8045 weicht stark ab der von den anderen Datenpunkten aufgespannten Reihe ab. Der Grund ist darin zu finden, daß diese Entladung die höchsten

³Die Definition von Z_{eff} kann beispielsweise in [4] gefunden werden.

⁴Im Gegensatz zu den thermischen Teilchen können die schnellen nicht mit der Boltzmann'schen Geschwindigkeitsverteilung beschrieben werden; sie fallen aus dieser Verteilung heraus.

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

bisher gemessenen Ionentemperaturen aufweist. Ein Vergleich der Elektronen- und Ionentemperaturprofile zeigt, daß die Elektronentemperatur im Plasmazentrum mit knapp 4 keV stark von der Ionentemperatur von 5.4 keV abweicht (siehe Abb. 4.3). Berechnun-

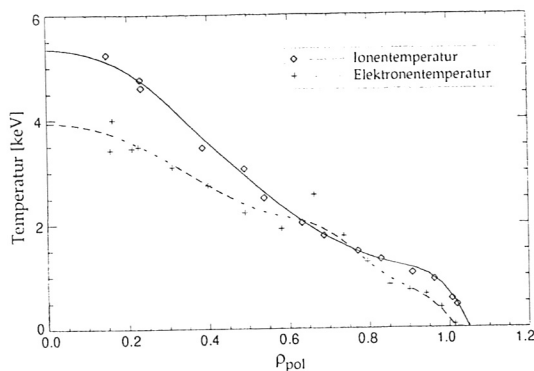


Abbildung 4.3: Datenpunkte und Spline-Fits der Ionen- und Elektronentemperatur der Entladung 8045, gemittelt im Bereich $2.665 \text{ s} - 2.995 \text{ s}$.

gen mit *ASTRA* zeigen, daß bei dieser Entladung der Anteil der schnellen Ionen bei etwa 20% liegt. Würde man deren Energie von rund 130 kJ dem kinetischen Energieinhalt des Plasmas dazuaddieren, so würde sich auch diese Entladung in die von den anderen Entladungen aufgespannte Reihe einordnen lassen.

Andererseits enthalten die drei Datenpunkte mit den geringsten Gleichgewichtsenergien auch die geringsten Anteile an schnellen Teilchen. Deren Energie liegt im Bereich von $0.3 - 0.8 \text{ kJ}$. Daher ist deren kinetischer Energieinhalt fast gleich dem Gleichgewichtsenergieinhalt.

Der Vergleich des kinetischen Plasmaenergieinhalts mit dem diamagnetischen (Abb. 4.4) ergibt ein ähnliches Bild, wie der Vergleich der kinetischen Energie mit der Gleichgewichtsenergie. Die in diesem Fall angepaßte Gerade hat eine Steigung von 0.81 und einen y-Achsenabschnitt von -15 kJ . Dies bringt zum Ausdruck, daß der gemessene diamagnetische Energieinhalt an ASDEX Upgrade, bis auf eine additive Konstante von 4 kJ , gut mit dem gemessenen Gleichgewichtsenergieinhalt übereinstimmt.

4.2.1 Skalierungen der Einschlußzeiten

Energieeinschlußzeit τ_E

Die Werte der Energieeinschlußzeit werden in der Datenbasis aus dem Verhältnis des Gleichgewichtsenergieinhalts (entsprechend der MHD) zu der gesamten eingebrachten Heizleistung berechnet. Die Regression von τ_E in ms gegen den Plasmastrom I_p [MA], das Toroidalfeld B_0 [T] in der Torusmitte, die liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e [$10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$] in der Mittelebene, die gesamte Heizleistung P_{heat} [MW] und die effektive Plasmamasse m_{eff} [amu] führt zu der Relation:

$$\tau_E^{\text{Skalierung}} = 168 \cdot I_p^{1.09 \pm 0.10} \cdot B_0^{-0.21 \pm 0.09} \cdot \bar{n}_e^{-0.05 \pm 0.06} \cdot P_{\text{heat}}^{-0.44 \pm 0.03} \cdot m_{\text{eff}}^{0.75 \pm 0.05} \quad (4.2)$$

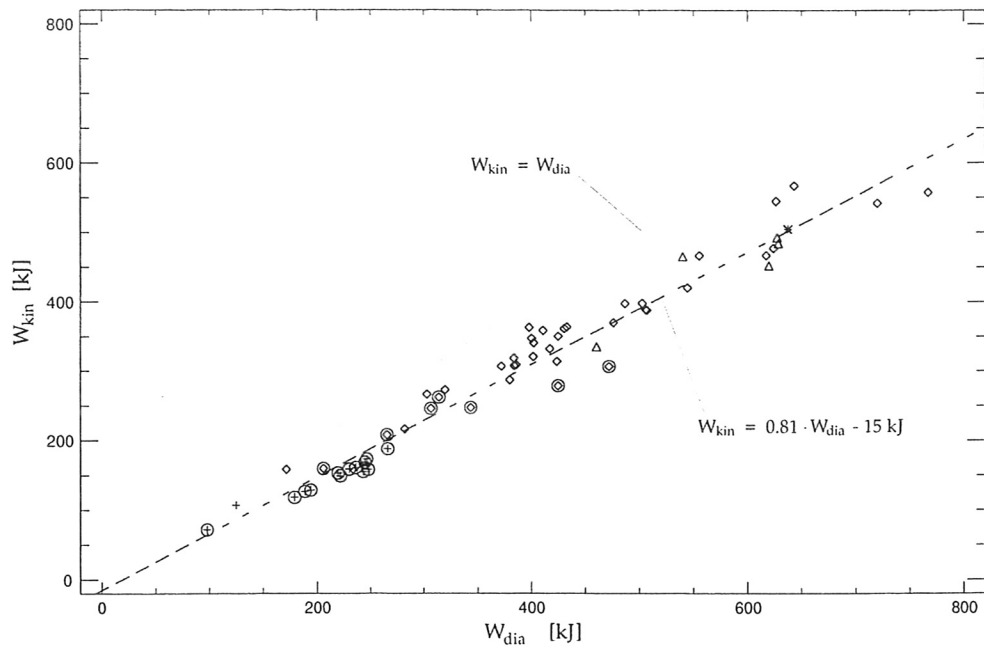


Abbildung 4.4: Vergleich des kinetischen Plasmaenergieinhalts mit dem diamagnetischen Energieinhalt.

Die hier und im folgenden angegebenen Fehler in den Exponenten der Skalierungen geben die Standardabweichungen der Regressionskoeffizienten an.

Die graphische Darstellung dieser Skalierung in Abb. 4.5 zeigt deutlich die Abhängigkeit der Energieeinschlußzeit von dem Einschlußregime: hohe Werte von τ_E werden nur in der H-Mode angenommen. Je nach Entladungsführung kann aber auch eine H-Mode einen schlechten Einschluß aufweisen.

Der Großteil der Daten wird von dem Skalierungsgesetz gut reproduziert. Allerdings gibt es einige Datenpunkte die stark streuen. Da dies daran liegt, daß für diese Skalierung Entladungen aller Einschlußregimes benützt wurden, wird für die H-Mode eine eigene Skalierung erstellt:

$$\tau_E^{\text{H-Skalierung}} = 185 \cdot I_p^{1.00 \pm 0.11} \cdot B_0^{-0.12 \pm 0.10} \cdot \bar{n}_e^{-0.04 \pm 0.06} \cdot P_{\text{heat}}^{-0.50 \pm 0.03} \cdot m_{\text{eff}}^{0.57 \pm 0.07} \quad (4.3)$$

Diese in Abb. 4.6 dargestellte Skalierung beschreibt die gemessenen Energieeinschlußzeiten in der H-Mode besser als die Skalierung von Gleichung (4.2).

Allgemeine Tokamak Skalierungen

Aus den Daten mehrerer Tokamaks wurden bereits Skalierungsgesetze für die Energieeinschlußzeit erstellt. Das Ziel war einerseits, die Ergebnisse verschiedener Experimente

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

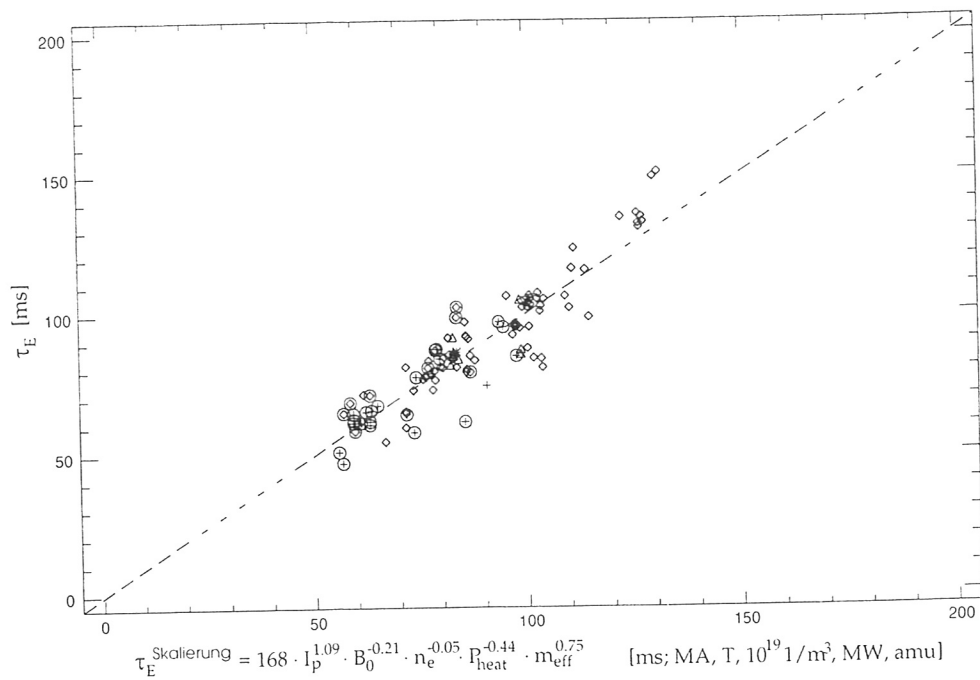


Abbildung 4.5: Regression der Energieeinschlußzeit entsprechend Gleichung (4.2).

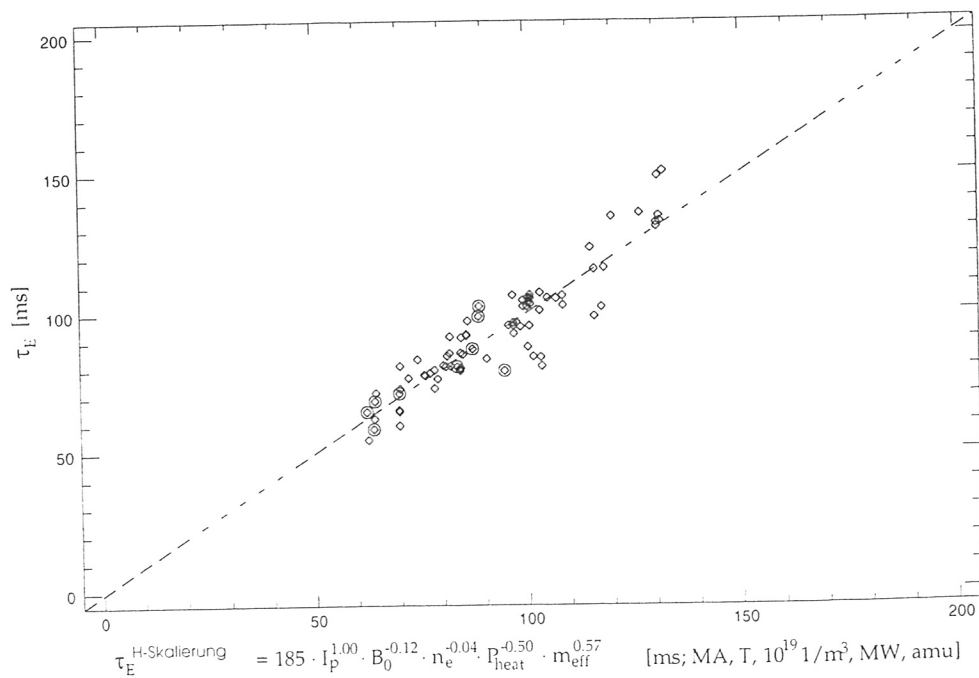


Abbildung 4.6: Regression der Energieeinschlußzeit für H-Mode Entladungen entsprechend Gleichung (4.3).

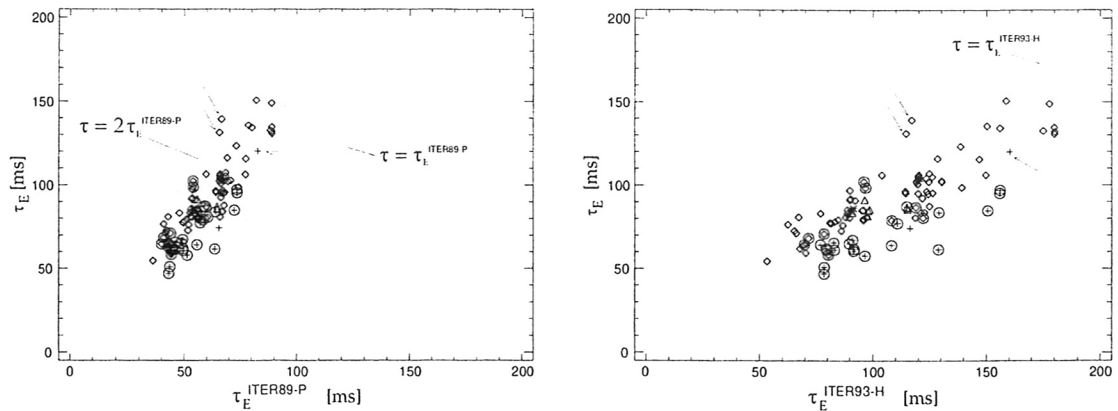
miteinander vergleichen zu können, andererseits wollte man aus der Skalierung auf den Einschluß geplanter, größerer Experimente schließen. Die sogenannte ITER89-P Skalierung [17] gilt für Tokamaks mit L-Mode Einschluß:

$$\tau_E^{\text{ITER89-P}} = 38 \cdot I_p^{0.85} \cdot B_0^{0.2} \cdot P_{\text{heat}}^{-0.5} \cdot m_{\text{eff}}^{0.5} \cdot R^{1.2} \cdot a^{0.3} \cdot \bar{n}_e^{0.1} \cdot k^{0.5} \quad (4.4)$$

Eine Skalierung für Tokamaks mit H-Mode Einschluß ist die ITER93-H Skalierung, die den aktuellen Stand des geplanten Fusionsforschungsexperiments ITER markiert [18], [19]:

$$\tau_E^{\text{ITER93-H}} = 36 \cdot I_p^{1.06} \cdot B_0^{0.32} \cdot P_{\text{heat}}^{-0.67} \cdot m_{\text{eff}}^{0.41} \cdot R^{1.90} \cdot a^{-0.11} \cdot \bar{n}_e^{0.17} \cdot k^{0.66} \quad (4.5)$$

Bei beiden Skalierungen ist τ_E in *ms* angegeben, die effektive Plasmamasse in *amu*, der Plasmastrom in *MA*, die Magnetfeldstärke in *T*, der große und der kleine Radius des Experiments (*R* bzw. *a*) in *m*, die liniengemittelte Elektronendichte in $10^{19} \frac{1}{m^3}$, die gesamte Heizleistung in *MW* und die Elongation *k* an der Plasmaoberfläche als einheitslose Zahl.



(a) τ_E gegen die ITER89-P Skalierung.

(b) τ_E gegen die ITER93-H Skalierung.

Abbildung 4.7: Vergleich der Energieeinschlußzeiten von ASDEX Upgrade mit der ITER89-P und der ITER93-H Skalierung. Die Pfeile markieren Entladungen, die zum Vergleich mit Entladungen des Tokamaks DIII-D mit besonderen Parametern geführt wurden und somit aus der Reihe der anderen Entladungen herausfallen. Diese drei Entladungen wurden bei den Regressionen der Einschlußzeiten und der Diffusionskoeffizienten nicht berücksichtigt.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen von ASDEX Upgrade zeigt, daß der Einschluß der Entladungen in der Datenbank etwa um den Faktor 1.5 besser ist, als der von der ITER89-P Skalierung vorhergesagte (siehe auch Abb. 4.7(a)), während die ITER93-H Skalierung den Einschluß der Daten etwas überschätzt (siehe auch Abb. 4.7(b)).

Die in dieser Abbildung dargestellten Entladungen mit auffallend hohen Einschüssen (in Abb. 4.7 durch Pfeile markiert) wurden mit besonderen Parametern (hauptsächlich

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

höhere Triangularität) geführt, um Vergleichsentladungen mit dem Tokamak DIII-D zu erhalten. Damit sind sie aber mit den übrigen Einschlußzeiten nicht vergleichbar und wurden für die Regressionen der Einschlußzeiten und der Diffusionskoeffizienten nicht berücksichtigt.

Thermische Energieeinschlußzeit τ_{th}

Eine weitere Größe, die den Energietransport im Plasma beschreiben kann, ist die thermische Energieeinschlußzeit. Sie ist über das Verhältnis von kinetischer Energie zu gesamter Heizleistung definiert. Die Skalierung von τ_{th} in ms gegen den Plasmastrom, die Magnetfeldstärke, die liniengemittelte Elektronendichte, die Heizleistung und die effektive Plasmamasse ergibt für alle Entladungen:

$$\tau_{th}^{\text{Skalierung}} = 186 \cdot I_p^{1.25 \pm 0.18} \cdot B_0^{-0.63 \pm 0.16} \cdot \bar{n}_e^{-0.08 \pm 0.08} \cdot P_{heat}^{-0.45 \pm 0.04} \cdot m_{eff}^{0.97 \pm 0.07} \quad (4.6)$$

und für die Entladungen in H-Mode:

$$\tau_{th}^{\text{H-Skalierung}} = 204 \cdot I_p^{1.20 \pm 0.25} \cdot B_0^{-0.81 \pm 0.23} \cdot \bar{n}_e^{0.14 \pm 0.11} \cdot P_{heat}^{-0.57 \pm 0.05} \cdot m_{eff}^{0.66 \pm 0.07} \quad (4.7)$$

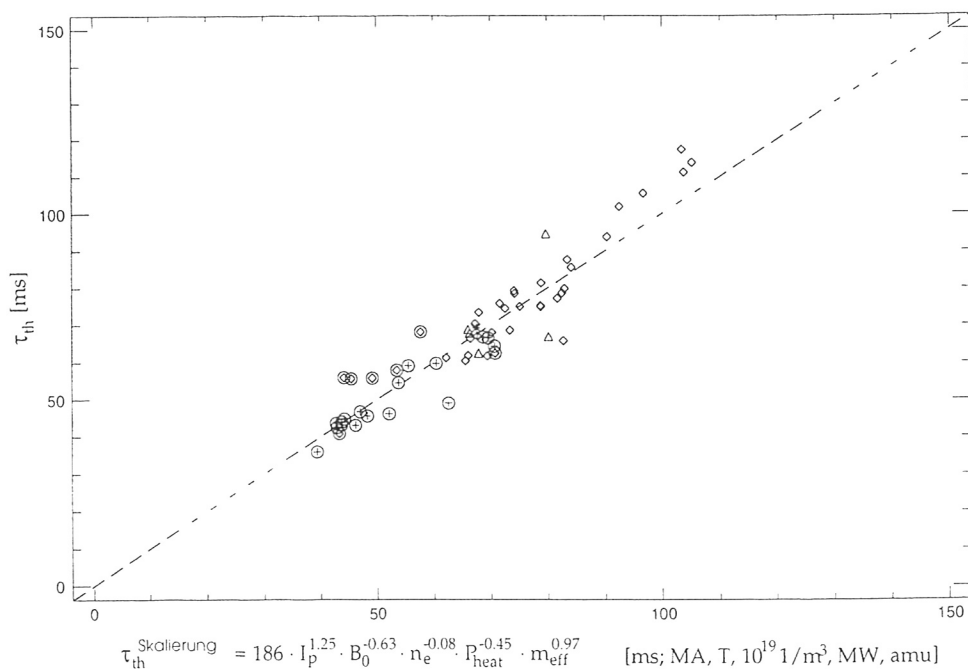


Abbildung 4.8: Regressionen der Einschlußzeit der thermischen Energie entsprechend Gleichung (4.6).

Die graphische Darstellung dieser beiden Skalierungen in den Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigt die gute Beschreibbarkeit der Datenpunkte. In Übereinstimmung mit der Energieeinschlußzeitskalierung werden hohe thermische Einschlußzeiten ebenfalls nur in der H-Mode erreicht. Die L-Mode Entladungen weisen auch hier eine höhere Streuung auf.

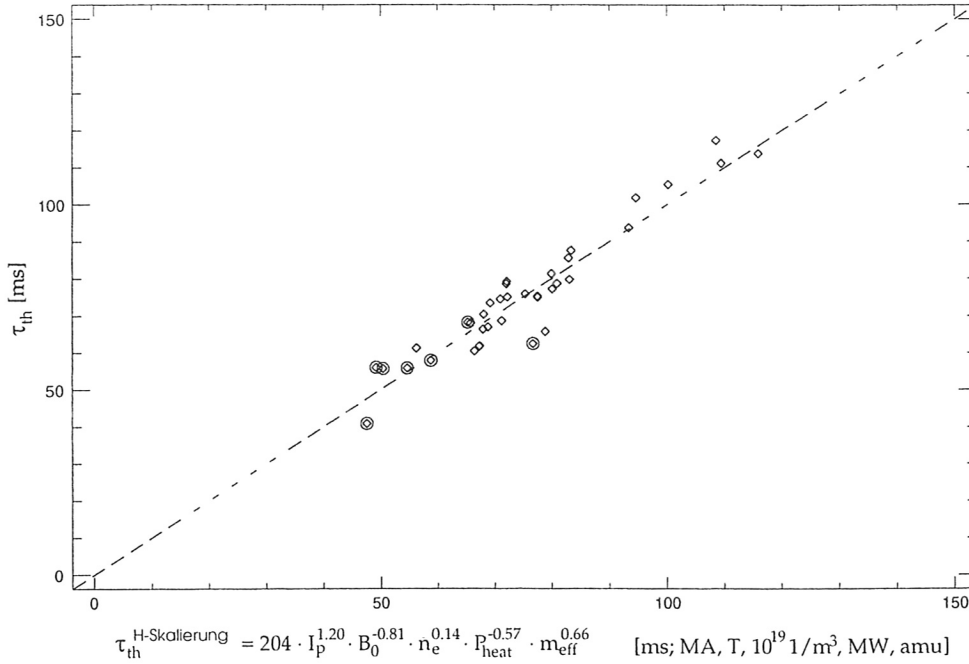


Abbildung 4.9: Regressionen der Einschlußzeit der thermischen Energie für H-Mode Entladungen entsprechend Gleichung (4.7).

Impulseinschlußzeit τ_ϕ

Die Impulseinschlußzeit ist definitionsgemäß das Verhältnis aus Drehimpuls und Drehmoment des Plasmas. Wie diese beiden Größen für die Datenbasis berechnet werden, ist in Anhang C beschrieben. Für τ_ϕ [ms] wurde eine Regression gegen dieselben Variablen durchgeführt, wie auch für die Energieeinschlußzeiten. Es wurde zusätzlich wieder eine eigene Skalierung für die Entladungen in H-Mode erstellt:

$$\tau_\phi^{\text{Skalierung}} = 103 \cdot I_p^{0.87 \pm 0.14} \cdot B_0^{-0.44 \pm 0.13} \cdot \bar{n}_e^{0.09 \pm 0.08} \cdot P_{heat}^{-0.57 \pm 0.05} \cdot m_{eff}^{0.61 \pm 0.06} \quad (4.8)$$

$$\tau_\phi^{\text{H-Skalierung}} = 116 \cdot I_p^{0.75 \pm 0.14} \cdot B_0^{-0.43 \pm 0.13} \cdot \bar{n}_e^{0.13 \pm 0.08} \cdot P_{heat}^{-0.69 \pm 0.05} \cdot m_{eff}^{0.56 \pm 0.08} \quad (4.9)$$

Wie in Abb. 4.10 zu sehen ist, beschreibt die Regression den Impulseinschluß recht gut. Wiederum weisen nur H-Mode Entladungen die höchsten Einschlußzeiten auf. Einige Entladungen in der L-Mode werden auch in diesem Fall von der Skalierung nur mangelhaft erfaßt. Die Skalierung nur für H-Mode Entladungen reproduziert die entsprechenden Datenpunkte besser (siehe Abb. 4.11). Insgesamt betrachtet ist die Impulseinschlußzeit im Durchschnitt um den Faktor 1/2 kleiner als die Energieeinschlußzeit (siehe Abb. 4.12).

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

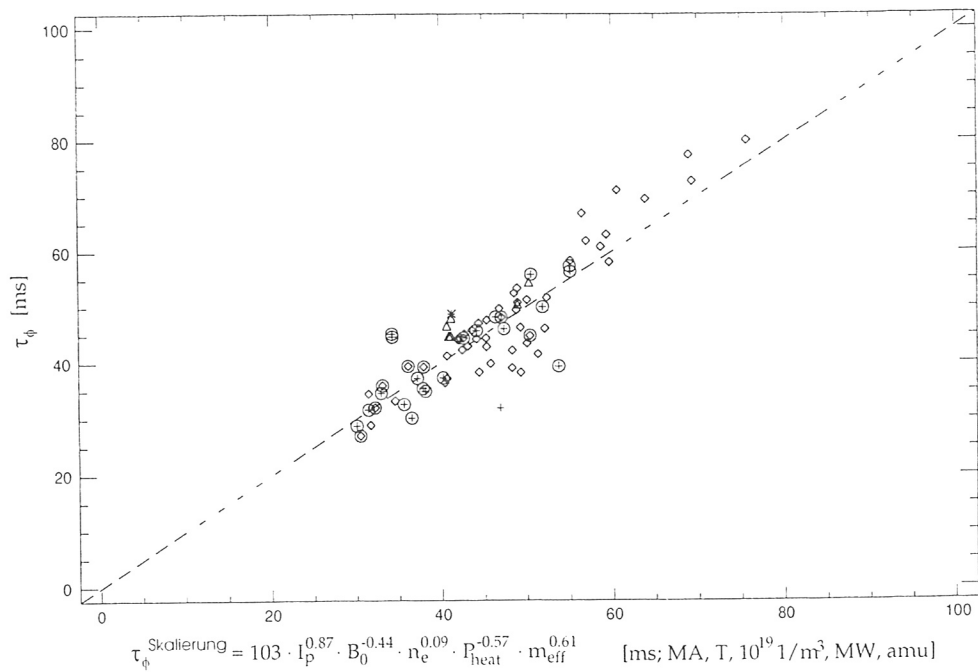


Abbildung 4.10: Regression der Impulseinschlußzeit entsprechend Gleichung (4.8).

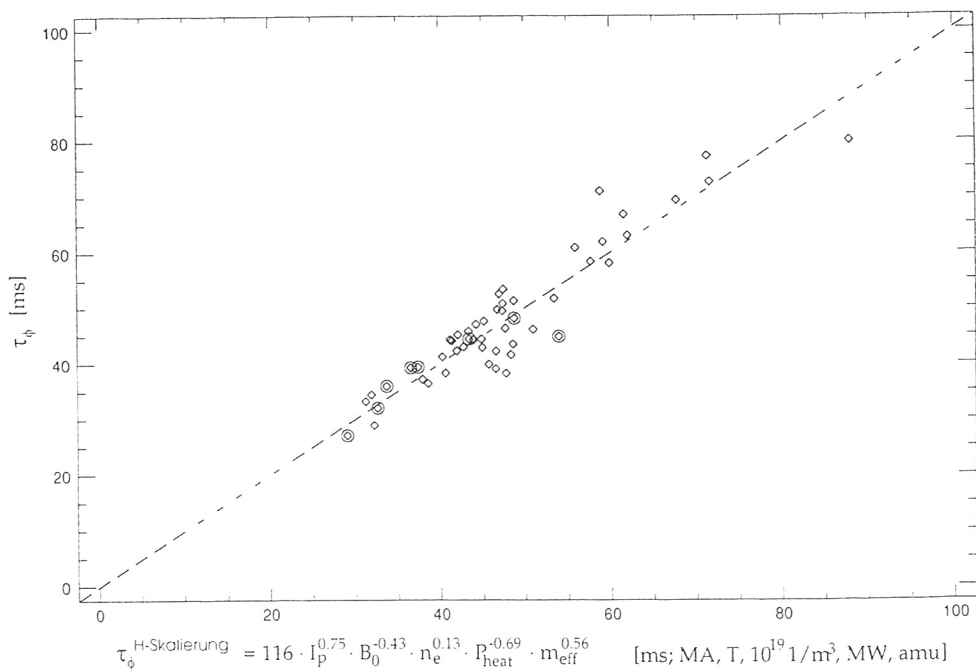


Abbildung 4.11: Regression der Impulseinschlußzeit für H-Mode Entladungen entsprechend Gleichung (4.9).

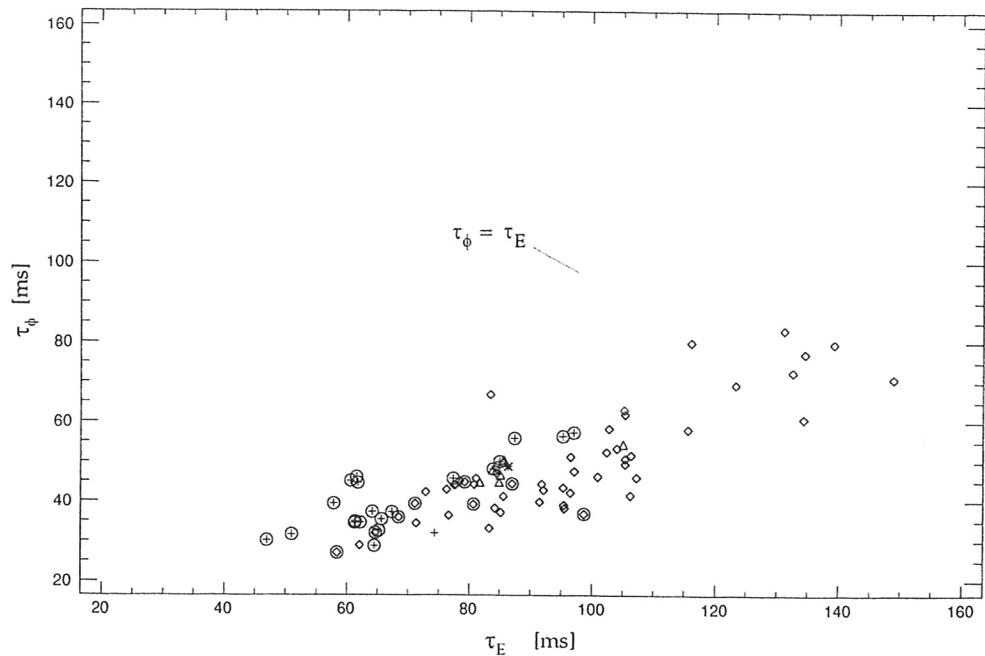


Abbildung 4.12: Vergleich der Energie- und Impulseinschlußzeiten.

4.2.2 Skalierungen der Diffusionskoeffizienten

In der Einleitung wurde schon erwähnt, daß radiale Diffusionskoeffizienten weitaus höher sind, als es klassische oder neoklassische Theorien erwarten lassen. Diffusionskoeffizienten klassischer Theorien liegen bei $10^{-5} - 10^{-4} \frac{m^2}{s}$, die neoklassischer Theorien etwa zwei Größenordnungen höher. Außerdem sollte entsprechend der Neoklassik der Transportkoeffizient mit dem Radius abnehmen [3]. Das Experiment zeigt aber, daß die Transportkoeffizienten in der Größenordnung von $1 \frac{m^2}{s}$ liegen und mit dem Radius zunehmen. Ein Beispiel für die radialen Verläufe der mit *ASTRA* berechneten Transportkoeffizienten (Impulsdiffusionskoeffizient χ_ϕ , Koeffizienten der Ionen- und Elektronenwärmeleitung χ_{ion} und χ_{el} und effektiver Wärmediffusionskoeffizient χ_{eff}) ist in Abb. 4.13 zu sehen. Die Diffusionskoeffizienten wurden nur im Bereich $0.2 \leq \rho \leq 0.9$ aufgetragen, da, wie schon in Abschnitt 3.3 erwähnt, die Berechnungen von *ASTRA* nur in diesem Bereich verlässlich sind.

Wie auch schon für die Einschlußzeiten getan, sollen auch hier Skalierungen ermittelt werden. Für die Skalierungen der Diffusionskoeffizienten stehen allerdings weniger Datenpunkte zur Verfügung als für die Skalierungen der Einschlußzeiten, da in die Transportrechnungen mit *ASTRA* die Temperatur- und Dichteprofile der Ionen und Elektronen eingehen, und diese sind nicht bei allen Entladungen verfügbar. Die in Tabelle 4.2 angegebenen Wertebereiche der zur Skalierung verwendeten Plasmaparameter bleiben aber erhalten. Die Skalierungen der Diffusionskoeffizienten wurden jeweils für die lokalen Werte bei $\rho = 0.5$ durchgeführt.

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

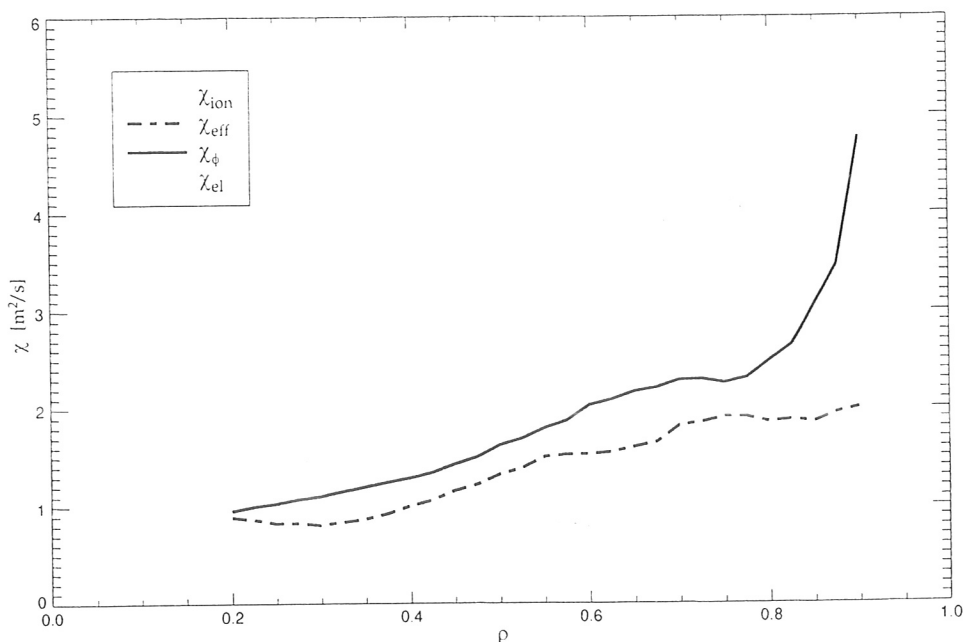


Abbildung 4.13: Mit *ASTRA* berechnete Koeffizienten des Impulstransports χ_ϕ , des Elektronen- und Ionenwärmetransports χ_{el} und χ_{ion} , und des effektiven Wärmetransports χ_{eff} für Entladung 7957 bei 2.0 s. Es handelt sich hierbei um eine H-Mode Entladung mit Deuterium als Hauptplasmaionen. Die Einschlußzeiten betragen $\tau_E = 91.8 \text{ ms}$ und $\tau_\phi = 44.4 \text{ ms}$.

Impulsdiffusionskoeffizient χ_ϕ

Aus den Daten der Datenbasis ergeben sich für den Impulsdiffusionskoeffizienten $\chi_\phi \left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}} \right]$ bei $\rho = 0.5$ folgende Skalierungen:

$$\chi_\phi^{\text{Skalierung}} = 5.42 \cdot I_p^{-0.56 \pm 0.41} \cdot B_0^{-0.04 \pm 0.33} \cdot \bar{n}_e^{-0.72 \pm 0.22} \cdot P_{heat}^{0.28 \pm 0.10} \cdot m_{eff}^{-1.06 \pm 0.15} \quad (4.10)$$

$$\chi_\phi^{\text{H-Skalierung}} = 2.39 \cdot I_p^{-0.88 \pm 0.44} \cdot B_0^{0.35 \pm 0.36} \cdot \bar{n}_e^{-0.71 \pm 0.26} \cdot P_{heat}^{0.51 \pm 0.11} \cdot m_{eff}^{-0.79 \pm 0.20} \quad (4.11)$$

Wie Abb. 4.14 zeigt, sind die kleinsten Impulsdiffusionskoeffizienten, in Übereinstimmung mit der Skalierung der Impulseinschlußzeit, nur in H-Mode Entladungen zu finden. Insgesamt ergibt sich aber keine gute Beschreibung der Daten durch die Skalierung für alle Datenpunkte. Besonders die L-Mode Entladungen können durch Gleichung (4.10) nicht adäquat beschrieben werden. Wie in Abb. 4.15 zu sehen ist, treten bei der Skalierung der H-Mode Entladungen nicht so hohe Abweichungen auf.

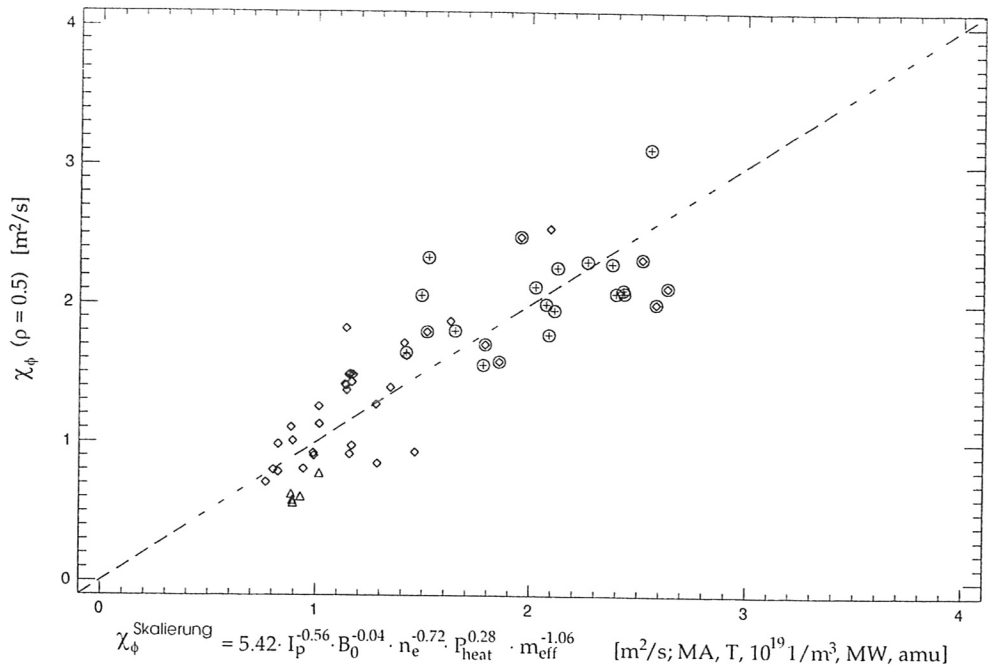


Abbildung 4.14: Regression des Impulsdiffusionskoeffizienten bei $\rho = 0.5$ entsprechend Gleichung (4.10).

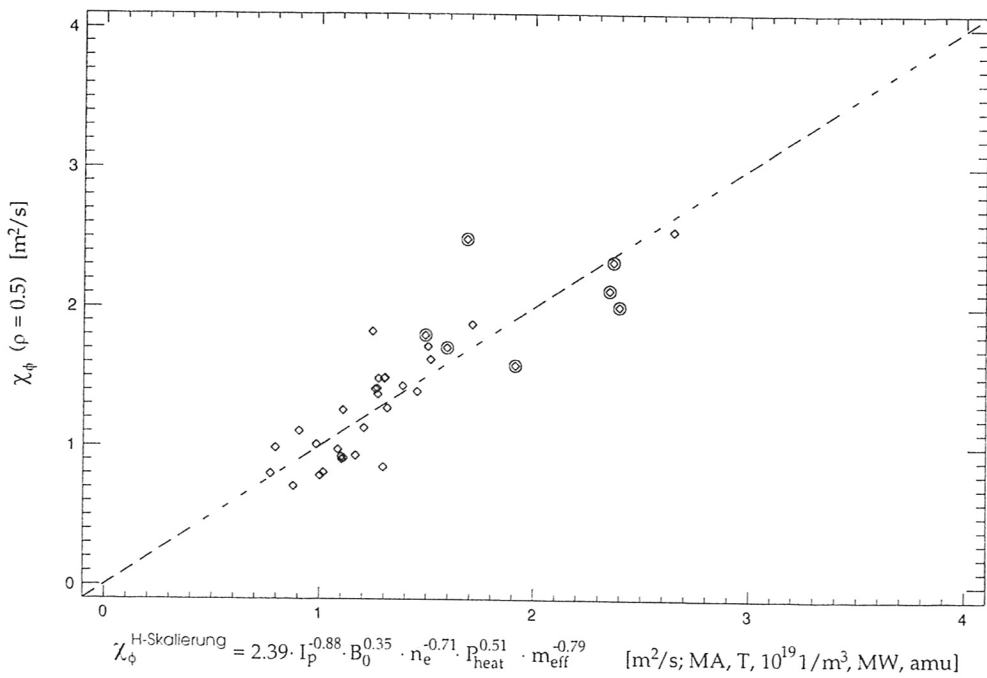


Abbildung 4.15: Regression des Impulsdiffusionskoeffizienten bei $\rho = 0.5$ für H-Mode Entladungen entsprechend Gleichung (4.11).

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

Effektiver Wärmediffusionskoeffizient χ_{eff}

Zur Beschreibung des Wärmetransports wurde der effektive Wärmediffusionskoeffizient gewählt. Da hierfür der Energieübertrag zwischen Elektronen und Ionen nicht berücksichtigt wird (siehe auch Abschnitt 3.3), ist es eine robustere Größe als die Koeffizienten für Elektronen- oder Ionenwärmeleitung es jeweils wären. Die Berechnung der radialen Profile des effektiven Wärmediffusionskoeffizienten erfolgte mit *ASTRA*. Sie wurden in die Datenbasis mit aufgenommen. Es ergeben sich folgende Skalierungen für χ_{eff} [$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$] bei $\rho = 0.5$:

$$\chi_{\text{eff}}^{\text{Skalierung}} = 4.17 \cdot I_p^{-0.40 \pm 0.30} \cdot B_0^{0.08 \pm 0.24} \cdot \bar{n}_e^{-0.71 \pm 0.16} \cdot P_{\text{heat}}^{0.37 \pm 0.08} \cdot m_{\text{eff}}^{-1.15 \pm 0.11} \quad (4.12)$$

$$\chi_{\text{eff}}^{\text{H-Skalierung}} = 3.72 \cdot I_p^{-0.41 \pm 0.22} \cdot B_0^{0.60 \pm 0.18} \cdot \bar{n}_e^{-1.11 \pm 0.13} \cdot P_{\text{heat}}^{0.55 \pm 0.06} \cdot m_{\text{eff}}^{-0.81 \pm 0.10} \quad (4.13)$$

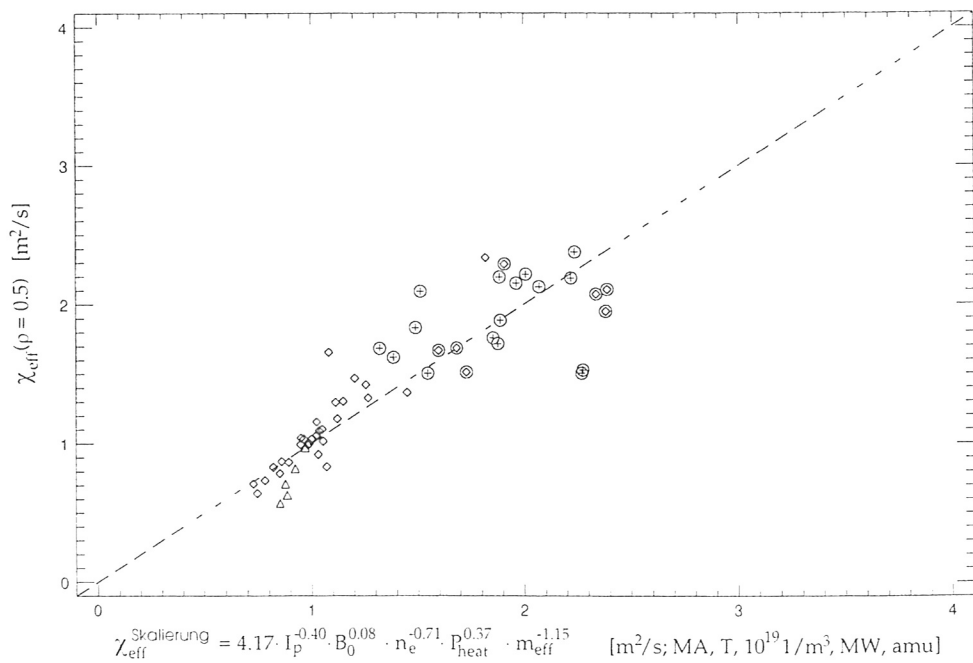


Abbildung 4.16: Regression des effektiven Wärmediffusionskoeffizienten bei $\rho = 0.5$ entsprechend Gleichung (4.12).

Die Skalierung für den Wärmediffusionskoeffizienten aller Entladungen (Abb. 4.16) zeigt wieder den deutlich besseren Einschluß der H-Mode. Die Datenpunkte der L-Mode Entladungen streuen allerdings sehr stark. Die Skalierung für H-Mode Entladungen ist dagegen eine gute Beschreibung der Meßwerte (Abb. 4.17).

4.3 Diskussion der Transportskalierungen

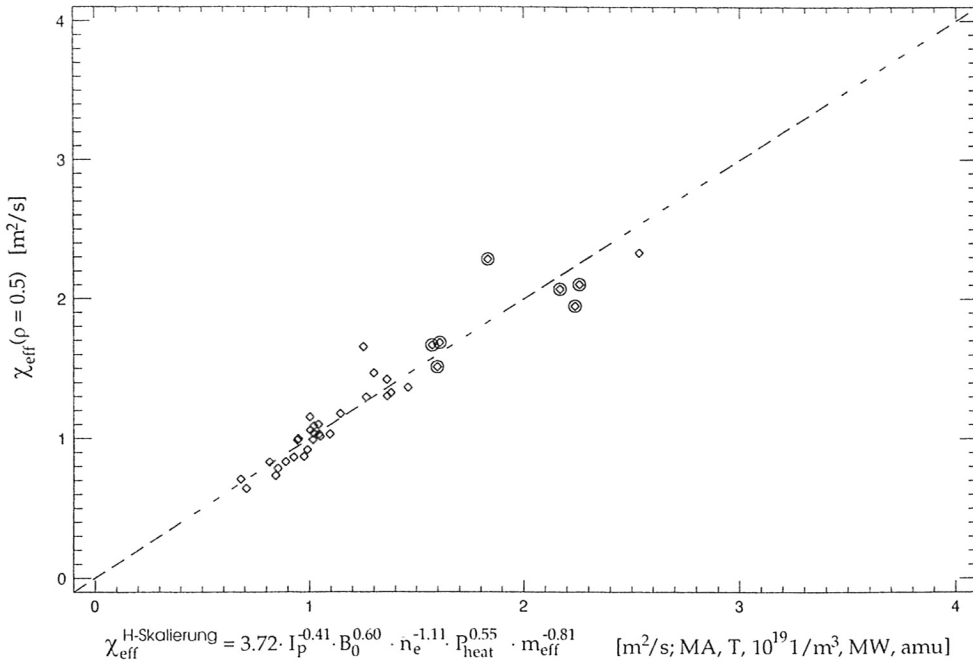


Abbildung 4.17: Regression des effektiven Wärmediffusionskoeffizienten bei $\rho = 0.5$ für H-Mode Entladungen entsprechend Gleichung (4.13).

4.3 Diskussion der Transportskalierungen

Durch die vergleichsweise starke Streuung der Datenpunkte zeigen die durchgeführten Skalierungen aller Entladungen aus der Datenbasis, daß eine einzige Skalierung die Einschlußzeiten bzw. die Diffusionskoeffizienten aller Einschlußregimes nicht richtig beschreiben kann. Für jedes einzelne Regime sollte eine eigene Skalierung erstellt werden. Die begrenzte Anzahl der Entladungen in der Datenbasis erlaubte jedoch nur das Betrachten von H-Mode Skalierungen; für die anderen Einschlußregimes standen zu wenig Datenpunkte zur Verfügung (vgl. Tab. 4.1) und deren Plasmamparameter variierten zu wenig.

In Tabelle 4.3 sind die Exponenten der Skalierungen der Einschlußzeiten und der Diffusionskoeffizienten und deren Standardabweichungen zum besseren Vergleich zusammengefaßt. Anhand dieser Tabelle sind die ähnlichen Skalierungen der Energie- und Impulseinschlußzeiten deutlich zu erkennen. Dies läßt auf Ähnlichkeiten der Energie- und Impulstransportmechanismen schließen.

Kleine Unterschiede der Einschlußzeitskalierungen sind in der Dichteabhängigkeit zu finden. Die entsprechenden Exponenten bei τ_E , τ_{th} und τ_ϕ weisen aber Standardabweichungen auf, die nahezu denselben Absolutwert haben, wie der Regressionskoeffizient selber. Daher sind diese Unterschiede den Meßfehlern zuzuordnen und man kann daraus schließen, daß die Einschlußzeiten keine Dichteabhängigkeit zeigen. Die unterschiedlichen Exponenten bei dem Plasmastrom werden dagegen durch die zugehörigen Standardabweichungen wieder relativiert.

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

Skalierung	Vor- faktor	Exponenten				
		I_p	B_0	\bar{n}_e	P_{heat}	m_{eff}
$\tau_E^{ITER93-H}$	36	1.06	0.32	0.17	-0.67	0.41
$\tau_E^{H-Skalierung}$	185	1.00 ± 0.11	-0.12 ± 0.10	-0.04 ± 0.06	-0.50 ± 0.03	0.57 ± 0.07
$\tau_{th}^{H-Skalierung}$	204	1.20 ± 0.25	-0.81 ± 0.23	0.14 ± 0.11	-0.57 ± 0.05	0.66 ± 0.07
$\tau_\phi^{H-Skalierung}$	117	0.75 ± 0.14	-0.43 ± 0.13	0.13 ± 0.08	-0.69 ± 0.05	0.56 ± 0.08
$\lambda_\phi^{H-Skalierung}$	2.39	-0.88 ± 0.44	0.35 ± 0.36	-0.71 ± 0.26	0.51 ± 0.11	-0.79 ± 0.20
$\lambda_{eff}^{H-Skalierung}$	3.72	-0.41 ± 0.22	0.60 ± 0.18	-1.11 ± 0.13	0.55 ± 0.06	-0.81 ± 0.10
$\tau_E^{ITER89-P}$	38	0.85	0.20	0.10	-0.50	0.50
$\tau_E^{Skalierung}$	168	1.09 ± 0.10	-0.21 ± 0.09	-0.05 ± 0.06	-0.44 ± 0.03	0.75 ± 0.05
$\tau_{th}^{Skalierung}$	186	1.25 ± 0.18	-0.63 ± 0.16	-0.08 ± 0.08	-0.45 ± 0.04	0.97 ± 0.07
$\tau_\phi^{Skalierung}$	103	0.87 ± 0.14	-0.44 ± 0.13	0.09 ± 0.08	-0.57 ± 0.05	0.61 ± 0.06
$\lambda_\phi^{Skalierung}$	5.42	-0.56 ± 0.41	-0.04 ± 0.33	-0.72 ± 0.22	0.28 ± 0.10	-1.06 ± 0.15
$\lambda_{eff}^{Skalierung}$	4.17	-0.40 ± 0.30	0.08 ± 0.24	-0.71 ± 0.16	0.37 ± 0.08	-1.15 ± 0.11

Tabelle 4.3: Vergleich der Exponenten und deren Standardabweichungen für die Skalierungen der Einschlußzeiten und der Diffusionskoeffizienten.

Der auffälligste Unterschied der Skalierungen ist im Exponenten der Toroidalfeldstärke und der effektiven Plasmamasse gegeben. Die meisten in der Datenbasis geführten Entladungen haben eine Magnetfeldstärke von $2.0 T - 2.5 T$ und eine effektive Plasmamasse von $1.9 amu$ (Deuteriumplasma und Deuterium als Neutralstrahlteilchen). Damit variieren diese Plasmamassparameter im Vergleich zu den anderen sehr wenig und die Regression ist bezüglich B_0 und m_{eff} schlecht konditioniert.

Ähnlich ausgeprägte Abhängigkeiten der Impulseinschlußzeit von der Magnetfeldstärke wurden bereits am Tokamak ASDEX beobachtet [5]. In diesem Fall konnte die Erklärung in der Magnetfeldabhängigkeit der Profilformen der Meßdaten gefunden werden. Untersuchungen zeigten, daß die Peakingfaktoren der Rotationskreisfrequenz, der Elektronentemperatur und der Elektronendichte, definiert durch das Verhältnis des Wertes im Plasmazentrum zum volumengemittelten Wert:

$$Q_\omega = \frac{\omega(\rho_{pol} = 0)}{\langle \omega \rangle_V}, \quad Q_{T_e} = \frac{T_e(\rho_{pol} = 0)}{\langle T_e \rangle_V}, \quad Q_n = \frac{n_e(\rho_{pol} = 0)}{\langle n_e \rangle_V}. \quad (4.14)$$

eindeutig von Plasmastrom und Magnetfeldstärke abhängen. Für das Temperatur- und Dichtepeaking waren die Abhängigkeiten symmetrisch, was darauf schließen ließ, daß es sich um Funktionen des Sicherheitsfaktors q handelte. Q_ω dagegen hing asymmetrisch von I_p und B_0 ab. Insbesondere konnte über Q_ω der Wert der Rotationskreisfrequenz am Plasmarand mit der mit B_0 abnehmenden Impulseinschlußzeit in Verbindung gebracht werden.

4.3 Diskussion der Transportskalierungen

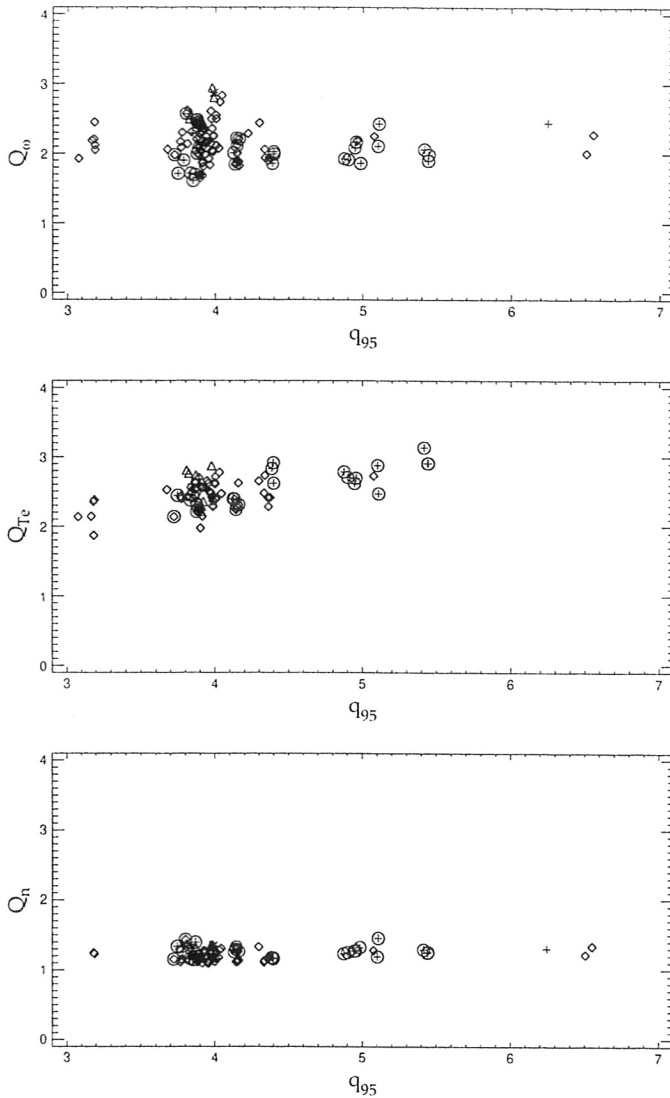


Abbildung 4.18: Peakingfaktoren der Rotationskreisfrequenz (Q_ω), der Elektronentemperatur (Q_{T_e}) und der Elektronendichte (Q_n) in Abhängigkeit des Sicherheitsfaktors bei 95 % des poloidalen Flusses (q_{95})

Wie Abb. 4.18 zeigt, ist an ASDEX Upgrade keine q -Abhängigkeit bei Q_ω zu erkennen. Lediglich für den Peakingfaktor der Temperatur ist eine leichte Abhängigkeit von q_{95} , dem Sicherheitsfaktor bei 95 % des poloidalen Flusses durch die Separatrix, zu sehen. Der Peakingfaktor der Dichte ist davon ebenfalls unabhängig.

Die Skalierungen der thermischen Energieeinschlußzeit weisen ebenfalls eine auffällig höhere Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke auf, als die der Gleichgewichtsenergieeinschlußzeiten. Dies läßt den Verdacht aufkommen, daß in der in Abschnitt 2.4.3 erwähnten Temperaturkorrektur die Magnetfeldabhängigkeit überschätzt wird und die Korrektur

4 Aufbau und Auswertung einer Datenbasis

somit für die hohe Abhängigkeit der thermischen Energieeinschlußzeit von der Magnetfeldstärke verantwortlich ist.

Skalierungen der thermischen Energieeinschlußzeiten mit nicht korrigierten Ionentemperaturen zeigen allerdings ähnliche Exponenten wie die bereits vorgestellten Skalierungen. Die Abweichungen liegen innerhalb der von den Standardabweichungen vorgegebenen Grenzen. Hierfür wären somit weitere Untersuchungen erforderlich.

Ein Vergleich der Exponenten der Skalierungen der Diffusionskoeffizienten läßt ebenfalls eine Übereinstimmung im Energie- und Impulstransport vermuten. Allerdings sind größere Abweichungen in den Abhängigkeiten von der Stromstärke und der Magnetfeldstärke, sowie zwischen den Skalierungen für H-Mode Entladungen und denen für alle Entladungen zu beobachten. Die Regressionskoeffizienten sind zudem noch mit einer erhöhten Unsicherheit gegenüber denen der Einschlußzeiten verbunden. Die Ursache dafür ist, daß die Diffusionskoeffizienten lokale Transportgrößen sind. Im Gegensatz zu den globalen Transportgrößen τ_E , τ_{th} und τ_ϕ erhält man eine empfindlichere Abhängigkeit von den lokalen Parametern. Da außerdem zur Berechnung der Diffusionskoeffizienten durch die lokalen Gradienten von Meßgrößen dividiert werden muß, wirken sich Meßfehler stärker aus.

Diese Unterschiede zwischen globalen und lokalen Transportgrößen sind auch im Vergleich der Skalierungen der Einschlußzeiten mit denen der Diffusionskoeffizienten zu finden. Die Einschlußzeit gibt an, wie lange es dauert, bis eine gewisse Menge an Energie oder Impuls durch eine einschließende Oberfläche herausströmt. Der Diffusionskoeffizient dagegen beschreibt die Energie- oder Impulsmenge, die pro Zeiteinheit durch diese Oberfläche strömt. Also sollte die Einschlußzeit invers proportional zum Diffusionskoeffizienten sein. Die inverse Proportionalität der Transportskalierungen kann allerdings nicht exakt sein, da die Einschlußzeiten auf das gesamte Plasma bezogen sind und somit einen (radial unterschiedlich) gewichteten Mittelwert darstellen. Für die Skalierungen der Diffusionskoeffizienten wurden dagegen lokale Werte bei $\rho = 0.5$ verwendet. Vergleicht man nun die Skalierungen von τ und χ , so findet man diese Erwartung in den Exponenten nur bedingt erfüllt: die Exponenten haben entgegengesetzte Vorzeichen, weisen aber auch unterschiedliche Werte auf. Besonders die Abhängigkeit von der liniengemittelten Elektronendichte ist bei den Skalierungen der Diffusionskoeffizienten erheblich höher, als bei denen der Einschlußzeiten, während die Abhängigkeit vom Plasmastrom bei den Einschlußzeiten stärker ausgeprägt ist.

Die Datenbasis wurde auch dazu verwendet, um Skalierungen für die toroidale Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas im Zentrum und nahe der Separatrix zu bestimmen. Diese werden allerdings im nächsten Kapitel, welches sich noch mit zwei weiteren Einflüssen auf die Plasmarotation und damit auf den Impulstransport befassen wird, vorgestellt werden.

5 Toroidale Rotationsgeschwindigkeit

Im Anschluß sollen nun drei Themengebiete behandelt werden, die untereinander lediglich insoweit zusammenhängen, da sie sich alle mit der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit u_ϕ des Plasmas befassen und damit einen Einfluß auf den globalen Impulstransport haben.

5.1 Rotationsgeschwindigkeiten unterschiedlicher Ionenspezies

In einem Fusionsplasma sind naturgemäß verschiedene Ionenspezies enthalten. Zum Einen die Hauptionen, die die Mehrzahl der vorhandenen Teilchen darstellen (abgesehen von den Elektronen), und zum Anderen die Verunreinigungsionen. Daher stellt sich die Frage, ob alle Ionenspezies im Plasma gleich rotieren oder ob es Unterschiede zwischen den Ionensorten gibt, so daß die über Ladungsaustauschspektroskopie gemessenen Rotationsgeschwindigkeiten das Hauptplasma nicht richtig beschreiben.

In einem Plasma mit geringer freier Weglänge der Ionen müssen die Rotationsgeschwindigkeiten der verschiedenen Ionenspezies gleich sein, da zwischen unterschiedlichen parallelen Flüssen hohe Reibungskräfte herrschen und die poloidale Rotation von der toroidalen entkoppelt ist. Bei großen freien Weglängen der Ionen können die poloidalen Rotationsgeschwindigkeiten der Haupt- und Verunreinigungsionen unter bestimmten Umständen gekoppelt werden und damit die toroidalen Rotationsgeschwindigkeiten beeinflussen. Diese Fragestellung wird in einer Veröffentlichung von J. Kim et al. [20] behandelt. Darin wird unter anderem über den Vergleich von gemessenen toroidalen Rotationsgeschwindigkeiten der Haupt- und Verunreinigungsionen, sowie über den Vergleich dieser Meßdaten mit einer neoklassischen Theorie von Y. B. Kim, P. H. Diamond und R. J. Groebner [21] berichtet. Für die Differenz der Geschwindigkeiten von Haupt- und Verunreinigungsionen (Index i bzw. I) gilt nach [20]:

$$u_{\phi,i} - u_{\phi,I} = -\frac{1}{2} \frac{v_{th,i} \rho_{\theta,i} K_2}{L_{T_i}} + \frac{1}{2} v_{th,i} \rho_{\theta,i} \left(\frac{3}{2} \frac{K_2}{L_{T_i}} - \frac{1}{L_{\rho_i}} + \frac{Z_i T_I}{Z_I T_i} \frac{1}{L_{\rho_I}} \right) \cdot \left(1 - \frac{B_\phi^2}{\langle B^2 \rangle} \right) \quad (5.1)$$

5 Toroidale Rotationsgeschwindigkeit

Hier wird die Differenz in der toroidalen Rotation durch die thermische Geschwindigkeit der Hauptionen $v_{th,i}$, deren poloidalem Gyroradius $\rho_{\theta,i}$, den Magnetfeldstärken B_ϕ und $\langle B^2 \rangle$ und den Temperatur- und Druck-Skalierungslängen L_{T_i} , L_{p_i} bzw. L_{p_I} sowie einigen Konstanten ausgedrückt. Eine genaue Definition der hier verwendeten Symbole ist in [21] gegeben. Ein positiver Wert dieser Differenz würde zur Unterschätzung der Rotationsgeschwindigkeit der Hauptionen führen.

Messungen am Tokamak DIII-D mit Helium als Hauptionen zeigten, daß die toroidalen Rotationsgeschwindigkeiten von Haupt- und Verunreinigungsionen im Plasmazentrum nahezu identisch sind, aber erhebliche Abweichungen an der Separatrix aufweisen. Die Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage, gegeben durch Gleichung (5.1), ist innerhalb der Separatrix sehr gut.

Die rechte Seite von Gleichung (5.1) hängt neben einigen Konstanten nur noch von meßbaren Profilen ab. Das Einsetzen dieser Profile erlaubt somit eine Abschätzung der Differenz der Rotationsgeschwindigkeiten von Haupt- und Verunreinigungsionen an ASDEX Upgrade. Diese Rechnung wurde beispielsweise für Entladung 7781 durchgeführt. Das Ergebnis, in Abb. 5.1 als radiales Profil der Differenz der toroidalen Rotationsgeschwindigkeiten über ρ_{pol} dargestellt, zeigt, daß der Unterschied in der Rotation der Haupt- und Verunreinigungsionen in der Größenordnung des Meßfehlers von $15 \frac{km}{s}$ (vgl. Abschnitt 2.4.1) liegt und nur in der Nähe der Separatrix ansteigt. In diesem Bereich dürfen aber nicht mehr alle Näherungen für die Herleitung von Gleichung (5.1) vorausgesetzt werden. Insgesamt kann man also bei ASDEX Upgrade davon ausgehen, daß die mittels der Ladungsaustauschspektroskopie gemessenen Daten innerhalb der Separatrix das gesamte Plasma im Rahmen des gegebenen Fehlerbereichs richtig beschreiben.

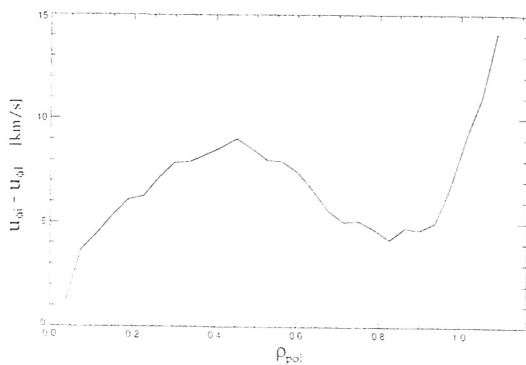


Abbildung 5.1: Differenz der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit von Haupt- und Verunreinigungsionen (Index i bzw. I) berechnet nach [20] für Entladung 7781.

5.2 Skalierungen der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit

Die Neutralteilchenheizung überträgt ein Drehmoment auf das Plasma, welches dieses in Rotation versetzt. Dabei bildet sich ein Geschwindigkeitsprofil aus, so daß die maximale toroidale Rotation u_ϕ in der Plasmamitte, bei $\rho_{pol} = 0$, gemessen werden kann. Um eine aussagefähige Skalierung der Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum zu erstellen,

5.2 Skalierungen der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit

muß die Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit von der treibenden Kraft, dem Drehmoment der NBI, eliminiert werden, da sowohl M_{tot} als auch die gesamte Heizleistung des Plasmas von der Leistung der Neutralinjektion dominiert werden. Daher wird eine Skalierung für die toroidale Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum dividiert durch das gesamte Drehmoment der NBI erstellt. Sie ist in Einheiten von $\frac{km}{s \cdot Nm}$ angegeben:

$$\frac{u_{\phi,0}}{M_{tot}} \text{ Skalierung} = 530 \cdot I_p^{0.87 \pm 0.22} \cdot B_0^{-0.19 \pm 0.20} \cdot \bar{n}_e^{-1.01 \pm 0.12} \cdot P_{heat}^{-0.48 \pm 0.07} m_{eff}^{-0.37 \pm 0.11} \quad (5.2)$$

Bei dieser Skalierung mußten allerdings die Daten dreier Entladungen (Nummern 7559, 7785 und 8099) vernachlässigt werden, da die Meßwerte der Rotationsgeschwindigkeit zu große Schwankungen aufwiesen und somit aus der Reihe der anderen Entladungen herausfielen.

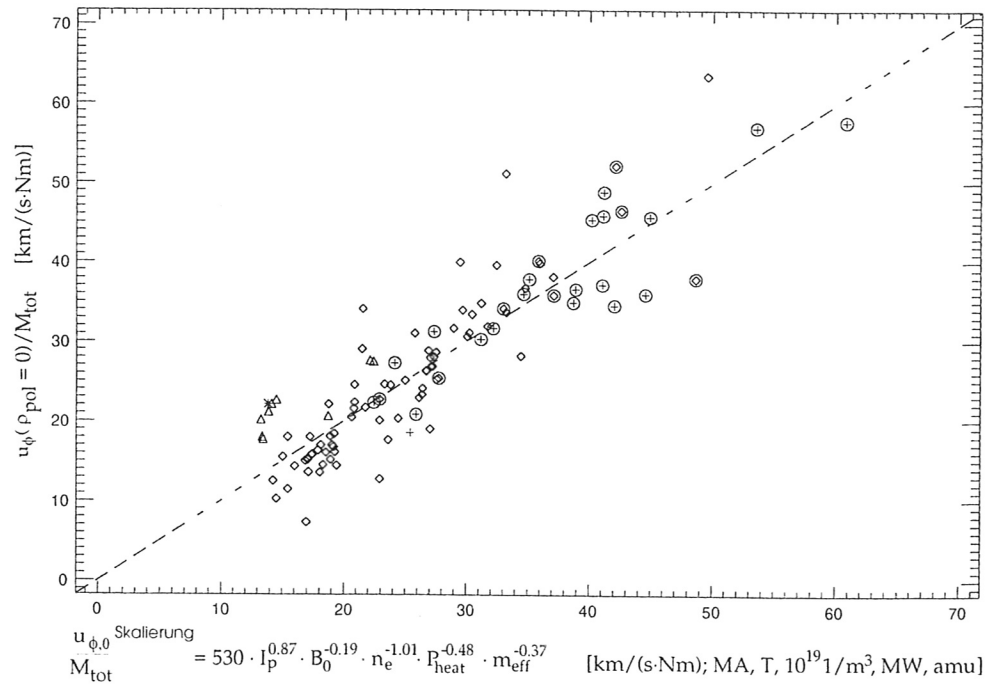


Abbildung 5.2: Regression der Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum dividiert durch das gesamte Drehmoment der NBI entsprechend Gleichung (5.2).

Die graphische Darstellung der Rotationsgeschwindigkeit in der Plasmamitte gegen die Skalierung in Abb. 5.2 spiegelt die gute Beschreibbarkeit der Daten wieder — und zwar unabhängig von dem Einschlußregime.

Unterschiede in den Abhängigkeiten der Rotationsgeschwindigkeiten im Plasmazentrum und am Plasmarand können durch eine weitere Skalierung der Rotation in der Nähe der Separatrix gegen dieselben Variablen gezeigt werden. Dabei wurde die Rotationsgeschwindigkeit bei $\rho_{pol} = 0.9$ gewählt; Meßwerte näher an der Separatrix würden im

5 Toroidale Rotationsgeschwindigkeit

Durchschnitt bereits bei $25 \frac{km}{s}$ liegen und somit einen zu hohen systematischen Fehler beinhalten. Man erhält folgende Skalierung $[\frac{km}{s \cdot Nm}]$:

$$\frac{u_{\phi,0.9}}{M_{tot}} \stackrel{\text{Skalierung}}{=} 277 \cdot I_p^{0.76 \pm 0.18} \cdot B_0^{-0.20 \pm 0.16} \cdot \bar{n}_e^{-0.83 \pm 0.10} \cdot P_{heat}^{-0.83 \pm 0.06} m_{eff}^{-0.53 \pm 0.09} \quad (5.3)$$

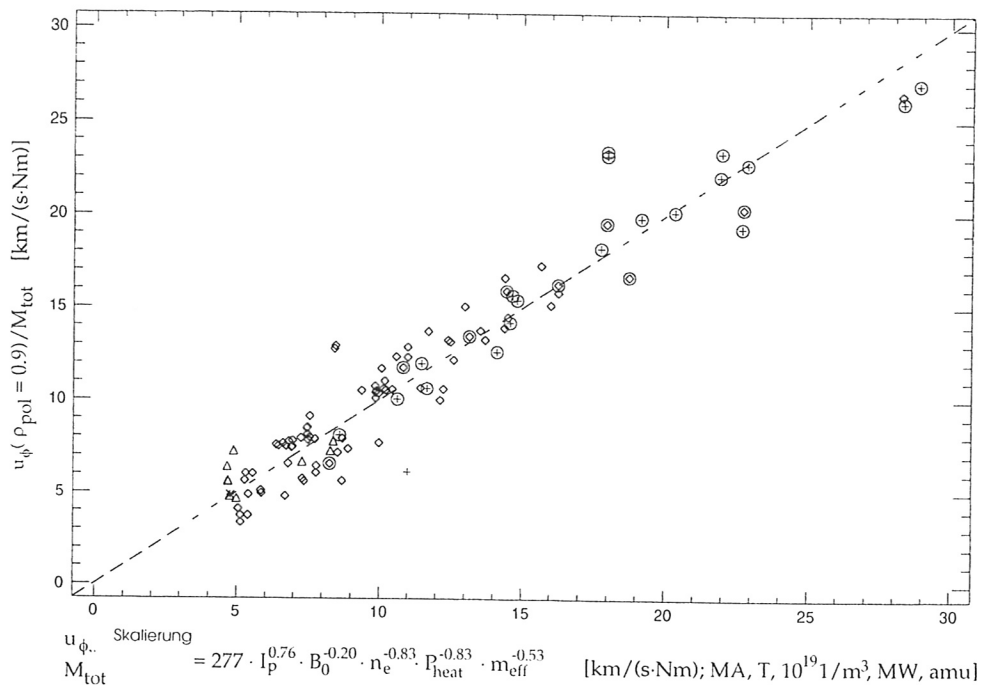


Abbildung 5.3: Regression der Rotationsgeschwindigkeit bei $\rho_{pol} = 0.9$ dividiert durch das gesamte Drehmoment der NBI entsprechend Gleichung (5.3).

Abb. 5.3 zeigt, daß die Rotationsgeschwindigkeit in der Nähe der Separatrix mit einer Skalierung gegen dieselben Variablen, wie auch für die Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum benutzt, gut beschrieben werden kann. Wiederum können alle Einschlußregimes erfaßt werden. Die Abweichungen der einzelnen Datenpunkte ist außerdem geringer als es bei der Skalierung der Geschwindigkeit im Plasmazentrum der Fall ist. Dies liegt daran, daß der Meßfehler der Daten, gemessen über die Ladungsaustauschspektroskopie, wegen der Neutralstrahlabschwächung im Plasmazentrum am höchsten ist (siehe auch Abschnitt 2.4.3).

Die Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas wird entsprechend den Skalierungen über den betrachteten poloidalen Querschnitt hinweg maßgeblich von dem Plasmastrom und der Elektronendichte beeinflusst. Die Magnetfeldstärke spielt nur eine untergeordnete Rolle. Die Abhängigkeit der Skalierung von der effektiven Plasmamasse mit einem Exponenten von etwa 0.5 ist durch den Isotopeneffekt des Impulseinschlusses begründet. Ohne diesen

5.3 Zusammenhang der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit mit MHD-Aktivitäten

würde man erwarten, daß die effektive Plasmamasse mit einem Exponenten nahe 1 in die Skalierungen der Rotationsgeschwindigkeit eingeht.

Die unterschiedliche Abhängigkeit von der gesamten Heizleistung ist verständlich, wenn man bedenkt, daß (wie am Anfang dieses Abschnitts bereits gesagt) sowohl Heizleistung als auch Drehmoment von der Leistung der NBI dominiert werden. Multipliziert man beide Seiten der Gleichungen (5.2) und (5.3) mit M_{tot} , so ergibt sich, daß die Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum in etwa der Wurzel aus dem Drehmoment proportional ist. Am Plasmarand hängt die Rotationsgeschwindigkeit dagegen kaum noch vom Drehmoment ab.

Der verbesserte Impulseinschluß in der H-Mode wird also nicht durch eine erhöhte Rotationsgeschwindigkeit erreicht. Er ist vielmehr durch den Dichteanstieg, der bei einem Übergang von L- zu H-Mode beobachtet wird, bedingt. Dadurch wird gleichzeitig auch die gesamte Plasmamasse und damit der Drehimpuls erhöht. Ein Beispiel für diesen Dichteanstieg ist in den Abbildungen 1.3 bzw. 4.1 zu sehen. In dem dargestellten Zeitverlauf der liniengemittelten Elektronendichte der Entladung 8044 erkennt man kurz nach dem Einschalten der Neutralteilchenheizung einen Dichteanstieg von etwa $4.5 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$ auf $7 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$. Zu diesem Zeitpunkt wechselt das Plasma von der Ohm'schen Phase in die H-Mode. Mit dem Abschalten der NBI geht der Einschluß in die L-Mode über und die liniengemittelte Elektronendichte fällt von $6.5 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$ auf $5 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^3}$.

5.3 Zusammenhang der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit mit MHD-Aktivitäten

Die Magnetohydrodynamik sagt für ein magnetisch eingeschlossenes Plasma eine Reihe von Instabilitäten voraus, die durch Störströme auf resonanten Flußflächen bedingt sind. Bei genügend kleiner Resistivität des Plasmas ist die Magnetfeldstruktur im Plasma eingefroren, das heißt, sie macht die makroskopischen Bewegungen des Plasmas mit [22]. Damit sollten die Fluktuationen der Magnetfelder, gemessen an einer ortsfesten Position im Torus, mit einer Frequenz variieren, die der Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas entspricht. Diese Zusammenhänge sollen exemplarisch anhand einer Entladung untersucht werden, deren MHD-Aktivitäten die Plasmarotation so stark beeinflussen, daß ein Zusammenhang mit den bisher betrachteten Plasmaparametern nicht mehr zu finden ist und die Entladung somit auch nicht in die Datenbasis aufgenommen wurde.

Die zu untersuchende Entladung befand sich in der CDH-Mode. Die wichtigsten Plasmaparameter sind in Abb. 5.4 dargestellt. Darin erkennt man, daß im Zeitbereich zwischen 3.0 s und 3.8 s trotz konstanter Signale des Plasmastroms, der liniengemittelten Elektronendichte und der Gesamtleistung der Neutralteilcheninjektion die Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum sinkt und wieder ansteigt, während die bei $\rho_{pol} = 0.7$ ab 3.2 s stetig fällt. In diesem Zeitintervall sinkt der Energieinhalt des Plasmas nur leicht, aber die gemessene Modenaktivität weist deutliche Strukturen auf.

5 Toroidale Rotationsgeschwindigkeit

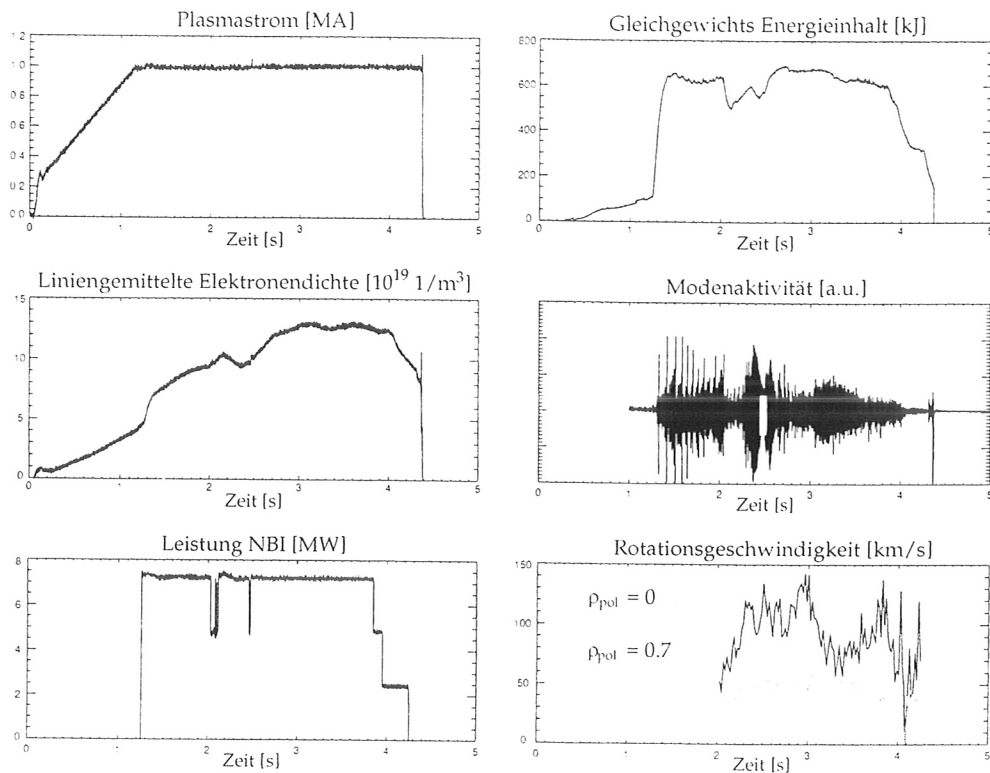


Abbildung 5.4: Plasmaparameter der Entladung 8180. Im Bereich von $3.0\text{ s} - 3.8\text{ s}$ (gekennzeichnet durch die gestrichelten Linien) ist deutlich erkennbar, daß die Rotationsgeschwindigkeit extreme Schwankungen aufweist, trotzdem Plasmastrom, Dichte und Neutralteilchenheizleistung konstant sind.

Zum quantitativen Vergleich der Modenfrequenz mit der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit ist die Kenntnis der poloidalen und toroidalen Modenzahlen (m, n) erforderlich. Die resonanten magnetischen Flächen, auf denen die Modenstruktur lokalisiert ist, sind dadurch gekennzeichnet, daß sie von Magnetfeldlinien aufgespannt werden, die sich in sich selbst schließen (siehe auch Abschnitt 1.2). Das Verhältnis aus der Anzahl der poloidalen Umläufe zu der Anzahl der toroidalen Umläufe einer Feldlinie bis sie sich in sich selbst schließt, ist gleich dem Verhältnis dieser Modenzahlen [23]. Die Bestimmung der Modenzahlen ist in [22] genau beschrieben.

Die Modenfrequenz f , die einer festen toroidalen Rotationsgeschwindigkeit u_ϕ des Plasmas entspricht, berechnet sich unter Vernachlässigung der diamagnetischen Elektronendrift folgendermaßen:

$$f = \frac{n \cdot \omega}{2\pi} = \frac{n \cdot u_\phi}{2\pi \cdot R} \quad (5.4)$$

Die toroidale Modenzahl im Zähler dieser Gleichung berücksichtigt, daß die Modenstruktur n toroidale Umläufe macht, bevor an einer ortsfesten toroidalen Position dasselbe

5.3 Zusammenhang der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit mit MHD-Aktivitäten

Bild der Modenstruktur erscheint. Die radiale Lokalisation R der Modenstruktur erhält man aus dem Verhältnis $\frac{m}{n} = q$, indem man die radiale Position der entsprechenden q -Fläche bestimmt.

Für die zu untersuchende Entladung 8180 ergeben sich leider ein paar experimentell bedingte Einschränkungen: die Frequenzen konnten nur bis 3.5 s nach Entladungsbeginn berechnet werden und die berechneten Modenzahlen sind lediglich für die am stärksten ausgeprägte Mode verlässlich. Dieses ist eine (1,1)-Mode und entspricht wegen ihrer radialen Lokalisierung auf der $q = 1$ Fläche der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum bei $R = 1.7$ m. Da das q -Profil in diesem Bereich sehr flach ist, ist die Bestimmung von R mit einem hohen Fehler behaftet.

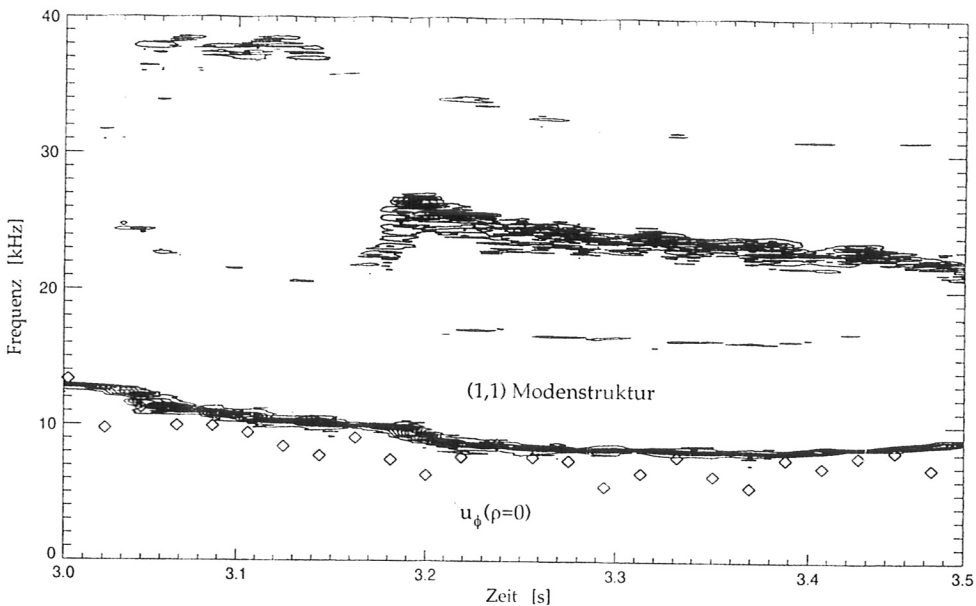


Abbildung 5.5: Konturplot des Frequenzverlaufs von magnetischen Messungen während Entladung 8180. Die Rauten stellen die toroidale Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum, entsprechend Gleichung (5.4) in eine Frequenz umgerechnet, dar.

Betrachtet man den zeitlichen Frequenzverlauf der Modenstruktur in Abb. 5.5, so erkennt man in diesem Zeitbereich zwei stark und zwei schwach ausgeprägte Modenstrukturen. Der zeitliche Verlauf der dominanten Moden stimmt mit dem der in Abb. 5.4 dargestellten Rotationsgeschwindigkeiten übereinstimmt. In dieser Abbildung ist die toroidale Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum, umgerechnet in eine Frequenz entsprechend obigen Erläuterungen, mit eingetragen (Symbol \diamond). Die gute Übereinstimmung ist deutlich erkennbar. Die Abweichungen liegen im Fehlerbereich der Messung der Rotationsgeschwindigkeit.

Die in dem betrachteten Zeitintervall sinkende Rotationsgeschwindigkeit ist bei gleichzeitig konstanten Werten der Heizleistung, des Plasmastroms und der Dichte ein Anzeichen für erhöhten Drehimpulsverlust. Da der Frequenzverlauf der Modenstruktur mit dem der

5 Toroidale Rotationsgeschwindigkeit

Geschwindigkeit übereinstimmt, kann man diesen Drehimpulsverlust eindeutig der Modenaktivität zuordnen.

Modenaktivität mit so starkem Einfluß auf die Rotationsgeschwindigkeit wird an AS-DEX Upgrade selten beobachtet. Wenn sie auftritt, variiert zumindest einer der Plasmaparameter, die zur Auswahl der Entladung angesehen werden, so daß ein erheblicher Einfluß der Modenaktivität auf die Skalierungen der Datenbasis durch die Auswahl der Entladungen ausgeschlossen werden kann.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Mit Hilfe der über Ladungsaustauschspektroskopie gemessenen Rotationsgeschwindigkeiten, Temperaturen und Dichten der Verunreinigungen wurden Impulstransport und toroidale Plasmarotation im Fusionsexperiment ASDEX Upgrade charakterisiert. Hierfür wurde eine Datenbasis erstellt, in die außer diesen Daten auch die Werte der wichtigsten Plasmaparameter von 122 Entladungen gespeichert wurden. Weiterhin enthält die Datenbasis aus den Plasmaparametern berechnete Werte. Konsistenztests der Daten ergaben eine recht gute Übereinstimmung des kinetischen Energieinhalts des Plasmas und des Gleichgewichtsenergieinhalts. Der kinetische Energieinhalt beträgt 85 % des Gleichgewichtsenergieinhalts, wobei typischerweise 10 % der Gleichgewichtsenergie von schnellen Teilchen erzeugt werden, die von der Messung der kinetischen Energie nicht erfaßt werden.

Die Analyse dieser Daten mit dem statistischen Hilfsmittel der Regression führte auf Skalierungen der Energie- und Impulseinschlußzeit, sowie des Impuls- und des effektiven Wärmediffusionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Plasmastrom, der Magnetfeldstärke, der liniengemittelten Elektronendichte, der gesamten Heizleistung und der effektiven Plasmamasse. Die aussagefähigsten Skalierungen sind diejenigen, die nur für H-Mode Entladungen gelten, da Entladungen verschiedener Einschlußregimes nicht von einer Skalierung erfaßt werden können.

Der Vergleich der Skalierungen der Einschlußzeiten mit der ITER89-P [L-Mode Szenario] und der ITER93-H [H-Mode Szenario] Skalierung (veröffentlichte Skalierungen aus den Daten mehrerer Tokamaks) zeigte, daß die Energieeinschlußzeiten von ASDEX Upgrade zwischen den Werten, die von diesen allgemeinen Skalierung vorhergesagt werden, liegen. Die Impulseinschlußzeiten sind etwa um den Faktor 1/2 kleiner als die Energieeinschlußzeiten.

Ein Vergleich der Skalierungen zeigt, daß die Skalierungen der *globalen Einschlußzeiten* von Energie und Impuls in ähnlicher Weise von dem Plasmastrom, der liniengemittelten Elektronendichte, der gesamten Heizleistung und der effektiven Plasmamasse abhängen. Dies läßt den Schluß auf ähnliche Mechanismen des Transports von Energie und Impuls zu. Die unterschiedliche Abhängigkeit der Einschlußzeitskalierungen von der Magnetfeldstärke erfordert noch theoretische Klärung. Ein Einfluß der Korrektur der Ionentemperaturen aufgrund der Feinstrukturaufspaltung und des Zeeman-Effekts auf die Abhängigkeit der Skalierungen von der Magnetfeldstärke konnte ausgeschlossen werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Auswirkungen der Magnetfeldstärke auf die Profilformen der Meßgrößen, wie sie am Tokamak ASDEX beobachtet wurden, konnten ebenso nicht festgestellt werden. Die negative B -Feld Abhängigkeit der Impulseinschlußzeitkalierung wirkt allerdings glaubwürdig, da sie bereits bei ASDEX beobachtet wurde.

Die Skalierungen der *Diffusionskoeffizienten* zeigen untereinander ebenfalls Ähnlichkeiten und weisen damit wiederum auf ähnliche Transportmechanismen von Energie und Impuls hin. Die Standardabweichungen ihrer Regressionskoeffizienten sind allerdings erheblich höher als die der Einschlußzeitkalierungen, da sich Meßfehler durch die Art der Berechnung der lokalen Diffusionskoeffizienten stärker auswirken. Diese Fehler lassen die erwartete indirekte Proportionalität von τ und χ hauptsächlich durch das Vorzeichen der Exponenten der Skalierungen zum Vorschein kommen; deren Absolutwerte weichen besonders bei den Exponenten der Magnetfeldstärke voneinander ab.

Bezüglich der toroidalen Plasmarotation wurden drei Fragestellungen behandelt. Dabei konnte in Anlehnung an eine neoklassische Theorie von Y. B. Kim et al. gezeigt werden, daß die Differenz der Rotationsgeschwindigkeiten von Verunreinigungen und Hauptionen in ASDEX Upgrade den Rahmen des systematischen Fehlers bei der Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit mittels der CER-Diagnostik nicht überschreitet. Damit sind die mit der CER-Diagnostik gemessenen Daten auf das gesamte Plasma übertragbar.

Die Skalierungen der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum und der nahe der Separatrix zeigen, daß die Rotation im Plasmazentrum hauptsächlich von dem Plasmastrom, der Plasmadichte und dem Drehmoment der Neutralteilchenheizung abhängt, wogegen die Rotation am Rand die Abhängigkeit von dem Drehmoment kaum zeigt. Beide Skalierungen beschreiben L- und H-Mode Entladungen gleichermaßen gut, ohne daß dabei ein Unterschied zwischen den Einschlußregimes erkennbar ist. Dies führt darauf, daß der verbesserte Impulseinschluß in H-Mode Entladungen nicht durch eine höhere Rotationsgeschwindigkeit, sondern durch eine erhöhte Dichte erreicht wird.

Die untersuchte (1,1)-Modenstruktur zeigt, daß MHD-Aktivitäten auf die Plasmarotation einwirken können. In diesem Fall wies die Modenstruktur dieselben Frequenzen auf, wie die toroidale Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum. Ein wesentlicher Einfluß von MHD-Aktivität auf die Skalierungen ist nicht zu erwarten, da entsprechende Plasmaentladungen aufgrund des Auswahlverfahrens nicht in die Datenbasis mit aufgenommen wurden.

Für die nahe Zukunft ist geplant, die Neutralteilchenheizung auszubauen. Es wird ein weiterer Injektor mit ebenfalls vier Quellen installiert werden und die maximale Beschleunigungsspannung beider Injektoren wird auf 100 kV erhöht werden. Die durch zwei gleichartige Injektoren insgesamt erhöhte Leistung der NBI wird die Plasmarotationsgeschwindigkeit erhöhen. Bei einer Leistung von 2.5 MW je Quelle (nun 8 Quellen), einer Beschleunigungsspannung von 60 kV, Deuterium als Injektionsmaterial und einer Energieverteilung von 65 %, 25 %, 10 % auf die drei Spezies ergäbe sich ein Drehmoment von 13.7 Nm. Bei typischen Werten von $I_p = 1 \text{ MA}$, $\bar{n}_e = 6.4 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$ und $B_0 = 2.5 \text{ T}$ ergibt sich eine Heizleistung von 18.2 MW und damit entsprechend den Skalierungen eine

Rotationsgeschwindigkeit im Plasmazentrum von $183 \frac{km}{s}$ und bei $\rho_{pol} = 0.9$ von $43 \frac{km}{s}$. Dadurch werden die Rotationsgeschwindigkeiten am Plasmarand $15 \frac{km}{s}$ übersteigen und somit den Bereich des systematischen Fehlers verlassen. Dies wird eine Untersuchung der Rotationsgeschwindigkeiten auch außerhalb der Separatrix ermöglichen, die bisher nicht möglich war.

Der bei ASDEX beobachtete Einfluß der Magnetfeldstärke auf die Profilformen ist möglicherweise durch die geringere Elliptizität dieses kleineren Experimentes gegenüber ASDEX Upgrade bedingt. Ob diese Vermutung zutrifft, könnte durch die Beobachtung von kreisförmigen Plasmen mit Neutralteilchenheizung an ASDEX Upgrade geklärt werden.

A Glossar

Flußflächen, magn. Flächen Von den Feldlinien des Magnetfeldes und der Stromdichte aufgespannte Flächen, auf denen der magnetische Fluß, der thermische Druck und näherungsweise die Teilchendichte und die Temperatur konstant sind.

kk-Routinen Eine Bibliothek von Prozeduren und Funktionen, die unter anderem das Plasmagleichgewicht und zugehörige Gleichgewichtsparameter aus magnetischen Daten berechnen. Es sind auch Funktionen zur Umrechnung einzelner Gleichgewichtsparameter ineinander enthalten.

least-square-fit Anpassen einer Kurve an Meßwerte nach der Gauß'schen Methode der kleinsten Abweichungsquadrate.

level0-Daten Dies sind die während der Entladungen gemessenen Rohdaten.

level1-Daten Daten, die aus *level0-Daten* durch Berechnung erzeugt wurden.

level2-Daten Daten, die aus einem oder mehreren Sätzen von *level1-Daten* berechnet wurden.

schnelle Teilchen In einem Fusionsplasma sind neben den thermischen Teilchen, die mit der Boltzmann'schen Geschwindigkeitsverteilung beschrieben werden können, auch solche enthalten, die aus dieser Beschreibung herausfallen. Die Hauptquelle für die schnellen Teilchen sind die von der NBI stammenden schnellen Ionen während ihrer Abbremsphase.

Separatrix Äußerste geschlossene *Flußfläche* eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas.

Sicherheitsfaktor q Ein aus der Magnetohydrodynamik abgeleitetes Maß für die Stabilität einer Magnetfeldkonfiguration.

Stellarator Konzept eines Fusionsforschungsreaktors mit magnetischem Einschluß. Im Gegensatz zum *Tokamak* wird das Poloidalfeld wie auch das Toroidalfeld von Außen mit dreidimensional geformten Spulen erzeugt.

Tokamak Konzept eines Fusionsforschungsreaktors, dessen Poloidalfeld durch einen im Plasma getriebenen toroidalen Strom erzeugt wird. Genauere Informationen zum Aufbau eines Tokamaks kann man in Abschnitt 1.2 oder beispielsweise in [3] und [4] finden.

B Verzeichnis der verwendeten Symbole

Symbol	Erläuterung
A	Massenzahl
a	Kleiner Plasmaradius
B	Magnetische Kraftfelddichte
B_0	Magnetische Kraftfelddichte in der Torusmitte
B_{pol}	Poloidalfeld
B_{tor}	Toroidalfeld
B_v	Vertikalfeld
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($2.99792 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$)
E	Energie
E_{Plasma}	Energieinhalt des Plasmas
E_b	Energie der Neutralstrahlteilchen
F	Kraft oder beliebige Funktion
f	Kraftdichte, Frequenz oder beliebige Funktion
g	Determinante des metrischen Tensors
I_{ex}	Intensität einer Ladungsaustauschlinie
I_p	Plasmastrom
k	Elongation des Plasmas
k_B	Boltzmannkonstante ($1.3806 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$)
\bar{L}, L	Drehimpuls
\bar{M}, M	Drehmoment
M_b	Drehmoment der NBI
M_{tot}	Gesamtes ins Plasma eingebrachtes Drehmoment der NBI
m	Masse oder poloidale Modenzahl
m_b	Masse der Neutralstrahlteilchen
m_{eff}	Effektive Masse der Plasmateilchen
m_i	Ionenmasse oder Masse der Spezies i
N	Übergangsniveau für Linienstrahlung

Symbol	Erläuterung
n	Teilchendichte oder toroidale Modenzahl
n_N	Teilchendichte der neutralen Plasmateilchen
n_e	Teilchendichte der Elektronen
\bar{n}_e	Liniengemittelte Teilchendichte der Elektronen in der Mittelebene
n_i	Teilchendichte der Spezies i bzw. Teilchendichte der Ionen
n_z	Teilchendichte der Verunreinigungsionen
P_{NI}	Leistung der NBI
P_{heat}	Gesamte Heizleistung
\vec{p}	Impuls
Q	Quellen (einer Transportgleichung)
Q_b	Drehmomentdichte der NBI
q	Sicherheitsfaktor
R	Großer Radius oder Radius
R_0	Großer Radius an der magnetischen Achse
\bar{r}	Radius
r	Kleiner Radius
T	Temperatur
T_e	Elektronentemperatur
T_i	Ionentemperatur
u_ϕ	Toroidale Geschwindigkeit
$u_{\phi N}$	Toroidale Geschwindigkeit der Neutralen
V	Volumen
v	Geschwindigkeit
v_b	Geschwindigkeit der Neutralstrahlteilchen
v_r	Radiale Geschwindigkeit
v_w	Wahrscheinlichste Geschwindigkeit einer Verteilung
Z	Ladungszahl
Z_{eff}	Effektive Ladungszahl
z	Höhe über der Mittelebene des Torus'
$\vec{\Gamma}, \Gamma$	Fluß von Teilchen, Energie, Impuls, etc.
$\vec{\Gamma}_\phi$	Fluß des Drehimpulses
$\vec{\Gamma}_{\phi,D}$	Diffusiver Anteil des Drehimpulsflusses
$\vec{\Gamma}_{\phi,K}$	Konvektiver Anteil des Drehimpulsflusses
ζ	Toroidaler Winkel ($\zeta = -\phi$)
θ	Poloidaler Winkel
λ, λ_0	Wellenlänge
λ_D	Dopplerverbreiterung
ρ	Indizierung der magnetischen Flußflächen (über den toroidalen Fluß)

B Verzeichnis der verwendeten Symbole

Symbol	Erläuterung
ρ_{pol}	Indizierung der magnetischen Flußflächen über den poloidalen Fluß
σ	Wirkungsquerschnitt
τ_E	Energieeinschlußzeit
τ_ϕ	Impulseinschlußzeit
$\tau_{\phi,ex}$	Impulsverlustzeit bei Ladungsaustausch mit Hintegrundneutralen
τ_{ex}	Zeit bei Ladungsaustauschprozessen
Φ	Toroidaler Fluß
Φ_S	Toroidaler Fluß an der Separatrix
ϕ	Toroidaler Winkel
λ_{eff}	Effektiver Wärmediffusionskoeffizient der Elektronen und Ionen
λ_{el}	Wärmediffusionskoeffizient der Elektronen
λ_{ion}	Wärmediffusionskoeffizient der Ionen
λ_ϕ	Diffusionskoeffizient des Drehimpulses
Ψ	Poloidaler Fluß
Ψ_S	Poloidaler Fluß an der Separatrix
ω	Winkelgeschwindigkeit

C Verzeichnis der in der Datenbasis enthaltenen Variablen

Im folgenden sind die Variablen aufgeführt, die in der Datenbasis enthalten sind. Als erstes werden diejenigen Variablen erläutert, die einem gemessenen Signal entsprechen. Aufgeführt sind neben dem Namen und der Bedeutung der Variablen auch deren Einheit (wie in der Datenbasis verwendet) und der Name des Signals, unter dem die Werte der Variablen für die jeweiligen Entladungen aus dem Massenspeicher ausgelesen werden können. Dieser Name besteht aus einem drei Großbuchstaben umfassenden Kürzel für die Diagnostik, die das Signal erzeugt hat, und einer alphanumerischen Kennzeichnung des Signals. Alle Variablen, die als radiales Profil gekennzeichnet sind, sind — falls nicht anders gesagt — in Abhängigkeit von ρ_{pol} (Variable rho_pol) zu verstehen.

Variable	Erläuterung	Einheit	Signalname
a_cxr	Massenzahl der gemessenen Verunreinigungen	—	<i>CES Parameter(amass)</i>
a_plasma	Massenzahl der Hauptplasmaionen	—	—
ahor	Kleiner Radius des Plasmas	<i>m</i>	<i>FPG ahor</i>
bt	Toroidalfeld in der Torusmitte ($R = 1.65\text{ m}$)	<i>T</i>	<i>MAI BTF</i>
i_p	Plasmastrom	<i>MA</i>	<i>MAG Ipi</i>
k	Elongation des Plasmas	—	<i>FPG k</i>
li	Induktivität des Plasmas	—	<i>FPG li</i>
lms_in	Gesamtteilchenfluß auf innere Targetplatte aus Langmuirsonden	$10^{22} \frac{1}{s}$	<i>LSP flux-in</i>
lms_out	Gesamtteilchenfluß auf äußere Targetplatte aus Langmuirsonden	$10^{22} \frac{1}{s}$	<i>LSP flux-out</i>
m_beam	Massenzahl der Neutralstrahlteilchen	—	<i>NIP M</i>

C Verzeichnis der in der Datenbasis enthaltenen Variablen

Variable	Erläuterung	Einheit	Signalname
n_1	Liniengemittelte Elektronendichte in der Mittelebene	$10^{19} \frac{1}{m^3}$	DCN H-1
n_5	Liniengemittelte Elektronendichte am Plasmarand	$10^{19} \frac{1}{m^3}$	DCN H-5
n_div	Neutrgasdicthe im Divertor	$10^{19} \frac{1}{m^3}$	RVE nDiv1st
n_imp	radiales Profil der Teilchendichte der gemessenen Verunreinigungen	$10^{18} \frac{1}{m^3}$	CES nimp_spl
neprof	radiales Profil der Elektronendichte	$10^{19} \frac{1}{m^3}$	DLP ne oder DPR ne
pecrh	Gesamtleistung der ECRH	kW	MUM PECRH
picrh	Gesamtleistung der ICRH	kW	ICP PICRH
pl_mode	Kennzahl für die Plasma-Mode ¹ 0: Ohm'sche Phase 1: L-Mode 2: H-Mode 3: HRL-Mode 4: CDH-Mode	–	RAU Rn
pniq	Leistung der NBI je Quelle	MW	NIP PNIQ
prad	Gesamtstrahlungsleistung des Hauptplasmas	MW	BPD Prad
q95	q-Wert bei 95% des magnetischen Flusses an der Separatrix	–	FPG q95
rgeo	Großer Radius des geometrischen Plasmamittelpunkts	m	FPG Rgeo
rho_pol	Werte von ρ_{pol} an den Stützpunkten für die Spline-Interpolation der CES-Daten	–	CES rhop_spl
rho_pol_err	Werte von ρ_{pol} an den Stützpunkten von ti_err	–	CES rhop
shots	Schußnummer	–	–
spec_beam	Energieverteilung des NBI-Strahls auf die Komponenten mit ein-, zwei- bzw. dreifacher Masse	–	NIP SPEC

¹vgl. Abschnitt 4.2

Variable	Erläuterung	Einheit	Signalname
tbeg	Anfangszeitpunkt der ausgewählten stationären Phase innerhalb des Schusses	s	CES ²
te	radiales Profil der Elektronentemperatur	keV	YPR TeFit
tend	Endzeitpunkt des ausgewählten Plateaus innerhalb des Schusses	s	CES ²
ti	radiales Profil der Temperatur der Verunreinigungsionen	keV	CES Ti_spl
ti_err	radiales Profil der Fehler der Temperatur der Verunreinigungsionen (in Abhängigkeit von rho_pol_err)	keV	CES err_Ti
u_beam	Beschleunigungsspannung der NBI	kV	NIP UEXQ
u_loop	Umfangsspannung des Plasmas	V	MAG ULid12
v_rot	radiales Profil der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit der Verunreinigungsionen	10 ⁴ $\frac{m}{s}$	CES vphi_spl
wdia	Diamagnetische Energie des Plasmas	kJ	BMA Wdia
wmhd	Gleichgewichtsenergieinhalt des Plasmas entsprechend der MHD	kJ	FPG Wmhd
zeff	Effektive Ladungszahl	–	ZES Zeff

Nun werden die abgeleiteten Variablen der Datenbasis aufgeführt. Neben dem Namen, der physikalischen Bedeutung und der Einheit der Variablen, ist in der Tabelle auch eine Rechenvorschrift enthalten, die als Ergebnis den Wert der Variablen wiedergibt. Hierbei ist die Volumenmittelung mit dem Symbol $\langle f \rangle_V$ abgekürzt. Sie wird folgendermaßen berechnet:

$$\langle f(\rho) \rangle_V = \frac{\int f(\rho) dV}{\int 1 dV} \quad (C.1)$$

$$\int f(\rho) dV = \int_0^{2\pi} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \theta(1 - \rho_{pol}) \cdot f(\rho) d\phi dz dR$$

$$= 2\pi \int_0^{z_{max}} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \theta(1 - \rho_{pol}) \cdot f(\rho) R dz dR$$

²Anfangs- und Endzeitpunkte der stationären Phasen wurden manuell ausgewählt. Der Wert, der in der Datenbasis als Variable enthalten ist, entspricht einem Bereich, der in dem ausgesuchten enthalten ist.

C Verzeichnis der in der Datenbasis enthaltenen Variablen

$$= 2\pi \sum_{i=z_{min}}^{z_{max}} \sum_{j=R_{min}}^{R_{max}} \theta(1 - \rho_{ij}) \cdot f(\rho_{ij}) R_{ij} dz dR \quad (C.2)$$

$$\text{wobei gilt: } \theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x \leq 0. \\ 1 & \text{für } x > 0. \end{cases} \quad (C.3)$$

Für die Volumenmittelung wurde ein Gitter in R und z in eine poloidale Schnittebene gelegt um eine diskrete numerische Lösung erhalten zu können. Die Abstände der Gitterpunkte sind dabei dz in z -Richtung und dR in radiale Richtung. Es muß noch beachtet werden, daß die Volumenmittelung nur für Werte von $\rho_{pol} \leq 1$ durchgeführt wird und somit alle Werte außerhalb der Separatrix vernachlässigt werden (in Gleichung (C.2) ausgedrückt durch die θ -Funktion). Die Zahlenwerte, die das Gitter kennzeichnen, betragen $R_{min} = 1.05 \text{ m}$, $R_{max} = 2.20 \text{ m}$, $z_{min} = -0.95 \text{ m}$, $z_{max} = 1.05 \text{ m}$ und $dR = dz = 0.01 \text{ m}$. Sie sind so gewählt, daß die Separatrix in allen Entladungen in diesem Gitter enthalten ist.

Radiale Profile in der folgenden Tabelle sind ebenfalls in Abhängigkeit von ρ_{pol} zu verstehen.

Variable	Erläuterung	Einheit	Rechenvorschrift
b_tor	radiales Profil des Toroidalfeldes	T	$kkzBrzt^3$
b_z	radiales Profil des Poloidalfeldes	T	$kkzBrzt$
drehimp	Globaler Drehimpuls des Plasmas	Js	$\int \omega n_e m_{eff} R^2 dR dz d\phi =$ newrot_mittel · volumen · m_eff · 1.67261 · 10 ⁻²⁷ · 10 ²³
drehimp_astra	Globaler Drehimpuls des Plasmas, berechnet mit ASTRA	Js	berechnet mit ASTRA
e_r	radiales Profil des radialen elektrischen Feldes	$\frac{kV}{m}$	$10^3 \cdot \frac{\nabla_r n_{imp,ti}}{Z_{imp} \cdot n_{imp}} + v_{rot} \cdot b_z$
iter89p	Energieeinschlußzeit entsprechend der ITER89-P Skalierung	ms	berechnet nach Gleichung (4.4)
iter93p	Energieeinschlußzeit entsprechend der ITER93-H Skalierung	ms	berechnet nach Gleichung (4.5)

³Die kk -Subroutinen sind Teil eines Programmcodes, mit dessen Hilfe das Plasmagleichgewicht aus magnetischen Daten berechnet werden kann. Dementsprechend sind auch Möglichkeiten implementiert, einzelne Größen ineinander umzurechnen

Variable	Erläuterung	Einheit	Rechenvorschrift
m_eff	Effektive Plasmamasse, je nach Massenzahl der von der NBI injizierten Teilchen und der Massenzahl der Plasmaionen	–	$H \rightarrow H$ m_eff = 1.15 $H \rightarrow D$ m_eff = 1.7 $D \rightarrow H$ m_eff = 1.4 $D \rightarrow D$ m_eff = 1.9
n_imp_mittel	Volumengemittelte Verunreinigungsichte	$10^{18} \frac{1}{m^3}$	$\langle n_imp \rangle_V$
ne_mittel	Volumengemittelte Elektronendichte	$10^{19} \frac{1}{m^3}$	$\langle n_prof \rangle_V$
nete_mittel	Volumengemitteltes Produkt aus Elektronendichte und Elektronentemperatur	$10^{19} \frac{keV}{m^3}$	$\langle n_prof \cdot te \rangle_V$
neti_mittel	Volumengemitteltes Produkt aus Elektronendichte und Ionentemperatur	$10^{19} \frac{keV}{m^3}$	$\langle n_prof \cdot ti \rangle_V$
newrot_mittel	Volumengemitteltes Produkt aus Elektronendichte, Winkelgeschwindigkeit und Radiusquadrat	$10^{23} \frac{1}{s \cdot m}$	$2\pi \sum_{z_{min}}^{z_{max}} \sum_{R_{min}}^{R_{max}} n_prof(\rho_{ij}) \cdot \frac{v_rot}{r}(\rho_{ij}) \cdot R_{ij}^3 \cdot dz dR$
pheat	Gesamte Heizleistung. Für NBI und ICRH wurden Absorptionskoeffizienten von 0.9 bzw. 0.8 angenommen.	MW	u_loop · i_p + 0.9 · pni + pecrh + 0.8 · picrh
pni	Gesamtleistung der NBI-Quellen	MW	$\sum_{i=1}^4 pniq(shots, i)$
r	Großer Radius an den Stützstellen von rho_pol	m	kkrhoRz
te_mittel	Volumengemittelte Elektronentemperatur	keV	$\langle te \rangle_V$
ti_mittel	Volumengemittelte Ionentemperatur	keV	$\langle ti \rangle_V$
torq	Gesamtes globales Drehmoment der NBI	Nm	$\sum_{i=1}^4 torque(shots, i)$

C Verzeichnis der in der Datenbasis enthaltenen Variablen

Variable	Erläuterung	Einheit	Rechenvorschrift
torq_astra	Gesamtes globales Drehmoment der NBI, berechnet mit <i>ASTRA</i>	Nm	berechnet mit <i>ASTRA</i>
torque	Globales Drehmoment der einzelnen NBI-Quellen	Nm	Gleichung (3.12) ohne Summation über j
volumen	Plasmavolumen	m^3	$\langle 1 \rangle_V$
w_rot_mittel	Volumengemittelte Winkelgeschwindigkeit	$\frac{1}{s}$	$\langle \mathbf{v}_{rot}/r \rangle_V$
x_el	radiales Profil des Wärmediffusionskoeffizienten der Elektronen λ_{el}	$\frac{m^2}{s}$	berechnet mit <i>ASTRA</i>
x_eff	radiales Profil des effektiven Wärmediffusionskoeffizienten von Elektronen und Ionen λ_{eff}	$\frac{m^2}{s}$	berechnet mit <i>ASTRA</i>
x_ion	radiales Profil des Wärmediffusionskoeffizienten der Ionen λ_{ion}	$\frac{m^2}{s}$	berechnet mit <i>ASTRA</i>
x_phi	radiales Profil des Drehimpulsdiffusionskoeffizienten λ_ϕ	$\frac{m^2}{s}$	berechnet mit <i>ASTRA</i>
z	radiales Profil der Höhe über der Mittelebene an den Stützstellen von rho_pol	m	<i>kkrhoRz</i>

D Korrektur der Ionentemperatur

Bei der Berechnung der Spline-Fits aus den CEZ-Daten wird für die Temperatur der Verunreinigungen eine Korrektur aufgrund der Feinstrukturaufspaltung und des Zeeman-Effekts durchgeführt. Die Berechnung der Korrektur lehnt sich an die Ausführungen von [6] und [24] an und führt diese dahingehend weiter, daß Skalierungsannahmen für beliebige Magnetfeldstärken B , Ladungszahlen Z und Übergangsniveaus N enthalten sind [25]. Der Korrekturfaktor für Ionentemperaturen zwischen 25 eV und 500 eV aufgrund des Zeeman-Effekts lautet:

$$\eta_{Zeeman} = 1 - \left[1 + 0.02346 \cdot (\ln T_i - 23.86)^2 - 0.2977 \cdot \ln(T_i - 23.86) - 0.03054 \right] \cdot \left(\frac{B}{2} \right)^2 \cdot \left(\frac{N}{8} \right)^8 \cdot \left(\frac{6}{Z} \right)^4 \cdot \left(\frac{A}{12} \right), \quad (\text{D.1})$$

und derjenige aufgrund der Feinstrukturaufspaltung:

$$\eta_{FS} = 1 - \left[1 + 0.008273 \cdot (\ln T_i - 2.868)^2 - 0.1422 \cdot \ln(T_i - 2.868) - 0.3809 \right] \cdot \frac{Z^2}{N^3} \cdot \frac{(N-1)^2}{2N-1} \cdot \frac{A}{12} \cdot 4.3537 \quad (\text{D.2})$$

Der gesamte Korrekturfaktor für $25 \text{ eV} < T_i < 500 \text{ eV}$ ergibt sich aus folgender Gleichung:

$$\eta_{T_i < 500 \text{ eV}} = [1 - 2.6 \cdot (1 - \eta_{Zeeman})] \cdot \eta_{FS} \quad (\text{D.3})$$

Der Faktor 2.6 berücksichtigt die Beobachtung parallel zum B -Feld. Unter der Annahme, daß der Zeeman-Effekt und die Feinstrukturaufspaltung eine von der Temperatur unabhängige zusätzliche Linienbreite erzeugen, wurde folgende Skalierungsannahme für Temperaturen über 500 eV gemacht:

$$\eta_{T_i > 500 \text{ eV}} = \frac{T_i}{\left(\sqrt{T_i} + \sqrt{\frac{500}{\eta_{T_i < 500 \text{ eV}}} - \sqrt{500}} \right)^2} \quad (\text{D.4})$$

Literaturverzeichnis

- [1] J. Raeder et al. *Kontrollierte Kernfusion*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1981.
- [2] Uwe Schumacher. *Fusionsforschung — Eine Einführung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1993.
- [3] H. Zohm. Plasmaphysik und Fusionsforschung. Skript zur Vorlesung, Universität Augsburg, WS 1994/95 und SS 1995, im Internet unter URL <http://www.ipp.mpg.de/~Hartmut.Zohm/home.html> erhältlich.
- [4] J. Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, 1987.
- [5] A. Kallenbach, H. M. Mayer, G. Fussmann, V. Mertens, U. Stroth, and O. Vollmer. Characterization of the angular momentum transport in ASDEX. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 33(6):595–605, 1991.
- [6] R. J. Fonck, D. S. Darrow, and K. P. Jaehnig. Determination of plasma-ion velocity distribution via charge-exchange recombination spectroscopy. *Physical Review Letters*, 29(6):3288–3309, June 1984.
- [7] A. Stähler, O. Vollmer, et al. Performance of the First ASDEX Upgrade Neutral Beam Injector. In K. Herschbach, W. Maurer, and J. E. Vetter, editors, *Proceedings of the 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, 1994*, volume 1, page 593ff. Amsterdam, 1995. North-Holland Publ.
- [8] H. P. Summers. Atomic Data and Analysis Structure. *JET-IR(94)06*, Abington. *JET Joint Undertaking*, 1994.
- [9] K. H. Burrell, R. J. Groebner, H. St. John, and R. P. Seraydarian. Confinement of angular momentum in divertor and limiter discharges in the Doublet III Tokamak. *Nuclear Fusion*, 28(1):3–15, 1988.
- [10] G. V. Pereverzev, P. N. Yushmanov, A. Yu. Dnestrovskii, A. R. Polevoi, K. N. Tarasjan, and L. E. Zakharov. ASTRA — An Automatic System for Transport Analysis in a Tokamak. *IPP-Report Nr. 5/42*. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching, August 1991.

- [11] R. J. Goldston. Topics in confinement analysis of tokamaks with auxiliary heating. In *Basic Physical Processes of Toroidal Fusion Plasmas, Course and Workshop*, pages 165–186, Villa Monastero, Varenna, Italy, August 26 – September 3 1985.
- [12] J. Stober. Persönliche Mitteilung, September 1996.
- [13] F. Wagner et al. Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak. *Physical Review Letters*, 49(19):1408–1412, 1982.
- [14] V. Parail et al. The physics of L- and H-mode confinement in JET. *15th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Sevilla, IAEA-CN-60 /A-2-8*, 1:255–263, 1994.
- [15] A. Kallenbach et al. H-Mode discharges with feedback-controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade tokamak. *Nuclear Fusion*, 35(10):1231–1246, 1995. preprint in IPP I/284, January 1995.
- [16] O. Gruber, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, V. Mertens, J. Neuhauser, F. Ryter, H. Zohm, et al. Observation of Continuous Divertor Detachment in H-Mode Discharges in ASDEX Upgrade. *Physical Review Letters*, 74(21):4217–4220, 1995.
- [17] P. N. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel, O. J. W. F. Kardaun, J. G. Cordey, S. M. Kaye, and D. E. Post. Scalings for tokamak energy confinement. *Nuclear Fusion*, 30(10):1999–2006, 1990.
- [18] ITER H-mode Database Working Group. Iter H-mode confinement database update. *Nuclear Fusion*, 34(1):131–167, 1994.
- [19] G. Janeschitz and ITER-JCT and Home Teams. Status of ITER. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 37:A19–A35, 1995.
- [20] J. Kim, K. H. Burrell, P. Gohil, R. J. Groebner, Y.-B. Kim, H. E. St. John, R. P. Seraydarian, and M. R. Wade. Rotation Characteristics of Main Ions and Impurity Ions in H-Mode Tokamak Plasma. *Physical Review Letters*, 72(14), April 1994.
- [21] Y. B. Kim, P. H. Diamond, and R. J. Groebner. Neoclassical poloidal and toroidal rotation in tokamaks. *Physics of Fluids B*, 3(8):2050–2060, August 1991.
- [22] O. Klüber, H. Zohm, H. Bruhns, J. Gernhardt, A. Kallenbach, and H. P. Zehrfeld. MHD mode structure and propagation in the ASDEX device. *Nuclear Fusion*, 31(5):907–926, 1991.
- [23] H. Zohm. Untersuchung magnetischer Moden am Tokamak ASDEX. *Dissertation, Universität Heidelberg, IPP Report 1/254*, 1990.

Literaturverzeichnis

- [24] R. P. Schorn, E. Wolfrum, F. Aumayr, E. Hintz, D. Rusbüldt, and H. Winter. Radial temperature distribution of C^{6+} ions in the TEXTOR edge plasma measured with lithium beam activated charge exchange spectroscopy. *Nuclear Fusion*, 32(3):351–359, 1992.
- [25] A. Kallenbach. Persönliche Mitteilung, Oktober 1996.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. K. Behringer danke ich dafür, daß er es mir ermöglicht hat, diese Arbeit am Fusionsforschungsexperiment ASDEX Upgrade durchführen zu können und für die akademische Betreuung der Arbeit.

Bei Herrn Priv. Doz. Dr. A. Kallenbach bedanke ich mich herzlichst für das Anbieten dieses Themas und die gute fachliche Betreuung und Unterstützung.

Herrn Dipl. Phys. S. De Peña Hempel danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit bei der Betreuung der CER-Diagnostik und die zahlreichen Diskussionen, sowie für die Bereitstellung der Routinen zur Auswertung der Ladungsaustauschrohdaten.

Für die fruchtbaren Diskussionen bezüglich des Impulstransportes, insbesondere im Zusammenhang mit dem Transportcode *ASTRA*, und die vielen Hilfestellungen bei der Einarbeitung in *ASTRA* danke ich den Herren Dr. M. Alexander und Dr. G. V. Pereverzev.

Herrn Dr. J. Neuhauser danke ich ebenfalls für Diskussionen zum Impulstransport.

Bei Herrn Dipl. Phys. M. Maraschek bedanke ich mich herzlich für die Auswertung der MHD-Daten und die Diskussion der Ergebnisse.

Herrn Dr. J. Stober danke ich für die Bereitstellung der Neutralgasdaten.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Zimmerkollegen. Die Herren Dipl. Phys. S. De Peña Hempel, Dipl. Phys. M. Maraschek, Dr. T. Kass, Dipl. Phys. H. Reimerdes, B. Endras und Dipl. Phys. M. Sokoll nahmen mich nicht nur in ihrer Gemeinschaft auf, sondern boten mir auch wichtige Hilfestellungen und Diskussionen, sowohl bei der Einarbeitung in die Physik der Fusionsforschung, als auch bei den kleinen alltäglichen Problemen des Physikerlebens.

Dem gesamten ASDEX Upgrade Team möchte ich für das überaus angenehme Arbeitsklima danken, das ich hier vorgefunden habe.

Ein liebes Dankeschön möchte ich auch meiner Verlobten G. Bedö aussprechen, die die Rechtschreibkorrektur der Arbeit für mich übernahm und viel Verständnis für einen Physiker hat.