

Die Physik der Alpha-Teilchen in einem Fusionsreaktor mit Deuterium-Tritium-Plasmen

Habilitationsschrift
zur Erlangung der Lehrbefähigung
für das Fach Experimentalphysik

vorgelegt dem Fakultätsrat der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
der Humboldt-Universität zu Berlin

von
Dr. rer. nat. Hans-Stephan Bosch,
geb. am 29. Mai 1957 in Stuttgart

Prof. Dr. Dr. h.c. Hans Meyer
Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin

Prof. Dr. Jürgen P. Rabe
Dekan

Berlin, den 20. 10. 1999

Gutachter:

1. Prof. Dr. Gerd Fußmann
2. Prof. Dr. Uwe Schumacher
3. Prof. Dr. Hannspeter Winter

Die Physik der Alpha-Teilchen in einem Fusionsreaktor mit Deuterium-Tritium-Plasmen

Hans-Stephan Bosch
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
D-85748 Garching b. München
Assoziation EURATOM-IPP

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Die Kernreaktionen	5
2.2	Energiebilanz, Zündkriterien	13
2.2.1	Einfluß der Plasma-Verunreinigungen	15
2.2.2	Einfluß des fusionsproduzierten Heliums	16
2.2.3	Problematik der α -Teilchen	19
3	Verhalten geladener Fusionsprodukte	21
3.1	Teilcheneinschluß im Magnetfeld	21
3.1.1	Teilchenbahnen in axisymmetrischen Feldern	21
3.1.2	Berechnung der prompten Verluste	24
3.1.3	Ripple-Verluste	28
3.1.4	Verluste schneller Ionen und geladener Fusionsprodukte	30
3.2	Abbremsung schneller Ionen im Plasma	31
3.3	Sekundäre Reaktionen und Burnup	33
3.3.1	Zeitintegrierte Burnup-Messungen	36
3.3.2	Burnup-Rechnungen und zeitaufgelöste Messungen	41
3.3.3	Folgerungen aus den Burnup-Messungen in Deuteriumplasmen	44
3.4	Untersuchungen in DT-Plasmen	45
4	Fusionsprodukte und MHD-Instabilitäten	47
4.1	Teilchenverluste bei MHD-Instabilitäten	47
4.1.1	Sägezähne	47
4.1.2	Neoklassische Tearing-Moden	48
4.1.3	Ausblick	51
4.2	Kollektive Effekte der schnellen Ionen	52
4.2.1	Die Fishbone-Instabilität	52
4.2.2	Alfvén-Wellen	54
4.2.3	Alfvén-Wellen in toroidaler Geometrie	55
4.2.4	Dämpfung von TAE-Moden	57
4.2.5	Auswurf von Ionen	58

4.2.6	Experimentelle Untersuchungen an Alfvén-Wellen	58
4.2.7	Ausblick	60
5	Heliumabfuhr aus dem Plasma	61
5.1	Plasmaszenarien in Tokamaks	64
5.2	Heliumtransport im Zentralplasma	66
5.2.1	Bestimmung der He-Transportkoeffizienten	67
5.2.2	Heliumtransport-Untersuchungen in Tokamaks	71
6	Grundlagen der Heliumabfuhr	77
6.1	Externe Pumpen für Helium	77
6.2	Energie- und Teilchentransport in einem Divertor	79
6.2.1	Lineares Divertormodell	79
6.2.2	Plasmaschicht an der Divertorplatte	80
6.2.3	2-Punktmodell der Abschältschicht	80
6.2.4	Einfluß der Neutralen im Divertor	82
6.2.5	Operationsbereiche eines Divertors	82
6.3	Verunreinigungstransport im Divertor	86
6.3.1	Kräfte auf Verunreinigungen	86
6.3.2	Neutralteilchentransport im Divertor	87
6.3.3	Quantifizierung des Transportes	88
6.4	2-dimensionale Modellierung des Divertors	90
7	Helium-Experimente	93
7.1	Einfluß der Pumpleistung	95
7.2	Einfluß der Neutralgasdichte im Divertor	96
7.2.1	Einfluß der Hauptplasma-Parameter	100
7.2.2	Rückwirkung auf das Hauptplasma	102
7.2.3	Modellierung der Helium-Kompression	103
7.3	Strömung in der Randschicht	107
7.4	Einfluß der Divertorgeometrie	110
7.4.1	Randschichtströmung	114
7.4.2	Lage der Separatrix im Divertor	116
7.4.3	Zusammenfassung	117
8	Zusammenfassung und Ausblick	121
A	Tokamaks	125
A.1	Prinzip	125
A.2	Plasmabegrenzung	127
A.3	ASDEX Upgrade	129
B	Glossar	133

1. Einleitung

Weltweit werden große Anstrengungen unternommen, um Kernfusionsprozesse für die langfristige Energieversorgung der Menschheit nutzbar zu machen. Im Grunde genommen basiert das ganze Universum auf diesen Prozessen, denn die Sonne und alle anderen Sterne nutzen solche Fusionsreaktionen zur Erzeugung ungeheurer Energiemengen, und auch die stellare Synthese aller Atomkerne aus freien Protonen und Neutronen beruht auf diesen Prozessen. Dabei basiert die stellare Elementsynthese auf der Umwandlung von vier freien Protonen in ein Alphateilchen, d.h. einen ${}^4\text{He}$ -Kern. Dies bedeutet automatisch die Notwendigkeit, zwei Protonen in Neutronen umzuwandeln, d.h. die schwache Wechselwirkung bestimmt diesen Reaktionsschritt. Daß solche Reaktionen sehr langsam ablaufen, bewirkt die extrem lange Lebensdauer von Sternen, die die Entwicklung von Leben auf der Erde erst möglich macht.

Um Fusionsreaktionen allerdings zur Energieerzeugung auf der Erde zu nutzen, benötigt man Reaktionen, die wesentlich schneller ablaufen, d.h. nicht auf der schwachen Wechselwirkung beruhen. Da bei Fusionsreaktionen die Coulomb-Abstoßung der fusionierenden Kerne die Reaktionswahrscheinlichkeit wesentlich bestimmt, sind Atomkerne mit niedriger Ladung stark bevorzugt, und es wird sofort klar, warum man sich besonders für Reaktionen der Wasserstoffisotope und eventuell von He-Kernen interessiert.

Unter diesen Fusionsreaktionen ist die Reaktion von Deuterium und Tritium, die zu einem Neutron und einem α -Teilchen führt,¹ besonders wichtig, da sie den höchsten Wirkungsquerschnitt bei der niedrigsten Energie hat und dabei eine extrem hohe Wärmetönung besitzt. Die gegenwärtig verfolgten Konzepte für einen Fusionsreaktor beruhen deshalb auf Plasmen, die in einem Gemisch von Deuterium und Tritium über die $\text{D}(\text{T},\text{n})\alpha$ -Reaktion Energie erzeugen.

Dabei existieren zwei sehr unterschiedliche Konzepte, zum einen die Trägheitsfusion, zum anderen die Fusion in magnetisch eingeschlossenen Plasmen. Bei der Trägheitsfusion werden kleine, mit einem Deuterium-Tritium Gemisch gefüllte Kügelchen (sogenannte Pellets) schockartig durch einen äußeren Treiber (Laserstrahlen, Röntgenlicht oder Ionenstrahlen) komprimiert und im Zentrum auf hohe Temperaturen geheizt. Bevor das Pellet nun explodiert (d.h. solange seine Trägheit es zusammenhält) soll ein möglichst hoher Anteil des Deuterium-Tritium Gemisches in Fusionsreaktionen verbrennen. Dazu muß sich das Pellet, ausgehend von dem Zündfunken im Zentrum, schnell aufheizen. Da die bei der Fusionsreaktion entstehenden Neutronen kaum mit dem Brennstoff wechselwirken, können nur die α -Teilchen durch Stöße ihre kinetische Energie in dem Pellet deponieren und es dadurch aufheizen. Dabei handelt sich um extrem kurzzeitige Prozes-

¹in der Kernphysik üblicherweise als $\text{D}(\text{T},\text{n})\alpha$ geschrieben.

se, und man muß die Wechselwirkung schneller Ionen mit sehr dichten, stark gekoppelten Plasmen betrachten.

In dieser Arbeit wollen wir uns mit dem zweiten Konzept beschäftigen, dem magnetischen Einschluß. Dabei werden (sozusagen komplementär zum oben beschriebenen Konzept) Plasmen mit relativ niedriger Dichte für lange Zeiten (im Idealfall stationär) in Magnetfeldern eingeschlossen. Magnetfelder beschränken aber nur die Teilchenbewegung quer zum Feld, längs der Feldlinien können die Plasmateilchen sich völlig frei bewegen. Weil damit bei linearen Anordnungen die Endverluste sehr hoch sind, werden inzwischen nur noch toroidale Konfigurationen für den Plasmaeinschluß untersucht.

Bei den magnetisch eingeschlossenen Plasmen spielen die in der $D(T,n)\alpha$ -Reaktion erzeugten α -Teilchen nun unter zwei sehr unterschiedlichen Gesichtspunkten eine wichtige Rolle:

Alphateilchenheizung: Die magnetisch eingeschlossenen α -Teilchen, die mit einer Energie von 3.54 MeV entstehen, sollen ihre Energie durch Stöße an das Plasma abgeben, und so die unvermeidlichen Energieverluste (Strahlung, Ladungsaustausch etc.) kompensieren, um das Plasma auf der notwendigen Temperatur zu halten.

Die damit zusammenhängenden Fragen, ob die Energieabgabe so verläuft, wie das berechnet wird, oder ob diese hochenergetischen Teilchen Instabilitäten anregen, können natürlich erst in Deuterium-Tritium Plasmen endgültig beantwortet werden. Die Untersuchung solcher Plasmen hat erst in den letzten Jahren an den Tokamaks TFTR (Princeton, New Jersey) und JET (Abingdon, Großbritannien) begonnen, aber bereits in den meistens verwendeten reinen Deuteriumplasmen kann man durch die Untersuchung der aus der $D(D,p)T$ -Reaktionen erzeugten 1 MeV Tritonen bereits viele Fragen über Einschluß und Abbremsung solcher hochenergetischen Ionen untersuchen.

Diese Fragestellung tritt, wie erwähnt, auch bei der Trägheitsfusion auf, aber Plasmaparameter und Zeitskalen sind so unterschiedlich, daß beide Konzepte in diesem Aspekt separat diskutiert werden müssen.

Heliumasche: Die abgebremsten α -Teilchen verdünnen aber auch das Deuterium-Tritium Gemisch und verringern damit die Fusionsleistung. Sie müssen also kontinuierlich aus dem Plasma entfernt werden, was unter bestimmten Plasmabedingungen problematisch werden könnte, da nach einigen Theorien Helium besser eingeschlossen sein sollte als die Wasserstoff-Isotope.

Auch zur Frage der Heliumabfuhr können schon in den gegenwärtigen Fusionsexperimenten weitgehende Untersuchungen gemacht werden, und es hat sich gezeigt, daß die stärkste Begrenzung des Heliumtransportes außerhalb des zentralen Plasmas, in der Randschicht und im Divertor, liegt. Allerdings gibt es in diesem Bereich auch Möglichkeiten, den Heliumtransport zu beeinflussen, und die Untersuchungen am Divertortokamak ASDEX Upgrade haben zu einem klaren Verständnis dieser Vorgänge geführt, was nun gute Extrapolationen auf zukünftige Fusionsexperimente erlaubt.

Für den toroidalen magnetischen Einschluß von Fusionsplasmen werden verschiedene Konzepte verfolgt, deren wichtigste der Tokamak und der Stellarator sind. Im wesentlichen sind die oben angesprochenen Fragen bei beiden Konzepten gleichermaßen wichtig

und sehr ähnlich. Allerdings hat der Tokamak eine im wesentlichen axialsymmetrische Geometrie, in der auch schnelle Ionen, wie die α -Teilchen, gut eingeschlossen werden können, während dies im Stellarator nicht unbedingt der Fall ist. Dort existiert eine zusätzliche Klasse von Teilchenbahnen (sogenannte “Superbananen”), die in den bisherigen, “klassischen” Stellaratoren den Einschluß von α -Teilchen praktisch völlig verbieten. Die inzwischen mit numerischer Modellierung entwickelten und auch experimentell bereits erprobten “optimierten” Stellaratoren sollen auch den magnetischen Einschluß solcher schnellen Ionen garantieren.

Da Stellaratoren (ohne die Heizung durch den Plasmastrom) auf eine starke externe Plasmaheizung angewiesen sind, die erst seit Beginn der 80er Jahre ausreichend zur Verfügung stand, liegen sie in ihrer Entwicklung hinter den Tokamaks zurück. Der Tokamak ist das am weitesten entwickelte Fusionskonzept und bildet auch die Grundlage der gegenwärtigen Entwicklung des ITER. Dieser “Internationale Thermonukleare Experimental Reaktor” soll zum ersten Mal in magnetisch eingeschlossenen Plasmen mehr Leistung aus Fusionsreaktionen erzeugen, als zur Plasmaheizung notwendig ist, und unter optimalen Bedingungen sogar ein selbständig “brennendes” Plasma erzeugen, in dem die Heizung durch die α -Teilchen die externe Heizung ersetzt. Durch die Entwicklung von ITER hat deshalb auch die Problematik der α -Teilchen eine neue Bedeutung erlangt. Während es vorher wichtige, prinzipielle Fragen waren, die aber weit in die Zukunft wiesen, galt es nun in den letzten Jahren, zielgerichtet das Verständnis zu vertiefen, konkrete Antworten zu finden und realistische Vorhersagen für ITER zu machen.

Aus diesen Gründen wird sich die vorliegende Arbeit auf die Fragen und die Untersuchungen in Tokamaks konzentrieren und die beiden oben genannten Komplexe behandeln: Nach einer Einführung in Kapitel 2 werden in den Kapiteln 3 und 4 die Grundlagen der α -Teilchenphysik erklärt und die Experimente dazu diskutiert. Im zweiten Teil folgt dann eine Diskussion des Verhaltens von Helium innerhalb heißer Plasmen (Kapitel 5) und vor allem des Heliumtransports in der Plasmarandschicht und des Pumpens von Helium (Kapitel 6 und 7).

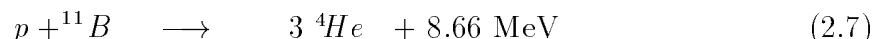
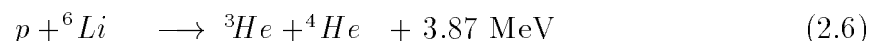
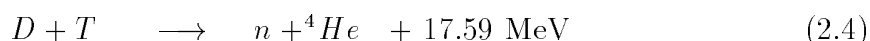
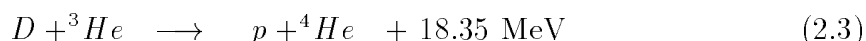
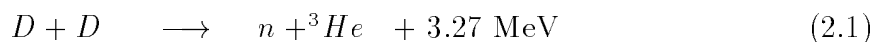
2. Grundlagen eines stationär energieliefernden Plasmas

In diesem Kapitel soll die Grundidee eines energieliefernden Fusionsreaktors dargestellt werden, zunächst einmal die Physik der Kernreaktionen, die erklärt, warum sich die gegenwärtigen Reaktorkonzepte auf Deuterium-Tritium Plasmen konzentrieren, und im zweiten Abschnitt die Energiebilanzen für einen solchen Reaktor, die direkt zu den wesentlichen Fragen der Alphateilchenphysik in solchen Plasmen führen.

2.1 Die Kernreaktionen

Die Kernreaktionen, die in der Sonne und allen anderen Sternen in der ersten Lebensphase, dem sogenannten Wasserstoffbrennen, ablaufen, basieren auf der Verschmelzung von vier Protonen zu einem Heliumkern. Dieser bereits 1938 von H. Bethe entdeckte Prozeß [1] hat allerdings, da die schwache Wechselwirkung bei diesen Reaktionen beteiligt ist, extrem langsame Reaktionsraten. Deshalb ist eine effiziente Energiegewinnung in kleinen (irdischen) Volumina mit solchen Reaktionen unmöglich.

Für die Energieerzeugung auf der Erde muß man andere Reaktionen verwenden, die nicht auf der Umwandlung der Protonen beruhen. Die in der Fusionsforschung diskutierten Reaktionen sind im folgenden dargestellt, wobei D und T für die schweren Wasserstoffisotope, Deuterium ($D = {}^2\text{H}$) und Tritium ($T = {}^3\text{H}$), stehen.



Bei der Fusion zweier Deuteronen (im folgenden als DD-Reaktion bezeichnet), gibt es zwei Reaktionszweige, die mit praktisch gleicher Wahrscheinlichkeit ablaufen [2]. In fast

allen heutigen Fusionsexperimenten wird kein Tritium, sondern nur Deuterium verwendet, so daß dort vor allem die DD-Reaktionen (Gl. 2.1 und 2.2) auftreten, die zu diagnostischen Zwecken benutzt werden können [3–5].

Die Reaktion 2.3 (im folgenden als $D^3\text{He}$ -Reaktion bezeichnet), tritt nur bei speziellen Untersuchungen auf, wo dem Plasma das seltene Isotop ^3He gezielt zugesetzt wird, oder wenn das in Reaktion 2.1 erzeugte He-Ion in einem Plasma sekundäre Reaktionen macht (siehe Abschnitt 3.3). Diese Reaktion, wie auch die Reaktionen 2.6 bis 2.7 hätten für die Energieerzeugung Vorteile, da sie keine Neutronen erzeugen, haben aber andere Nachteile, die ihre Nutzung verhindern. Zum einen benötigen sie noch höhere Temperaturen als die DT-Reaktion, gleichzeitig sind dadurch (bei gleichem Plasmadruck, der durch das Magnetfeld begrenzt ist) die Teilchendichten, und damit die Leistungsdichte im Plasma sehr viel geringer. Vor allem aber kommt der Vorteil, daß die Fusionsreaktionsprodukte geladene Teilchen sind, bei den inzwischen allein verfolgten toroidalen Einschlußkonzepten gar nicht zum Tragen. Im Gegenteil, da hier die geladenen Fusionsreaktionsprodukte im Magnetfeld eingeschlossen sind, gibt es kein sinnvolles Konzept zur Energieauskopplung. Die linearen Magnetfeldkonzepte, die für geladene Fusionsreaktionsprodukte eine sehr effiziente Energieauskopplung mit direkter Umwandlung in elektrische Energie erlauben, werden inzwischen gar nicht mehr verfolgt, da sie keinen Erfolg auf das Erreichen der für einen Fusionsreaktor notwendigen Parameter versprechen. Diese teilweise immer noch geführten Diskussionen sprengen aber den Rahmen dieser Arbeit, und so sei auf Ref. 6 verwiesen, in der der aktuelle Stand der $D^3\text{He}$ -Fusion zusammengefaßt wird. Im folgenden werden wir nur die ersten 4 Reaktionen (2.1 bis 2.4) weiter diskutieren.

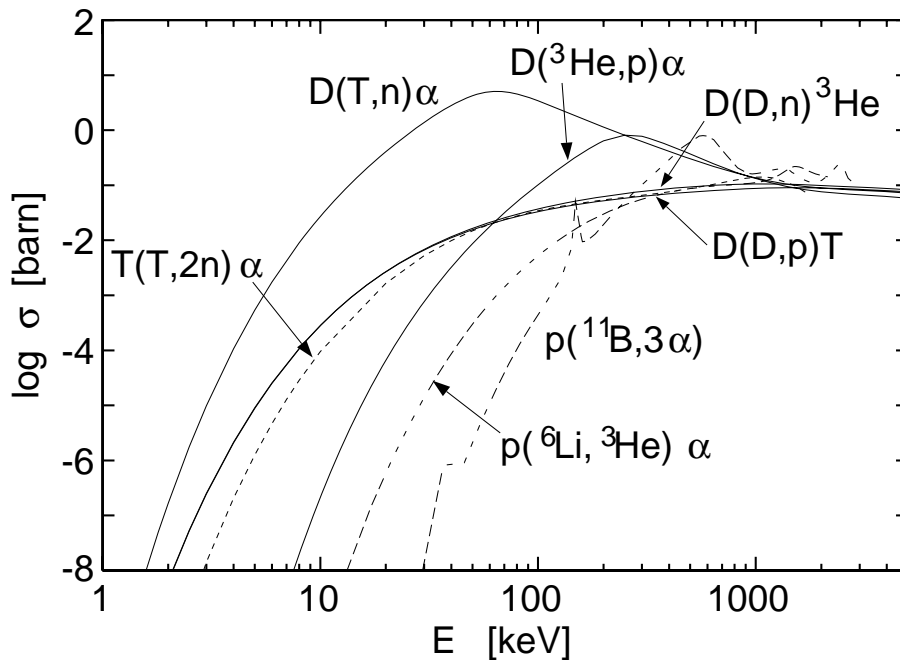


Abbildung 2.1: Fusionsreaktionsquerschnitte für Reaktionen zwischen Wasserstoff- und Heliumkernen als Funktion der Teilchenenergie im Schwerpunktsystem [7]. Die Daten für die TT-, die $p^6\text{Li}$ - und die $p^{11}\text{B}$ -Reaktion stammen aus Ref. 8. Reaktionsquerschnitte werden üblicherweise in *barn* gemessen, wobei $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$.

Die für die Energieerzeugung optimale Reaktion ist die Reaktion 2.4 (im folgenden als DT-Reaktion bezeichnet), da sie eine sehr hohe Wärmetönung und den höchsten Reaktionsquerschnitt bei der niedrigsten Teilchenenergie hat. Dies sieht man deutlich in Abb. 2.1, in der der Wirkungsquerschnitt für diese Fusionsreaktionen als Funktion der Relativenergie der Reaktionspartner dargestellt ist:

Da es bei der Überwindung der Coulomb-Abstoßung zwischen den zu fusionierenden Kernen A und B ja auf ihre Relativgeschwindigkeit, $\vec{v}_r = \vec{v}_A - \vec{v}_B$, ankommt, betrachtet man Fusionsreaktionen (wie alle Teilchenstöße) im Schwerpunktsystem, das sich mit der Schwerpunktgeschwindigkeit

$$\vec{s} = \frac{m_A \vec{v}_A + m_B \vec{v}_B}{m_A + m_B} \quad (2.8)$$

gegenüber dem Laborsystem bewegt. Die Gesamtenergie des Systems läßt sich dann darstellen als Summe aus der Schwerpunktenergie

$$E_{Schwerpunkt} = \frac{1}{2} \cdot (m_A + m_B) \cdot s^2 \quad (2.9)$$

und der Relativenergie, die die Energie der Stoßpartner im Schwerpunktsystem angibt:

$$E = \frac{1}{2} \cdot m_r \cdot (\vec{v}_A - \vec{v}_B)^2. \quad (2.10)$$

Dabei ist m_r die reduzierte Masse des Systemes,

$$m_r = \frac{m_A \cdot m_B}{m_A + m_B}. \quad (2.11)$$

Da die kinetische Energie der reagierenden Kerne im Allgemeinen sehr viel geringer ist als die Wärmetönung der Reaktion, kann sie bei der Berechnung der Energie der Reaktionsprodukte in erster Näherung vernachlässigt werden, und die kinetischen Energien der Reaktionsprodukte ergeben sich aus der Impulserhaltung als umgekehrt proportional zur Masse, i.e. $E_1/E_2 = m_2/m_1$. Im Fall der DT-Reaktion hat also das α -Teilchen eine kinetische Energie von 3.54 MeV ($= \frac{1}{5} \cdot 17.58$ MeV), und das Neutron 14.05 MeV ($= \frac{4}{5} \cdot 17.58$ MeV). Betrachtet man ebenfalls die kinetische Energie der Reaktionspartner und mittelt über ihre Energieverteilungen, ergeben sich statt der scharfen Energien Spektren, deren Breite bei thermischen Plasmen ein Maß für die Temperatur ist [9, 10]. Diese spektrale Verbreiterung spielt im weiteren aber keine Rolle.

Um die herausgehobene Stellung der DT-Reaktion zu verstehen, muß man die Fusionsreaktionen im Detail betrachten. Wie bereits erwähnt, ist das Potential zweier geladener Teilchen im wesentlichen durch das abstoßende Coulombpotential bestimmt, wie es in Abb. 2.2 schematisch dargestellt ist. Erst wenn der Kernabstand in den Bereich des Kerndurchmessers kommt, die Kerne sich also praktisch berühren, wird die starke Wechselwirkung wichtig, die dann die eigentliche Fusionsreaktion bestimmt [11].

In Abb. 2.2 ist die Höhe der Potentialbarriere für ein reines Coulombpotential angegeben. Die Potentialkorrektur durch den Drehimpuls der beteiligten Teilchen (Drehimpulsbarriere) kann für diese Betrachtungen vernachlässigt werden, da sie mit $1/r^2$ abfällt und somit nur für sehr kleine Abstände, d. h. sehr große Relativenergien relevant wird [12]. Liegt die Relativenergie der Reaktionspartner weit unter der Potentialbarriere, wird die Reaktionswahrscheinlichkeit im wesentlichen durch die von Gamov [13] erstmals angegebene Tunnelwahrscheinlichkeit bestimmt,

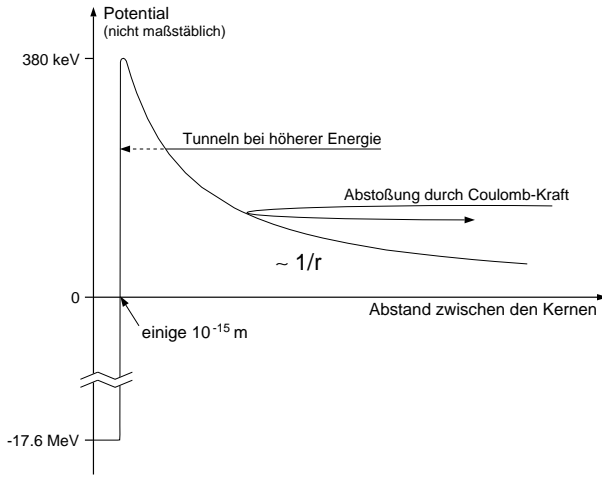


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Potentials zweier Kerne als Funktion ihres Abstandes. Die genannten Zahlen gelten für ein System aus D ($=^2\text{H}$) and T ($=^3\text{H}$).

$$P_{\text{tunnel}} \sim \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar g}\right), \quad (2.12)$$

wenn $g = |\vec{v}_a - \vec{v}_b|$ die Relativgeschwindigkeit der reagierenden Teilchen ist, und Z_1, Z_2 ihre Ladungen. Dies läßt sich auch als Funktion der Energie im Schwerpunktsystem schreiben, wenn $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137.03604$ die Feinstrukturkonstante ist, und $m_r c^2$ die reduzierte Ruheenergie der reagierenden Teilchen (in keV):

$$P_{\text{tunnel}} \sim \exp\left(-\pi \alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2m_r c^2} / \sqrt{E}\right) \quad (2.13)$$

Dabei werden die Konstanten im allgemeinen zur Gamovkonstante

$$B_G = \pi \alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2m_r c^2} \quad (2.14)$$

zusammengefaßt.

Darüberhinaus ergeben genaue quantenmechanische Rechnungen, daß der Fusionswirkungsquerschnitt proportional zu einem geometrischen Faktor $\pi \lambda^2 \sim 1/E$ ist, wobei λ die de Broglie-Wellenlänge ist.

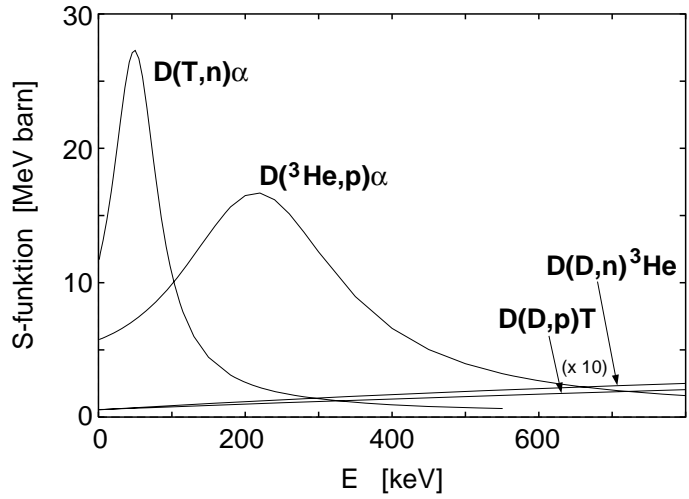
Die starke Energieabhängigkeit dieses Faktors und der Tunnelwahrscheinlichkeit motivierten die Einführung der astrophysikalischen S-Funktion [14]:

$$\sigma = S(E) \cdot \frac{1}{E} \cdot e^{(-B_G/\sqrt{E})}. \quad (2.15)$$

Durch diese Faktorisierung der wohlbekanntesten starken Energieabhängigkeiten, repräsentiert die S-Funktion den durch die Kernwechselwirkung bestimmten Teil der Reaktion, der im allgemeinen nur schwach von der Energie abhängt. Die S-Funktionen aller hier angesprochenen Reaktionen sind in Abb. 2.3 dargestellt.

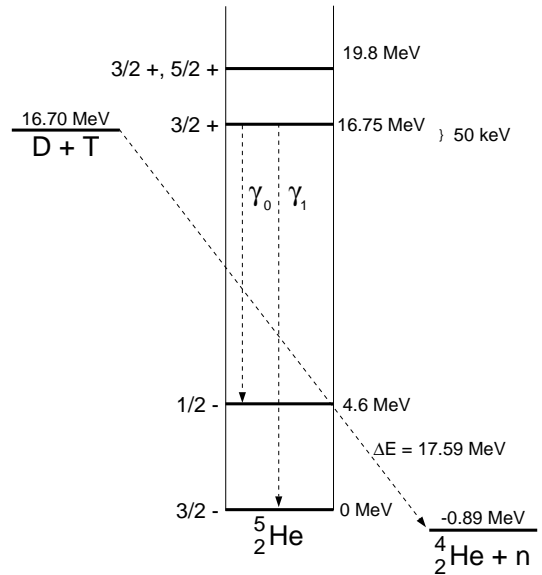
Die S-Funktionen für die DD-Reaktionen zeigen den erwarteten, sehr flachen Verlauf mit der Energie, während die beiden anderen S-Funktionen bereits klar eine Resonanz in dieser Reaktion andeuten. Für die DT-Reaktion liegt das Maximum der S-Funktion bei 49 keV, während das Maximum des Reaktionsquerschnittes wegen der stark mit der Energie ansteigenden Tunnelwahrscheinlichkeit bei 65 keV ($\sigma_{max} = 5.07$ barn) liegt. Für die D^3He -Reaktion liegen die Maxima bei 215 keV (S-Funktion) und 262 keV ($\sigma_{max} =$

Abbildung 2.3: Die astrophysikalische S-Funktion für Reaktionen zwischen Wasserstoff- und Heliumkernen als Funktion der Teilchenenergie im Schwerpunktsystem [7]. Man erkennt bereits hier deutlich, daß die DT- und die $D^3\text{He}$ -Reaktion Resonanzen aufweisen. Die S-Funktionen der beiden DD-Reaktionen sind um den Faktor 10 überhört dargestellt, um sie besser sichtbar zu machen.



818 mbarn. Diese Resonanz sieht man sehr gut im Energieschema des Zwischenkernes, wie es für den Fall der DT-Reaktion, d. h. für das ^5He -System in Abb. 2.4 dargestellt ist [15].

Abbildung 2.4: Energieschema der DT-Reaktion [15]. Links sind die Ausgangsteilchen dargestellt, rechts die Reaktionsprodukte und in der Mitte der Zwischenkern, auf dessen Grundniveau die Energieskala normiert wurde. Deutlich erkennbar ist der resonante Zustand knapp oberhalb der Ruheenergie der reagierenden Kerne. Die Zahlen links des Energieschemas bezeichnen den J -Wert und die Parität des entsprechenden Niveaus.



Die horizontalen Balken geben –jeweils in Energien ausgedrückt– die Massen des Ausgangssystems $D + T$, des Zwischenkerns ^5He mit seinen angeregten Niveaus und der Reaktionsprodukte $\alpha + n$ an, wobei alle Energien auf das Grundniveau des Zwischenkerns bezogen wurden. Dabei sieht man, daß dieser Zwischenkern ^5He mehrere angeregte Zustände hat, von denen (in der neuesten Evaluation der Kerndaten [15]) einer ca. 50 ± 5 keV über der potentiellen Energie des Ausgangssystems $D + T$ liegt. Entspricht die kinetische Energie dieser Teilchen (gemessen im Schwerpunktsystem) gerade diesem Wert, tritt also eine Resonanz mit dem $J = 3/2$ Zustand auf, die die starke Überhöhung des Fusionsquerschnittes bewirkt. Detaillierte R-Matrix-Rechnungen ergeben für diese Resonanz einen Wert von 47 keV [16], was gut zu dem Wert in Abb. 2.4 paßt.

Während also die DD-Reaktionen keine solche Resonanzen zeigen [17], und die Energieabhängigkeit des Fusionsquerschnittes alleine von der Tunnelwahrscheinlichkeit und der Quantenmechanik bestimmt wird, wird die $D^3\text{He}$ -Reaktion ebenfalls durch eine Resonanz

im ${}^5\text{Li}$ -System (bei etwa 270 keV) dominiert [15].

Die in Abb. 2.3 dargestellten S-Funktionen lassen sich gut mit Polynomen nähern, so daß man mit Gl. 2.15 numerische Näherungsformeln für die Fusionsquerschnitte erzeugen kann. Ältere Näherungsformeln, die auf sehr wenigen experimentellen Daten beruhen, zeigen große Abweichungen von dem inzwischen existierenden umfangreichen Datensatz, insbesondere bei niedrigen Energien [12, 18], so daß neue Näherungsformeln notwendig wurden. Dabei kann man über den heute vorhandenen Datensatz von experimentell gemessenen Fusionsquerschnitten noch hinausgehen, und in einer R-Matrix Analyse [19–21] auch weitere Meßdaten hinzunehmen, die denselben Zwischenkern betreffen, wie zu Beispiel den differentiellen Fusionsquerschnitt und die Polarisierungen. Dadurch basieren die so erhaltenen Werte für den Fusionsquerschnitt [16, 17] auf deutlich mehr Daten und sind verlässlicher. Die Berechnung des Fusionsquerschnittes direkt aus den R-Matrix Parametern ist allerdings sehr aufwendig, so daß man diese Daten besser mit einer Näherungsformel, wie oben geschildert, approximiert. Deshalb wurden die aus den R-Matrix Evaluationen resultierenden S-Funktionen mit einer Genauigkeit von besser als 2.5 % mit Padé-Polynomen genähert, und so sehr gute Näherungsformeln für die Fusionsquerschnitte der Reaktionen 2.1–2.4 erzeugt, die den Energiebereich von 0.3 keV bis 4.7 MeV abdecken [7, 18]. Diese Näherungsformeln sind zur Berechnung der Abb. 2.1 und 2.3 verwendet worden.

Die spezifische Reaktionsrate, d.h. die Reaktionsrate pro Einheitsvolumen, R , für Reaktionen zwischen den Teilchensorten i und j ergibt sich allgemein als

$$R = n_i \cdot n_j \cdot \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \cdot \sigma \cdot g, \quad (2.16)$$

wobei g der Betrag der Relativgeschwindigkeit, \vec{g} , der beiden reagierenden Teilchen ist, $\vec{g} = \vec{v}_i - \vec{v}_j$. Das Kroneckersymbol sorgt dafür, daß bei Reaktionen gleicher Teilchen miteinander eine Doppelzählung der Reaktionsmöglichkeiten vermieden wird.

Diese Gleichung behandelt aber nur die Reaktion zweier Teilchensorten mit fester Energie und Richtung und damit fester Relativgeschwindigkeit. In einem Plasma hat man es jedoch mit sehr vielen Teilchen zu tun, die sich nahe beim thermischen Gleichgewicht befinden, und deren Geschwindigkeitsverteilung in guter Näherung einer Maxwell-Verteilung folgt:

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(-\frac{mv^2}{2 kT} \right). \quad (2.17)$$

Dabei ist f die Zahl der Teilchen im Geschwindigkeitsintervall zwischen v und $v + dv$, n ist die Dichte der Teilchen, m ist ihre Masse, und kT ihre Temperatur¹. Um nun die spezifische Reaktionsrate in einem Plasma zu berechnen, muß man in Gl. 2.16 das Produkt $\sigma \cdot g$ durch einen über die Verteilungsfunktionen der beiden Reaktionspartner gemittelten Wert ersetzen durch den sogenannten Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$, und man erhält

$$R = n_i \cdot n_j \cdot \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \cdot \langle \sigma v \rangle \quad (2.18)$$

¹Temperaturen werden in der Plasmaphysik üblicherweise als Energie, d. h. in Elektronenvolt (eV) ausgedrückt, wobei 1 eV = 11 600 K

mit

$$\langle \sigma v \rangle = \int \int f(\vec{v}_i) f(\vec{v}_j) \sigma(|g|) |g| d\vec{v}_i d\vec{v}_j. \quad (2.19)$$

Für isotrope Geschwindigkeitsverteilungen und ein thermisches Plasma ($T = T_i = T_j$) läßt sich das Integral in Gl. 2.19 umformen und vereinfachen zu

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4}{(2\pi m_r)^{1/2} (kT)^{3/2}} \cdot \int \sigma(E) \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (2.20)$$

wobei m_r die reduzierte Masse der Reaktionspartner und E die Energie im Schwerpunktsystem sind. Dieses Integral kann mit den oben angesprochenen Näherungsformeln für den Fusionsquerschnitt σ numerisch berechnet werden, und in Referenz [7] sind auch Näherungsformeln für den Reaktionsparameter als Funktion der Plasmatemperatur T angegeben. Die Werte in Abb. 2.5 sind mit diesen Näherungsformeln berechnet worden.

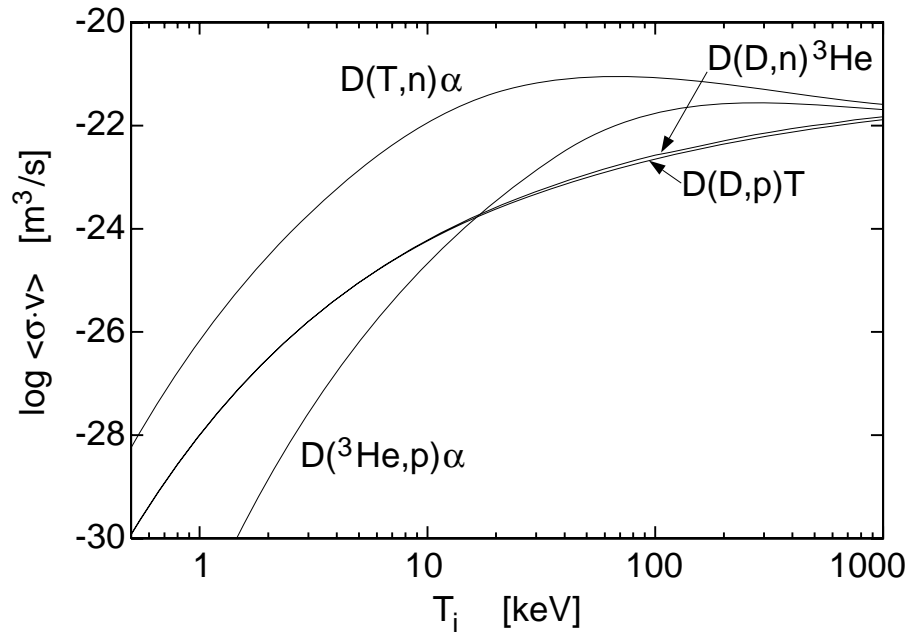


Abbildung 2.5: Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$ als Funktion der Ionentemperatur T_i für die Fusionsreaktionen aus Gl. 2.1- 2.4.

Durch die Mittelung über die Maxwellverteilung werden die Resonanzen der DT- und D^3He -Reaktionen etwas gedämpft, und der Reaktionsparameter der DT-Reaktion liegt im interessierenden Temperaturbereich zwischen 10 und 50 keV nur um den Faktor 200 über dem Reaktionsparameter der DD-Reaktionen, während für den Fusionsquerschnitt dieser Faktor etwa 1000 ist. Insgesamt ist durch die Mittelung der Anstieg von $\langle \sigma v \rangle$ mit der Plasmatemperatur natürlich etwas flacher als der Anstieg von σ mit der Energie, aber immer noch sehr stark. Dies sieht man gut, wenn man den Reaktionsparameter als Potenzfunktion von T ausdrückt, wie es für einfache Skalierungen häufig gemacht wird. Mit dem Ansatz

$$\langle \sigma v \rangle = C \cdot T^\gamma \quad (2.21)$$

läßt sich der Exponent γ einfach bestimmen als

$$\gamma = \frac{d \langle \sigma v \rangle}{dT} \cdot \frac{T}{\langle \sigma v \rangle}. \quad (2.22)$$

Diese Exponenten für die betrachteten Reaktionen sind in Abb. 2.6 dargestellt, und man erkennt, daß für die DT-Reaktion im Temperaturbereich 10 bis 30 keV der Temperatur-exponent zwischen 0.8 und 2.3 liegt.

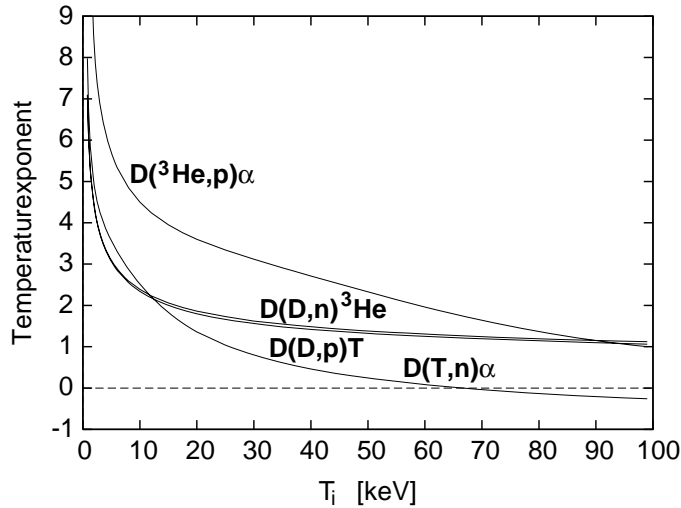


Abbildung 2.6: Exponenten für die Darstellung des Reaktionsparameters als Potenzfunktion der Temperatur. Für niedrige Temperaturen ist bei allen Reaktionen der Anstieg am steilsten, während er später abflacht. Den Resonanzcharakter der DT-Reaktion erkennt man deutlich am Nulldurchgang des Exponenten. Die Resonanz der $D^3\text{He}$ -Reaktion liegt bei 262 keV, und damit außerhalb dieser Abbildung.

Man kann nun auch versuchen, den Reaktionsparameter insgesamt nach Gl. 2.21 zu parametrisieren und γ als Funktion von T zu nähern [5, 22], aber dabei werden die Ungenauigkeiten zu hoch. Deshalb sollte die Näherung nach Gl. 2.21 wirklich nur für einfache Skalierungsüberlegungen über einen kleinen Temperaturbereich benutzt werden. Diese Diskussion des Reaktionsparameters $\langle \sigma v \rangle$ setzt aber immer thermische Energieverteilungen der Reaktionsparameter voraus, die ja erst die Definition einer Temperatur erlauben. In den meisten Fällen ist diese Voraussetzung erfüllt, aber es gibt auch Ausnahmen, zum Beispiel wenn Plasmen mit hochenergetischen Deuterium-Neutralstrahlen geheizt werden. Durch Ionisation im Plasma entstehen dabei monoenergetische Ionen mit Energien im Bereich 50–100 keV (je nach Bauart des Neutralteilchen-Injektors). Diese Ionen werden abgebremst, und heizen dabei das Plasma, aber sie können auch direkt zu Fusionsreaktionen führen. Gegenüber dem vorher diskutierten rein thermischen Anteil der Fusionsreaktionen (der durch die in Abb. 2.5 dargestellten Reaktionsparameter beschrieben wird), bezeichnet man den so entstehenden Anteil als “beam-target” Anteil. Seine Fusionsrate ergibt sich aus einer Mittelung über Gleichung 2.16 mit der Energieverteilung der Deuteriumionen aus dem Neutralteilchenstrahl. Auch dafür sind Parametrisierungen des Reaktionsparameters berechnet worden [23], aber da die Energieverteilung der schnellen Deuteriumionen sich zeitlich ändert und von den Plasmaparametern abhängt (siehe die Diskussion in Abschnitt 3.2), sind diese nicht sehr hilfreich. Letzlich muß man zur Berechnung der nicht-thermischen Fusionsreaktionsrate die Plasmen mit

ihren zeitlichen Parametervariationen und der Energieverteilung der injizierten Deuteronen (aus kinetischen Modellrechnungen) numerisch modellieren (siehe zum Beispiel [24] und Referenzen darin).

2.2 Energiebilanz, Zündkriterien

Wie Abb. 2.5 zeigt, setzen Fusionsreaktionen nicht ab einer Schwelltemperatur plötzlich ein, sondern ihre Rate steigt (wenn auch sehr steil) kontinuierlich mit der Plasmatemperatur an. Die Frage, ob und bei welchen Plasmaparametern eine solche Fusionsreaktion nun Energie liefern kann, ist dann eine Frage der Leistungsbilanz, bei der man außer der Fusionsleistung auch die Prozesse betrachten muß, die zu Leistungsverlusten führen.

Dies kann man sehr gut in 0-dimensionalen Betrachtungen untersuchen, wobei die Variation der Plasmaparameter innerhalb des Plasmas außer acht gelassen wird und nur Mittelwerte benutzt werden. Solche Betrachtungen sind dann natürlich rein qualitativ zu sehen, zeigen aber sehr gut die Abhängigkeiten und die zugrundeliegende Physik.

Die Fusionsleistungsdichte aus der DT-Reaktion ergibt sich aus der Fusionsrate pro Volumen nach Gl. 2.18 und der freiwerdenden Energie $E_{Fusion} = 17.6$ MeV als

$$P_{Fusion} = \frac{n^2}{4} \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot E_{Fusion}, \quad (2.23)$$

wenn n die Elektronendichte in einem absolut reinen Deuterium-Tritiumplasma mit $n_D = n_T = n/2$ ist.

Die Elektronen in einem Plasma erfahren sehr viele Kleinwinkelstöße an den schwereren Ionen, was zu Energieverlust und Richtungsänderungen führt. Dabei strahlen sie Energie in Form von Bremsstrahlung ab, und die abgestrahlte Leistungsdichte ergibt sich als

$$P_{Bremsstrahlung} = c_1 \cdot n^2 \cdot Z_{eff} \cdot (kT)^{1/2} \quad (2.24)$$

wobei c_1 die Bremsstrahlungskonstante ist ($c_1 = 5.4 \cdot 10^{-37} \text{ Wm}^3\text{keV}^{-1/2}$). Die effektive Ladung der Plasmaionen, Z_{eff} , beschreibt global den Verunreinigungsgehalt des Plasmas. Z_{eff} ist die – mit der von einer Teilchensorte j herrührenden Elektronendichte $n_j \cdot Z_j$ – gemittelte Ladung der Ionen im Plasma,

$$Z_{eff} := \Sigma_j n_j Z_j^2 / \Sigma_j n_j Z_j, \quad (2.25)$$

wobei wegen der Quasineutralität des Plasmas der Nenner gleich der Elektronendichte n ist:

$$n = \Sigma_j n_j Z_j, \quad (2.26)$$

wenn die Summation jeweils über alle Ionensorten im Plasma erfolgt.

Außer der Bremsstrahlung verliert das Plasma auch Energie durch Konvektion, Ladungsaustausch (d.h. den Verlust neutraler Teilchen), anomalen Transport und auch durch Linienstrahlung. All diese Prozesse werden empirisch durch die Energieeinschlußzeit τ_E beschrieben:

$$P_{Transport} = \frac{3 nkT}{\tau_E}. \quad (2.27)$$

Dabei ist $3 nkT$ die Energiedichte eines sauberen Plasmas, die um den Faktor 2 höher ist als bei Gasen, da im Plasma jedes Atom als zwei Teilchen (Elektron und Atomkern) gezählt werden muß.

Mit diesen drei Termen lassen sich nun Energiebilanzen erstellen, und der erste Ansatz dazu erfolgte bereits 1957 durch John D. Lawson [25]. Er nahm an, daß man alle Leistung aus dem Plasma (Fusionsleistung und die Verlustleistungen) entnehmen und mit dem Wirkungsgrad η nutzbar machen könne, um damit die Plasmaverluste zu decken. Dies ergab die ersten Kriterien für den Betrieb eines Fusionsreaktors, wobei sich herausstellte, daß das notwendige Produkt $n \cdot \tau_E$ nur von der Plasmatemperatur T abhängt.

Heute hat sich die Betrachtungsweise etwas geändert, und es werden vor allem zwei wichtige, mehr physikalisch motivierte Kriterien betrachtet:

1. Die Break-Even Bedingung gibt die Grenze an, wo das Plasma durch Fusion dieselbe Leistung² erzeugt, die es über die oben genannten Verlustprozesse verliert. Die Bedingung

$$\left(\frac{n}{2}\right)^2 \langle \sigma v \rangle \cdot E_{Fusion} = 3 n kT / \tau_E + c_1 n^2 Z_{eff} (kT)^{1/2} \quad (2.28)$$

läßt sich dann zur Break-Even Bedingung umschreiben:

$$n \cdot \tau_E = \frac{12 kT}{\langle \sigma v \rangle E_{Fusion} - 4 c_1 Z_{eff} (kT)^{1/2}} \quad (2.29)$$

Man sieht auch an dieser Gleichung, daß das Produkt aus Teilchendichte und Energieeinschlußzeit rein eine Funktion der Plasmatemperatur ist. Dabei steckt die stärkste Temperaturabhängigkeit im Reaktionsparameter, und diese bestimmt auch das Minimum in $n \cdot \tau_E$ bei 26 keV, das man in Abb. 2.7 deutlich erkennt. Dies gibt also den optimalen Temperaturbereich für einen Fusionsreaktor mit Deuterium-Tritium-Plasmen an, da man in der Nähe des $n\tau_E$ -Minimums wird arbeiten wollen.

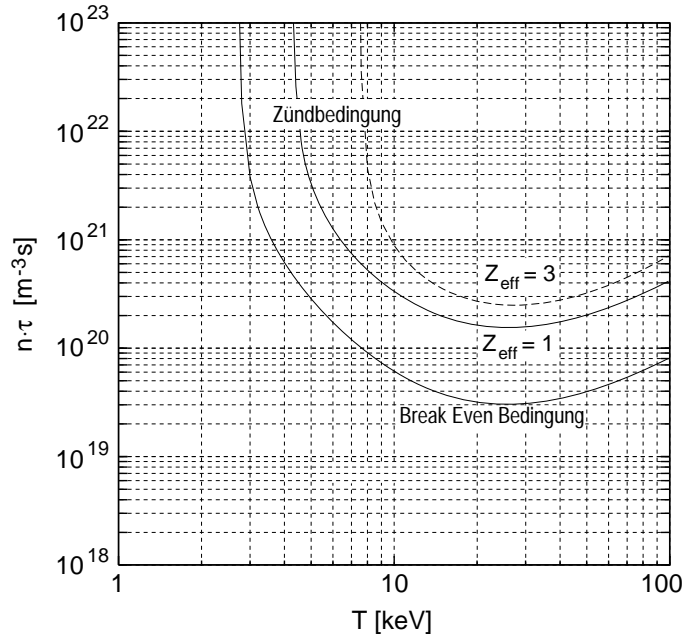
Da bei vielen plasmaphysikalischen Problemen, zum Beispiel bei der Stabilität magnetisch eingeschlossener Plasmen, der Plasmaenergieinhalt ($\sim n \cdot T$) ein bestimmender Faktor ist, betrachtet man statt des Produktes $n \cdot \tau$ oft das Tripelprodukt $n \cdot T \cdot \tau$, das auch als Fusionsprodukt bezeichnet wird. Die Gleichung 2.29 läßt sich dann trivial auch als Bedingung für das Dreifachprodukt $n \cdot T \cdot \tau$ formulieren, die weiterhin nur von der Temperatur T abhängt:

$$n \cdot T \cdot \tau_E = \frac{12 kT^2}{\langle \sigma v \rangle E_{Fusion} - 4 c_1 Z_{eff} (kT)^{1/2}} \quad (2.30)$$

Diagramme von $n \cdot T \cdot \tau$ gegen T werden oft benutzt, um den Stand verschiedener Experimente und die Entwicklung der Fusionsforschung darzustellen, aber wir wollen hier bei der äquivalenten Diskussion von $n \cdot \tau$ bleiben.

²Es werden aber im allgemeinen, und so auch hier, statt der absoluten Leistungen die entsprechenden Leistungsdichten diskutiert.

Abbildung 2.7: Break-Even- und Zünd-Bedingung für Deuterium-Tritium Plasmen. Das Produkt $n \cdot \tau_E$ ist allein eine Funktion der Plasmatemperatur. Die gestrichelte Kurve gibt die Zündbedingung für ein Plasma mit $Z_{eff} = 3$ von Kohlenstoff ($Z = 6$) wieder.



2. Die Zündbedingung beschreibt nun das elementare Konzept eines Fusionsreaktors mit magnetisch eingeschlossenem Plasma. Die elektrisch neutralen Neutronen, die wie oben angesprochen 80% der erzeugten Energie tragen, werden nicht durch die Magnetfelder eingeschlossen, verlassen das Plasma, und können in einer äußeren Abschirmung abgebremst werden. Die Energie, die sie dort abgeben, kann zur Energieerzeugung genutzt werden. Die α -Teilchen hingegen werden durch das Magnetfeld eingeschlossen und können ihre Energie durch Stöße an das Plasma abgeben und die Verluste durch Strahlung und den nicht perfekten Energieeinschluß decken. Dieses direkte "Recycling" eines Teils der Fusionsleistung bezeichnet man als α -Teilchenheizung. Das Zündkriterium beschreibt die Grenze, wo die α -Teilchenheizung genau die Plasmaenergieverluste deckt, das Plasma also ohne externe Heizung stationär "brennen" kann. Diese im Gegensatz zu Gl. 2.29 interne Bilanzierung für das Plasma ergibt sich formal einfach, indem man die gesamte Energie aus der DT-Reaktion ($E_{Fusion} = 17.5$ MeV) durch die Energie der α -Teilchen ($E_\alpha = 3.45$ MeV) ersetzt,

$$n \cdot \tau_E = \frac{12 kT}{\langle \sigma v \rangle E_\alpha - 4 c_1 Z_{eff} (kT)^{1/2}} \quad (2.31)$$

womit man in Abb. 2.7 die obere durchgezogene Kurve erhält. Man sieht aus diesen beiden Kurven bereits, daß es sehr wichtig ist, daß die α -Teilchen ihre volle Energie im Plasma deponieren. Tun sie das nicht, dürfen wir in Gl. 2.31 nur einen Bruchteil von E_α einsetzen, und die Zündkurve bewegt sich noch weiter nach oben.

2.2.1 Einfluß der Plasma-Verunreinigungen

Die beiden durchgezogenen Kurven in Abb. 2.7 sind für reine Deuterium-Tritiumplasmen gerechnet, d. h. $Z_{eff} = 1$ und $n_D = n_T = n/2$, wobei n die Elektronendichte des Plasmas ist. Enthält das Plasma noch Verunreinigungen, drückt sich das nach Gl. 2.25 in einem erhöhten Z_{eff} aus, aber auch in einer Verdünnung des Plasmas, d. h. bei gegebener Elektronendichte n werden n_D und n_T geringer. Analytisch läßt sich das nur für den Fall

einfach ausdrücken, wenn das Plasma nur eine Verunreinigung mit der Kernladung Z und der Dichte n_Z enthält. Mit der Definition von Z_{eff} aus Gl. 2.25 und der Quasineutralität (Gl. 2.26) folgt dann für die Wasserstoff-Ionendichte n_i :

$$\frac{1}{2}n_i = n_D = n_T = \frac{1}{2} \cdot n \cdot \frac{Z - Z_{eff}}{Z - 1}, \quad (2.32)$$

und für die Dichte der Verunreinigungen

$$n_Z = n \cdot \frac{Z_{eff} - 1}{Z \cdot (Z - 1)}, \quad (2.33)$$

Damit läßt sich die Fusionsleistungsdichte aus Gl. 2.23 für ein Plasma mit vorgegebenen Verunreinigungen schreiben als

$$P_{Fusion} = \frac{n^2}{4} \cdot \left(\frac{Z - Z_{eff}}{Z - 1} \right)^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot E_{Fusion}. \quad (2.34)$$

und die Transportverluste nach Gl. 2.27 lauten allgemein

$$P_{Transport} = \frac{kT}{\tau_E} \cdot \frac{3n}{2} \cdot \left(1 + \frac{Z - Z_{eff}}{Z - 1} + \frac{Z_{eff} - 1}{Z \cdot (Z - 1)} \right). \quad (2.35)$$

Setzt man diese allgemein formulierten Terme in die Leistungsbilanz ein, ergibt sich statt Gl. 2.31 die allgemeine Relation

$$n \cdot \tau_E = \frac{16 kT \left(1 + \frac{Z - Z_{eff}}{Z - 1} + \frac{Z_{eff} - 1}{Z \cdot (Z - 1)} \right)}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_\alpha \cdot \left(\frac{Z - Z_{eff}}{Z - 1} \right)^2 - 4 c_1 Z_{eff} (kT)^{1/2}}, \quad (2.36)$$

die außer von T auch von Z und Z_{eff} abhängt. Für ein Z_{eff} von 3 und die in heutigen Plasmen häufigste Verunreinigung, Kohlenstoff mit $Z = 6$ erhält man in Abb. 2.7 beispielsweise die gestrichelte Kurve, die für ein brennendes Plasma im Wesentlichen eine höhere Dichte verlangt, um die Verdünnung auszugleichen.

2.2.2 Einfluß des fusionsproduzierten Heliums

Nun ist dieses Brennkriterium in Gl. 2.36 allerdings noch nicht vollständig, weil es nicht berücksichtigt, daß jedes "brennende" Plasma automatisch durch die aus Fusionsreaktionen erzeugten Heliumkerne verdünnt wird, deren Produktionsrate direkt an die Fusionsleistung gekoppelt ist: Aus der Reaktionsgleichung 2.4 ergibt sich die spezifische He-Produktion, R_{He} , als

$$R_{He} = 3.53 \times 10^{11} \frac{\alpha\text{-Teilchen pro Sekunde}}{\text{Watt}}. \quad (2.37)$$

Dieses Problem der sogenannten "Heliumasche" wurde schon früh diskutiert [26], aber erst von D. Reiter und Mitarbeitern [27] konsistent formalisiert:

Es werden nun zwei Verunreinigungen mit den Dichteanteilen

$$f_Z = n_Z/n_e \quad \text{und} \quad f_{He} = n_{He}/n_e \quad (2.38)$$

betrachtet. Damit ergibt sich der Anteil f_i der Wasserstoffionen als

$$f_i = 2 \cdot f_D = 2 \cdot f_T = 1 - Z \cdot f_Z - 2 \cdot f_{He} \quad (2.39)$$

und die gesamte Teilchendichte als

$$n_{tot} = n_e + n_i + n_Z + n_{He} = n_e \cdot (2 - (Z - 1) \cdot f_Z - f_{He}) =: n_e \cdot f_{tot}. \quad (2.40)$$

Dann schreibt sich das Zündkriterium als

$$n \cdot \tau_E = \frac{3/2 \cdot kT \cdot f_{tot}}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_\alpha \cdot f_i^2 / 4 - R_{rad}} \quad (2.41)$$

wobei R_{rad} die Strahlungsverlustrate ist [27]. Nun ist $n \cdot \tau_E$ nicht mehr nur eine Funktion von T , sondern hängt auch noch von f_{He} ab.

Wie oben angedeutet, ist f_{He} aber kein frei wählbarer Parameter, sondern wird durch die Bilanz aus Heliumproduktion durch die DT-Reaktion und Heliumabfuhr bestimmt. Man erhält also noch eine Gleichung für f_{He} , wenn man zu den oben diskutierten Energiebilanzen die Teilchenbilanzgleichung löst:

$$\frac{1}{4} n^2 f_i^2 \langle \sigma v \rangle = \frac{n_{He}}{\tau_{He}^*}. \quad (2.42)$$

Dabei wird die globale Helium-Einschlußzeit τ_{He}^* als das Verhältnis aus Teilcheninventar und Zuflußrate definiert³. Statt der globalen Helium-Einschlußzeit τ_{He}^* wird nun üblicherweise die auf die Energieeinschlußzeit τ_E normierte Helium-Einschlußzeit ρ_{He} ,

$$\rho_{He} = \frac{\tau_{He}^*}{\tau_E} \quad (2.43)$$

verwendet. Diese Normierung wurde eingeführt, weil sich herausgestellt hat, daß beide Einschlußzeiten in gewisser Weise gekoppelt sind: In Plasmaregimen, bei denen sich der Energieeinschluß verbessert, wie zum Beispiel bei der sogenannten “High Confinement Mode” (H-Mode, siehe [28]) oder der “Radiative Improved Confinement Mode” (RI-Mode, siehe [29]) verbessert sich gleichzeitig der Teilcheneinschluß, und zwar teilweise sogar überproportional zu τ_e . Wir werden später darauf zurückkommen.

Drückt man nun Gl. 2.42 mit der normierten Helium-Einschlußzeit aus,

$$\frac{n_{He}}{\tau_{He}^*} = \frac{n \cdot f_{He}}{\rho_{He} \cdot \tau_E}. \quad (2.44)$$

und setzt dies in Gl. 2.41 ein, ergibt sich eine Gleichung dritten Grades für f_{He} , bei deren Lösung man verschiedene Fälle betrachten kann [27]:

1) Verunreinigungen: Die in Gl. 2.27 eingeführte Energieeinschlußzeit wird in Fusionsexperimenten für stationäre Entladungen üblicherweise bestimmt als

$$\tau_E = \frac{W_{Plasma}}{P_{Heiz}}, \quad (2.45)$$

³Hier sind wieder alle Inventare und Flüsse auf Volumina normiert.

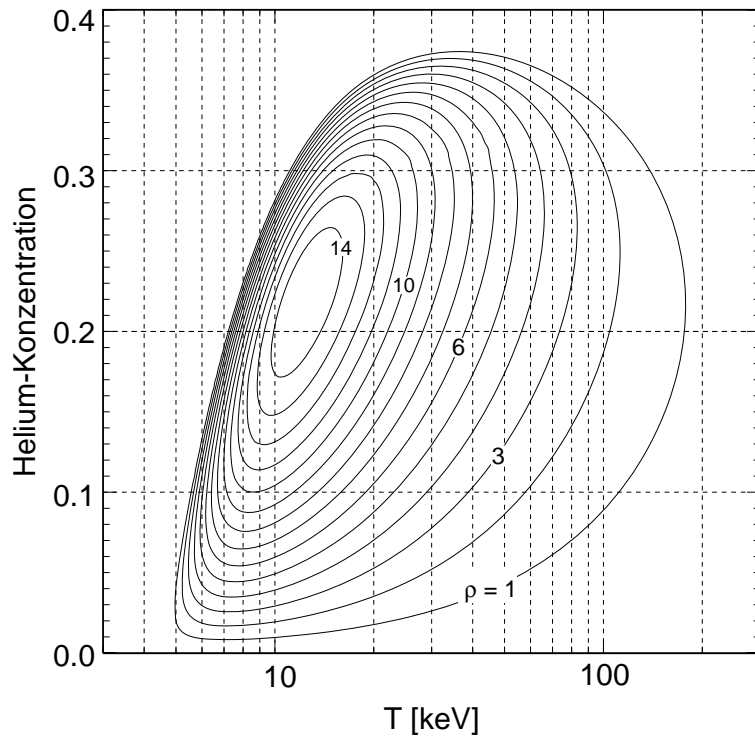


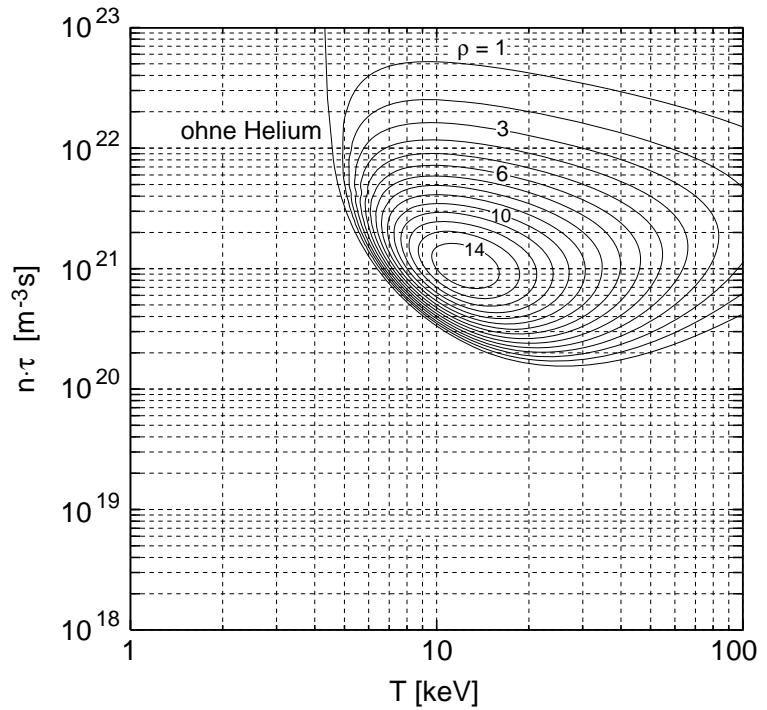
Abbildung 2.8: Heliumkonzentration in einem stationär brennenden Deuterium-Tritium Plasma. Der Parameter ρ_{He} beschreibt das Verhältnis von Helium- und Energie-Einschlußzeit.

wobei W_{Plasma} der Energieinhalt des Plasma und P_{Heiz} die gesamte dem Plasma zugeführte Heizleistung sind. Diese Energieeinschlußzeit ist also ein Maß für die Höhe der gesamten Energieverluste, ohne zwischen Transportverlusten und Strahlung zu unterscheiden. Das bedeutet, die Strahlungsverluste sind implizit in τ_E bereits eingeschlossen. Wenn man also aus den heute in Deuteriumplasmen bestimmten Einschlußzeiten empirische Skalierungsgesetze bestimmt [30] und damit auf zukünftige brennende Plasmen hochskaliert, wie es zum Beispiel zur Auslegung des Projektes ITER gemacht wird [31], werden die Verunreinigungen nicht separat behandelt. In unseren Betrachtungen sollte man deshalb die Verunreinigungen auch nur implizit behandeln, d. h. $f_Z = 0$ setzen, und die Strahlung als in τ_E eingeschlossen betrachten.

2) Anders ist die Situation bei Helium, das in heutigen Plasmen nur in Spuren zugesetzt wird. Es muß in diesen Betrachtungen natürlich explizit behandelt werden, da es bei brennenden Plasmen zusätzliche Strahlung verursacht, die in den skalierten Einschlußzeiten (d. h. auch in den Verlusten) nicht berücksichtigt wird.

Unter diesen Voraussetzungen ergibt die Gleichung dritten Grades für f_{He} immer genau zwei sinnvolle (d.h. reelle) Lösungen, oder gar keine, d.h. nur imaginäre Lösungen. Diese Lösungen sind in Abb. 2.8 für verschiedene Werte von ρ_{He} dargestellt. Der Bereich brennender Plasmen ist also nun durch zwei Zweige begrenzt, einen bei niedrigen Helium-Konzentrationen im Bereich 5–10 %, und den zweiten bei hohen Konzentrationen (20–30 %). Im Zünddiagramm werden damit aus den bisherigen, parabelförmigen, nach oben offenen Kurven, geschlossene Konturen, die mit wachsendem ρ_{He} immer kleiner werden. Bei $\rho_{He} = 15$ wird es unmöglich, stationär brennende DT-Plasmen zu erhalten.

Abbildung 2.9: Zündkurve eines stationär brennenden Deuterium-Tritium Plasmas mit He als einziger Verunreinigung als Funktion von T und ρ_{He} . Bei $\rho_{He} \geq 15$ existiert keine stationäre Lösung.



2.2.3 Problematik der α -Teilchen

Wie man im letzten Abschnitt gesehen hat, gibt es für das Konzept eines stationär brennenden Plasmas zwei wesentliche Fragen, die sich auf das Verhalten der in Fusionsreaktionen erzeugten α -Teilchen beziehen und unter den Stichworten “Alphateilchenheizung” und “Heliumascheabfuhr” zusammengefaßt werden:

- Sind die α -Teilchen im Plasma eingeschlossen und geben sie ihre Energie voll ab, oder regen sie Instabilitäten an, die den Energieeinschluß des Plasmas verschlechtern, aber auch die α -Teilchen selbst herauswerfen können? Solche Effekte würden die Zündkurve in Abb. 2.7, bzw. in Abb. 2.9 den unteren Zweig der geschlossenen Kurven nach oben verschieben und damit die Anforderungen an die Plasmaparameter (vor allem die Energieeinschlußzeit) wesentlich erhöhen.
- Können die thermalisierten α -Teilchen schnell genug aus dem Plasma entfernt werden, so daß sie nicht durch die Verdünnung des Deuterium-Tritium Gemisches die Fusionsleistung so stark herabsetzen, daß das Plasma “erstickt”?

Letztlich lassen sich diese Fragen nur in einem Deuterium-Tritium-Plasma klären, aber wegen ihrer Bedeutung hat man schon seit vielen Jahren Voruntersuchungen an Deuteriumplasmen gemacht, die sehr zum Verständnis der grundlegenden Prozesse beigetragen haben. Beide Fragenkomplexe und der aktuelle Stand der Untersuchungen sollen im folgenden diskutiert werden, zunächst in Kapitel 3 und 4 die Physik der schnellen α -Teilchen und ihrer Energieabgabe an das Plasma, und in Kapitel 5 bis 7 die Heliumascheabfuhr.

3. Verhalten schneller Ionen und geladener Fusionsprodukte

Wir wollen nun das Verhalten einzelner hochenergetischer Ionen in einem Tokamakplasma betrachten. In den ersten Abschnitten diskutieren wir die Grundlagen ihres Einschlusses im Magnetfeld eines Tokamaks und die möglichen Verluste (Abschnitt 3.1). Möglichst vollständiger Einschluß der Ionen ist die Voraussetzung, daß sie durch die Abbremsung im Plasma ihre Energie abgeben und das Plasma heizen können (3.2). Diese Grundlagen gelten prinzipiell natürlich nicht nur für die hier interessierenden α -Teilchen, sondern ebenso für schnelle Ionen aus der Neutralteilchen-Injektion zur Plasmaheizung oder durch hochfrequente Wellen beschleunigte Ionen. Deshalb lassen sich einige Fragen zur Physik der α -Teilchen auch an solchen "schnellen" Ionen untersuchen. Details zu diesem ganzen Komplex finden sich in dem Übersichtsartikel von Heidbrink und Sadler [32]. In den Abschnitten 3.3 und 3.4 werden Untersuchungen zum Einschluß hochenergetischer Ionen und zu ihrer Abbremsung aus Deuteriumplasmen (wo die 1 MeV Tritonen aus der DD-Reaktion betrachtet werden) und aus den ersten Deuterium-Tritiumplasmen in JET und TFTR diskutiert.

3.1 Teilcheneinschluß im Magnetfeld

Für axisymmetrische Felder – wie sie prinzipiell in einem Tokamak vorliegen – gibt es zwei grundlegende Klassen von Teilchenbahnen: umlaufende und gefangene Teilchen (Abschnitt 3.1.1). Es ist unter diesen Umständen auch möglich, den Anteil der im Plasma eingeschlossenen hochenergetischen Ionen zu berechnen (3.1.2). In realistischen Konfigurationen, bei denen das Toroidalfeld mit einem Satz individueller Spulen erzeugt wird, entfällt jedoch die exakte Axisymmetrie, was zu erhöhten Teilchenverlusten führt (3.1.3). Eine kurze Beschreibung des Tokamakprinzips und eine Definition der hier verwendeten Geometriegrößen finden sich in Anhang A.

3.1.1 Teilchenbahnen in axisymmetrischen Feldern

Geladene Teilchen in magnetisch eingeschlossenen Plasmen bewegen sich in erster Ordnung auf helikalen Trajektorien, die sich darstellen lassen als Summe aus einer Gyration um die Feldlinie mit der Geschwindigkeit v_{\perp} und einer Bewegung längs der Feldlinie mit v_{\parallel} . Oftmals separiert man deshalb die Gyration mit der Larmorfrequenz $\omega_L = Z e B/m$, wobei $Z e$ die Teilchenladung ist und m seine Masse, und dem Larmorradius $r_L = v_{\perp}/\omega_L$

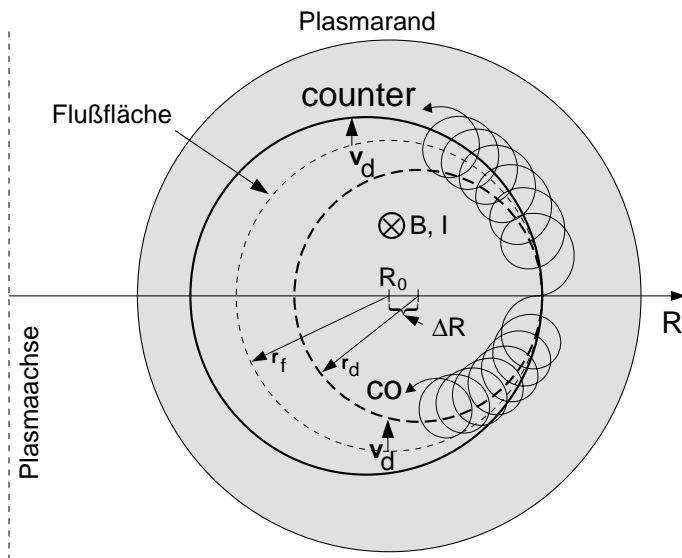
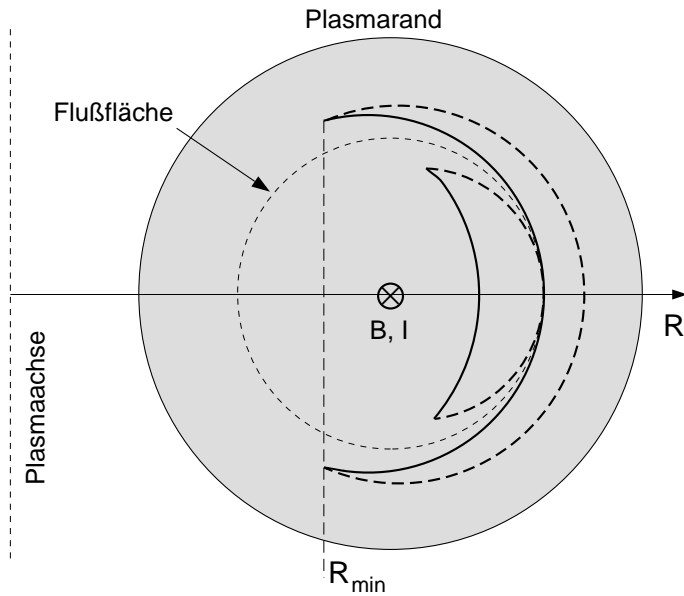


Abbildung 3.1: Poloidale Projektion von Teilchenbahnen in einem Plasma. Plasmastrom und Toroidalfeld seien in die Ebene hinein gerichtet. Positiv geladenen Teilchen, die in Stromrichtung starten (Co-Bahnen), bewegen sich auf der magnetischen Flussfläche (mit Radius r_f) nach unten, driften aber wegen der Krümmungsdrift aufwärts. Deshalb bewegen sie sich auf einer Driftfläche mit Radius r_d , die um den Betrag ΔR gegen die Flussfläche verschoben ist. Contra-Bahnen sind gegenüber der Flussfläche um denselben Betrag nach außen verschoben.

Abbildung 3.2: Schematische poloidale Projektion der Bahnen von Gyrationen, die auf der eingezeichneten Flussfläche starten, wobei die Parallelgeschwindigkeit in der Mittelebene relativ klein ist, genauer $v_{\parallel}/v_{\perp} \leq \sqrt{r/R}$. Bei einem Grenzzradius R_{min} verschwindet v_{\parallel} , und das co-laufende Teilchen (gestrichelt gezeichnete Bahn) wird zu einem contra-laufenden (durchgezogene Linie), bzw. umgekehrt. Dadurch ergibt sich eine sogenannte Bananenbahn, deren Name sich aus der poloidalen Projektion ergibt.



und betrachtet alleine die Bewegung des Gyrationen-zentrums. Für exakt axialsymmetrische Konfigurationen kann man aus der Erhaltung der Energie, des magnetischen Momentes und des toroidalen kanonischen Drehimpulses eine einfache Bewegungsgleichung für das Gyrationen-zentrum herleiten, die solche Teilchenbahnberechnungen stark vereinfacht [33, 34].

Bei genauerer Betrachtung bewegt sich das Gyrationen-zentrum allerdings nicht exakt entlang der Feldlinien, sondern es unterliegt auch noch der Teilchendrift, die sich aus der Krümmung der Feldlinien und aus der Zentrifugalkraft ergibt [35], mit der Driftgeschwin-

digkeit

$$\vec{v}_D = \frac{m}{Z e R B} \cdot (v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}v_{\perp}^2) \cdot \vec{e}_R \times \vec{e}_B, \quad (3.1)$$

wobei \vec{e}_R und \vec{e}_B die Einheitsvektoren in Richtung von \vec{R} und \vec{B} sind. In Abb. 3.1 sind die resultierenden Bahnen für Ionen mit relativ hoher Parallelgeschwindigkeit v_{\parallel} in ihrer Projektion auf die Poloidalebene dargestellt. Dabei sind zwei Gruppen zu unterscheiden. Teilchen, die in Stromrichtung starten, d.h. auf sogenannten Co-Bahnen, bewegen sich in dieser Abbildung nach unten (und in die Zeichenebene hinein). Dabei wirkt die Drift senkrecht nach oben, d.h. die Teilchen weichen nach innen von ihrer Flußfläche ab, das Gyrationzentrum bewegt sich somit auf einer Driftfläche, deren Zentrum gegenüber der magnetischen Flußfläche radial um den Betrag ΔR versetzt ist. Contra-Teilchen, die entgegen der Magnetfeldrichtung starten, weichen zu größeren Radien ab [36].

Bei dieser Bewegung kommen die Teilchen immer auch in Bereiche höheren Magnetfeldes, was wegen der Konstanz des magnetischen Momentes $\mu = \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{2B}$ bei Teilchen mit geringer Parallellgeschwindigkeit (genauer $v_{\parallel}/v_{\perp} \leq (r/R)^{1/2}$) dazu führt, daß sie nicht wie oben beschrieben, als “umlaufende Teilchen” der Driftfläche folgen, sondern in dem Punkt wo v_{\parallel} verschwindet, die Richtung umdrehen, und somit vom Co- zum Contra-Teilchen werden, oder umgekehrt. Dadurch bewegen sie sich nun auf einer Driftfläche mit einer anderen Krümmung, und es entstehen, wie in Abb. 3.2 zu sehen ist, Bahnen, deren Projektion auf die Poloidalebene die Form einer Banane hat, was dieser Klasse von gefangenen Teilchenbahnen auch den Namen gegeben hat.

Da die beiden Bögen unterschiedlich lang sind, ist die Trajektorie solcher Bananenteilchen aber nicht geschlossen, sondern bewegt sich insgesamt toroidal, wie in Abb. 3.3 an einem Beispiel zu sehen ist. Die Dicke d_B der Bananenbahn lässt sich aus der Driftgeschwindigkeit nach Gl. 3.1 und der Zeit, $q R/v_{\parallel}$, während der sich das Teilchen in der oberen (oder unteren) Torushälfte aufhält, abschätzen [36] als

$$d_B = \frac{2 m v_{\parallel}}{Z e B_p}, \quad (3.2)$$

wenn q der Sicherheitsfaktor (siehe Anhang A) ist.

Der Versatz der Contra-Bahnen und vor allem die grosse Breite der Bananenbahnen nach Gl. 3.2 führen dazu, daß trotz der einschliessenden Magnetfelder Teilchen auf ihrer Bahn (ohne Stöße) das Plasma verlassen und auf die umgebenden Wände treffen können. Dies bezeichnet man auch als “prompte Verluste”. Allgemein sieht man an den beiden Gleichungen, daß nur das durch den Plasmastrom erzeugte Poloidalfeld für den Teilcheneinschluß wichtig ist, und daß die Exkursionen von den magnetischen Flußflächen mit wachsendem Strom geringer werden. Insbesondere hängt die Teilchenbahn aber vom Startort innerhalb des Plasmas, und vom Steigungswinkel χ ab, der durch das Verhältnis der Geschwindigkeitskomponenten gegeben ist:

$$\tan \chi = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}. \quad (3.3)$$

Abbildung 3.4 aus Ref. 37 zeigt als Beispiel die poloidal projizierten Trajektorien von 3.5 MeV α -Teilchen im Tokamak TFTR für verschiedene Steigungswinkel. Man erkennt klar sowohl die in Co- und Contra-Richtung umlaufenden Bahnen, wie auch die Bananenbahnen.

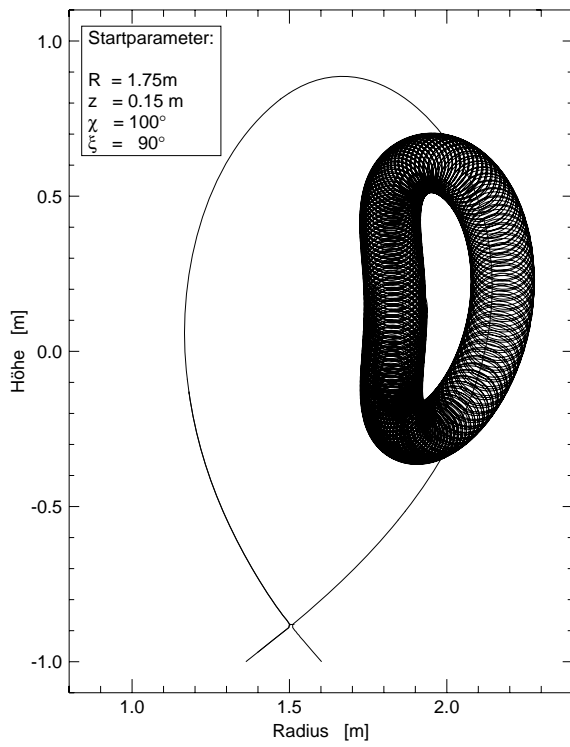
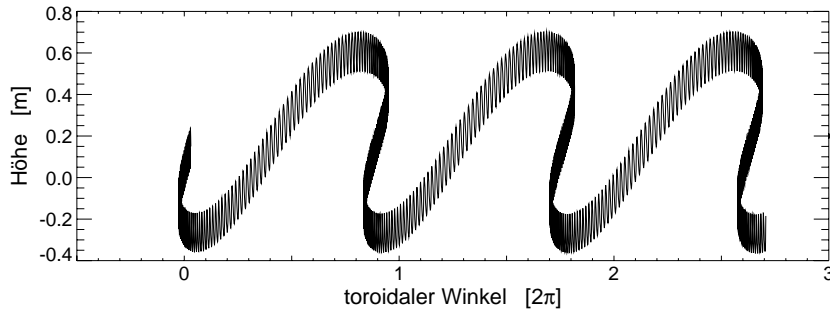


Abbildung 3.3: Poloidale Projektion der Bahn eines 3 MeV Protons in ASDEX Upgrade für eine magnetische Konfiguration mit $I_p = 1.2 \text{ MA}$ und $B_t = -2.8 \text{ T}$ (links). Das Magnetfeld ist axialsymmetrisch. Das Ion startet bei $R = 1.75 \text{ m}$, $z = 0.15 \text{ m}$ mit dem Steigungswinkel $\chi = 100^\circ$. Der Winkel zwischen der Projektion von \vec{v} in die Poloidalebene und der R -Achse beträgt 90° .

In der unteren Abbildung sieht man die toroidale Abwicklung der Bahn. Da die co- und contra-gehenden Bogenlängen unterschiedlich lang sind, ist die Bahn toroidal nicht geschlossen, das Ion führt eine toroidale Präzession aus.



3.1.2 Berechnung der prompten Verluste

Quantitativ wird der globale Teilcheneinschluß beschrieben durch den ‐Verlustfaktor, $f_{Verlust}$ ‐, der angibt, welcher Bruchteil der im Plasma (durch Fusionsreaktionen oder durch Ionisation von Neutralstrahlen) entstehenden Ionen das Plasma prompt verläßt, weil die Teilchenbahnen über den Plasmarand hinausgehen. Die Form einer Teilchenbahn (und damit die Frage des Einschusses dieses Ions) hängt, wie an den obigen Gleichungen erkennbar ist, stark von der Teilchenenergie, dem Plasmastrom, dem Entstehungsort und der Startrichtung des Ions ab. Das Toroidalfeld geht nur schwach, über den Larmorradius ein, der den maximal erlaubten Abstand des Gyrationenzentrums vom Plasmarand bestimmt. Um nun für eine gegebene Konfiguration und Ionen einer festen Energie den Verlustfaktor $f_{Verlust}$ zu bestimmen, muß man für alle Orte im Plasma berechnen, welcher Anteil des Raumwinkels, $f(R, z)$ zu verlorengehenden Bahnen führt, und dies mit der Emissionswahrscheinlichkeit $S(R, z)$ gewichtet, über das Plasmavolumen integrieren, d.h.

$$f_{Verlust} = \frac{\int S(R, z) f(R, z) dV}{\int S(R, z) dV}. \quad (3.4)$$

Auf Grund der Axialsymmetrie reicht statt der Volumenintegration die Integration in der Poloidalebene, wobei das Emissionsprofil wegen der Konstanz auf Flußflächen im all-

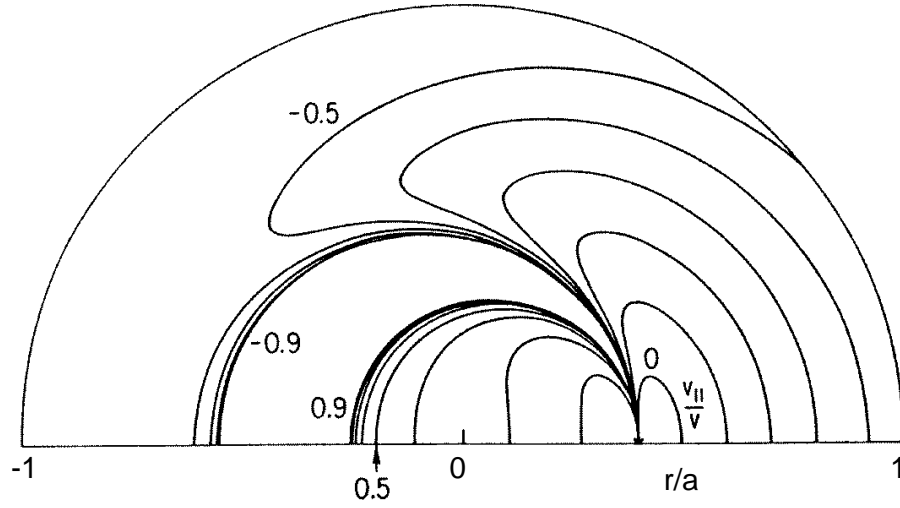


Abbildung 3.4: Poloidale Projektionen von 3.5 MeV α -Teilchen in TFTR, die mit unterschiedlichem Steigungswinkel χ , hier ausgedrückt durch $v_{\parallel}/v = \cos \chi$, starten. Wegen der Symmetrie zur Mittelebene ist nur der obere Halbraum des Plasmas dargestellt. Man erkennt für große (positive) Parameter die nach innen verschobenen Driftflächen, für negative Parameter die contra-Driftflächen, und für kleine Werte von v_{\parallel}/v die Bananenbahnen. Diese Abbildung stammt aus Ref. 37.

gemeinen als Funktion nur einer Ortsvariablen, d.h. als $S(r)$ dargestellt wird. Da $f(R, z)$ aber keine solchen Symmetrien zeigt, muß über die ganze Poloidalebene integriert werden. Außerdem wurde in Gl. 3.4 vorausgesetzt, daß die Emission isotrop ist, d.h. daß S nur von Ortskoordinaten, aber nicht vom Steigungswinkel abhängt.

Einfache analytische Betrachtungen ergeben bereits, daß das Produkt aus Plasmastrom I_p und Aspektverhältnis $A = R_0/a$ der bestimmende Parameter ist, und als grobe Regel für die 3.5 MeV α -Teilchen findet man, daß über 90 % eingeschlossen sind, wenn $I_p A \geq 7 \text{ MA}$ [37].

Detailliertere analytische Rechnungen für elliptische Plasmen, die für die Erzeugung der α -Teilchen radiale Profile der Form $(1 - (r/a)^2)^l$ mit l als Profilparameter annehmen [34], ergeben für den prompten Verlust von α -Teilchen den Bruchteil

$$f_{V_{\text{erlust}}} \simeq \left(0.72 \cdot \frac{\sqrt{m E}}{Z I_p} \cdot (\delta + 1/\delta) \right)^{l+1} \cdot \frac{1.8^{l+1}}{A^{l/2+1}}, \quad (3.5)$$

wenn I_p der Plasmastrom in MA ist, und $\delta = b/a$ die Elliptizität mit den horizontalen und vertikalen Halbachsen a und b . Die Energie E wird in MeV gemessen und die relative Kernmasse m in atomaren Masseneinheiten. Gleichung 3.5 ist so allgemein formuliert, daß sie für beliebige Teilchen und Energien gilt. Dabei wurde benutzt, daß sich der Larmorradius r_L aus der Geschwindigkeitskomponente quer zum Magnetfeld $v_{\perp} = \sin \chi v$ und der Larmorfrequenz $\omega_L = \frac{Z e B}{m}$ ergibt als $r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_L} = \frac{\sin \chi}{Z e B} \cdot \sqrt{2m E}$.

Die Teilchengeschwindigkeit skaliert wie $\sqrt{E/m}$, und die Geschwindigkeit der Krümmungsdrift ist in erster Ordnung proportional zur Energie E (siehe Gl. 3.1). Da die Form der Teilcentrajektorie (d.h. der Radius der Driftfläche bei umlaufenden Teilchen bzw. die Bananenbreite bei gefangenen Teilchen) durch das Verhältnis aus Geschwindig-

keit längs der Feldlinien und der Driftgeschwindigkeit gegeben ist, hängt der Verlauf der Trajektorie, genau wie der Larmorradius, nur von Teilchenimpuls und Ladung ab.

Für die 1 MeV Tritonen und die 3 MeV Protonen aus der Reaktion Gleichung 2.2 ergibt sich damit der interessante Effekt, daß die Teilchen identische Trajektorien durchlaufen: Wegen der Impulserhaltung haben die Produkte einer Reaktion im Schwerpunktsystem, und bei Vernachlässigung der thermischen Bewegung auch im Laborsystem vom Betrag her einen identischen Impuls. Da sie auch beide die gleiche Ladung tragen, bedeutet dies identische Trajektorien. Die Gyrationfrequenz und die Geschwindigkeiten selbst sind allerdings unterschiedlich.

Aus Gl. 3.5 sieht man sofort, daß die prompten Verluste in ITER (nach dem gegenwärtigen Design der EDA-Phase [38]) vernachlässigbar sein werden. Mit $I_p = 21 \text{ MA}$ und $R_0/a = 8.1\text{m}/2.9\text{m}$ ergibt sich bereits für sehr breite, parabolische Profile mit $l = 1$, daß $f_{\text{Verlust}} \simeq 0.8 \%$, und für realistische, d.h. schmalere Profile sind die prompten Verluste der α -Teilchen noch geringer.

Bei der Herleitung von Gl. 3.5 wurde vorausgesetzt, daß die radialen Exkursionen der schnellen Ionen deutlich kleiner sind als die Plasmadimensionen, d.h. diese Näherung gilt nur für die großen Tokamaks mit hohem Plasmastrom. In Tabelle 3.1 sind für die existierenden und geplanten großen Tokamaks die Verlustanteile für die verschiedenen geladenen Fusionsreaktionsprodukte aus den Reaktionen 2.1–2.4 dargestellt. Man erkennt deutlich die Skalierung mit $\sqrt{m E}/Z$, wobei in allen Experimenten für die 14 MeV Protonen aus der D^3He -Reaktion die oben angesprochene Näherung nicht mehr wirklich gut erfüllt ist, so daß diese Zahlen zwar qualitativ einen Eindruck geben, aber quantitativ zu hohe Werte darstellen.

Name	I_p [MA]	R_o [m]	a [m]	δ	${}^3\text{He}$	p	p	α
					0.8 MeV	3.02 MeV	14.7 MeV	3.54 MeV
ITER	21.00	8.10	2.9	1.60	0.14	0.70	3.39	0.82
TFTR	2.50	2.55	0.85	1.00	7.18	35.67	100	41.82
JET	6.00	3.00	1.2	1.80	2.27	11.29	54.97	13.24

Tabelle 3.1: Bruchteil geladener Fusionsreaktionsprodukte (in %) die in verschiedenen großen Tokamaks (Parameter in der linken Hälfte der Tabelle) prompt verloren sind, d.h. das Plasma auf Grund ihrer Trajektorie im Magnetfeld verlassen. Für die 1 MeV Tritonen ergibt sich derselbe Wert wie für die 3 MeV Protonen.

Insbesondere sieht man hier, daß die Reaktionsprodukte aus den beiden DD-Reaktionen (Gl. 2.1 und 2.2) in heutigen Experimenten sehr gut eingeschlossen sind, und sich ihr Einschlußverhalten gut studieren lassen sollte.

Wie sieht der Einschluß der Fusionsreaktionsprodukte nun in kleineren Tokamaks aus? Der erste Garching Divertortokamak, ASDEX, hatte Plasmaströme unter 500 kA, so daß praktisch alle 1 MeV Tritonen und 3 MeV Protonen aus den DD-Reaktionen das Plasma verlassen konnten. Da sie auf ihrem Weg keine Stöße erlitten und somit die ungestörte Energieverteilung behielten, konnten sie genutzt werden, um die Plasmatemperatur [39] oder die Energieverteilung nicht-thermisch erzeugter Fusionsreaktionen [40] zu messen. Ähnliche Untersuchungen mit geringerer Energieauflösung gab es an dem amerikanischen Tokamak PLT [41, 42]. Da bei diesen Experimenten der Larmorradius der Protonen/Tritonen nicht mehr gegen den Plasmaradius vernachlässigt werden konnte,

waren Rechnungen der Gyrationenzentrumsbewegung nicht sinnvoll, sondern es mußten detaillierte Teilchenbahnen gerechnet werden, insbesondere weil auch genaue Einfallsrichtungen in Detektoren wichtig waren.

An TFTR ($I_p = 2\text{--}2.5$ MA) und ASDEX Upgrade ($I_p = 0.6\text{--}1.2$ MA) ist bereits ein hoher Anteil der geladenen Fusionsreaktionsprodukte im Plasma eingeschlossen, aber die Gl. 3.5 ist wegen der erwähnten Näherung nicht verwendbar. Hier muß man die prompten Verluste numerisch berechnen, indem man Trajektorien der Gyrationen berechnet. Insbesondere spielt hier auch die Profilform des Plasmastromes eine wichtige Rolle, wie wir später sehen werden. Wie bereits erwähnt, läßt sich für axialsymmetrische Konfigurationen eine Bewegungsgleichung für das Gyrationenzentrum herleiten, mit der man Trajektorien schnell berechnen kann [33, 34, 43].

Um f_{Verlust} zu berechnen, ist man aber nicht an der kompletten Trajektorie des Gyrationenzentrums interessiert, sondern muß für beliebige Startorte und -richtungen bestimmen, ob das Ion eingeschlossen ist. Dazu reicht es, jeweils den Schnittpunkt der Trajektorie mit der Mittelebene des Plasmas zu berechnen, da dort (wie in den vorhergehenden Abbildungen zu sehen war) der größte Wert der radialen Exkursion erreicht wird [44]. Liegt dieser Punkt näher als r_L vom Plasmarand entfernt, wird dieses Ion als prompt verloren betrachtet. Da in der poloidalen Projektion der Bahn vor allem das Toroidal-feld B_t den Larmorradius bestimmt, ergibt sich hiermit ein (wenn auch relativ geringer) Einfluß von B_t auf den Teilcheneinschluß, welcher ansonsten nur vom Poloidal-feld, d. h. vom Plasmastrom I_p abhängt.

Bei solchen Rechnungen des Einschlußfaktors $f_{\text{Einschluss}} = 1 - f_{\text{Verlust}}$ wird das Magnetfeld \vec{B} durch das zugehörige Vektorpotential A beschrieben, wobei insbesondere dessen toroidale Komponente A_ϕ in die Trajektorie des Gyrationenzentrums eingeht.

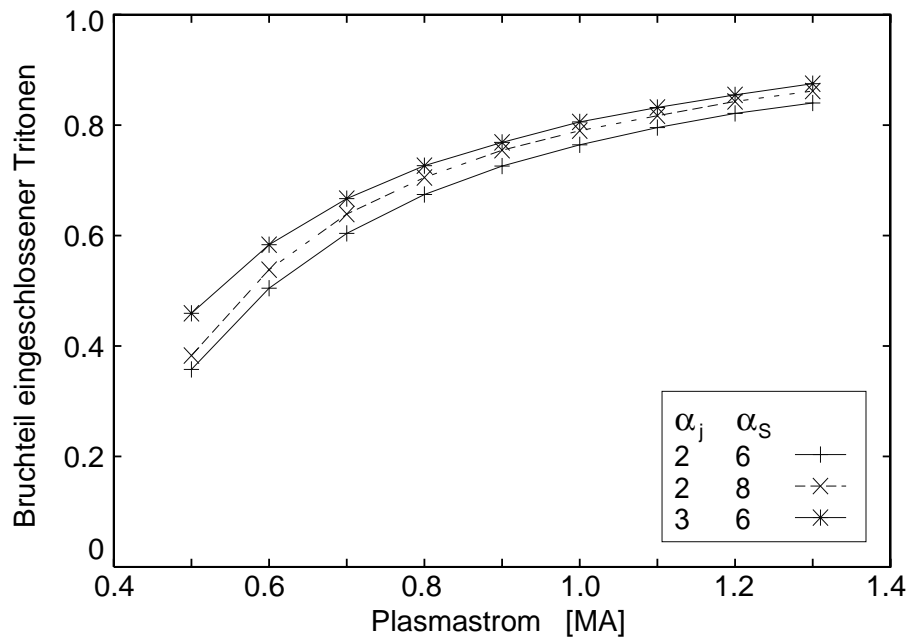


Abbildung 3.5: Bruchteil eingeschlossener Tritonen in ASDEX Upgrade, berechnet mit dem CONFINE-Code [45]. α_j und α_s sind die Profilexponenten für das Stromdichte- und das Tritonenemissionsprofil. Mit spitzeren Profilen steigt der Tritoneneinschluß deutlich an.

Während die meisten publizierten Rechnungen für kreisförmige Plasmaquerschnitte durchgeführt worden sind, muß man den Formalismus für nicht-kreisförmige Querschnitte etwas abändern [45]. Statt des Vektorpotentials benutzt man den poloidalen Fluß $\Psi = RA_\phi$, der als Flußflächengröße von der Plasmaform unabhängig ist. Wenngleich sich die Trajektorien für vertikal elongierte Plasmaquerschnitte geometrisch auch ändern, so hat diese Korrektur praktisch keinen Einfluß auf den Bruchteil der prompten Verluste [45], da sich Plasmaform und Trajektorien in erster Näherung in gleicher Weise ändern.

Abb. 3.5 zeigt nun den Einschlußfaktor $f_{Einschluss}$ der 1 MeV Tritonen an ASDEX Upgrade als Funktion des Plasmastromes I_p . Die Werte wurden mit dem in [45] beschriebenen CONFINE-Code berechnet, wobei das Stromdichteprofil und das Emissionsprofil der Tritonen als modifizierte Parabeln der Form $(1 - \rho^2)^\alpha$ angesetzt wurden. ρ ist wieder der normierte Plasmaradius, $\rho = r/a$. Man erkennt deutlich den Anstieg des Tritoneneinschlusses mit dem Plasmastrom, I_p , aber auch den Einfluß der Profilformen. Je spitzer die Profile sind (d.h. je höher die Parabelexponenten), desto höher ist der Einschlußfaktor, wobei der Effekt bei niedrigem Plasmastrom besonders deutlich ist. Dieser Anstieg von $f_{Einschluss}$ mit den Exponenten ist prinzipiell auch leicht verständlich. Da der Einschluß schneller Teilchen im Plasmazentrum am besten ist, und ein spitzes Emissionsprofil eine Konzentration der Tritonen im Plasmazentrum bedeutet, muß der Einschluß mit steigendem α_S besser werden. Ähnlich bedeutet ein spitzeres Stromdichteprofil vor allem im Plasmazentrum ein höheres Poloidalfeld und damit kleinere Abweichungen der Driftflächen von den Flußflächen, bzw. kleinere Bananenbreiten, und damit einen höheren Anteil eingeschlossener Tritonen.

Wenn man die Stromdichteprofile aus Gleichgewichtsrekonstruktionen für ASDEX Upgrade in solche modifizierten Parabeln umsetzt (durch Vergleich der Halbwertsbreiten), erhält man Stromdichte-Profilexponenten α_j im Bereich 2-3. Da bislang diese Rekonstruktionen nur auf externen Magnetfeldmessungen beruhen, sind die berechneten Stromdichteprofile allerdings nicht sehr genau. Mit flachen Dichteprofilen ($\alpha_n \approx 0.5$), parabolischen Temperaturprofilen ($\alpha_T \approx 2$) und $\langle \sigma v \rangle \propto T^3$ erhält man für den Parabelexponenten des Emissionsprofils $\alpha_S \approx 6 - 7$. Wir werden im Folgenden für ASDEX Upgrade $\alpha_j = 2$ und $\alpha_S \sim 6$ ansetzen.

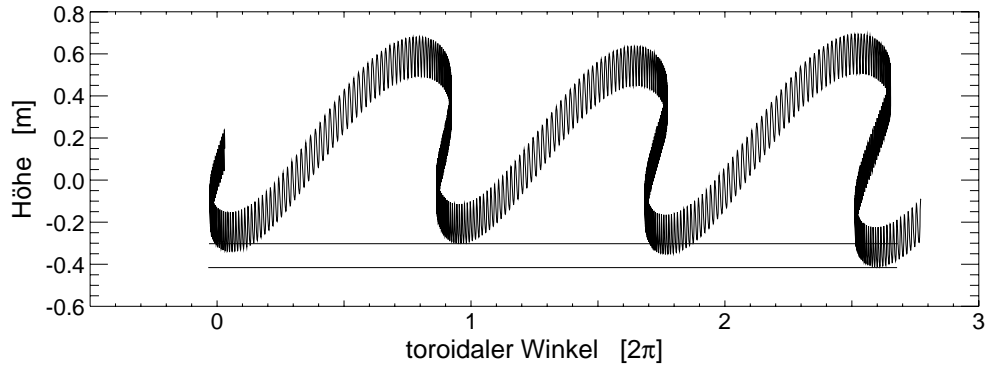
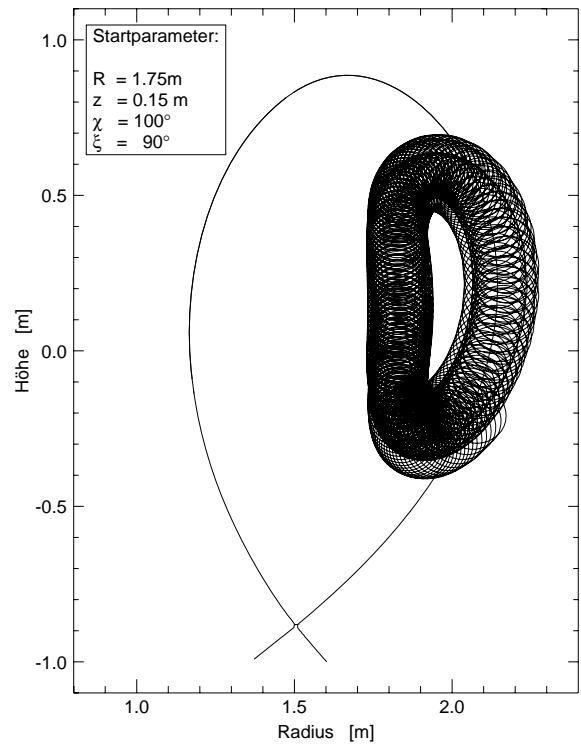
3.1.3 Ripple-Verluste

Allerdings ist der eben beschriebene Mechanismus der prompten Verluste, der in großen Tokamaks praktisch keine Rolle mehr spielt, nicht der einzige Verlustmechanismus [47]. Zum einen ergeben sich Verluste aus der Wechselwirkung mit magnetohydrodynamischen Instabilitäten, was in Kap. 4.1 diskutiert wird, zum anderen ergeben sich aus Unregelmäßigkeiten des Magnetfeldes erhöhte Teilchenverluste:

Auch Tokamaks sind in der Praxis nicht ideal axisymmetrisch. Wegen der diskreten Toroidalfeldspulen ergibt sich ein gewisse "Welligkeit" (Ripple) des Toroidalfeldes, deren Amplitude im Außenbereich des Plasmas im Bereich von 1 % liegen kann. Dies führt dazu, daß außer der $1/R$ -Variation des Toroidalfeldes entlang der Driftbahnen eine weitere Modulation auftritt, deren Periode dem Abstand der Toroidalfeldspulen entspricht. Diese lokalen Minima bezeichnet man als magnetische Mulden.

Der Ripple wirkt im Wesentlichen durch zwei Effekte auf den Einschluß schneller Io-

Abbildung 3.6: Poloidale Projektion der Bahn eines 3 MeV Protons in ASDEX Upgrade. Die Parameter sind identisch zu Abb. 3.3, aber das Toroidalfeld hat einen Ripple von 1 % am Plasmarand [46]. Die durch den Ripple bedingte statistische Bewegung der Umkehrpunkte und die Auswirkung auf die gesamte Trajektorie ist sowohl in der poloidalen Projektion der Teilchenbahn (links), wie auch in ihrer toroidale Abwicklung (unten) erkennbar. Der Höhenversatz bei den hier gerechneten Zyklen beträgt etwa 12 cm.



nen [48, 49]:

- Bestimmte Bananenteilchen (mit besonders großem Steigungswinkel) können in der magnetischen Mulde zwischen zwei benachbarten Toroidalfeldspulen gefangen sein, d.h. ihre poloidale und toroidale Bewegung ist gegenüber der in Abb. 3.2 stark eingeschränkt. Solche “Ripple-gefangenen” Teilchen bewegen sich nur in der oberen bzw. unteren Plasmahälfte. Damit können Krümmungs- und Gradientendrift sich nicht mehr in den beiden Plasmahälften aufheben, und die Teilchen driften schnell vertikal aus dem Plasma [34].

Wegen der poloidalen Variation des Magnetfeldes auf einer Flußfläche existieren magnetische Mulden allgemein nur nahe der Mittelebene des Plasmas, und bei großem Radius R auch weiter davon entfernt [48, 50].

- Diffusive Ripple-Verluste entstehen dadurch, daß die Umkehrpunkte der Bananenbahn, bezogen auf die Rippleperiode, statistisch wandern. Dadurch ändern sich auch die poloidale Position der Umkehrpunkte und die radiale Exkursion der Banane statistisch, wie Abb. 3.6 zeigt. Im Sinne einer “random walk” Bewegung führt

dies wegen der zum Plasmarand hin abfallenden Teilchendichte zu einem diffusiven Transport aus dem Plasma heraus. An jedem radialen Ort gibt es innen (d.h. bei kleinerem Radius r) mehr Teilchen, die statistisch nach außen versetzt werden, als es außen (d.h. bei größerem Radius) Teilchen gibt, die nach innen versetzt werden. Dadurch ist der Nettofluß proportional zum Gradienten der Dichte.

Überschreitet der Ripple am Plasmarand einen kritischen Wert, so kann diese Bewegung der Umkehrpunkte stochastisch werden, und so zu stark erhöhten Verlusten führen, wie Goldston und Mitarbeiter gezeigt haben [51].

In den letzten Jahren sind einige numerische Codes entwickelt worden die alle mit dem Ripple verbundenen Transportprozesse beinhalten, um den Einfluß des Feldripples auf die Teilchenverluste im Detail zu studieren [52], vor allem im Hinblick auf das Design von ITER [50].

Der ITER Entwurf hat durch den Aufbau der Toroidalfeldspulen einen maximalen Ripple am Plasmarand von 1.8 %. Für Standardszenarien in ITER (mit $I_p = 21$ MA) sind die mit diesem Ripple verbundenen Verluste an α -Teilchen (1-2 %) kein Problem, aber in sogenannten optimierten Szenarien, wo das q -Profil nahe des Plasmazentrums invertiert ist, und der Plasmastrom nur 12 MA beträgt, sind die Ripple-Verluste mit 16-19 % viel zu hoch. Das Problem ist dabei nicht nur der Leistungsverlust für das Plasma, sondern die oben angesprochene Tatsache, daß diese Teilchenverluste auf der Wand sehr lokalisiert auftreten. Im ITER Entwurf wurde der Feldripple nun durch den Einsatz von ferromagnetischen Einsätzen in der Wand auf 0.7 % verringert, was die Verluste in den beiden Szenarien auf unter 0.5 % bzw. 1.5 % senkt.

3.1.4 Verluste schneller Ionen und geladener Fusionsprodukte

Komplementär zum in Abb. 3.5 dargestellten Einschlußfaktor hängt der Anteil verlorener Ionen, $f_{Verlust}$, ebenfalls stark vom Plasmastrom ab. Am Tokamak TFTR wurden umfangreiche Untersuchungen der verlorengehenden schnellen Deuteronen und Fusionstritonen durchgeführt (siehe Ref. 53 und Zitate darin). Mehrere, poloidal verteilte Szintillationsdetektoren konnten winkelaufgelöst die schnellen Ionen, die die Wand des Vakuumgefäßes treffen, detektieren, und erlaubten es, so die Teilchenverluste unter verschiedenen Plasmabedingungen zu studieren. Für ruhige, MHD-stabile Plasmen sanken die gemessenen Verluste mit I_p und waren über den weiten Bereich von 0.6-2.0 MA konsistent mit den berechneten prompten Verlusten [54].

Auch die Verluste schneller Ionen durch den Feldripple sind theoretisch gut verstanden [48], und an verschiedenen Experimenten untersucht worden. Insbesondere die stochastischen Ripple-Verluste konnten an TFTR nachgewiesen und untersucht werden [55, 56].

Diese Untersuchungen zeigen, daß die prompten und die durch den Feldripple erzeugten Teilchenverluste gut verstanden sind, und die Vorstellungen auch quantitativ korrekt sind. Demnach sind also für einen Fusionsreaktor mit hohem Plasmastrom die α -Teilchenverluste so gering, daß sie in der Leistungsbilanz vernachlässigt werden können, aber die Verluste können insofern ein Problem darstellen, daß sie sehr lokalisiert auf der Wand auftreten, und dort zu Zerstörungen führen können. Nach dem oben Gesagten, gehen vor allem Bananenteilchen (d.h. Teilchen mit hohem Steigungswinkel χ) aus dem

äußeren Plasmabereich (d.h. bei $R \lesssim R_0 + a$) verloren. Die “Abbildung” der schnellen Ionen im Tokamak-Magnetfeld vom Geburtsort im Plasma auf die Wand des Vakuumpfäßes führt dazu, daß diese Teilchen, die also mit ähnlichen Bahnparametern starten, auch in einem relativ eng begrenzten Bereich auf der Wand des Vakuumpfäßes auftreffen. Da Bananenbahnen den größten Radius in der Mittelebene erreichen, ist die Dichte auftreffender Teilchen in einem horizontalen Band um die Mittelebene herum besonders hoch. Insbesondere zwischen den Toroidalfeldspulen ist die Wand des Vakuumpfäßes besonders stark gefährdet und wird durch besondere Armierungen geschützt werden müssen.

3.2 Abbremsung schneller Ionen im Plasma

Schnelle Ionen werden im Plasma durch Coulomb-Stöße mit den Elektronen und Ionen abgebremst, womit sie das Plasma aufheizen. Dies ist zum einen die Grundlage der Plasmaheizung mit Neutralteilchenstrahlen, aber zum anderen – und dies interessiert uns hier vor allem – ist die Plasmaheizung durch α -Teilchen aus der DT-Reaktion ein wesentlicher Bestandteil des Reaktorkonzeptes. Die Theorie zur Beschreibung der Energieabgabe ist in Ref. 57 sehr ausführlich beschrieben worden, hier werden nur die wesentlichen Punkte skizziert, die zum Verständnis der später diskutierten Experimente benötigt werden [58]. Der Energieverlust schneller Ionen in einem Plasma läßt sich darstellen als

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{\alpha}{\sqrt{E}} - \beta E. \quad (3.6)$$

Die Koeffizienten sind gegeben als

$$\alpha = 1.81 \cdot 10^{-13} \ln \Lambda_{ii} \sqrt{AZ^2} \sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j} \quad (3.7)$$

$$\beta = 3.18 \cdot 10^{-15} \ln \Lambda_{ie} \frac{Z^2}{A} \frac{n_e}{T_e^{3/2}}, \quad (3.8)$$

wenn n_e die Elektronendichte und n_j die Ionendichte (jeweils in m^{-3}) sind, E die Energie der betrachteten Ionen, T_e die Elektronentemperatur (jeweils in eV). A , A_j und Z , Z_j sind die Massen- und Kernladungszahlen der Testteilchen und der Plasmateilchen. Mit dem Index j sind Deuteriumionen wie auch Ionen von Verunreinigungen gekennzeichnet. Den sogenannten Coulomb-Logarithmus erhält man näherungsweise, je nach Kollisionspartnern (Energieverlust an Elektronen Λ_{ie} und an Ionen Λ_{ii}) nach [59]) aus

$$\ln \Lambda_{ie} = 32.1 - \ln \left(\frac{\sqrt{n_e}}{T_e} \right) \quad (3.9)$$

$$\ln \Lambda_{ii} = \ln \Lambda_{ie} + 9.03 - \frac{\ln T_e}{2}. \quad (3.10)$$

Der erste Term in Gleichung 3.6 beschreibt den Energieverlust durch Wechselwirkung mit den Ionen und hat offensichtlich für sehr hohe Energien keinen Einfluß. Das heißt, die schnellen Ionen verlieren zunächst nur durch Wechselwirkung mit den Elektronen (zweiter Term in Gleichung 3.6) an Energie. Erst bei niedrigeren Teilchengeschwindigkeiten

kommt der Verlust an die Ionen zum Tragen. Die sogenannte kritische Energie E_{krit} ist definiert durch den Übergang der beiden Regime, d.h. bei E_{krit} sind die Energieverluste an Elektronen und an Ionen gleich groß.

$$E_{krit} = \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{2/3} = 14.8A \left[\sum_j \frac{n_j Z_j^2}{A_j} \right]^{2/3} \frac{T_e}{n_e^{2/3}}. \quad (3.11)$$

Die Abbremszeit, bis ein schnelles Ion mit der Anfangsenergie E_0 im Plasma thermalisiert ist, berechnet sich zu

$$\tau_s = \int_{E_0}^{T_i} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle^{-1} dE = \frac{2}{3\beta} \ln \left(\frac{1 + (E_0/E_{krit})^{3/2}}{1 + (T_i/E_{krit})^{3/2}} \right) \simeq \frac{2}{3\beta} \ln \left(1 + \left(\frac{E_0}{E_{krit}} \right)^{3/2} \right), \quad (3.12)$$

wenn T_i die Ionentemperatur des Plasmas ist.

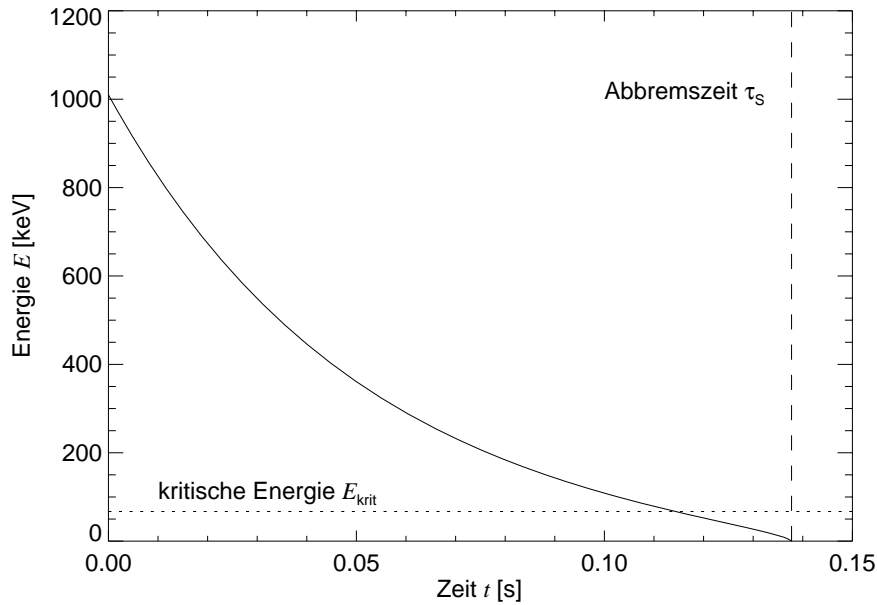


Abbildung 3.7: Verlauf der Energie eines 1 MeV Tritons in einem Deuteriumplasma der Dichte $n_e = 1.0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und Elektronentemperatur $T_e = 2 \text{ keV}$. Die kritische Energie beträgt $E_{krit} = 67 \text{ keV}$ und nach der Zeit $\tau_s = 138 \text{ ms}$ sind die Tritonen thermalisiert.

Die Differentialgleichung 3.6 kann durch eine einfache Integration gelöst werden und ergibt die zeitliche Entwicklung der Teilchenenergie, wenn ein schnelles Ion mit der Energie E_0 im Plasma startet:

$$E(t) = \left[e^{-\frac{3}{2}\beta t} \left(E_0^{3/2} + E_{krit}^{3/2} \right) - E_{krit}^{3/2} \right]^{2/3}. \quad (3.13)$$

In Abbildung 3.7 ist dies für 1 MeV Tritonen in einem typischen ASDEX Upgrade Deuteriumplasma aufgetragen. Über den größten Teil der Abbremsung geben die Tritonen ihre Energie an die Elektronen ab, was an dem langen exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\tau_{Spitzer}}{2} = 3.14 \cdot 10^{14} \frac{A T_e^{3/2}}{Z^2 n_e \ln \Lambda_{ie}} \quad (3.14)$$

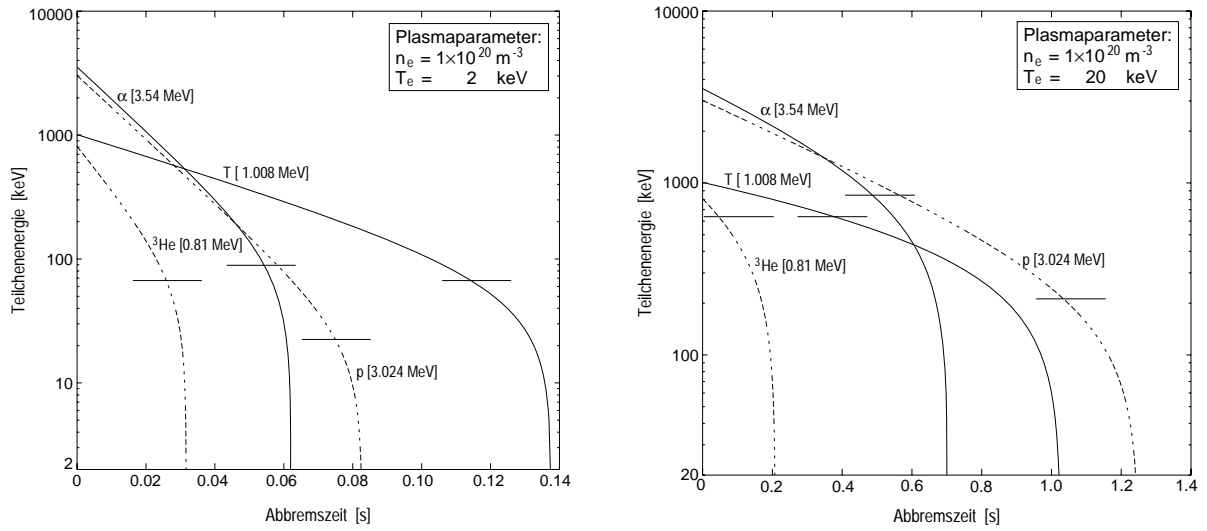


Abbildung 3.8: Zeitlicher Verlauf der Energie der geladenen Fusionsreaktionsprodukte aus den DD- und DT-Reaktionen für ein reines Deuterium-Plasma mit $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und $T_e = 2 \text{ keV}$ (links), bzw. $T_e = 20 \text{ keV}$ (rechts). Die horizontalen Striche geben jeweils die kritische Energie, E_{krit} , an.

bis zur Energie E_{krit} zu erkennen ist. Dabei ist $\tau_{Spitzer}$ die von L. Spitzer eingeführte “slowing down”-Zeit für die Ion-Elektron-Wechselwirkung [60]. Von E_{krit} bis auf thermische Energien ist die Energieabgabe schneller, und die Ionen geben in der Zeit $(\tau_{Spitzer}/3) \ln 2 = 0.23 \tau_{Spitzer}$ ihre Restenergie an die Plasmaionen ab.

In Abb. 3.8 ist für alle Fusionsreaktionsprodukte aus den DD-Reaktionen und die α -Teilchen dieser Abbremsvorgang dargestellt, links für typische Bedingungen in ASDEX Upgrade ($T_e = 2 \text{ keV}$), rechts für hohe Temperaturen, wie sie in ITER zu erwarten sind. Die Elektronendichte ist in beiden Experimenten sehr ähnlich, deshalb wurde für beide Fälle $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ angesetzt. In der logarithmischen Darstellung erkennt man gut den zunächst exponentiellen Abfall der Energie bis in die Nähe von E_{krit} , und dann die sehr rasche Abbremsung an den Ionen. Die 3 MeV Protonen und die 3.54 MeV α -Teilchen haben fast identische Abbremsraten (Abb. 3.8, links), aber wegen der niedrigeren kritischen Energie für das Proton hat dieses letztlich doch eine längere Abbremszeit.

Das 1 MeV Triton hat wegen der hohen Masse (bei kleiner Ladung) nach Gleichung 3.14 die größte Zeitkonstante, aber bei hohen Temperaturen (Abb. 3.8, rechts) liegt E_{krit} so nah an der Startenergie E_0 , daß die Abbremsung schneller erfolgt als für die 3 MeV Protonen. In allen Fällen ist es aber so, daß die Abbremszeiten der 1 MeV Tritonen deutlich länger sind als die der α -Teilchen.

3.3 Sekundäre Reaktionen und Burnup

Die Thermalisierung der α -Teilchen aus der DT-Reaktion konnte erst in den letzten Jahren in Deuterium-Tritium Plasmen untersucht werden. Deshalb gab es vorher viele Untersuchungen an anderen schnellen Ionen, um die oben beschriebenen Theorien zur Thermalisierung schneller Ionen bereits experimentell zu verifizieren. Dazu kann man die durch Neutralteilchen-Injektion im Plasma erzeugten schnellen Ionen mit Energien

im Bereich 50–100 keV benutzen, die man entweder nach Ladungsaustausch als Neutralteilchen außerhalb des Plasmas messen kann (siehe [32] und Referenzen darin), oder man benutzt im Fall von Deuterium-Injektion die durch DD-Reaktionen erzeugten Neutronen. Der Abfall der Neutronenrate nach kurzen Injektionspulsen spiegelt den Verlauf der Energie der injizierten Teilchen während der Abbremsung wider [32, 61]. Auch durch Hochfrequenz-Heizung von Plasmen können schnelle Ionen erzeugt werden, allerdings ist deren Energie und Geschwindigkeitsverteilung nicht bekannt, so daß sie für solche Untersuchungen nicht geeignet sind.

Die Ionen aus der Neutralteilchen-Injektion haben bei einer Injektionsenergie im Bereich 45 keV (ASDEX) bis 100 keV (TFTR) deutlich kürzere Abbremszeiten als die 3.54 MeV α -Teilchen und liefern somit keine definitiven Aussagen über die bei der α -Teilchenabbremsung relevante (d.h. lange) Zeitskala. Wie in Abb. 3.8 zu sehen ist, ist die Abbremszeit der 1 MeV Tritonen aber immer deutlich länger als die der α -Teilchen, so daß die Untersuchung dieser Tritonen Aussagen auf der richtigen Zeitskala erlaubt. Mehr noch, da die Abbremszeit der Tritonen sogar länger sein kann als die der α -Teilchen, stellen sie sogar ein "überempfindliches" Meßinstrument für den Burnup dar.

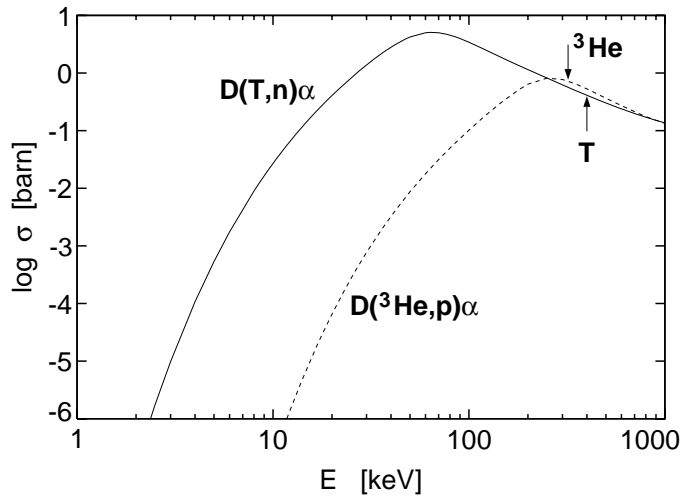


Abbildung 3.9: Fusionsreaktionsquerschnitte für die Sekundärreaktionen der 1 MeV Tritonen und 0.8 MeV 3He -Ionen als Funktion der Teilchenenergie im Schwerpunktsystem. Die Pfeile zeigen die Schwerpunktsenergie bei Erzeugung der primären Fusionsreaktionsprodukte (d.h. zu Beginn des Abbremsvorganges) an.

Das Verhalten der 1 MeV Tritonen läßt sich in Deuteriumplasmen nun besonders gut durch die Sekundärreaktion $T(d, \alpha)n$ untersuchen, wenn man die hierbei entstehenden 14 MeV -Neutronen diagnostiziert (siehe Abb. 3.9). Die Tritonen starten mit einer Schwerpunktsenergie von 400 keV , d.h. jenseits des Maximums im Reaktionsquerschnitt bei 67 keV . Während sie durch Coulomb-Stöße, wie oben beschrieben, ihre Energie an das Plasma abgeben, machen sie mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch sekundäre Fusionsreaktionen, wobei diese Wahrscheinlichkeit wegen der Form des Reaktionsquerschnittes mit sinkender Tritonenenergie ansteigt. Hauptsächlich entstehen die sekundären Reaktionen also durch die Tritonen, die lange genug eingeschlossen sind und bis auf ca. 67 keV Schwerpunktsenergie abgebremst werden. Dieser komplexe, als Tritium-Burnup bezeichnete, Vorgang wurde bereits Anfang der '80er Jahre in relativ kleinen Tokamaks wie PLT und PDX in Princeton [62, 63] und FT in Frascati [64] untersucht, auch wenn dort der Einschlußfaktor der Tritonen noch klein und die Wahrscheinlichkeit sekundärer Reaktionen wegen der niedrigen Plasmatemperatur gering waren. Umfangreiche Burnup-Untersuchungen gab es dann an den großen Tokamaks TFTR [65–68], JET [69], JT-60U [70, 71] und ASDEX Upgrade [45, 72, 73].

Genau derselbe physikalische Effekt tritt auch für die $0.8 \text{ MeV } ^3\text{He}$ -Ionen aus der $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion auf, die durch die $^3\text{He}(d,p)\text{T}$ Reaktion 14 MeV Protonen erzeugen können [66, 74]. Allerdings haben die ^3He -Ionen von Anfang an eine Energie in der Nähe der Resonanz, so daß die Abbremszeit bis zum Auftreten von Sekundärreaktionen nur sehr kurz ist. Außerdem ist die Diagnostik der 14 MeV -Protonen deutlich schwieriger, da sie innerhalb des Vakuumgefäßes nachgewiesen werden müssen und wegen der gekrümmten Teilchenbahnen eine kompliziertere Nachweisgeometrie haben.

Abbildung 3.10: Tritium-Burnup in TFTR, gemessen mit dem Zeitverlauf der 2.5 MeV und der 14 MeV -Neutronen. Der graue Balken zeigt den aus den Plasmaparametern erwarteten Verlauf der sekundären Neutronen. Die Abb. stammt aus Ref. 75

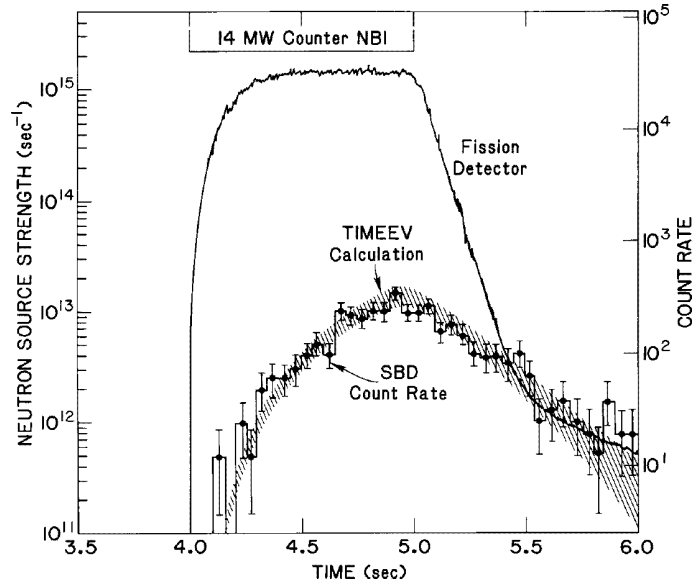


Abb. 3.10 zeigt als Beispiel eine Messung des Tritonen-Burnup [75]. Die mit einer Spaltkammer (fission detector) gemessene Rate der 2.5 MeV Neutronen gibt (wegen des praktisch gleichen Reaktionsquerschnittes der beiden DD-Reaktionen) auch die Quellrate der Tritonen an. Die Rate der 14 MeV -Neutronen, gemessen mit einer Sperrschichtdiode (SBD) ist wegen der notwendigen Abbremsung der Tritonen demgegenüber zunächst verzögert, fällt nach Abschalten der Plasmaheizung (NBI) bei 5.0 s aber auch deutlich langsamer ab als die 2.5 MeV Neutronenrate. Im Maximum beträgt die 14 MeV -Neutronenrate etwa 1% der 2.5 MeV Neutronen, was ein typischer Wert für den Tritonen-Burnup ist.

Quantifizieren lässt sich das Einschlussverhalten der Tritonen auf zwei verschiedene Arten:

- Das Verhältnis der totalen, zeitintegrierten Ausbeuten von 14 MeV -Neutronen und 2.5 MeV -Neutronen¹, als Burnupfaktor f_{burnup} bezeichnet, gibt ein quantitatives Maß für den Bruchteil der Tritonen an, die sekundäre Fusionsreaktionen machen. Da die Zahl der hochenergetischen Neutronen nur ein geringer Bruchteil der gesamten Neutronenzahl ist, muß man Nachweisreaktionen mit einer Schwellenergie verwenden, um sie vor dem viel höheren Untergrund von 2.5 MeV Neutronen zu detektieren. Für solche zeitintegrierten Messungen bietet sich die Neutronenaktivierung als Meßmethode an. Dies wird im Abschnitt 3.3.1 weiter diskutiert.

¹Die Ausbeute der 2.5 MeV -Neutronen entspricht, wie oben erwähnt, in guter Näherung der Tritonenausbeute

Reaktion	Isotopen-Häufigkeit [%]	Neutronen-energieschwelle [MeV]	Halbwertszeit	γ -Energie [MeV]
$^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$	95.7	0.3	4.49 Std.	0.34
$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	68.3	0.6	70.8 Tage	0.81
$^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$	92.2	3.9	2.24 Min.	1.78
$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$	69.2	11.5	9.73 Min.	0.511
$^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$	30.8	10.5	12.7 Std.	0.511
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$	69.2	–	12.7 Std.	0.511
$^{58}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$	68.3	12.6	36.0 Std.	1.38

Tabelle 3.2: Häufig verwendete Reaktionen für die Neutronenaktivierung an Fusionsexperimenten. Die ersten zwei Reaktionen messen alle, d.h. vor allem die 2.5 MeV Neutronen, während alle anderen wegen der erforderlichen hohen Neutronenenergie nur auf 14 MeV-Neutronen empfindlich sind. Die letzten zwei der Cu-Reaktionen sind unerwünschte Konkurrenzreaktionen, die ebenfalls 511 keV Gammas erzeugen und damit die Auswertung der ersten Cu-Reaktion erschweren. Nur durch eine Mehrfachmessung der Probenaktivierung lassen sie sich korrigieren. Die Reaktion in Si ist wegen der kurzen Halbwertszeit besonders attraktiv, aber der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist so niedrig, daß sie nur bei besonders hohen Neutronenraten eingesetzt werden kann [79].

- Zeitaufgelöste Messungen wie in Abb. 3.10 geben zusätzliche Informationen über das Verhalten der Tritonen, insbesondere bei schnellen Prozessen im Plasma, die bei der zeitintegrierenden Messung nicht zum Tragen kommen. Durch den Zeitverzug infolge der Abbremsung und mögliche Variationen der Plasmaparameter in dieser Zeit, ist allerdings das Zeitverhalten der 14 MeV-Neutronenrate nicht trivial interpretierbar. Vielmehr muß man aus den gemessenen Plasmaparametern und der klassisch erwarteten Energieentwicklung der Tritonen die zu erwartende 14 MeV-Neutronenrate berechnen und mit dem gemessenen Signal vergleichen. Burnup-Rechnungen und zeitaufgelöste Messungen werden im Abschnitt 3.3.2 diskutiert.

3.3.1 Zeitintegrierte Burnup-Messungen

Eine bereits vom Prinzip her zeitintegrierende Messmethode für Neutronen, die auch eine leichte Unterscheidung der 2.5 MeV und 14 MeV-Neutronen erlaubt, ist die Neutronenaktivierung, wobei kleine Proben aus hochreinen Materialien mit einem pneumatischen Transfersystem nahe an das Plasma gebracht werden, während einer Plasmaentladung im Neutronenfeld exponiert werden, anschließend zurücktransferiert und im Labor auf ihre Aktivität untersucht werden [76–78].

Die in der Fusionsforschung üblicherweise verwendeten Materialien und Reaktionen sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Da einige Reaktionen hohe Schwellwerte der Neutronenenergie haben, erlaubt diese Messung eine einfache Diskriminierung der 2.5 MeV und 14 MeV-Neutronen. Die Aktivierung der Materialproben kann mit einem hochauflösenden γ -Spektrometer sehr einfach gemessen werden, und mit Eichquellen lässt sich diese Messung

auch gut kalibrieren.

Allerdings braucht man zur Absolutmessung der Neutronenausbeute aus dem Plasma noch eine Beziehung zwischen Neutronenausbeute und Probenaktivität. Da Neutronenquellen nicht stark genug sind, um diesen Faktor experimentell zu bestimmen, kann man ihn nur aus der Modellierung des Neutronentransportes berechnen.

Dazu wird in einem, gegenüber dem realen Fusionsexperiment vereinfachten, Geometriemodell der Neutronentransport mit Monte-Carlo Methoden berechnet. Im allgemeinen wird hierfür der in Los Alamos entwickelte “Monte-Carlo Neutral Particle Code” (MCNP, [80]) verwendet. Diese Rechnungen liefern dann für einen definierten Ort genau das Spektrum der Neutronen und ihre Flußdichte für eine gegebene Neutronenrate. Mit den Aktivierungsquerschnitten für die Probenmaterialien erhält man die gesuchte Relation zwischen Aktivierung und Neutronenausbeute. Besonderer Sorgfalt bedarf es bei diesen Berechnungen bei der Modellierung der räumlich ausgedehnten Neutronenquelle und vor allem beim Geometriemodell, d.h. bei der Vereinfachung der realen Geometrie, wo man einen Kompromiß suchen muß zwischen realistischen, aber in der numerischen Rechnung zu zeitaufwendigen Modellen und gut zu rechnenden, aber zu groben Modellen. Insbesondere muß das Geometriemodell der Fragestellung angepaßt sein. Bei der Berechnung des Eichfaktors für Aktivierungsmessungen muß natürlich insbesondere die Umgebung der Aktivierungsproben (inklusive des Transportrohres) möglichst genau modelliert werden.

Solche Neutronentransportrechnungen dienen aber auch zur Berechnung der Aktivierung von Fusionsexperimenten, der Hallenluft und der umgebenden Strukturen [81, 82]. Bei diesen, mehr strahlenschutztechnisch ausgerichteten, Modellierungen sind im Allgemeinen weniger Details der Geometrie notwendig.

Abb. 3.11 zeigt links einen Teil des poloidalen Querschnittes von ASDEX Upgrade, und rechts den entsprechenden Ausschnitt eines poloidalen Schnittes durch das MCNP Geometriemodell [73], wie es für die Neutronentransportrechnungen zur Aktivierungsmessung verwandt wurde.

Bei Neutronentransportrechnungen für die Aktivierungsmessungen an ASDEX Upgrade hat sich aber auch herausgestellt, daß es im Tokamak besonders günstige Ort für die Exponierung von Aktivierungsproben gibt, nämlich nahe der Innenwand, wo die Umgebung der Probe durch die dort eng beieinanderliegenden und damit sehr homogen wirkenden Toroidalfeldspulen sehr gut zu modellieren ist [83]. Dieser Ort wurde auch für die Aktivierungsmessungen an ASDEX Upgrade gewählt [73], wie in Abb 3.11 rechts zu sehen ist. Die Aktivierungsproben werden (in Polyäthylenkapseln) mit einem pneumatischen Transfersystem zwischen dem Meßlabor und der Bestrahlungsposition in ASDEX Upgrade transportiert.

Da Aktivierungsmessungen genau einen Datenpunkt pro Plasmaentladung liefern, ist es sinnvoll, den Burnupfaktor f_{burnup} (das Verhältnis der Ausbeuten von 14 MeV- und 2.5 MeV-Neutronen) mit globalen Plasmaparametern zu skalieren:

Nach dem vorher Gesagten erwartet man prinzipiell, daß f_{burnup} proportional ist zu $f_{Einschluss}$, zu der für Fusionsreaktionen zur Verfügung stehenden Zeit, also zu τ_s , und natürlich zur Deuteriumdichte (der Targetdichte), n_D . Drückt man τ_s mit Gl. 3.12 aus, und n_D analog zu Gl. 2.32 als Bruchteil der Elektronendichte, so fällt n_e heraus, und man erhält als klassische Burnup-Skalierung:

$$f_{burnup} \propto f_{Einschluss} \cdot T_e^{3/2} \frac{Z - Z_{eff}}{Z - 1} \cdot \frac{\ln(1 + (E_0/E_{krit})^{3/2})}{\ln \Lambda_{ie}}. \quad (3.15)$$

Oftmals werden die Burnupfaktoren in der Literatur mit einer $T_e^{3/2}$ -Skalierung verglichen, aber dabei bleibt unberücksichtigt, daß E_{krit} ebenfalls von T_e abhängt. Korrekterweise erhält man für einen Ansatz der Form $\tau_s \propto T_e^{\alpha_\tau}$ für die Temperaturabhängigkeit von τ_s den Exponenten α_τ aus der logarithmischen Ableitung:

$$\alpha_\tau = \frac{\partial \ln \tau_s}{\partial \ln T_e}. \quad (3.16)$$

Referenz 59 gibt eine einfache analytische Formel für α_τ an:

$$\alpha_{\tau, \text{BATISTONI}} = \frac{3/2}{1 + \frac{\alpha}{\beta E_0^{3/2}}}, \quad (3.17)$$

die etwas niedrigere Exponenten für die Temperaturabhängigkeit ergibt. Dabei sind α und β die Koeffizienten aus Gl. 3.7 und Gl. 3.8, und die Temperaturabhängigkeit des Coulomb-Logarithmus wurde vernachlässigt. Diese Formel entsteht aber aus dem einfachen Ansatz [84]

$$\tau_s = \frac{E}{dE/dt}, \quad (3.18)$$

der einen rein exponentiellen Abfall der Zeitentwicklung von $E(t)$ annimmt, und damit nur die Abbremsung an den Elektronen berücksichtigt. Wie wir aber bereits in Abb. 3.8

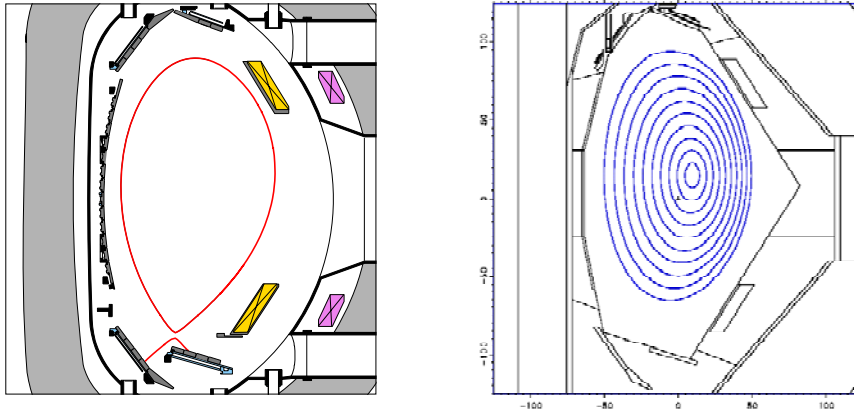
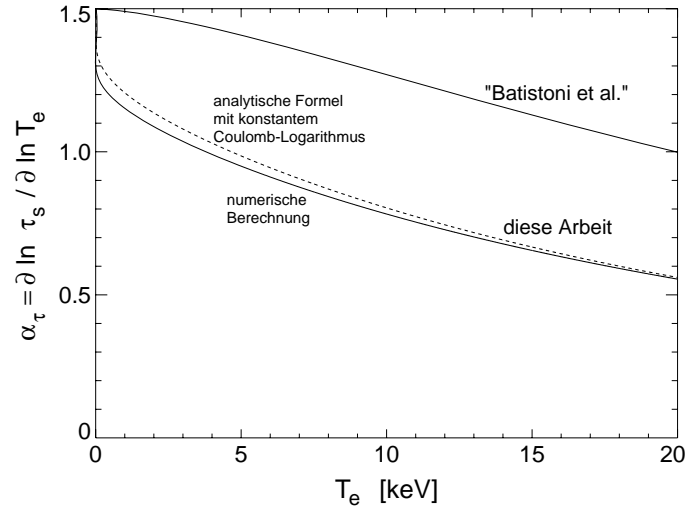


Abbildung 3.11: Poloidaler Querschnitt von ASDEX Upgrade (links) und vom MCNP Geometriemodell (rechts, aus [73]). Links sieht man in Grau Ausschnitte der Toroidal-feldspule, die hinter den horizontalen Ports liegt. Das Plasma ist durch die Separatrix angedeutet. Im Modell sieht man die Flächen, die die verschiedenen Volumina (mit Materie gefüllt) definieren. Hier ist links oberhalb des Plasmas, direkt hinter der inneren Divertorplatte auch die Bestrahlungsposition der Aktivierungsproben sichtbar.

gesehen haben, spielt die Abbremsung an den Ionen schon bei relativ niedriger Elektronentemperatur eine wichtige Rolle und verkürzt die Abbremszeit wesentlich gegenüber dem rein exponentiellen Abfall. Deshalb muß man von der integralen Form der Abbremszeit nach Gl. 3.12 ausgehen, und erhält (aus der genäherten Form) mit Gl. 3.16 die korrekte Formel für α_τ :

$$\alpha_\tau = 3/2 \cdot \left(1 - \frac{1}{\ln\left(1 + \frac{\beta E_0^{3/2}}{\alpha}\right)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\alpha}{\beta E_0^{3/2}}} \right). \quad (3.19)$$

Abbildung 3.12: Exponent der Temperaturskalierung für die Tritonen-Abbremszeit, α_τ als Funktion von T_e . Die obere Kurve zeigt die Näherung aus Ref. 59, die unteren Kurven die vollständige analytische Ableitung (gestrichelt) und den numerisch ermittelten Wert (durchgezogene Linie). Tatsächlich skaliert die Abbremszeit, und damit der Burnupfaktor also wesentlich schwächer mit der Elektronentemperatur, als bislang diskutiert wurde.



In der Herleitung dieser Gleichung wurden ebenfalls die Coulomb-Logarithmen als temperaturunabhängig angenommen, so daß bei Verwendung der Gleichung nicht die vollen Gleichungen 3.9 und 3.10 verwendet werden dürfen, sondern nur konstante Zahlenwerte (z. Bsp. 32.1, respektive 41.13). Der so erhaltene Wert stimmt sehr gut mit dem aus numerischer Differentiation erhaltenen Wert überein², aber die hier gegebene Formel ergibt deutlich niedrigere Werte als die Näherung von Gl. 3.17 aus Ref. 59, wie man in Abb. 3.12 deutlich erkennt. Insgesamt zeigt sich also, daß die Temperaturabhängigkeit des Burnupfaktors deutlich geringer ist als die $T_e^{3/2}$ - bzw. $T_e^{1.1}$ -Abhängigkeit, wie sie bisher in der Literatur diskutiert wurde.

Abb. 3.13 zeigt die aus Aktivierungsmessungen an ASDEX Upgrade gewonnenen Burnupfaktoren als Funktion des Plasmastromes [85]. Man erkennt, daß die obere Einhüllende eine ähnliche Form hat wie $f_{Einschluss}$ in Abb. 3.5. Die Streuung der Aktivierungsdaten ergibt sich durch die Variation der weiteren Plasmamaparameter. Allerdings ist die Variation der Aktivierungsdaten mit I_p deutlich stärker als die berechnete Stromabhängigkeit mit den realistischen Proflexponenten, $\alpha_j = 2$ und $\alpha_S = 6$ (durchgezogene Kurve). Nimmt man ein deutlich flacheres Stromdichteprofil mit $\alpha_j = 1$ an, bei gleichem Emissionsprofil mit $\alpha_S = 6$, wird die berechnete Stromabhängigkeit stärker (gestrichelte Kurve), sie ist aber immer noch schwächer als die Variation der Daten.

²Die Abweichung ergibt sich nur aus der Näherung der konstanten Coulomb-Logarithmen.

Diese Abweichung zwischen f_{burnup} und $f_{Einschluss}$ läßt sich also nicht durch Profilannahmen erklären, sondern ist eine Folge davon, daß die Plasmaparameter selbst vom Plasmastrom abhängen. Nach allen empirischen Einschlußskalierungen hängt die Energieeinschlußzeit und damit die Plasmaenergie (und in ihrer Folge die Temperatur) stark vom Plasmastrom ab [30,31], wodurch f_{burnup} stärker mit I_p variieren muß als $f_{Einschluss}$.

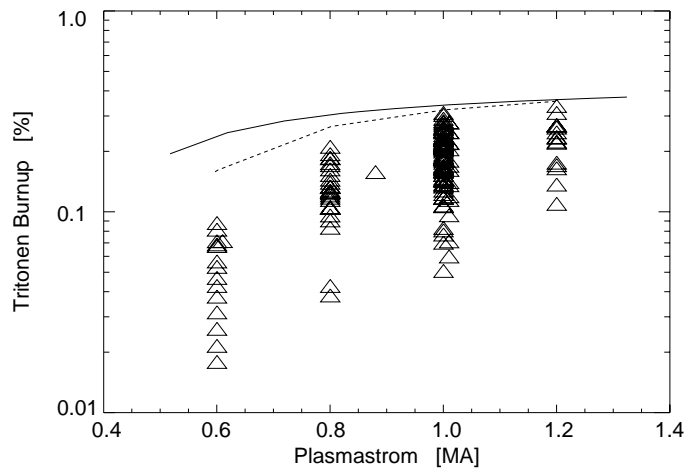


Abbildung 3.13: Tritonen Burnupfaktor f_{burnup} an ASDEX Upgrade aus Messungen mit Aktivierungsproben, als Funktion des Plasmastromes I_p . Die große Variation bei festem Strom ist eine Folge der Variation von T_e und Z_{eff} , aber die obere Einhüllende zeigt klar den Einfluß des Plasmastromes auf den Einschlußfaktor $f_{Einschluss}$. Die mit den Kurven dargestellte, berechnete Stromabhängigkeit nach Abb. 3.5 für die Proflexponenten $[\alpha_j, \alpha_S] = [2,6]$ (durchgezogen) und $[1,6]$ (gestrichelt) ist allerdings wesentlich schwächer.

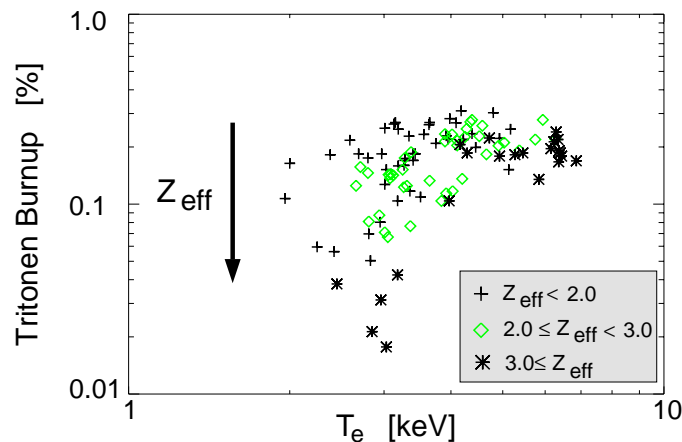
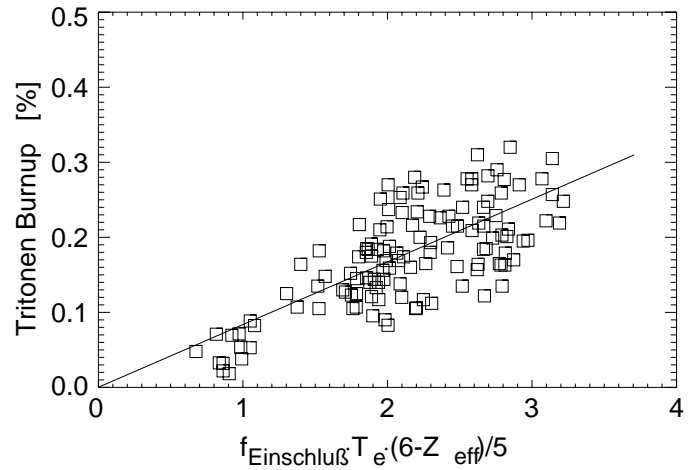


Abbildung 3.14: Tritonen Burnupfaktor f_{burnup} an ASDEX Upgrade als Funktion der zentralen Plasmatemperatur der Elektronen, T_e . Bei der Unterscheidung der Daten in Bereiche von Z_{eff} erkennt man klar das Ansteigen des Burnups mit T_e und, insbesondere bei niedrigen Temperaturen, das erwartete Absinken mit steigendem Z_{eff} .

Die Variation der Aktivierungsdaten mit den weiteren Plasmaparametern ist in Abb. 3.14 dargestellt [85]. Der Burnupfaktor steigt deutlich mit der Elektronentemperatur an, aber eine deutliche Z_{eff} -Abhängigkeit ist dem überlagert, und man erkennt (bei festem T_e) ein deutliches Absinken von f_{burnup} mit steigendem Z_{eff} , wie es nach Gl. 3.15 zu erwarten ist. In Abb. 3.15 ist der experimentell bestimmte Burnupfaktor aufgetragen gegen eine Skalierung ähnlich Gl. 3.15, wobei aber der T_e -Exponent, wie oben diskutiert, reduziert und die Abhängigkeit im Logarithmus ganz vernachlässigt wurde.

Man erkennt, daß die experimentellen Burnupfaktoren recht gut dieser einfachen theoretischen Skalierung folgen. Die Streuung in Abb. 3.15 ist allerdings sehr groß, weil in

Abbildung 3.15: Einfache Skalierung des Tritonen Burnupfaktors f_{burnup} an ASDEX Upgrade mit den globalen, den klassischen Burnup bestimmenden Parametern, wobei die Stromabhängigkeit des Einschlußfaktor $f_{Einschluss}$ als $\sqrt{I_p}$ genähert wurde. Für die Ladung der hauptsächlichlichen Plasma-verunreinigung wurde $Z = 6$ (Kohlenstoff) benutzt.



dem Skalierungsfaktor weder Profileffekte noch zeitliche Variationen während der Plasmaentladung berücksichtigt wurden. Will man mehr solcher Detail berücksichtigen, muß man Burnup-Simulationen durchführen, wie sie im nächsten Abschnitt diskutiert werden. Zum Vergleich mit Aktivierungsrechnungen werden oft stationäre Burnup-Rechnungen durchgeführt, d.h. statt der obigen, einfachen Skalierung wird der Burnupfaktor zu einem festen Zeitpunkt der Entladung berechnet. In diesen Fällen ist aber der gerechnete Wert (wegen der vernachlässigten Zeitabhängigkeit) immer systematisch niedriger als der gemessene [68].

3.3.2 Burnup-Rechnungen und zeitaufgelöste Messungen

Wie man bereits in Abb. 3.10 sieht, haben die Emissionsraten der 2.5 MeV- und der 14 MeV-Neutronen einen unterschiedlichen Zeitverlauf, so daß das Verhältnis der integrierten Raten (d.h. der Ausbeuten) sich unterscheidet vom Verhältnis der instantanen Raten zu einem beliebigen Zeitpunkt, wie man es mit der oben diskutierten Skalierung oder stationären Rechnungen erhält.

Zur Auswertung zeitabhängiger Messungen (aber auch integrierender Aktivierungsmessungen) muß man also den zeitlichen Verlauf der 14 MeV-Neutronenrate (und die Ausbeute in der ganzen Entladung) berechnen.

An den verschiedenen Tokamakexperimenten sind verschiedene Burnup-Codes im Einsatz [59, 74, 86–88], die auch miteinander verglichen wurden [59, 89]. Sie unterscheiden sich in verschiedenen Aspekten:

- Manche Codes berechnen nur einen stationären Burnupfaktor, mit allen oben angesprochenen Problemen. Die zeitabhängigen Codes betrachten den vollen Zeitverlauf der Plasmamparameter.
- Die meisten Codes nehmen an, daß die Tritonen auf der Flußfläche bleiben, auf der sie entstanden sind und mitteln nicht über die räumlich ausgedehnten Driftbahnen mit den damit variierenden Plasmamparametern. Diese Vernachlässigung erzeugt aber nur einen kleinen Fehler, wie in Vergleichen gezeigt wurde [59].
- Die prompten Teilchenverluste werden ebenfalls unterschiedlich behandelt, teilweise mit einer analytischen Formel für $f_{Verlust}$, teilweise mit einer Monte-Carlo

Berechnung der Teilchenbahnen.

- Durch die statistische Natur der Abbremsung durch Stöße mit Elektronen und Ionen ergibt sich ein sogenanntes “Energietragglings”. Gleichzeitig mit 1.08 MeV startende Tritonen haben nach einiger Zeit unterschiedliche Energien, d.h. aus der ursprünglich monoenergetischen Energieverteilung wird eine deutlich verbreiterte Energieverteilung. Dieser Effekt wird besonders wichtig, wenn die Tritonen stark abgebremst sind (d.h. nach Abschalten der Zusatzheizung, wenn keine schnellen Tritonen mehr erzeugt werden), weil dann bereits ein kleiner Anteil schneller Tritonen noch erhebliche Sekundärreaktionen machen kann. Besonders beim Burnup der ^3He -Ionen, deren Abbremszeit erheblich kürzer ist als die der Tritonen (siehe Abb. 3.8), verlängert die Energieverbreiterung die Emission der Sekundärreaktionen deutlich [59, 66].

Für die Untersuchungen an ASDEX Upgrade wurde der zeitabhängige Burnup-Code CONFINE [45] entwickelt, der den Tritoneneinschluß, $f_{Einschluss}$ numerisch (durch Berechnung des Raumwinkelelementes für prompt verlorene Teilchen) berechnet, und annimmt, daß alle Tritonen auf der Flußfläche ihrer Entstehung bleiben. Bislang wird auch hier die angesprochene Energieverbreiterung vernachlässigt.

Die zeitabhängigen Messungen der 14 MeV-Neutronen an ASDEX Upgrade erfolgen mit Si-Sperrschichtdetektoren, die die Reaktionen $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$ und $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$ ausnutzen, um direkt im Detektorvolumen geladene Teilchen zu erzeugen, die dann nachgewiesen werden [75, 90]. Wegen der hohen Energieschwellen für diese Kernreaktionen (3.85 bzw. 2.65 MeV) ist dieses Verfahren ideal geeignet, die 14 MeV-Neutronen auch in einem hohen Untergrund von 2.5 MeV Neutronen nachzuweisen.

Abb 3.16 vergleicht eine zeitabhängige Messung an ASDEX Upgrade mit der CONFINE-Simulation. Die oberen Rahmen zeigen einige Plasmaparameter, im untersten Rahmen sind die 2.5 MeV Neutronenrate (aus Gründen der Optik um den Faktor 10 verringert dargestellt), die mit der Sperrschichtdiode gemessene 14 MeV-Neutronenrate und der modellierte Zeitverlauf dargestellt [45]. Auch hier erkennt man das verzögerte Einsetzen der 14 MeV-Neutronen im Vergleich zur 2.5 MeV-Neutronenrate als Quellfunktion, in Übereinstimmung mit der Burnup-Rechnung. Wegen der im Vergleich zu TFTR deutlich niedrigeren Elektronentemperatur ist die Abbremszeit der Tritonen, und damit diese Verzögerung, in ASDEX Upgrade kleiner als in TFTR, wie der Vergleich mit Abb. 3.10 zeigt. Nach dem Abschalten der Neutralteilcheninjektion bei 3.6 s fällt die 2.5 MeV Neutronenrate sehr schnell ab. Die Ionen starten im Plasma mit nur 60 keV, während in dem ersten Zeitsegment noch ein deutliches Signal von den 14 MeV-Neutronen vorhanden ist. Bei 3.8 s disruptiert die Plasmaentladung, so daß kein weiteres Signal der 14 MeV-Neutronen messbar ist. Bei der Abschaltung eines Teils der Neutralinjektion (bei 3.2 s) fällt auf, daß die gemessene 14 MeV-Neutronenrate langsamer abfällt, als die CONFINE-Modellierung dies vorhersagt. Dies führen wir darauf zurück, daß die Energieverbreiterung während der Abbremsung in CONFINE nicht berücksichtigt ist [45].

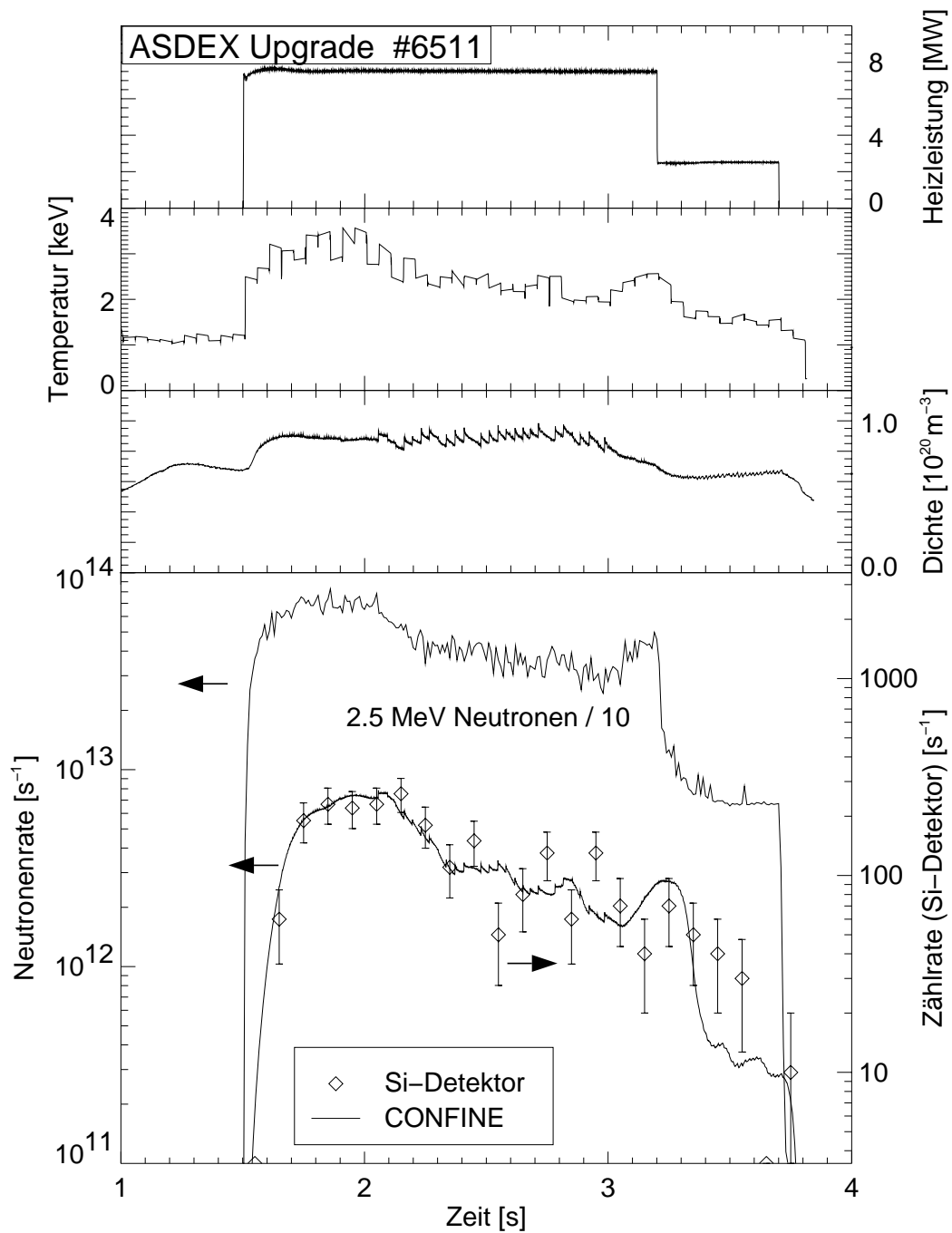


Abbildung 3.16: Zeitabhängige Burnup Messung an ASDEX Upgrade in einer Entladung mit $I_p = 1.0\text{MA}$, $B_t = -2.5\text{T}$, nach Ref. 72. Die oberen Rahmen zeigen den Verlauf wichtiger Plasmaparameter, der unterste Rahmen die 2.5 MeV -Neutronenrate (aus Gründen der Optik um den Faktor 10 verringert dargestellt), die mit der Sperrschichtdiode gemessene 14 MeV -Neutronenrate und den mit CONFINE modellierten Zeitverlauf der 14 MeV -Neutronen. Das Signal der 14 MeV -Neutronen (Skala rechts) wurde auf die CONFINE Modellierung normiert.

3.3.3 Folgerungen aus den Burnup-Messungen in Deuteriumplasmen

Wie in den Abbildungen 3.10 und 3.16 hat man auch in Experimenten an JET [69] in ruhigen Plasmen (d.h. ohne MHD-Instabilitäten) gefunden, daß der zeitliche Verlauf der Sekundärreaktionsrate immer kompatibel mit dem erwarteten, aus den Plasmaparametern berechneten Verlauf ist. Untersuchungen an JT-60U [70] zeigen einen schnelleren Abfall der 14 MeV -Neutronenrate, der damit erklärt werden kann, daß die Tritonen aus dem Plasma heraus diffundieren. Die Messungen sind kompatibel mit einem Diffusionskoeffizienten der Größe $D = 0.1 \pm 0.05\text{ m}^2/\text{s}$. Burnup Untersuchungen an TFTR [91] ergeben ebenfalls $D = 0.1\text{ m}^2/\text{s}$. Diese Werte passen sehr gut zu weiteren Messungen an Fusionsprodukten [32] und zu den für die Plasmaionen bestimmten Teilchendiffusionskoeffizienten, die im Bereich $0.1\text{-}1.0\text{ m}^2/\text{s}$ liegen [92].

Für den Burnupfaktor (bestimmt aus Aktivierungsmessungen) liegt der gemessene Wert im allgemeinen unter dem berechneten. Dies ist noch nicht völlig verstanden und kann verschiedene Ursachen haben. Da der Absolutwert der Aktivierungsmessungen an der Neutronentransportrechnung für den Eichfaktor (das Verhältnis von gesamter Neutronenrate im Plasma zur Aktivierung der Probe) hängt, entsteht eine große Unsicherheit im Absolutwert (was Skalierungen wie in Abschnitt 3.3.1 diskutiert aber nicht betrifft). Dazu kommt, daß alle Burnup-Codes Näherungen machen und damit systematische Abweichungen bei den gerechneten Burnupfaktoren einführen. Insbesondere wird oft die Mittelung der Plasmaparameter über die bei Tritonen oder α -Teilchen recht große Larmorbahn oder auch die Bananenbahn vernachlässigt, aber auch die Kleinwinkelstreuung, die die Ionen in kältere Bereiche des Plasmas oder gar auf prompt verlorene Bahnen führen kann. Beide Effekte gemeinsam können je nach Konfiguration zu Abweichungen von bis zu 20–40 % führen [68]. Die restlichen Diskrepanzen lassen sich mit einem diffusiven TritONENTRANSPORT mit $D = 0.1 - 0.3\text{ m}^2/\text{s}$ erklären, was im Bereich der Werte liegt, die auch bei den zeitabhängigen Messungen diskutiert wurden.

Insbesondere vernachlässigen alle Burnup-Codes auch den Feldripple, indem sie den Tritonen-Einschluß in axialsymmetrischen Feldern berechnen. Da in den meisten Tokamaks der Feldripple aber sehr gering ist, sollte diese Näherung gerechtfertigt sein. Anders ist die Situation in JT-60U, das in seiner heutigen Konfiguration einen besonders hohen Feldripple von bis zu 2 % am Plasmarand hat. Hier konnte der Einfluß der Rippleverluste auf den Tritonen Burnup klar identifiziert werden [70, 71].

Wie bereits erwähnt, wird als Quellrate (und Quellausbeute) der Tritonen immer die Rate (bzw. Ausbeute) der 2.5 MeV Neutronen benutzt, weil diese einfacher zu messen ist, und die Abweichung klein ist. Abb. 3.17 zeigt das Verzweungsverhältnis, d.h. das Verhältnis der Reaktivitäten der beiden DD-Reaktionen nach Ref. 7. Man erkennt, daß (bei thermischer Fusionsproduktion) oberhalb von $T_i = 5\text{ keV}$ die Tritonenrate bis zu 10 % kleiner ist als die Neutronenrate, so daß der experimentell bestimmte Burnupfaktor um diesen Faktor nach oben korrigiert werden müßte. Bei nicht-thermischer Energieverteilung der Deuteriumionen muß man statt der Reaktivitäten das Verhältnis der Fusionsquerschnitte mit den Verteilungen wichten, um den Korrekturfaktor zu bestimmen.

Insgesamt zeigen die Burnup Messungen an Tritonen (aber auch an ^3He Ionen [65, 66]), daß die schnellen, in Fusionsreaktionen produzierten, Ionen sich bezüglich ihres Ein-

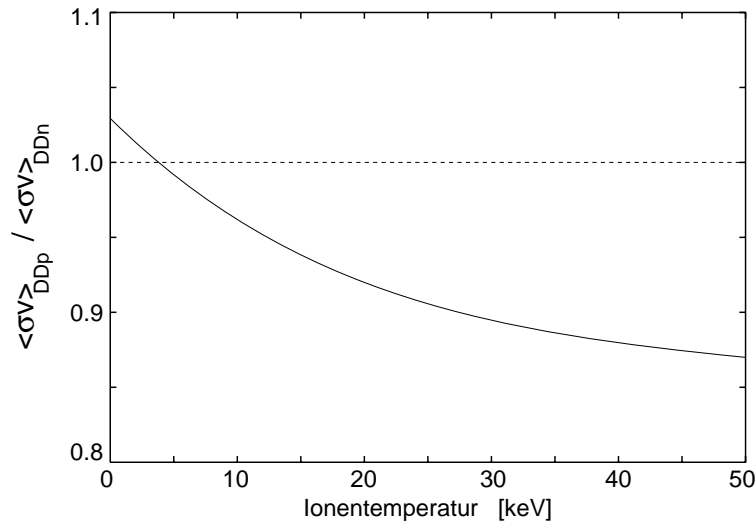


Abbildung 3.17: Das Verhältnis der Tritonenrate zur 2.5 MeV Neutronenrate ergibt sich in thermischen Plasmen, die durch eine Ionentemperatur beschrieben werden können, direkt aus dem Verhältnis der Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$. Der Index DDp steht für den Protonenzweig der DD-Reaktion nach Gl. 2.2, DDn für den Neutronenzweig nach Gl. 2.1.

schlußes³ und der Abbremsung so verhalten, wie man das von den theoretischen Modellen her erwartet. Diffusionskoeffizienten von bis zu $0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ deuten allerdings an, daß auch die schnellen Ionen dem anomalen Transport unterliegen.

Allerdings haben wir bisher MHD-Instabilitäten, die den Teilcheneinschluß stark verschlechtern können, nicht berücksichtigt, und nur Situationen betrachtet, wo diese schnellen Ionen eine Minorität im Plasma sind. In einem Fusionsreaktor wird die Dichte der α -Teilchen deutlich höher sein, und es können kollektive Effekte auftreten. Beide Aspekte werden im Kapitel 4 diskutiert werden.

3.4 Untersuchungen in DT-Plasmen

Zusätzlich zu den zuvor diskutierten, umfangreichen Untersuchungen zum Verhalten schneller Ionen in Deuteriumplasmen, wo das Verhalten schneller Ionen an den 1 MeV Tritonen studiert wurde, gibt es aber aus den letzten Jahren auch erste Experimente mit realen 3.54 MeV α -Teilchen aus den DT-Plasmen in TFTR [93, 94] und JET [95]. Die speziellen Untersuchungen zu Einschluß und Abbremsung der α -Teilchen sollen hier kurz zusammengefaßt werden.

In TFTR konnten erstmals die im Plasma eingeschlossenen α -Teilchen nachgewiesen und ihr Energiespektrum vermessen werden. Ladungsaustausch-Rekombinationspektroskopie erlaubte die Messung von α -Teilchen mit Energien unter ca. 0.7 MeV . In den untersuchten, ruhigen Entladungen (d.h. ohne magnetohydrodynamische Instabilitäten) entwickelte sich das Energiespektrum wie klassisch erwartet und zeigte keine unerwarteten Teilchenverluste [96].

Ladungsaustausch der α -Teilchen an Lithium (das mit Pellets in das Plasma eingeschlos-

³gemeint sind hier die prompten Verluste und die Ripple-Verluste

sen wurde) und die Untersuchung der entstehenden He-Neutralen außerhalb des Plasmas erlaubt die Untersuchung von α -Teilchen mit Energien unterhalb von 2.0 MeV [97]. Diese Untersuchungen zeigten im Plasmazentrum ($r/a \leq 0.35$) guten Einschluß und klassische Abbremsung der α -Teilchen, aber näher am Plasmarand fiel das Spektrum stärker als erwartet mit der Energie ab. Dies wird auf Teilchenverluste durch den Magnetfeldripple zurückgeführt, ist also auch kein unerwarteter Effekt.

Komplementär dazu wurden in TFTR auch wieder die prompten Verluste untersucht, und ihre Skalierung mit dem Plasmastrom zeigte das erwartete Verhalten [53]. Allerdings deuten die Absolutsignale an, daß ein eventuell vorhandener diffusiver Tritonenverlust nur einen Diffusionskoeffizienten deutlich unter $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ hat [98].

Ein für das Reaktorkonzept sehr wichtiger Prozeß ist aber die Heizung des Plasmas, d.h. die Frage ob die Abbremsung der α -Teilchen auch zur Erhöhung der Plasmatemperatur führt. In den TFTR-Experimenten erzeugte eine externe Heizleitung von etwa 24.5 MW eine Fusionsleistung von 4.5 MW . Die daraus resultierende α -Teilchenleistung von 0.9 MW beträgt also nur etwa 4 % der externen Heizleistung, und war nur durch statistische Vergleiche von DT-Plasmen mit reinen Deuteriumplasmen zu unterscheiden [99]. Nach dem in Abschnitt 3.2 Gesagten geht die α -Heizleistung preferentiell in die Elektronen, und so war die zentrale Elektronentemperatur $T_e(0)$ in den DT-Plasmen mit 10 keV etwa 0.7 keV höher als in den Vergleichsentladungen ohne α -Teilchen. In Übereinstimmung mit Simulationen des Plasmatransportes war das Radialprofil der α -Teilchenheizung deutlich schmaler als das Heizprofil der externen Heizung (weil die Fusionsreaktionsrate so steil mit T steigt, ist das Profil der Fusionsleistung immer schmaler als das Temperaturprofil).

In JET erreicht man, bezogen auf die externe Heizleistung, P_{Heiz} deutlich höhere Fusions- und α -Teilchenleistungen, P_{fusion} bzw. P_α . So lässt sich die α -Teilchenheizung nachweisen, indem in sechs ähnlichen Plasmaentladungen der Tritiumgehalt ($\frac{n_T}{n_T+n_D}$) variiert wird [100]. Bei etwa 60 % Tritiumgehalt und $P_{Heiz} = 13 \text{ MW}$ ist $P_{fusion} \sim 6.7 \text{ MW}$ und die zentrale Elektronentemperatur etwa 2 keV höher als in reinen Deuterium- oder Tritiumplasmen.

So zeigen nun also die ersten Experimente mit Deuterium-Tritium Plasmen, daß die α -Teilchen sich so verhalten, wie man es mit den klassischen Modellen berechnet und in den Testexperimenten mit anderen schnellen Ionen auch bereits beobachtet hatte. Allerdings haben wir in diesem Kapitel nur die sogenannten "Einzelteilcheneffekte" betrachtet, d.h. Bedingungen, wo die Dichte und Leistungsdichte der α -Teilchen so gering ist, daß kollektive Effekte durch die α -Teilchen noch nicht auftreten. Dies soll im nächsten Kapitel diskutiert werden.

4. Plasmainstabilitäten und schnelle Ionen

Bislang haben wir das Verhalten einzelner hochenergetischer Ionen in ruhigen Plasmen diskutiert, und magnetohydrodynamische (MHD) Instabilitäten außer acht gelassen. Aber die hochenergetischen Ionen können auch mit MHD-Instabilitäten im Plasma wechselwirken, wobei es zwei sehr unterschiedliche Aspekte zu trennen gilt:

- Im Plasma vorhandene (von den schnellen Ionen unabhängige, durch Plasmafluktuationen, Plasmadruck oder den Plasmastrom getriebene) MHD-Instabilitäten können schnelle Ionen aus dem Plasma werfen.
- Wenn nicht nur wenige schnelle Ionen im Plasma vorhanden sind, sondern deren Anteil in der Größenordnung von einem Prozent (gemessen in der Dichte, n_{schnell}/n_e) liegt, können sie durch kollektive Effekte Instabilitäten antreiben, die den Plasmaeinschluß verringern und auch die schnellen Ionen selbst aus dem Plasma werfen.

Dies sind zwei sehr komplexe Forschungsbereiche, die den Rahmen dieser Arbeit sprengen würden, und im Folgenden nur zusammengefaßt werden sollen.

4.1 Teilchenverluste bei MHD-Instabilitäten

In Fusionsplasmen treten viele verschiedene MHD-Instabilitäten auf, die einen Einfluß auf schnelle Ionen haben und eine Zusammenfassung solcher Untersuchungen (vor allem in Deuteriumplasmen) findet sich in Ref. 32.

Über erste detaillierte Untersuchungen in Deuterium-Tritium-Plasmen, wie α -Teilchen durch verschiedene MHD-Instabilitäten beeinflußt werden, wird in den Referenzen 101–104 berichtet. Dabei fanden sich keine prinzipiellen Unterschiede zu den Ergebnissen an schnellen Ionen in reinen Deuterium-Plasmen, aber es gibt Hinweise darauf, daß die Verluste von α -Teilchen etwas geringer sind als die entsprechenden Verluste von Ionen mit geringerer Energie [104].

4.1.1 Sägezähne

Eine der wichtigsten Instabilitäten ist die sogenannte Sägezahn-Instabilität [92, 105], bei der das Stromprofil zunächst langsam zuspitzt und dann plötzlich zusammenbricht

und sich verbreitert. Derselbe Effekt ist durch die damit verbundene Umverteilung der Plasmateilchen auch auf dem Radialprofil der Dichte und der Temperatur zu sehen. Dadurch zeigen die im Plasmazentrum gemessenen Werte von n_e , aber auch T_e einen langsamen Anstieg, der durch einen schnellen Einbruch beendet wird. Dieses Verhalten, das sich auch auf der totalen Fusionsrate zeigt, hat der Instabilität ihren Namen gegeben. In JET konnte mit einer ortsauflösenden Neutronenkamera beobachtet werden, daß auch die schnellen, durch Neutral-Injektion erzeugten, Ionen durch diese Instabilität radial nach außen geworfen werden, wodurch die Neutronenproduktion bei jedem Sägezahn stark einbricht [106].

Aber auch für die 1 MeV Tritonen und die 0.8 MeV ^3He Ionen aus den DD-Reaktionen wurde eine Umverteilung durch die Sägezähne beobachtet, die zum Beispiel in PLT [74] und auch im Frascati Tokamak, FT [64], zu einer Reduktion des Burnup-Signals führte. Ortsaufgelöste Messungen in JET haben in Vergleichen aber gezeigt, daß der Einbruch in der Tritondichte im Plasmazentrum mit ca. 10% deutlich geringer ist als der Einbruch in der Dichte schneller (NI-erzeugter) Deuteronen, der im Bereich 35–55 % liegt [107]. In den Deuterium-Tritium Experimenten an TFTR konnte zum ersten Mal direkt die radiale Umverteilung von α -Teilchen durch Sägezähne beobachtet werden [108].

4.1.2 Neoklassische Tearing-Moden

Mit zunehmender Optimierung der Plasmen (insbesondere der Plasmaform) sind in den vergangenen Jahren auch weitere Klassen von MHD-Instabilitäten in das Zentrum des Interesses getreten, besonders die “neoklassischen Tearing-Moden”. Nach der neoklassischen Theorie [109] erzeugt in Plasmen mit hohem Energieinhalt ein steiler Druckgradient nahe des Plasmarandes einen toroidalen Strom, den sogenannten Bootstrapstrom. Durch kleine magnetische Inseln, d.h. Bereiche, wo die magnetischen Flußflächen neue Flußröhren bilden, entstehen sozusagen abgekapselte Bereiche, in denen dieser Bootstrapstrom nicht mehr fließen kann. Dadurch wachsen diese Inseln weiter an, und die Instabilität wächst. Die wesentliche Konsequenz der Inseln ist, daß sie über ihre radiale Ausdehnung die magnetischen Flußflächen sozusagen kurzschließen, indem sie einen radialen Energie- und Teilchentransport parallel zu Flußflächen erlauben. Damit verursachen sie einen starken Verlust von Plasmaenergie (und auch Teilchen), wie man an der zeitlichen Entwicklung einer ASDEX Upgrade Entladung in Abb. 4.1 erkennt. Ab 1.9 s steigt hier die neoklassische Mode an, die im allgemeinen eine $m=3$, $n=2$ Struktur¹ besitzt. Im gleichen Moment beginnt der Energieinhalt des Plasmas (bei konstanter Heizleistung, P_{NBI}) um ca. 30 % abzufallen. Mit Verringerung der Heizleistung bei 3.5 s fängt die Amplitude dieser Instabilität wieder an zu sinken, und bei etwa 4.0 s ist die neoklassische Tearing Mode verschwunden. Während der Modenaktivität steigt wegen des schlechten Teilcheneinschlusses auch der für die Regelung der konstanten Plasmadichte benötigte Deuteriumpuls ständig an.

Bevor die neoklassische Mode auftritt, existiert aber noch eine andere Mode im Plasma (1.5–1.7 s), eine sogenannte Fishbone-Mode, die eine $n = 1$ Struktur hat, und auf den entsprechenden magnetischen Signalen gut erkennbar ist. Da dies eine durch die schnellen

¹Die poloidale und die toroidale Modenzahl m und n , meist als (m, n) geschrieben, beschreiben die helikale Struktur der Störung, d.h. die Zahl der poloidalen und der toroidalen Umläufe der gestörten Flußröhre.

Teilchen getriebene Mode ist, wird sie im nächsten Abschnitt genauer diskutiert.

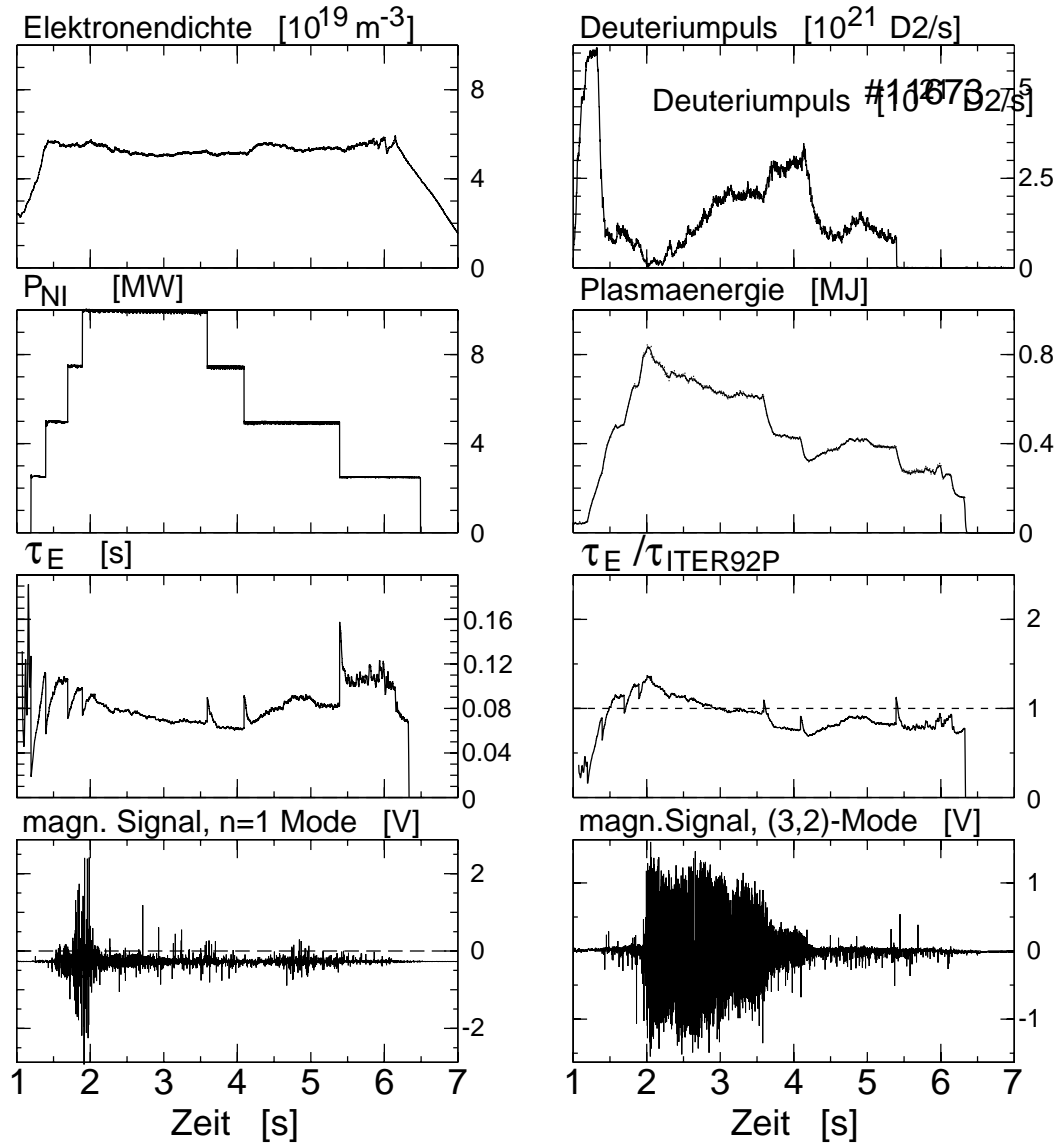


Abbildung 4.1: Plasmaparameter für eine ASDEX Upgrade Entladung (# 11673, $I_p = 800 \text{ kA}$, $B_t = 2.6 \text{ T}$) mit MDH-Aktivität: Ab 1.5–1.9 s gibt es Fishbone-Aktivität, erkennbar an den magnetischen Fluktuationen der (n=1)-Mode, ab 1.9 bis etwa 4.0 s existieren neoklassische (3,2) Tearing-Moden, die sowohl den Energieeinschluß (erkennbar an τ_E) verschlechtern als auch den Teilcheneinschluß, erkennbar an dem höheren Gasfluß, der benötigt wird, um die liniengemittelte Elektronendichte auf einen konstanten Wert zu regeln.

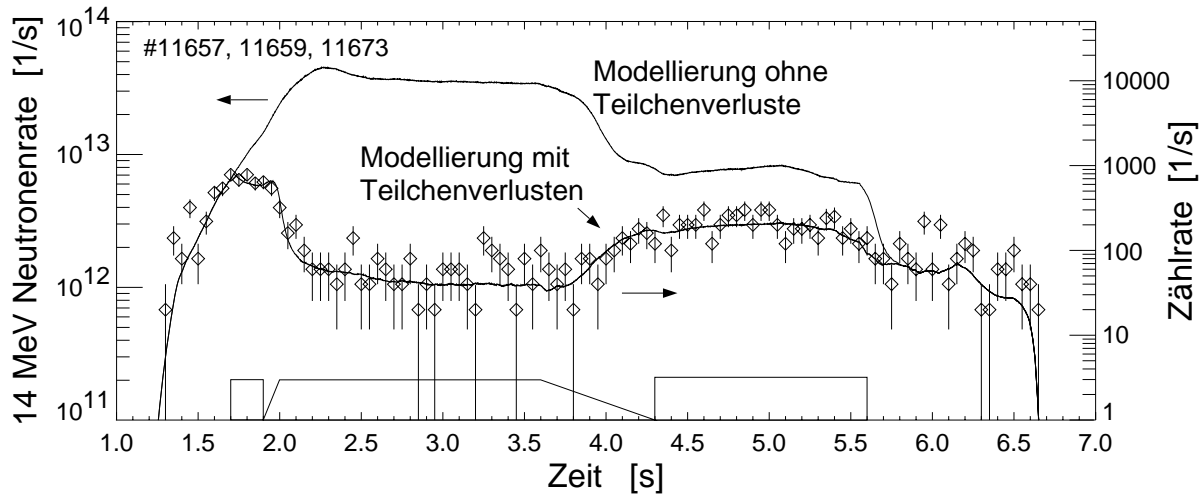


Abbildung 4.2: Zeitverlauf der 14 MeV Neutronen-Zählrate, summiert über drei praktisch identische Entladungen in ASDEX Upgrade ($I_p = 800$ kA, $B_t = 2.6$ T, $P_{NI} = 10$ MW), entsprechend Abb. 4.1. Die an der Zeitachse angedeuteten Kästen markieren die Zeitfenster verschiedener MHD-Aktivitäten, die in der unteren Modellierung berücksichtigt wurden und im Text beschrieben sind.

Die neoklassischen Tearing Moden wirken aber besonders stark auch auf die schnellen Ionen und lassen sich deutlich im Burnup-Verhalten der 1 MeV Tritonen beobachten. Abbildung 4.2 zeigt für die Entladung aus Abb. 4.1 die Zählrate der 14 MeV Neutronen, gemessen mit einem Si-Sperrschichtzähler [85]. Man erkennt deutlich das starke Absinken der Zählrate ab 2.0 s, aber quantifizieren läßt sich die Wirkung der Instabilität nur durch den Vergleich mit Burnup-Rechnungen, wie bereits in Abschnitt 3.3 diskutiert. Die Berechnung der 14 MeV Neutronenrate mit dem oben besprochenen CONFINE-Code ergibt in Abb. 4.2 zunächst die obere durchgezogene Kurve, wobei die neoklassischen Moden über das Absenken der Elektronentemperatur bereits eingehen, aber nur einen geringen Einfluß haben. Allerdings liegt diese Simulation, die zwischen 1.2 und 1.7 s an die (nicht absolut geeichte) Neutronenrate angepaßt wurde, während der neoklassischen Mode etwa um den Faktor 40 über der gemessenen Rate, was sich nur durch einen Verlust der eingeschlossenen Tritonen erklären läßt. Wir haben deshalb in den CONFINE-Code, der wie in Abschnitt 3.3.2 diskutiert nur die prompten Verluste berechnet, aber alle restlichen Ionen als unendlich gut eingeschlossen betrachtet, einen zusätzlichen Verlustterm eingebaut, um die Teilchenverluste durch die MHD-Aktivität zu modellieren. Mit dem Ansatz eines exponentiellen Teilchenverlustes (für die Teilchenzahl N),

$$dN/dt = -N/\tau_{MDH} \quad (4.1)$$

werden die MHD-induzierten Teilchenverluste durch die Zeitkonstante τ_{MHD} beschrieben. Der Kehrwert dieser Zeitkonstante entspricht gerade einem festen Prozentsatz dN/N , der pro Zeiteinheit verloren geht. Im unteren Bereich der Abb. 4.2 sind nun drei Zeitfenster angedeutet, während derer in der CONFINE-Modellierung eine endliche Verlustzeitkonstante angesetzt wurde. Um die untere Kurve zu modellieren, wurde während der Fishbone-Aktivität $\tau_{MHD} = 0.16$ s, gewählt, während der neoklassischen Tearing Moden (2.0-3.6 s) $\tau_{MHD} = 0.03$ s, wobei das Anschwellen und das Abklingen wie in der Abbildung angedeutet, durch Rampen modelliert wurde. Nach dem Abklingen der

neoklassischen Moden muß für das Zeitintervall 4.3–5.6 s allerdings immer noch ein Teilchenverlust mit $\tau_{MHD} = 0.19$ s angenommen werden, um die experimentell bestimmte Rate zu erhalten; die Ursache dieser Teilchenverluste ist noch nicht klar. Auch wenn der Ansatz aus Gl. 4.1 relativ einfach ist, vor allem keine radiale Umverteilung der Tritonen behandelt, macht diese erste Modellierung doch deutlich, daß die neoklassischen Tearing Moden zu einem sehr starken Verlust dieser schnellen Ionen führen, wahrscheinlich auch hier, wie bei den langsameren Plasmaionen, durch den schnellen radialen Transport in der Inselregion.

4.1.3 Ausblick

Transport und Verluste schneller Ionen als Folge von MHD-Aktivität sind in vielen Fusionsexperimenten beobachtet worden. Weitere Untersuchungen zu diesem Komplex werden in Ref. 32 umfassend diskutiert. Im allgemeinen dominiert aber die Wirkung der Instabilitäten auf das gesamte Plasma, zum Beispiel in Form eines β -Limits, das den Energieinhalt und damit die erreichbaren Plasmaparameter stark einschränkt.

Die experimentellen Ergebnisse mit den MHD-Instabilitäten sind sehr unterschiedlich, abhängig von Amplitude und räumlicher Struktur der Instabilitäten. Im theoretischen Verständnis der Wechselwirkung von MHD und schnellen Ionen sind jedoch große Fortschritte erzielt worden [110], die es erlauben werden, die instabilen Bereiche vorherzusagen und sie eventuell auch zu vermeiden.

4.2 Kollektive Effekte der schnellen Ionen

In einem gezündeten Fusionsplasma werden die α -Teilchen einen signifikanten Teil des Plasmaenergieinhaltes beitragen. Ihr Dichteanteil n_α/n_e ist nur eine Funktion der Plasmatemperatur [37] und beträgt beispielsweise bei $T_i = 20$ keV etwa 0.9 %. Wegen der hohen Teilchenenergie ist dann allerdings der Beitrag der α -Teilchen zum Plasmadruck bereits über 20 %. Die freie Energie dieser hochenergetischen Ionenpopulation kann Plasma-Instabilitäten erzeugen (oder modifizieren), die nach der Quelle der freien Energie klassifiziert werden können [111]:

- Eine Inversion der Geschwindigkeitsverteilung (d.h. $\partial f_\alpha/\partial v > 0$), wie sie zu Beginn der α -Teilchenheizung auftreten kann, kann schnelle magnetoakustische Wellen² anregen.
- Die durch prompte oder Ripple-induzierte Verluste entstehende Anisotropie der α -Teilchenverteilung kann ebenfalls magnetoakustische Wellen anregen.
- Der radiale Gradient der α -Teilchenverteilung (d.h. $\partial f_\alpha/\partial r \neq 0$), der bei den realistischen Plasmaprofilen immer vorliegt, kann den ganzen Bereich der sogenannten Scher-Alfvén-Wellen anregen.

Eine komplette Übersicht über diese kollektiven Instabilitäten findet man in Ref. 112. Auch in Plasmaexperimenten ohne α -Teilchen können schnelle Ionen bereits Instabilitäten erzeugen, und ein Beispiel dafür sind die sogenannten “Fishbones”, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden, bevor wir uns den, im Zusammenhang mit den α -Teilchen besonders wichtigen, Alfvén-Wellen zuwenden.

4.2.1 Die Fishbone-Instabilität

Eine bereits in Deuterium-Plasmen auftretende, durch schnelle Ionen getriebene Instabilität ist die sogenannte Fishbone-Instabilität, die zuerst in dem Princeton Tokamak PDX beobachtet wurde [114]. Sie wird durch schnelle Ionen mit hoher v_\perp -Komponente, die durch radial gerichtete Neutral-Injektion erzeugt werden, angeregt. Sie hat ihren Namen von der grätenartigen Struktur, wobei die Amplitude der magnetischen Störung zunächst ansteigt, und dann wieder abfällt (siehe Abb. 4.3 oben). Dies rührt daher, daß die Instabilität von den gefangenen schnellen Ionen angeregt wird, diese aber auch aus dem Plasma wirft, und dadurch wieder stabilisiert wird [113, 115].

Abb. 4.3 demonstriert klar, wie jeder einzelne Burst der Fishbone-Instabilität schnelle, durch Neutral-Injektion erzeugte, Ionen aus dem Plasma wirft. Dies ist am Abfall der Neutronenrate um jeweils ca. 20 % zu sehen. Während die Reduktion der Neutronenproduktion auch mit einer Umverteilung der Ionen im Plasma erklärt werden könnte, beweist das Signal der Neutralteilchendiagnostik (unten) klar den Auswurf der schnellen Ionen.

In PDX wurde auch der burstartige Auswurf von 0.8 MeV ^3He -Ionen durch Fishbone Instabilitäten als Reduktion des Burnupsignals [116] beobachtet, und in TFTR konnten die Verluste der 1 MeV Tritonen direkt am Signal der schnellen Ionen in einem Detektor an der Gefäßwand gemessen werden [117].

²auch als Kompressions-Alfvén-Welle bezeichnet

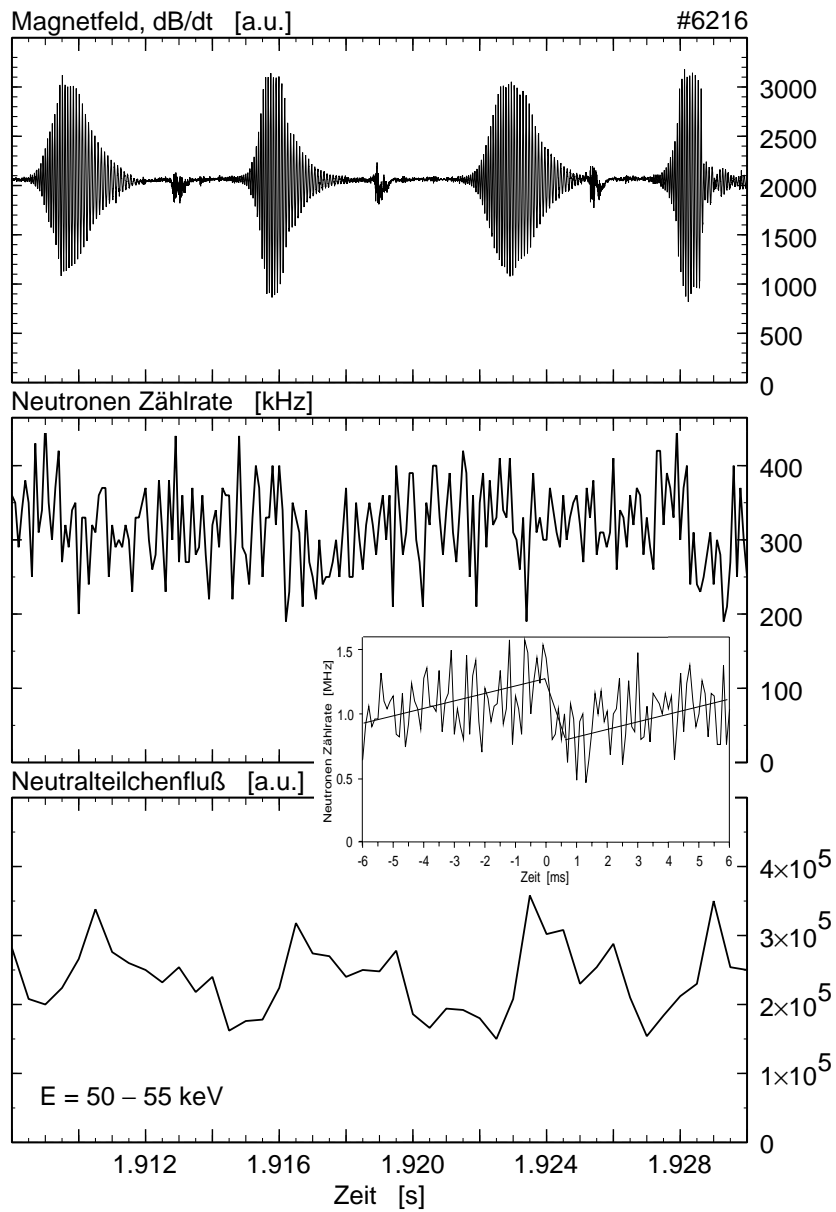


Abbildung 4.3: Zeitverlauf einiger Signale aus einer ASDEX Upgrade Entladung (#6216, $I_p = 600$ kA $B_t = 1.5$ T, $P_{NI} = 5$ MW) nach Ref. 113. Die burstartige Struktur der Fishbone-Instabilität mit dem typischen Zeitverlauf der Amplitude ist auf magnetischen Messungen (oberes Bild) klar erkennbar. Korreliert mit jedem der Fishbone-Bursts ist eine leichte Reduktion der Neutronenrate, die durch den Auswurf der schnellen Deuterium-Ionen verursacht wird. Kohärente Addition der Neutronensignale in den einzelnen Burstintervallen (im eingeschobenen Kasten) verbessert die Zählstatistik und läßt die Reduktion um jeweils ca. 20 % klar erkennen. Der Anstieg im Verlust der schnellen Ionen aus dem Plasma (das unterste Signal zeigt den Fluß der im Plasma neutralisierten Ionen, die außerhalb als schnelle Neutrale gemessen werden) zeigt deutlich, daß die Fishbone Instabilität schnelle Ionen aus dem Plasma auswirft.

4.2.2 Alfvén-Wellen

Diese niederfrequenten elektromagnetischen-Wellen ($\nu \approx 100\text{-}200$ kHz) in gutleitenden Plasmen wurden 1942 von H. Alfvén entdeckt [118]. Sie basieren auf der Wechselwirkung zwischen Trägheitskräften und magnetischen Kräften und können in zwei fundamentalen Formen auftreten, wie in Abb. 4.4 dargestellt:

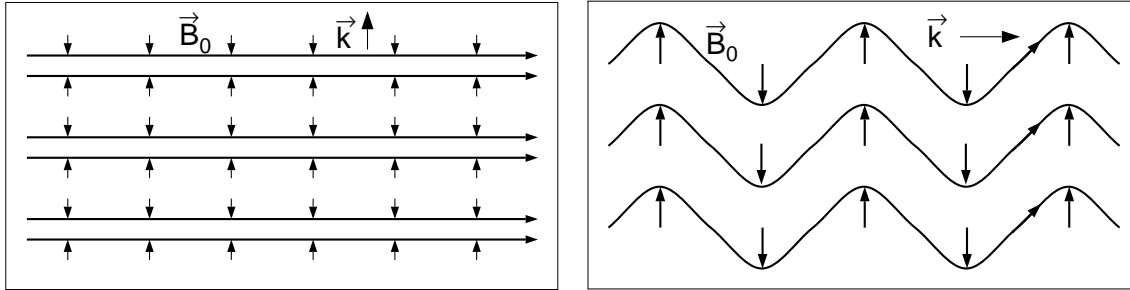


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der fundamentalen Formen von Alfvén-Wellen als Kompressions-Alfvén-Welle (links) und als Scher-Alfvén-Wellen (rechts).

- bei den Kompressions-Alfvén-Wellen erzeugen die Druckkräfte des Magnetfeldes schallähnliche Wellen senkrecht zum Feld ($\vec{k} \perp \vec{B}$), die deshalb auch als magnetoakustische Wellen bezeichnet werden.
- Bei den Scher-Alfvén-Wellen führen die Spannkkräfte der Feldlinien zur Ausbreitung einer Welle längs des Magnetfeldes ($\vec{k} \parallel \vec{B}$).

Besonders die Scher-Alfvén-Wellen wurden früh als eine Gefahr für den Einschluß der α -Teilchen erkannt, da sie mit Teilchen, die sich mit hoher Geschwindigkeit längs des Magnetfeldes bewegen, sehr effektiv in Wechselwirkung treten können [119].

Als Dispersionsrelation ergibt sich für die Scher-Alfvén-Welle,

$$\omega_A = |k_{\parallel}| \cdot v_A, \quad (4.2)$$

wobei

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}} \quad (4.3)$$

die sogenannte Alfvégeschwindigkeit ist. Wechselwirkung zwischen der Welle und schnellen Ionen tritt dann auf, wenn die Teilchengeschwindigkeit in der Größenordnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle, also v_A ist.

Abb 4.5 zeigt für typische Plasmaparameter verschiedene Geschwindigkeiten als Funktion der Plasmatemperatur. Man erkennt, daß α -Teilchen dieses Geschwindigkeitskriterium erfüllen und die Scher-Alfvén-Welle anregen können, daß aber durch Neutralteilcheninjektion erzeugte Ionen dieses Kriterium im allgemeinen nicht erfüllen. Allerdings können durch die Einstrahlung hochfrequenter Wellen in ein Plasma Ionen mit solch hoher Energie erzeugt werden, daß diese Alfvén-Wellen anregen können.

Anregung und Dämpfung der Welle

Bei der sogenannten Landau-Dämpfung entziehen Teilchen mit $v \leq v_A$, die von der Welle eingeholt werden, Energie aus der Welle und werden beschleunigt. Sind die Teilchen etwas schneller als v_A , geben sie über die inverse Landau-Dämpfung Energie an die Welle ab und regen diese an.

Ob die Welle nun durch die Ionen gedämpft oder angeregt wird, hängt vom Verhältnis der Teilchenzahlen ober- bzw. unterhalb von v_A ab. Zur Dämpfung der Welle benötigt man also einen Überschuß von Teilchen mit $v < v_A$, d.h. eine Geschwindigkeitsverteilung mit negativem Gradienten, ($\left. \frac{\partial f(v)}{\partial v} \right|_{v=v_A} < 0$), wie es bei allen thermischen Verteilungen der Fall ist. Eine Anregung der Welle findet man umgekehrt mit einem positiven Gradienten der Geschwindigkeitsverteilung, ($\left. \frac{\partial f(v)}{\partial v} \right|_{v=v_A} > 0$), den man nur erhalten kann, wenn im Plasma eine Quelle für Teilchen mit einer Startenergie $v > v_A$ vorliegt (siehe Abb. 4.5). Weitere Dämpfungsmechanismen für Alfvén-Wellen hängen mit der Geometrie toroidaler Plasmen zusammen und werden weiter unten angesprochen.

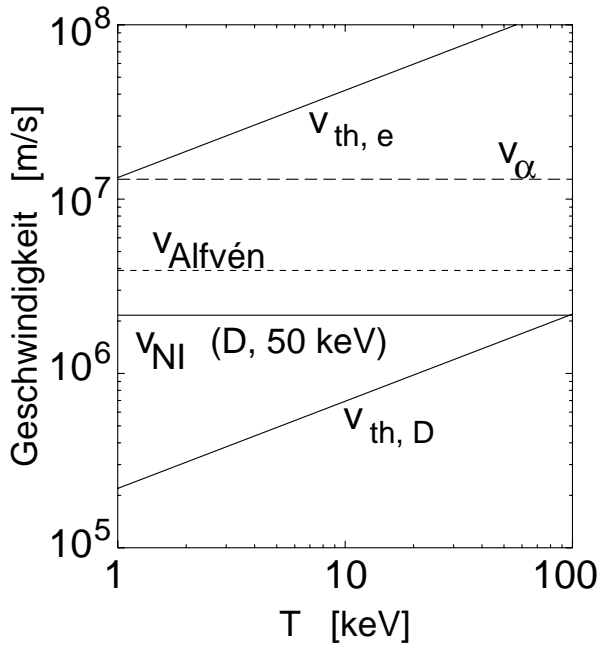


Abbildung 4.5: Typische Geschwindigkeiten in einem Plasma als Funktion der Ionentemperatur. Als Plasmaparameter wurden $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und $B_t = 2.5 \text{ T}$ angesetzt, für die Neutralteilchen-Injektion (NI) Deuterium mit einer Beschleunigungsspannung von 50 keV. Die Startgeschwindigkeit der α -Teilchen liegt über v_A , so daß Alfvén-Wellen durch die α -Teilchen angeregt werden können, während die deutlich langsameren neutral-injizierten Ionen zur Dämpfung der Welle beitragen.

4.2.3 Alfvén-Wellen in toroidaler Geometrie

Während in linearer Geometrie (und selbst bei einem unendlichen Zylinder) nach Gl. 4.2 keine Einschränkungen für die Alfvénfrequenz ω_A existieren, ändert sich das in der toroidalen Geometrie, d.h. bereits beim periodischen Zylinder als Näherung eines schlanken Torus. In einem toroidalen Fusionsplasma werden Wellen durch ihre poloidalen und toroidalen Wellenzahlen, m und n , charakterisiert, und die Steigung der Magnetfeldlinien durch den Sicherheitsfaktor $q = \frac{\text{Anzahl der toroidalen Umläufe einer Feldlinie}}{\text{Anzahl der poloidalen Umläufe einer Feldlinie}}$. Betrachtet man zunächst einen geraden (periodischen) Zylinder [120], so ergibt sich für q die zylindrische Näherung $q = \frac{B_\phi}{R} \cdot \frac{r}{B_\theta}$. Betrachtet man die toroidalen und poloidalen Komponenten des Wellenvektors \vec{k} ,

$$k_\phi = -\frac{n}{R}, \quad k_\theta = \frac{m}{r}, \quad (4.4)$$

mit den toroidalen und poloidalen Modenzahlen n und m und bestimmt daraus

$$k_{||,m,n} = \vec{k} \cdot \vec{B} / |\vec{B}| \approx \vec{k} \cdot \vec{B} / |\vec{B}_\phi|, \quad (4.5)$$

läßt sich die obige Dispersionsrelation aus Gl. 4.2 schreiben als

$$\omega_A = \left| \frac{m - nq}{qR} \right| \cdot v_A. \quad (4.6)$$

Für ein solches zylindrisches Plasma ergibt sich dann der in Abb. 4.6 a dargestellte Verlauf der Frequenz über den (normierten) Plasmaradius. Weil im Zylinder Magnetfeld und Dichte auf einer Flußfläche konstant sind, ergibt sich für jeden Radius eine feste Frequenz. Da das Spektrum kontinuierlich ist, werden diese als Kontinuums-Zustände bezeichnet. Wellen stets durch die beliebig nah benachbarten Zustände stark gedämpft. Dadurch können sich keine Wellen ausbreiten. Man erkennt ebenfalls, daß an bestimmten Radien verschiedene Wellenzustände entartet sind, also Wellen mit unterschiedlicher poloidaler Modenzahl ($\Delta m = 1$) dieselbe Frequenz haben.

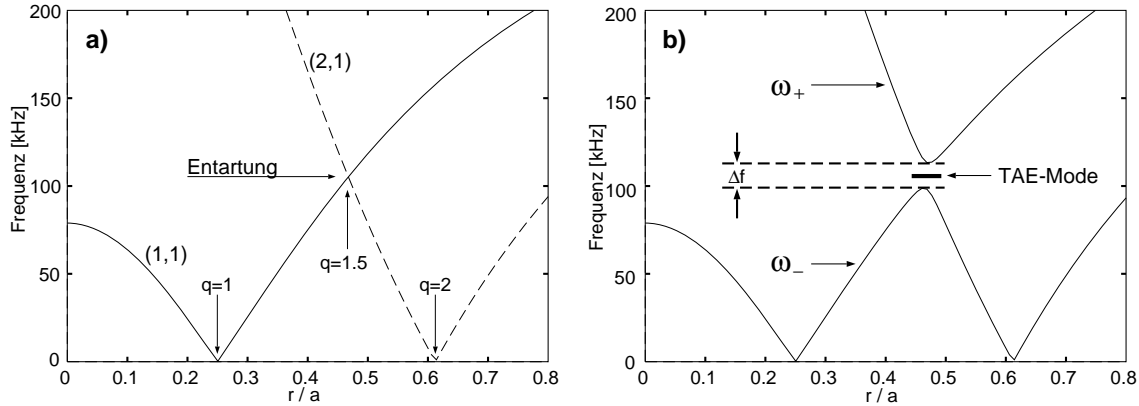


Abbildung 4.6: Dispersionsrelation der Alfvén-Wellen Kontinuumszustände für eine $(m,n) = (1,1)$ und eine $(2,1)$ Mode in einem zylindrischen Plasma [a]) und in toroidaler Geometrie [b]), jeweils mit kreisförmigem Plasmaquerschnitt. Die im Zylinder auftretenden Entartungen sind im Torus aufgehoben und führen zur Bildung eines sogenannten “Gaps”, in dem diskrete TAE-Moden existieren können. Die Parameter für dieses Diagramm sind $I_p = 600$ kA, $B_t = 1.5$ T, $q(0) = 0.8$ und $q(a) = 4$ mit parabolischem Profil, und eine konstante Deuteriumdichte $n_D = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Geht man über auf eine realistischere, toroidale Geometrie mit kreisförmigem Plasmaquerschnitt [121], weiten sich die festen Frequenzen zu Frequenzbändern auf, da das Magnetfeld auf einer Flußfläche nun nicht mehr konstant ist³, und es kommt zu einer Kopplung von Moden, deren poloidale Modenzahlen sich um 1 unterscheiden ($\Delta m = 1$). Diese Kopplung hebt die oben erwähnte Entartung auf und erzeugt an dem Kreuzungspunkt einen Bereich der Breite Δf , in dem keine Kontinuumszustände mehr erlaubt sind. In diesem sogenannten “Gap” existieren nun sogenannte “Toroidizitäts-induzierte Alfvén-Eigenmoden” (TAE-Moden) [121]. Aus der Bedingung für den Schnittpunkt beider Kurven (d.h. $\omega_{A,m} = \omega_{A,m+1}$) ergibt sich für die Frequenz des Gaps

³Dieser Effekt wurde in Abb. 4.6 b der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt.

$$\omega_{TAE} = \frac{v_A}{2 q_{TAE} R}. \quad (4.7)$$

Allgemein sind Alfvén-Wellen ein magnetohydrodynamisches Phänomen, und die MHD-Theorie beschreibt auch alle wesentlichen Eigenschaften. Allerdings vernachlässigt sie prinzipiell den Effekt, daß der Larmorradius der Teilchenbahnen zwar klein, aber endlich ist. Um diese “Finite Larmor Radius” (FLR)-Effekte zu berücksichtigen, muß man zu einer kinetischen Beschreibung des Plasmas übergehen. Im Rahmen solcher kinetischen Betrachtungen findet man, daß in dem Gap nicht nur eine TAE-Mode existiert, sondern daß hier die “kinetischen Alfvén-Wellen” (KAW) [122] mit einem breiten Frequenzband um die TAE-Mode herum liegen. Sie spielen bei der Dämpfung der TAE-Mode eine wichtige Rolle.

In dieser Geometrie (kreisförmige, axialsymmetrische Plasmen) tritt an Kreuzungspunkten mit $\Delta m > 1$ weiterhin eine Entartung auf. Erst wenn man elliptische Plasmaformen betrachtet, treten auch bei $\Delta m = 2$ Gaps auf, in denen “Elliptizitäts-induzierte Alfvén-Eigenmoden” (EAE-Moden) [123] existieren, und die Triangularität (Dreieckigkeit) des Plasmaquerschnittes führt zu Gaps bei $\Delta m = 3$, in denen “Nicht-Zirkularitäts-induzierte Alfvén-Eigenmoden” (NAE-Moden) [124] existieren. Auch alle höheren Moden werden unter der Bezeichnung NAE-Moden eingeschlossen.

In Stellaratoren mit niedriger Verscherung hat das Frequenzspektrum eine untere Grenze, unterhalb derer keine Kontinuumsmoden existieren. In diesem Frequenzbereich können nun ebenfalls diskrete Moden auftreten, die sogenannten “Globalen Alfvén Eigenmoden” (GAE-Moden) [125].

Eine umfassende Übersicht über die verschiedenen Klassen der Alfvén Eigenmoden findet man in Ref. 126.

Für die Wechselwirkung mit schnellen Ionen im Plasma sind praktisch nur die GAE- und TAE-Moden zu betrachten, da alle Moden mit einem höheren Δm deutlich höhere Frequenzen haben⁴ und damit zur Erfüllung der Resonanzbedingung noch schnellere Ionen erfordern würden. Die Anregung von TAE-Moden mit niedriger toroidaler Modenzahl n durch α -Teilchen in einem Tokamak-Reaktor wurde erst Ende der 80er Jahre abgeleitet [127].

4.2.4 Dämpfung von TAE-Moden

Im Abschnitt 4.2.2 wurde die Landau-Dämpfung als elementarer Prozeß zur Dämpfung einer Alfvén-Welle durch schnelle Ionen angesprochen. Während lange Zeit die Landau-Dämpfung an den Elektronen als der wesentliche Dämpfungsprozeß in einem Fusionsreaktor betrachtet wurde, sind in den vergangenen Jahren mehrere Dämpfungsmechanismen für Alfvén-Wellen entdeckt worden, die mit der Geometrie toroidaler Plasmen zusammenhängen [120, 126]:

Kontinuumsdämpfung

Wie man an Abb. 4.6 sieht, ist für eine Kontinuums-Alfvén-Welle mit gegebener Frequenz nur an einer radialen Position die Resonanzbedingung erfüllt. Allerdings regt sie auf den unmittelbar benachbarten Flußflächen Moden mit geringfügig abweichender Frequenz

⁴Man erkennt in Abb. 4.6, daß die Frequenz mit der Modenzahl m steigt, und damit liegen Kreuzungspunkte mit $\Delta m > 1$ automatisch auch bei höheren Frequenzen.

an und die destruktive Überlagerung dieser Wellen führt zu einer starken Dämpfung der Kontinuums-Welle. Hat nun eine (in einem Gap sitzende) TAE-Mode einen Schnittpunkt mit dem Alfvén-Kontinuum, so wird sie durch die Kopplung an das Kontinuum ebenfalls gedämpft.

Strahlungsdämpfung

Hierunter versteht man die Kopplung der TAE-Mode an die kinetischen Alfvén-Wellen, die für eine Dämpfung der TAE-Mode sorgen.

Numerische Simulationen haben gezeigt, daß diese beiden Dämpfungsmechanismen deutlich stärker sind als die Elektronen-Landau-Dämpfung [128].

4.2.5 Auswurf von Ionen

Wie mehrfach angesprochen, wirken die TAE-Moden nun aber auch auf die schnellen Ionen im Plasma, und führen zu deren Verlust. Dafür gibt es im wesentlichen zwei unterschiedliche Mechanismen [129, 130]:

Wenn die Ionen über inverse Landau-Dämpfung Energie an die Welle abgeben, und damit die Instabilität anregen, verringert sich ihre Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld (d.h. in Ausbreitungsrichtung der Alfvén-Welle), und der Steigungswinkel der Ionenbahn wird größer. Dadurch steigt die Abweichung von der Driftfläche, beziehungsweise die Ionenbahn kann sich von einer umlaufenden Bahn in eine Bananenbahn ändern. Beide Prozesse führen zu einer Erhöhung der prompten Teilchenverluste, wie sie in Abschnitt 3.1 diskutiert wurden.

Zusätzlich können die TAE-Moden zu einer Stochastisierung der magnetischen Flächen führen, was direkt eine Versetzung der Teilchenbahnen zur Folge hat. Diese radiale Versetzung kann eingeschlossene Teilchen an Orte führen, wo ihre Bahn zum Verlassen des Plasmas führt.

4.2.6 Experimentelle Untersuchungen an Alfvén-Wellen

Alfvén-Wellen lassen sich in Tokamaks über verschiedene Mechanismen anregen, vor allem durch schnelle Ionen, aber auch direkt über die Einstrahlung von hochfrequenten Wellen. Eine umfassende Übersicht über die entsprechenden Experimente ist kürzlich veröffentlicht worden [126].

Wechselwirkung zwischen schnellen Ionen und Alfvén-Wellen

Die Anregung von TAE-Moden durch schnelle, aus Neutralteilchen-Injektion erzeugte, Ionen wurde erstmals in TFTR [131] und in dem kalifornischen Divertortokamak DIII-D [132] beobachtet. Da, wie oben diskutiert, v_A im allgemeinen weit über der Geschwindigkeit der NI-Ionen liegt, wurde in diesen Experimenten ein sehr niedriges Magnetfeld benutzt, um die Alfvéngeschwindigkeit zu erniedrigen. In diesen Experimenten ergaben sich starke Verluste der schnellen, durch NI erzeugten Ionen, die bis zu 70% der Injektionsleistung betragen [133, 134].

Bereits diese ersten Beobachtungen [131, 132] zeigten aber, daß die Anregungsschwelle für Alfvén-Wellen deutlich höher ist, als bis dahin angenommen. Dies lag daran, daß nur die Landau-Dämpfung an den Elektronen berücksichtigt worden war. In der Folgezeit wurden

in theoretischen Arbeiten weitere (oben erwähnte) Dämpfungsmechanismen entdeckt, die wesentlich stärker als die Elektronen-Landau-Dämpfung sind und damit die hohe Anregungsschwelle bestimmen [126].

Bislang haben wir für die Anregung von Alfvén-Wellen durch schnelle Ionen als Resonanzbedingung vorausgesetzt, daß $v = v_A$. Theoretische Überlegungen haben aber gezeigt, daß in einem Tokamak auch langsamere Teilchen mit $v = v_A/3$ TAE-Moden durch Seitenbandanregung destabilisieren können [135]. Dies ist eine Konsequenz der Abweichung zwischen Fluß- und Drift-Flächen (siehe Abschnitt 3.1). Auf diese Weise konnten auch in ASDEX Upgrade Alfvén-Wellen durch injizierte schnelle Deuterium-Ionen angeregt werden [61,120]. Eine in diesem Zusammenhang etwas exotische Beobachtung ist die Anregung von TAE-Moden in ASDEX Upgrade in rein durch den Plasmastrom geheizten Entladungen [136]. In diesen Entladungen gibt es nur thermische Ionen mit $v \ll v_A$, die keine Alfvén-Welle anregen können. Die beobachtete Anregung von TAE-Moden in diesen Entladungen hat ihre Ursache im elektromagnetischen Anteil der Driftwellenturbulenz [137,138].

Schnelle Ionen können aber auch durch Einstrahlung hochfrequenter Wellen bei der Ionen-Zyklotron Resonanz Frequenz (ICRH) erzeugt werden [32], und an verschiedenen Tokamaks sind durch ICRH erzeugte schnelle Ionenverteilungen angeregte TAE-Moden beobachtet worden [139]. Unabhängig davon wurde an JET durch Einstrahlung zweier gegeneinander verstimmter ICRH-Antennen eine stehende Welle mit der Beatfrequenz, ($f_{beat} = \Delta f_{ICRH}$), im Plasma erzeugt, die im Falle der Resonanz $f_{beat} = f_{Alfvén}$ TAE-Moden direkt anregt [140]

Globale Alfvén Eigenmoden, die wegen des charakteristischen q -Profils praktisch nur in sogenannten “versicherungsfreien” Stellaratoren auftreten, sind am Stellarator WENDELSTEIN 7-AS beobachtet worden, ohne allerdings einen Einfluß auf die schnellen Ionen in diesen Plasmen zu haben.

Umfangreiche Untersuchungen zur Anregung und Dämpfung von Alfvén-Wellen mit Hilfe von Antennenspulen wurden zuerst an dem Lausanner Tokamak TCA und später auch an JET unternommen [139].

Wechselwirkung mit α -Teilchen

Die ersten kollektiven Effekte von α -Teilchen wurden an TFTR entdeckt, wo zunächst in Deuteriumplasmen ICRH-Wellen mit einer Leistung unter der Anregungsschwelle der TAE-Moden eingestrahlt wurden. In Deuterium-Tritium Plasmen mit vergleichbaren Plasmametern reichten dann die α -Teilchen aus, um die Anregungsschwelle zu überschreiten und TAE-Moden zu destabilisieren [141].

In weiteren Untersuchungen an TFTR zeigte sich, daß während der Plasmaheizung mit Neutralteilchen-Injektion die Dämpfung der TAE-Moden größer war als die Anregung durch die α -Teilchen (sogar bei einer Fusionsleistung von 10.7 MW) [142]. Weitere theoretische Untersuchungen führten dann zu einem optimierten Plasmaszenario mit niedrigem Sicherheitsfaktor q , der dazu führt, daß das TAE-Gap über den ganzen Plasmadius existiert, so daß keine Kontinuumsdämpfung auftreten kann. Zusätzlich kann man ausnützen, daß die durch Neutralinjektion erzeugten Ionen nach Abschalten der Heizung schneller abgebremst werden (womit die Dämpfung durch sie entfällt) als die α -Teilchen, so daß dann die treibende Kraft durch die α -Teilchen die Dämpfung durch schnelle Ionen

überwiegen kann. Mit diesem optimierten Szenario wurden dann in TFTR zum ersten Mal rein durch α -Teilchen angeregte TAE-Moden beobachtet [143, 144].

In diesen Experimenten führten die TAE-Moden nicht zu direkten Verlusten der α -Teilchen [144], aber zu einer radialen Umverteilung der eingeschlossenen α -Teilchen [108].

4.2.7 Ausblick

Die experimentellen Untersuchungen in den vergangenen Jahren haben demonstriert, daß Alfvén-Moden mit niedriger toroidaler Modenzahl n und großer Amplitude zu signifikanten Verlusten schneller Ionen führen können und ebenso ist gezeigt worden, daß α -Teilchen solche Alfvén-Moden anregen können. Allerdings ist in letzteren Experimenten kein Verlust schneller Ionen beobachtet worden.

Dies deutet bereits an, daß die Extrapolation auf die Bedingungen in einem Fusionsreaktor Unsicherheiten hat und nicht trivial ist. Zum einen sind bereits die linearen Stabilitätsrechnungen sehr aufwendig und schwierig, aber darüber hinaus ist auch das nicht-lineare Problem der Modensättigung noch keineswegs gelöst und bedarf noch einiger theoretischer Untersuchungen [110].

Insbesondere sind in ITER oder einem Fusionsreaktor aber der -auf den Plasmaradius normierte- Gyrationradius der α -Teilchen, ρ_α^* , und die toroidale diamagnetische Driftfrequenz, $\omega^* \propto \langle E_\alpha \rangle / BR^2$, viel kleiner als in den bisherigen Experimenten. Daraus folgt nun, daß in ITER vor allem die TAE-Moden mit hoher Modenzahl n angeregt werden, anders als das in den Experimenten an TFTR der Fall war [50]. Für diesen Bereich ist man also bislang auf theoretische Vorhersagen angewiesen, die aber wegen der Unvollständigkeit der nicht-linearen Theorie noch nicht die verlangte Zuverlässigkeit aufweisen.

5. Helumpumpen aus Fusionsplasmen

In den vorigen Kapiteln haben wir uns mit dem Verhalten der in den Fusionsreaktionen erzeugten α -Teilchen und ihrer Abbremsung auf thermische Energien beschäftigt. Der logisch nächste Schritt ist die Frage, welche Rolle diese “thermischen α -Teilchen”, d.h. das fusionserzeugte Helium, für ein Fusionsplasma spielt.

Wie bereits in Abschnitt 2.2 diskutiert, verdünnt Helium in einem Fusionsreaktor das Deuterium-Tritium Gemisch und verringert damit die Fusionsleistung, aber darüber hinaus senkt es durch die erhöhten Strahlungsverluste gleichzeitig den Energieinhalt des Plasmas. Deshalb muß die Dichte des Heliums niedrig gehalten werden. Wie das Radialprofil der Heliumdichte in einem Plasma aussieht, und wie man es eventuell beeinflussen kann, erkennt man am besten an Hand eines sehr einfachen Transportmodells, wie es für Betrachtungen der Teilchennachfüllung benutzt wurde [145]:

In einem Fusionsplasma werden die Fusionsleistung und die α -Teilchen im Plasmazentrum erzeugt, und wir setzen einen diffusiven Transport, d.h. durch Gradienten getriebene Leistungs- und Teilchenflüsse an, die im stationären Fall die erzeugten Raten bilanzieren¹. Wenn die Plasmatemperatur am Rand vernachlässigt werden kann, und χ_{\perp} der Wärmeleitkoeffizient ist, folgt für den Leistungsfluß, q , der sich im stationären Fall gerade aus P_{α} ergibt,

$$q = 4\pi^2 a R_0 \cdot n_{i,0} \chi_{\perp} \frac{T_0}{a \cdot f_{\text{Profil}}}, \quad (5.1)$$

wenn a und R_0 der kleine und der große Plasmaradius sind und f_{Profil} ein Profilmfaktor der Ordnung 1 ist. Für den Helium-Fluß ergibt sich mit dem Diffusionskoeffizienten D_{He} entsprechend

$$\Gamma_{He} = 4\pi^2 a R_0 \cdot D_{He} \frac{n_{He,0} - n_{He,a}}{a \cdot f_{\text{Profil}}}, \quad (5.2)$$

wobei $n_{He,0}$ und $n_{He,a}$ die Heliumdichte im Plasmazentrum ($r = 0$) und am Plasmarand ($r = a$) darstellen. Die Profilmfaktoren in den beiden Gleichungen sind wegen des identischen Entstehungsprofiles zumindest ähnlich und werden hier als identisch angenommen. Wie in Abschnitt 2.2 bereits angesprochen, unterscheidet sich Helium von den anderen Verunreinigungen in einem Plasma dadurch, daß es nicht extern unterdrückt werden

¹Da die Neutronen das Plasma ohne Wechselwirkung verlassen, muß hier nur der durch die α -Teilchen im Plasma deponierte Anteil, P_{α} , betrachtet werden.

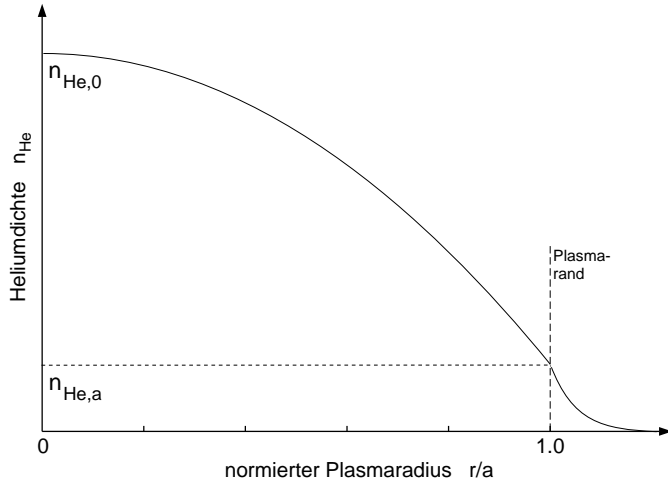


Abbildung 5.1: Schematisches He-Dichteprofil nach Gl. 5.4, das sich aus einem radialen, von Transportkoeffizienten bestimmten Profil, und einem konstanten, durch den Plasmarand gegebenen, Wert zusammensetzt. Außerhalb des Plasmas fällt die Dichte rasch ab.

kann, weil seine Erzeugungsrate direkt an die Fusionsleistung gekoppelt ist. Entsprechend der Gl. 2.37 erhalten wir eine Bedingung, die die Gleichungen 5.1 und 5.2 verbindet:

$$\Gamma_{He} = q/Q_\alpha, \quad (5.3)$$

wobei Q_α die kinetische Energie des α -Teilchens² ist. Damit ergibt sich nun

$$n_{He,0} = n_{He,a} + \frac{n_{i,0} \chi_\perp}{D_{He}} \cdot \frac{T_0}{Q_\alpha}. \quad (5.4)$$

Wenn wir $T_0 \approx 25$ keV, d.h. die Temperatur für das Minimum der Zündkurve aus Abb. 2.9, einsetzen, ergibt der zweite Bruch etwa den Faktor 1/140.

Die Heliumdichte im Plasma setzt sich also aus zwei Komponenten zusammen, wie es in Abb. 5.1 schematisch dargestellt ist: Ein radiales Profil, dessen Form von den Transportkoeffizienten χ_\perp und D_{He} bestimmt wird, sitzt auf einem konstanten Sockel $n_{He,a}$, womit das Problem in zwei Teile zerfällt:

1. Der Teilchentransport im Plasmazentrum muß zur Erfüllung der Bedingung für thermonukleares Brennen ausreichend schnell sein, was bedeutet, daß das Verhältnis von Energie- und Teilchen-Transport, ausgedrückt durch χ_\perp/D_{He} , ausreichend klein sein muß. Dieses Kriterium erinnert sofort an die Diskussion in Abschnitt 2.2, hat aber eine etwas andere Qualität: Bei der Diskussion der globalen Größen τ_E und τ_{He}^* steckt in der Definition von τ_{He}^* bereits implizit, daß die Einschlußzeit des Heliums stark durch das Recycling an den Wänden des Vakuumgefäßes, d.h. durch Quellen außerhalb des Plasmas bestimmt wird [27]. Die globale He-Einschlußzeit, τ_{He}^* , ist mit der He-Einschlußzeit im Zentralplasma, τ_{He} , gerade über den Recyclingkoeffizienten, R , verbunden, der angibt, wieviele der Ionen, die das Plasma verlassen, von den Wänden als Neutrale reemittiert und im Plasma reionisiert werden:

$$\tau_{He}^* = \frac{\tau_{He}}{1 - R} \quad (5.5)$$

Da Helium, als Edelgas, praktisch völlig von der Wand reemittiert wird, ist R immer in der Größenordnung von 1, und damit $\tau_{He}^* \gg \tau_{He}$.

² $Q_\alpha = 3.54$ MeV $\hat{=} 5.67 \cdot 10^{-13}$ Ws.

Während bei der Diskussion von τ_{He}^* das Recycling und die Randschichtphysik (einschließlich des Pumpens) implizit eingeschlossen sind, haben wir in diesem Modell und in Gl. 5.4 das Zentralplasma und den Rand wieder separiert und diskutieren mit dem Verhältnis χ_{\perp}/D_{He} nur den Transport innerhalb der geschlossenen Flußflächen. Dieses Verhältnis der Transportkoeffizienten entspricht also gerade dem Verhältnis τ_{He}/τ_E , wenn man es in Einschlußzeiten ausdrückt.

Wenn man in Gleichung 5.4 zunächst den Randwert $n_{He,a}$ vernachlässigt und für die Transportkoeffizienten typische Werte von $\chi_{\perp} \approx 1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und $D \approx \frac{1}{4} \chi_{\perp}$ ansetzt [92], erhält man im Plasmazentrum eine Heliumkonzentration, $f_{He} = n_{He}/n_e$, im Bereich einiger Prozent, was tolerierbar wäre [146].

2. Die Heliumdichte am Plasmarand wird genau durch das Recycling bestimmt und kann im allgemeinen nicht vernachlässigt werden. Heliumionen, die die letzte geschlossene Flußfläche überqueren, treffen irgendwo auf eine Wand, wo sie praktisch vollständig als neutrale Heliumatome reemittiert werden. Sie können nun entweder über externe Pumpen aus dem Vakuumgefäß abgepumpt werden, oder sie kehren wieder zum Plasma zurück, wo sie am Plasmarand ionisiert werden und in das Plasma diffundieren können. Da Helium –anders als zum Beispiel Deuterium– gar nicht von den Wänden gepumpt (adsorbiert) wird, ist externes Pumpen für Helium elementar wichtig.

Nimmt man nun in unserem Modell keine zentrale Heliumquelle an, sondern nur eine solche Randquelle, so führt der Dichtegradient in das Plasma hinein dazu, daß sich stationär ein flaches (d.h. konstantes) He-Dichteprofil einstellt, unabhängig vom Diffusionskoeffizienten. Dieser bestimmt nur die Zeitkonstante für das Auffüllen des He-Profiles, nicht den stationären Zustand. Man sieht daran, daß allgemein Profile in Plasmen nur von den Transportkoeffizienten außerhalb der Quellregion bestimmt werden. Da die Plasmaheizung ihre Leistung immer relativ zentral im Plasma deponiert, ergibt sich bei der Betrachtung des Wärmetransportes in Plasmen kein Problem, aber bei Untersuchungen des Teilchentransportes ist dies anders.

Insbesondere ergeben sich daraus Konsequenzen für die Untersuchung des Helium-Transportes in Deuteriumplasmen, wie sie im folgenden diskutiert werden sollen: Da wir (im allgemeinen) in den derzeitigen Experimenten das Helium nicht durch Fusionsreaktionen zentral im Plasma erzeugen können, muß es von außen dem Plasma zugeführt werden. Um eine möglichst zentrale Heliumquelle zu simulieren, sollte man also per Neutralteilchen-Injektion schnelle Heliumatome injizieren, wodurch im Plasmazentrum Heliumionen “entstehen”. Diese Heliuminjektion wurde an DIII-D und JT-60 und JET verwendet, zeigte aber keine Unterschiede zur zweiten möglichen Methode [147, 148]: Wenn man Helium in kurzen Pulsen als Neutralgas am Plasmarand anbietet, diffundiert es sehr schnell in das Plasma hinein. Gleichzeitiges Pumpen sorgt trotzdem für einen radialen Gradienten (sozusagen eine negative Quelle), der es uns erlaubt, Transportkoeffizienten zu bestimmen.

Wir sehen also, daß man bei der Untersuchung der Heliumabfuhr zwei (mehr oder weniger) getrennte Bereiche untersuchen muß, den Transport im Zentralplasma (d.h. auf geschlossenen magnetischen Flächen) und den Heliumtransport im Plasmarand (hier ist gemeint außerhalb des Plasmas) gekoppelt an das Abpumpen des neutralen Heliums. Im folgenden werden wir erst einige der untersuchten Plasmaszenarien kurz charakterisieren (Kap. 5.1), bevor wir den Heliumtransport im Zentralplasma diskutieren (Kap. 5.2). Die Heliumabfuhr aus dem Plasmarand wird dann im folgenden Kapitel 6 diskutiert.

5.1 Plasmaszenarien in Tokamaks

Tokamakplasmen [92] werden prinzipiell durch den Plasmastrom aufgeheizt, der nicht nur das benötigte Poloidalfeld, B_p , erzeugt, sondern durch den geringen, aber endlichen Plasmawiderstand auch Leistung dissipiert. Diese Form der Plasmaheizung wird auch als “Ohm’sche Heizung”, abgekürzt “OH”, bezeichnet. Da der Plasmawiderstand aber mit steigender Elektronentemperatur sinkt, lassen sich – mit technisch realisierbaren Plasmastromen – nur Plasmatemperaturen im Bereich von 1 keV erreichen. Um die erforderlichen Temperaturen von 20–30 keV zu erreichen, braucht man zusätzliche Heizmethoden, wie die Neutralteilchen-Injektion (NI) oder die Heizung mit hochfrequenten Wellen, wobei verschiedene Methoden (und damit verbunden verschiedene Frequenzbereiche) verwendet werden. Alle diese Heizmethoden können sowohl zur reinen Heizung des Plasmas als auch (bei toroidal gerichteter Einstrahlung) zur Erzeugung eines nicht-induktiven Plasmastromes genutzt werden. Details werden in Ref. 92 beschrieben, wo auch weitergehende Referenzen genannt werden.

- Die Ionen-Cyclotron-Resonanz-Heizung (ICRH), mit Frequenzen im Bereich 30–100 MHz, koppelt an die Zyklotronbewegung der Ionen oder in mehrkomponentigen Plasmen unter Umständen auch an die Elektronen.
- Wegen der geringeren Masse der Elektronen liegt die Frequenz der Elektronen-Cyclotron-Resonanz-Heizung (ECRH) im Bereich von 70–170 GHz.
- Bei der Lower-Hybrid-Heizung (LHH) wird die untere Hybrid Frequenz (im Bereich 1-10 GHz) ausgenutzt und eine gekoppelte Schwingung von Elektronen und Ionen angeregt.

Ein wichtiger Parameter für Fusionsplasmen sind die in Abschnitt 2.2 bereits diskutierten Energieverluste des heißen Plasmas, wobei die “Isolation” charakterisiert wird durch die Energieeinschlußzeit τ_E . Prinzipiell lassen sich sowohl der Energietransport (und damit letztlich auch τ_E) als auch der Teilchentransport, charakterisiert durch die Wärmeleitungs- und Diffusionskoeffizienten, $\chi_{\perp,j}$ und D_j^3 theoretisch berechnen. Die neoklassische Theorie, die von binären Coulombstößen ausgeht und den Einfluß der toroidalen Geometrie berücksichtigt [109, 149], ergibt aber Transportkoeffizienten, die etwa um einen Faktor 100 kleiner sind als die in der Realität gemessenen. Diese erhöhten Transportkoeffizienten werden zusätzlichen, als “anomal” bezeichneten, Transporteffekten zugeschrieben. Der anomale Transport wird inzwischen verstanden als konvektiver, durch Plasmaturbulenz verursachter Transport [150, 151].

Da also der Energietransport in Fusionsplasmen (bislang) nicht grundlegend berechnet werden kann, benutzt man empirische Skalierungen, die τ_E als Funktion globaler Plasmaparameter beschreiben. Bereits die erste dieser Skalierungen [30] zeigte als wesentliches Charakteristikum, daß sich der Energieeinschluß mit Zusatzheizung stark verschlechtert, $\tau_E \propto P_{Heiz}^{-0.5}$, was ungünstige Aussichten für die Extrapolation auf einen Fusionsreaktor ergab. Etwa zur gleichen Zeit wurde im Garching Tokamak ASDEX aber ein neues Regime entdeckt, das ebenfalls eine negative P_{Heiz} -Skalierung zeigte, bei dem aber die

³Der Index j bedeutet, daß beide Koeffizienten sowohl für Elektronen als auch (verschiedene) Ionen getrennt zu diskutieren sind.

Einschlußzeit etwa einen Faktor 2 besser ist [28]. Dieses Plasmaregime erhielt deshalb die Bezeichnung H-Mode (“High confinement”) [152], im Gegensatz zum ursprünglichen Regime, der L-Mode (“Low confinement”). Die H-Mode zeichnet sich durch eine Transportbarriere am Plasmarand aus [153], d.h. knapp innerhalb der Separatrix entstehen steile Gradienten der Temperatur und Dichte. Während die H-Mode zunächst nur in Divertortokamaks mit starker Zusatzheizung beobachtet wurde, fand man später H-Mode auch in Limitertokamaks [154] und in Stellaratoren [155]. Dabei stellte sich heraus, daß es für die Heizleistung, die benötigt wird, um in die H-Mode zu gelangen, einen Mindestwert gibt. Diese Leistungsschwelle, P_{LH} , ist im wesentlichen proportional zur Plasmadichte und dem Toroidalfeld [156]. Bei einer niedrigen “H-Mode Schwelle” ist es deshalb sogar möglich, nur mit stromgeheizten Plasmen die H-Mode zu erreichen.

Die hohen Druckgradienten innerhalb der Separatrix können aber auch zu einer Randinstabilität führen, den sogenannten “Edge Localised Modes” (ELMs) [157]. Bei einem ELM werden aus dem Randbereich des Plasmas burstartig Teilchen und Energie ausgeworfen, und man erkennt sie insbesondere an den “Blitzen” im H_α -Licht an der Plasma-Wand Kontaktstelle. Es werden mehrere ELM-Typen unterschieden, deren Auftreten im wesentlichen davon abhängt, wie hoch P_{Heiz} relativ zu P_{LH} ist [157, 158]. Liegt die Heizleistung nur knapp über der H-Mode Schwelle, treten die “Typ III ELMs” auf. Ihre Frequenz nimmt mit zunehmender Heizleistung ab, bis man in ein Regime kommt, in dem es gar keine ELMs gibt. In dieser “ELM-freien H-Mode” ist das Plasma instationär, wegen des guten Energie- und Teilchen-Einschlusses steigt die Dichte kontinuierlich an. Wird die Heizleistung weiter gesteigert, treten die “Typ I ELMs” auf, deren Frequenz mit P_{Heiz} steigt. Die “Typ II ELMs” wurden nur in DIII-D beobachtet und konnten in keinem anderen Tokamak beobachtet werden. Anders als in der ELM-freien H-Mode ermöglichen die ELM-behafteten Regimes stationäre Plasmaentladungen, in denen sich die Dichte auf einen konstanten Wert regeln läßt und auch Verunreinigungen sich nicht ansammeln können. Deshalb ist die ELM-behaftete H-Mode auch der für ITER geplante Operationsmodus.

Die Nicht-Stationarität ist auch ein Problem bei der in DIII-D entdeckten VH-Mode (“Very High Confinement”), die vor allem in Plasmen mit hoher Triangularität auftritt [159]. Im Vergleich zu H-Mode-Plasmen, ist der Bereich der hohen Dichte- und Druck-Gradienten in der Randzone in der VH-Mode deutlich breiter. Dies führt zu höheren Werten für Plasma-Dichte und -Temperatur und zu einem gegenüber der H-Mode um etwa den Faktor 2 verbesserten Einschluß. Allerdings hat die VH-Mode (wegen verbesserter MHD-Stabilität am Rand) keine ELMs. Dies führt zu einer kontinuierlich ansteigenden Plasmadichte und erlaubt keinen stationären Betrieb.

Im stationären Betrieb eines Fusionsreaktors mit DT-Plasmen werden ja 80 % der Fusionsleistung durch die Neutronen direkt an die Gefäßwand bzw., in das Blanket übertragen, aber die α -Teilchenleistung wird im Plasma deponiert und muß also kontinuierlich über den Plasmarand abgeführt werden. Unabhängig, ob dies über einen Limiter oder einen Divertor⁴ geschieht, resultiert es in einer sehr lokalisierten Leistungsdeposition auf materiellen Strukturen, die die Grenzen des ingenieurmäßig Machbaren übersteigt. Deshalb wurde in den letzten Jahren nach Szenarien gesucht, die am Plasmarand (innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche) Volumenverluste durch Strahlung erzeugen. Erste Experimente am Princeton Tokamak TFTR nutzten den Kohlenstoff, der vom Limiter

⁴Beides wird im Anhang 1 kurz erklärt und im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert.

in den Plasmarand eindrang. Durch die hohen Strahlungsleistungen kühlte der Plasmarand soweit ab, daß das Plasma sich vom Limiter zurückzog, was zu dem englischen Begriff des “detached plasma” führte [160, 161]. Da der von Limitern und Gefäßwänden erodierte Kohlenstoff sich aber wieder an Wänden niederschlägt, und nicht kontrolliert geregelt werden kann, ging man bald dazu über, Edelgase von außen einzublasen, und erzielte zuerst am Jülicher Tokamak TEXTOR große Erfolge. Indem die Neonzufuhr über die gemessene Randstrahlung geregelt wurde, ließen sich lange Entladungen stationär einstellen [29], und es ergab sich damit sogar ein Regime mit verbessertem Energieeinschluß, die sogenannte RI-Mode (“radiative improved confinement”) [162]. Feedback-geregelte Neonzufuhr in ASDEX Upgrade führte zu Entladungen mit sehr gutem H-Mode Einschluß mit Typ III ELMs und einer so geringen Leistung über die Separatrix, daß das Plasma im Divertor “detached” ist [163–166]. Dieses als CDH-Mode (“Completely detached H-Mode”) bezeichnete Regime wird im Kapitel 6 noch näher diskutiert.

Bei der Quantifizierung des Energieeinschlusses bezieht man sich im allgemeinen auf die oben erwähnten empirischen Skalierungen, die inzwischen im Rahmen der ITER-Entwicklung stark verbessert und durch theoretische Modelle unterstützt wurden. Insbesondere zwei Skalierungen werden in der Literatur immer wieder als Maßstab für experimentelle Daten herangezogen, eine für L-Mode Plasmen, die 1989 in Ref. 167 beschrieben wurde,

$$\tau_{ITER89P} = 0.048 A_i^{0.50} I_p^{0.85} P^{-0.50} R_0^{1.20} \kappa^{0.5} n_e^{0.10} B_t^{0.2} a^{0.3} \quad (5.6)$$

und eine für ELM-behaftete H-mode, die 1992 vorgestellt wurde [31]:

$$\tau_{ITER92P} = 0.057 A_i^{0.51} I_p^{0.83} P^{-0.51} R_0^{1.87} \kappa^{0.5} n_e^{0.05} B_t^{0.1} (a/R)^{0.11}. \quad (5.7)$$

In beiden Skalierungen ist A_i die Ionenmasse in atomaren Masseneinheiten (amu), I_p der Plasmastrom in MA, P die Heizleistung in MW, R_0 und a der große und der kleine Plasmaradius in m, κ die Plasmaelongation, n_e die liniengemittelte Elektronendichte in 10^{20} m^{-3} , B_t das Toroidalfeld auf der Plasmaachse in Tesla und die Einschlußzeiten τ werden in Sekunden gemessen.

5.2 Heliumtransport im Zentralplasma

Im vorigen Abschnitt hatten wir bereits erwähnt, daß die neoklassische Theorie für den Energie- und besonders für den Teilchentransport in Plasmen viel zu geringe Werte liefert. Betrachtet man jedoch den Transport von Verunreinigungen in einem Fusionsplasma, so stellt sich die Situation unter gewissen Umständen anders dar [149, 168]. Für die meist hochgeladenen Verunreinigungen ergeben sich viel höhere stoßbedingte Transportbedingungen, die –besonders bei guten Einschlußbedingungen– den Verunreinigungstransport dominieren.

Im oben diskutierten Modell haben wir den Heliumtransport in einem Plasma durch den Diffusionskoeffizienten D beschrieben, und das Kriterium für ausreichend schnellen He-Transport läßt sich dann formulieren als ein Kriterium für das Verhältnis χ_{\perp}/D_{He} , das nicht zu groß werden darf. Allerdings zeigen Untersuchungen des Teilchentransportes, daß dieser Ansatz eines rein diffusiven Transportes nicht realistisch ist. Oftmals ist das Radialprofil von Verunreinigungen spitzer als das Elektronendichteprofil, was mit obigem Ansatz nicht dargestellt werden kann. Realistischer ist deshalb eine Beschreibung der

Teilchenflüsse als Kombination eines diffusiven und eines konvektiven Anteils, wobei letzterer durch eine Driftgeschwindigkeit (Einwärtsdrift) beschrieben wird:

$$\Gamma_{He} = D_{He} \cdot \nabla n_{He} + v_{He} \cdot n_{He}, \quad (5.8)$$

wobei Γ_{He} hier die Flußdichte ist. Ein solcher Ansatz für die Teilchenflüsse ergibt sich auch aus der neoklassischen Theorie der Verunreinigungen, wenn die durch Temperatur- und Dichte- Gradienten bedingten Terme entsprechend zusammengefaßt werden [168, 169].

5.2.1 Bestimmung der He-Transportkoeffizienten

Diese Transportkoeffizienten können experimentell bestimmt werden aus dem Radialprofil der Heliumdichte und seiner zeitlichen Entwicklung nach einem kurzen Gaspuls in einer stationären Phase einer Plasmaentladung.

Da Helium innerhalb der heißen Plasmen vollständig ionisiert ist, läßt es sich spektroskopisch nur mit Ladungsaustauschspektroskopie (Charge Exchange Recombination Spectroscopy, CXRS) beobachten [170]. Dabei machen die He^{++} -Ionen mit schnellen Neutralen aus dem Strahl der Neutralteilchen-Injektion (entweder von einem Injektor zur Plasmaheizung, oder einem kleineren Diagnostik-Injektor) einen resonanten Ladungsaustausch, so daß man dann Emission von den dabei entstehenden, angeregten He^+ -Ionen messen kann. Aus den Spektren der beobachteten Strahlung lassen sich Plasmatemperatur, Teilchendichte und Rotationsgeschwindigkeit der Ionen bestimmen [171]. Allerdings sind diese Auswertungen sehr aufwendig, da die Abschwächung des Neutralteilchenstrahles berücksichtigt werden muß, da das Spektrum von anderen Spektrallinien (z.B. von BeIV) und von Heliumlinien vom Rand überlagert werden kann und je nach Geometrie auch durch den "Plume" Effekt⁵beeinflußt wird [171,172].

Die ersten Untersuchungen des Heliumtransportes in heißen Plasmen benutzten aber die Fusionsreaktion $D(^3He,p)\alpha$, um aus der Rate der 14.7 MeV Protonen die Heliumdichte zu bestimmen [173]. Da dieses Verfahren wegen der relativ großen Larmorradien dieser schnellen Protonen aber nur eine beschränkte Ortsauflösung bietet, wurde es nach Entwicklung der CXRS-Diagnostik kaum noch verwendet.

Abb 5.2 zeigt für eine ASDEX Upgrade-Entladung ein typisches Helium-Experiment. Während des Plateaus der Entladung wird ein kurzer He-Puls (50 ms, typisch 1×10^{21} Atome/s) eingeblasen, der sofort in das Plasma eindringt, dann aber abgepumpt wird, so daß die Dichte an verschiedenen Radien zeitlich abfällt, wie es in Abb. 5.3 dargestellt ist. Die CXRS-Diagnostik hat 11 Sichtlinien und liefert damit Messungen an 11 radialen Kanälen, hier sind jedoch exemplarisch nur zwei gezeigt, links etwa beim halben Plasmaradius, rechts nahe des Plasmarandes. Mit diesen gemessenen He-Dichteprofilen gibt es zwei Möglichkeiten, die Transportkoeffizienten zu bestimmen:

1) Mit einem Verunreinigungscode, der mit den gemessenen Plasmaparametern (vor allem Dichte- und Temperatur-Profile) den Transport von Verunreinigungen berechnet, kann man durch Variation der Transportkoeffizienten den experimentellen Zeitverlauf der He-Dichte simulieren, und damit diese Koeffizienten bestimmen. Externes Pumpen und

⁵He⁺, das durch den Neutralstrahl am Plasmarand entsteht, kann längs des Magnetfeldes in die Sichtlinie driften, und das Spektrum stören.

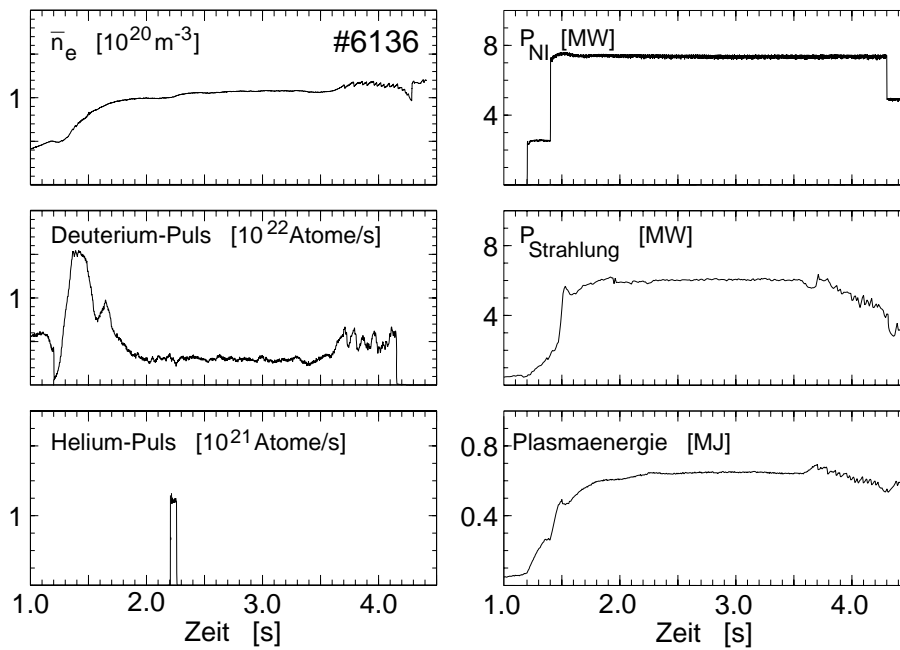


Abbildung 5.2: Zeitspuren einer ASDEX Upgrade Entladung ($I_p = 1$ MA, $B_t = -2.5$ T) mit einem Helium-Gaspuls in der stationären Phase, bei 2.2 s. Die Plasmadichte wird über den Deuterium-Gaseinlaß geregelt, und auch der Plasmaenergieinhalt bzw. die abgestrahlte Leistung sind während der Phase des Helium-Experimentes stationär. Der Helium-Puls bewirkt eine leichte Erhöhung der liniengemittelten Elektronendichte (ca. 10 %).

das Recycling am Plasmarand wird hier nur durch geeignet gewählte Randbedingungen berücksichtigt. Der bei den meisten Helium-Untersuchungen verwendete Code ist der “Multiple Impurity Species Transport (MIST) Code” [175]; an ASDEX Upgrade wird der äquivalente “STRAHL”-Code [176–178] verwendet.

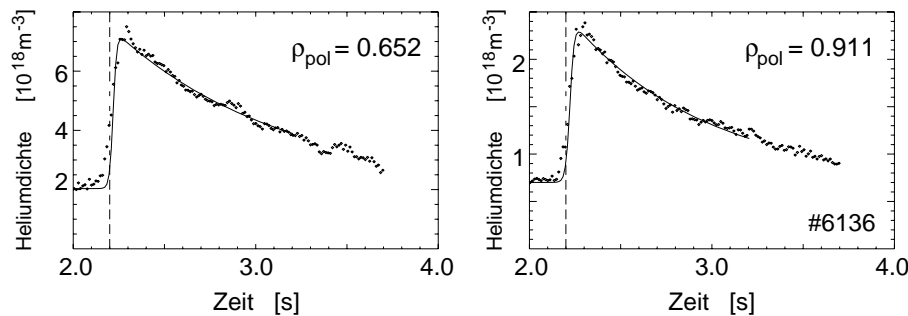


Abbildung 5.3: Zeitentwicklung der Helium-Dichte in der ASDEX Upgrade Entladung aus Abb. 5.2 an zwei Radien (ρ_{pol} ist der über den poloidalen magnetischen Fluß normierte Flußflächenradius) [174]. Die durchgezogene Linie stammt aus der Modellierung mit dem Transportcode STRAHL bei Benutzung der Transportkoeffizienten aus der Bilanzgleichung, wie später im Text beschrieben. Die bereits vor dem Heliumpuls gemessene Heliumdichte stammt von He-Atomen, die bei He-Glimmentladungen in der Wand implantiert wurden.

Die Transportcodes lösen (gemittelt über die magnetischen Flußflächen) die radiale Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\Gamma_i) = S_i, \quad (5.9)$$

wobei der Index i für beliebige Verunreinigungen steht, S_i den Quellterm beschreibt, und Γ_i die Flußdichte ist, für die ein Ansatz entsprechend Gl. 5.8 gewählt wird. MIST verwendet ein radiales Profil für den Diffusionskoeffizienten D_i und parametrisiert die konvektive Driftgeschwindigkeit als

$$v_i(r) = c_i D_i \frac{\partial(\ln n_e)}{\partial r}. \quad (5.10)$$

Diese Parametrisierung ist dadurch motiviert, daß sich im Plasmainneren, wenn dort keine Quellen und Senken für die Verunreinigung i sind, für den stationären Fall ($\Gamma_i = 0$) Verunreinigungsprofile der Form

$$n_i(r) \propto (n_e(r))^{c_i} \quad (5.11)$$

ergeben. Der Koeffizient c_i beschreibt dann das preferentielle Zuspitzen des jeweiligen Verunreinigungsprofils gegenüber dem Elektronendichteprofil, welches für große c_i zu einer Anhäufung der Verunreinigungen im Plasmazentrum führen würde. In der neoklassischen Theorie erwartet man eine solche Profilduspitzung, wobei der Profilexponent c_i proportional zur Ladungszahl der Verunreinigung, Z , zunimmt [169].

2) Mit zunehmender Verbesserung der CXRS-Diagnostik und vor allem erhöhter Raumauflösung ergab sich auch die Möglichkeit, die Transportkoeffizienten direkt aus den experimentell bestimmten Ortsabhängigkeiten der Dichten zu bestimmen [179, 180]: Im quellfreien Plasmainneren läßt sich aus der radialen Teilchenbilanz nach Gl. 5.9 der Teilchenfluß Γ_{He} direkt aus der zeitlichen Änderung der Heliumdichte berechnen. Dividiert man nun Gleichung 5.8 durch n_{He} , erhält man eine lineare Beziehung zwischen dem radialen Helium-Fluß, $\Gamma_{He}(r, t)/n_{He}(r, t)$, und dem radialen Gradienten der Heliumdichte, $\nabla n_{He}(r, t)/n_{He}(r, t)$, jeweils auf die lokale Heliumdichte normiert:

$$\frac{\Gamma_{He}(r, t)}{n_{He}(r, t)} = D_{He}(r, t) \cdot \frac{\nabla n_{He}(r, t)}{n_{He}(r, t)} + v_{He}(r, t). \quad (5.12)$$

Wenn man davon ausgeht, daß die Transportkoeffizienten zeitlich konstant sind, kann man die zeitliche Entwicklung des Dichteprofiles nutzen und für einen festen (normierten) Radius die (auf die Heliumdichte normierten) Helium-Flüsse gegen die Dichtegradien plotten, wie es in Abb. 5.4 für die Entladung aus Abbildung 5.2 zu sehen ist. Die Punkte bilden sehr gut eine Gerade, was zeigt, daß der Ansatz nach Gl. 5.8 sinnvoll ist und gleichzeitig erlaubt, aus einem linearen Fit an die Punkte die Transportkoeffizienten zu bestimmen.

Für die Experimente aus Abb. 5.2 und 5.3 ergeben sich damit, wenn man die Profile mit ihren elf experimentellen Stützpunkten durch Spline-Funktionen fittet und so zusätzliche Punkte erzeugt, die in Abb. 5.5 dargestellten Profile für die Transportkoeffizienten. Für normierte Plasmaradien oberhalb von 0.8 ist die Bedingung der Quellenfreiheit nicht unbedingt erfüllt, und deshalb werden die Daten aus diesem Bereich hier nicht mehr ausgewertet.

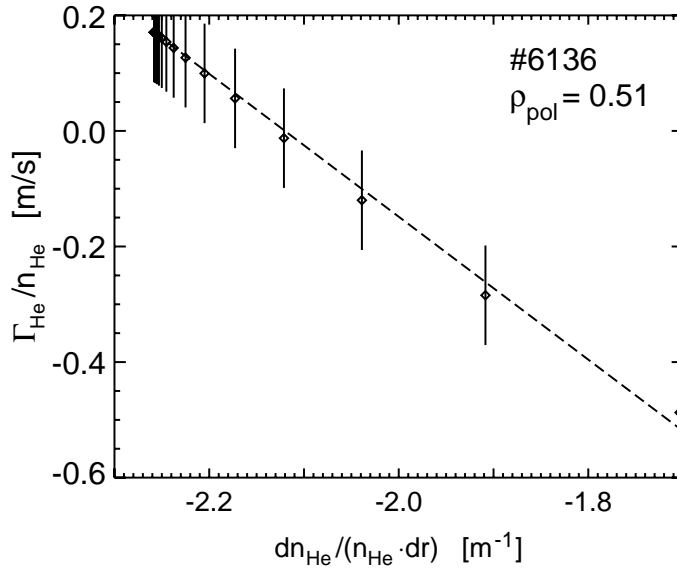


Abbildung 5.4: Radiale Helium-Bilanz für die Entladung aus Abb. 5.2. Aus den Parametern des linearen Fits folgen, wie im Text beschrieben, die Transportkoeffizienten D und v für Helium, hier $D_{He} = 1.1 \text{ m}^2/\text{s}$ und $v_{He} = -3 \text{ m/s}$.

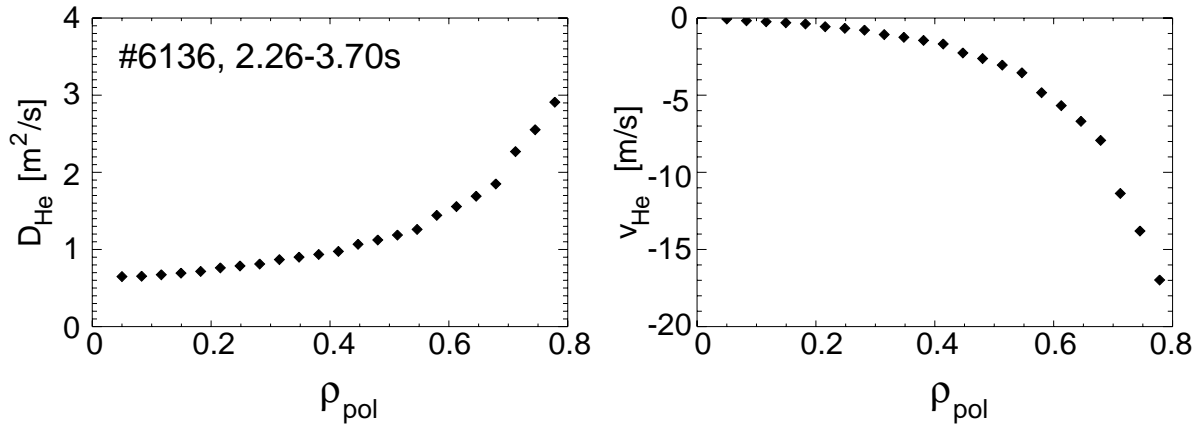


Abbildung 5.5: Helium-Transportkoeffizienten für die ASDEX Upgrade Entladung #6136 aus Abb. 5.2, bestimmt aus der radialen He-Bilanz, wie im Text beschrieben [174].

Berechnet man aus diesen Transportparametern und dem gemessenen Elektronendichteprofil dieser Entladung nach Gleichung 5.10 den Driftparameter c_{He} , so ergibt sich über einen großen Bereich des Plasmas (bis ca. $\rho_{pol} = 0.4$) ein Wert von etwa 2, weiter außen steigt er dann auf Werte bis ca. 5.

Wie bereits diskutiert, sind allerdings die Teilchentransport-Parameter nicht alleine entscheidend, sondern es kommt auf die Relation von Energie- und Teilchentransport an. Abb. 5.6 zeigt für die stationäre Phase der hier diskutierten Entladung das Radialprofil des effektiven Wärmeleitungskoeffizienten χ_{eff} , wie er mit dem eindimensionalen Transportcode ASTRA [181] aus den gemessenen Dichte- und Temperatur-Profilen und berechneten Depositionsprofilen für die Plasmaheizung (Neutralinjektion), $P_{Heiz}(r)$, berechnet wurde. χ_{eff} ist ein gemittelter Wert für den Energietransport über die Elektronen und über die Ionen,

$$\chi_{eff}(r) := \frac{2\pi R_0 \int_0^r P_{Heiz}(r') 2\pi r' dr' / A_{Flussfläche}}{(n_e + n_i) \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial(T_e + T_i)}{\partial r}}, \quad (5.13)$$

wobei $A_{Flussfläche}$ die Oberfläche der Flußfläche bei r ist. Bei hohen Plasmadichten

können die Ableitungen von T_e und T_i als gleich angenommen werden. Die Summation der Temperaturen bei der Ableitung dient nur zur Mittelung über die experimentell bedingten Ungenauigkeiten in den Temperaturprofilen.

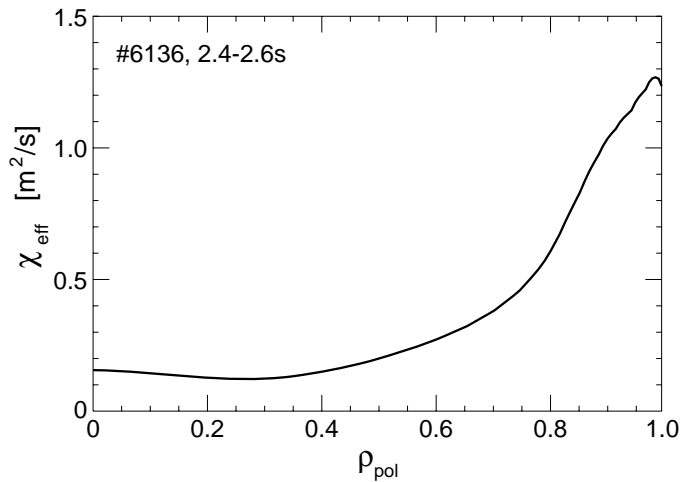


Abbildung 5.6: Radialprofil des Wärmeleitkoeffizienten χ_{eff} für die in Abb. 5.2 dargestellte Entladung. χ_{eff} wurde mit dem Transport-Code ASTRA aus gemessenen Dichte- und Temperatur-Profilen berechnet.

Wir sehen nun aus den Daten der Abb. 5.5 und 5.6, daß das Verhältnis χ_{\perp}/D_{He} sogar etwas unter 1 liegt und damit prinzipiell das oben formulierte Kriterium leicht erfüllt. Allerdings gehört der Diffusionskoeffizient aus Abb. 5.5 zu einem Transportmodell, das den Teilchentransport mit D und v beschreibt, während Gl. 5.4 mit einem rein diffusiven Ansatz abgeleitet worden war. Deshalb können wir den hier ermittelten Wert für χ_{eff}/D_{He} nicht einfach quantitativ mit Hilfe der Gl. 5.4 bewerten.

Man kann aber festhalten, daß in diesem Entladungsszenario der Heliumtransport im Vergleich zum Energietransport recht schnell ist, und daß die Zuspitzung des Helium-Dichteprofiles mit $c_{He} \approx 2$ nicht extrem ist. Wir werden in Kapitel 6 auch sehen, daß bei diesen Entladungen tatsächlich der Heliumtransport außerhalb der geschlossenen Flußflächen das begrenzende Element ist.

5.2.2 Heliumtransport-Untersuchungen in Tokamaks

Nun stellt sich aber die Frage, wie der zentrale Heliumtransport in verschiedenen Plasmaszenarien aussieht. Hierzu sind seit Beginn der 80er Jahre viele Untersuchungen an verschiedenen Tokamaks unternommen worden, die im folgenden diskutiert werden sollen. In den letzten Jahren gab es auch drei internationale Workshops über die Problematik der Heliumabfuhr, die in den Referenzen 182–184 kurz zusammengefaßt sind. Eine detaillierte (wenn auch nicht ganz aktuelle) Zusammenfassung der experimentellen und theoretischen Ergebnisse findet sich in einem Übersichtsartikel von 1997 [148].

OH-Plasmen

Die ersten Helium-Transport Untersuchungen in rein stromgeheizten Plasmen im amerikanischen Tokamak Doublet III [185, 186] beinhalteten noch keine Messungen der Heliumdichte im Plasma. Sie basierten auf der Erhöhung der Elektronendichte nach dem He-Puls und bestimmten nur globale Pumpzeiten, die weiter unten diskutiert werden. Die ersten CXRS-Messungen der lokalen Heliumdichte wurden an dem Divertortokamak PDX

in Princeton durchgeführt [187], wobei die schnellen Neutralen mit einem Diagnostik-Injektor erzeugt wurden. Die Simulation dieser Daten mit dem bereits erwähnten Transportcode MIST ergab einen relativ schnellen Heliumtransport mit $D_{He} \approx 2 \text{ m}^2/\text{s}$ und $c_{He} = 0.8$.

L-Mode Plasmen

Im “Princeton Large Tokamak” (PLT) wurde die zeitliche Entwicklung der zentralen Heliumdichte nach einem kurzen Helium-Gaspuls in ein L-Mode Plasma durch die Messung der 14 MeV Protonen aus der $D(^3\text{He},p)\alpha$ -Reaktion untersucht [173]. Dabei ergab sich aus dem Anstieg des Protonensignals, der der Diffusion von Helium in das Plasma entspricht, für ein rein diffusives Modell (keine konvektive Geschwindigkeit) ein Diffusionskoeffizient $D_{He} = 0.4 \pm 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$. Unerwarteterweise zeigte sich aber auch ein zeitlicher Abfall der Heliumdichte, der zu niedrigen Plasmadichten hin anstieg, und auf eine geringe Wandadsorption des Heliums zurückgeführt wurde. Die Rate dieses Abfalls ergab eine normierte Helium-Einschlußzeit nach Gl. 2.43 von $\rho_{He} = \tau_{He}^*/\tau_E \approx 10$.

Dasselbe diagnostische Verfahren wurde später auch bei dem wesentlich größeren “Tokamak Fusion Test Reactor” (TFTR, ebenfalls in Princeton) eingesetzt [188], wobei sich ein höherer Diffusionskoeffizient von $D_{He} = 1\text{-}2 \text{ m}^2/\text{s}$ ergab.⁶ Diese Diffusionskoeffizienten stimmen überein mit den Werten für Germanium, das in TFTR ebenfalls untersucht wurde. In TFTR wurde kein Abpumpen des Heliums, d.h. volles Recycling mit $R \approx 1$ beobachtet [188].

Helium-Untersuchungen mit Messung lokaler Dichten aus CXRS an den japanischen Tokamaks JT-60 [189, 190] und JT-60 Upgrade⁷ [147] ergaben Transportkoeffizienten von $D_{He} = 0.4 \text{ m}^2/\text{s}$, $c_{He} = 1\text{-}1.5$ in JT-60 und $D_{He} = 1 \text{ m}^2/\text{s}$, $c_{He} = 0.5$ in JT-60U. Untersuchungen in dem Divertortokamak DIII-D in San Diego ergaben ähnliche Werte von $D_{He} = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ und $c_{He} = 0.95$ [191].

CXRS-Messungen mit hoher Ortsauflösung in TFTR [180, 192] erlaubten die Bestimmung radialer Profile von D_{He} ($0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ im Plasmazentrum, ansteigend auf fast $10 \text{ m}^2/\text{s}$ am Rand) und v_{He} (0 im Zentrum, -0.8 m/s bei $3/4$ des Radius, -3.5 m/s am Plasmarand). Das Profil $D_{He}(r)$ hat denselben radialen Verlauf wie $\chi_{\perp,i}$ und $\chi_{\perp,e}$, wobei $\chi_{\perp,i}/D_{He} \approx 1$ und $\chi_{\perp,e}/D_{He} \approx 0.7$. Vergleiche mit Transportkoeffizienten für Eisen ergaben in L-Mode-Plasmen ähnliche Diffusionskoeffizienten für beide Elemente [180].

L-Mode Plasmen in JET [193] zeigten im Vergleich einen besseren Einschluß des Heliums, mit $\chi_{eff}/D_{He} \approx 2\text{-}3$ bei rein diffusivem Heliumtransport ($D_{He} = 0.4\text{-}1.2 \text{ m}^2/\text{s}$, vom Zentrum ansteigend bis zum Plasmarand, $v_{He} = 0$). Spätere Untersuchungen in JET, bei denen eine Kryopumpe mit Argon-Frost benutzt wurde um Helium zu pumpen, zeigten in L-Mode Plasmen eine normierte Helium-Einschlußzeit von $\rho_{He} \approx 10$ [194].

Untersuchungen zum zentralen Helium-Transport in Limitertokamaks wurden auch in dem Jülicher Tokamak TEXTOR durchgeführt [195–197], der mit einem Pump-Limiter [198]⁸ ausgerüstet ist. Hier ergab die Auswertung der Heliumdichten mit MIST $D_{He} = 0.1\text{-}1.0 \text{ m}^2/\text{s}$, vom Plasmazentrum ansteigend bis zum Plasmarand und $c_{He} =$

⁶Dieser Bereich ist durch eine Dichtevariation bedingt.

⁷Die wesentliche Änderung beim “Upgrade” von JT-60 zu JT-60U war der Umbau des poloidalen Divertors, der zunächst in der Mittelebene (außen) lag, in die Position unterhalb des Zentralplasmas.

⁸Dies wird im nächsten Kapitel beschrieben.

0.65. Die normierte Helium-Einschlußzeit, ρ_{He} , fiel bei diesen Experimenten mit ansteigendem Plasmastrom und lag für Plasmaströme im Bereich $I_p \approx 300$ kA bei etwa 15, abfallend auf etwa 10 bei 500 kA [199].

H-Mode Plasmen

Während der Helium-Transport in L-Mode Plasmen also ausreichend schnell ist, gab es eine Zeit lang Befürchtungen, daß dies in H-Mode Plasmen anders sein könnte. Verschiedene Untersuchungen zum Teilchentransport hatten gezeigt, daß mit dem Energieeinschluß im H-Mode auch der Teilcheneinschluß besser wird (siehe Ref. 200 und Zitate darin), und zwar teilweise sogar überproportional, was gleichbedeutend ist mit höheren Werten für χ_{\perp}/D_{He} . Da ein Fusionsreaktor aber die Szenarien mit verbessertem Energieeinschluß ausnutzen muß, ist der Helium-Transport in diesen Szenarien besonders kritisch.

Die ersten Helium-Experimente in JET H-Mode-Plasmen zeigten aber ebenfalls Diffusionskoeffizienten von $D_{He} \approx 1$ m²/s [193] ohne daß das He-Profil spitzer war als das Elektronendichteprofil [201]. Helium wurde dabei mit einer Argon-Sorptionsschicht auf einer Kryopumpe gepumpt. Dabei ergaben sich recht hohe Helium-Einschlußzeiten mit $\rho_{He} \approx 20$ [194]. Untersuchungen in JT-60U in ELM-behafteten H-Mode-Plasmen ergaben $D_{He} = 1-2$ m²/s und $c_{He} = 1-1.5$ [147], womit der Teilchentransport nur wenig langsamer ist als in L-Mode Plasmen [202]. Wenn in den Entladungen Helium –durch Absorption an eine auf die Wand des Vakuumgefäßes aufgedampfte Borschicht– gepumpt wurde, ergab sich eine normierte Einschlußzeit von $\rho_{He} = 7$ [147].

Räumlich und zeitlich sehr hoch aufgelöste CXRS-Messungen in DIII-D erlaubten, das He-Profil während ELMs zu untersuchen [191]. Während jeden ELMs wurden die Heliumionen nahe des Randes ($0.8 \leq \rho \leq 1.0$) herausgeworfen, wobei das Profil sich aber immer schnell restaurierte, da bei diesen Experimenten Helium nicht aktiv gepumpt wurde. Der Helium-Fluß zur Wand erhöhte deshalb sofort die Heliumquelle am Plasmarand, die das Profil wieder auffüllte. Genaue Profilanalysen mit MIST ergaben $D_{He} \lesssim 0.9$ m²/s und $c_{He} = 1$ [203]. Da die ELM-Frequenz (bei Typ I ELMs ist sie proportional zu P_{Heiz}) aber die Energieeinschlußzeit beeinflusst, ergab sich dabei die Relation $\chi_{\perp}/D_{He} \propto 1/f_{ELM}$, während χ_{\perp}/D_{He} nicht mit dem Plasmastrom variiert [204]. Ref. 205 verglich die Profile von χ_{\perp}/D_{He} für verschiedene Plasmaszenarien. Während in der L-Mode praktisch über das ganze Profil $\chi_{\perp}/D_{He} \approx 1.3$ gilt, ist in der ELM-behafteten H-Mode dieses Verhältnis im Plasmazentrum (bis $\rho = 0.3$) um 1 und steigt dann bis $\rho = 0.7$ auf einen Wert von 1.5. In der ELM-freien H-Mode steigt es erst ab $\rho = 0.5$ bis auf einen Wert von 2.6 bei $\rho = 0.8$, aber in allen drei Szenarien ist der zentrale Heliumtransport schnell genug. Mit einer Argon-Frost beschichteten Kryopumpe ergab sich für die ELM-behaftete H-Mode $\rho_{He} = 8-12$ [206], was noch in dem für einen Fusionsreaktor erlaubten Bereich liegt.

In der VH-Mode ergaben sich allerdings für χ_{\perp}/D_{He} Werte von etwa 3 über das ganze Profil hinweg [205]. Dieser Wert ist sehr hoch, aber globale Helium-Einschlußzeiten zu diesem Szenario wurden leider nicht berichtet.

Andere Szenarien mit verbessertem Einschluß

Außer der H-Mode gibt es noch andere Regimes, in denen der Energieeinschluß gegenüber der L-Mode verbessert ist.

In den in TFTR entdeckten ‘‘Supershots’’ [207], die sich durch besonders hohe Ionen-temperaturen bei relativ niedriger Plasmadichte auszeichnen, ergaben CXRS-Messungen in Deuterium-Plasmen $\chi_{\perp}/D_{He} \approx 0.8\text{--}1.2$ [180]. Diese Werte entsprechen denen in L-Mode Plasmen. An TFTR wurden in den Deuterium-Tritium-Plasmen auch die ersten Untersuchungen zum Transport der abgebremsten α -Teilchen durchgeföhrt [208]. Die dabei ermittelten Transportkoeffizienten stimmten mit den in Deuteriumplasmen aus Helium-Pulsen ermittelten Werten [180, 209] überein.

Im Limiter-Tokamak TEXTOR ergab sich durch Anlegen einer Spannung an den Limiter ebenfalls ein Plasmaregime mit verbessertem Einschluß, die ‘‘Polarisations-induzierte H-Mode’’ [210], die in ihrem Verhalten einer ELM-freien H-Mode entspricht. Helium-Untersuchungen ergaben mit $D_{He} = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ und $c_{He} = 1.15$ etwas spitzere Heliumprofile als in der L-Mode, wo $c_{He} = 0.8$ [191], aber eine deutlich höhere normierte Helium-Einschlußzeit mit $\rho_{He} \approx 70$, gegenüber einem Wert von etwa 27 in der L-Mode.

An TEXTOR wurde Heliumtransport auch in der in Abschnitt 5.1 eingeföhrt RI-Mode untersucht [29]. Dabei stellte sich heraus, daß τ_{He}^* mit steigender Plasmadichte abnahm, aber mit dem Bruchteil der abgestrahlten Leistung anstieg [211]. Die normierte Helium-Einschlußzeit entsprach $\rho_{He} \approx 18$, während in Entladungen mit strahlendem Plasmarand, aber L-Mode Einschluß ρ_{He} bei etwa 11 lag [212].

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Untersuchungen an ASDEX Upgrade wurden in CDH-Plasmen (siehe Abschnitt 5.1) durchgeföhrt, und ergaben im Plasmazentrum $D_{He} \approx 0.7 \text{ m}^2/\text{s}$ und $c_{He} \approx 2$, beides zum Rand hin ansteigend. Die normierte Helium-Einschlußzeit lag bei der hier diskutierten Entladung aber bei $\rho \approx 6$. Dies ist für ein stationär brennendes Plasma völlig ausreichend.

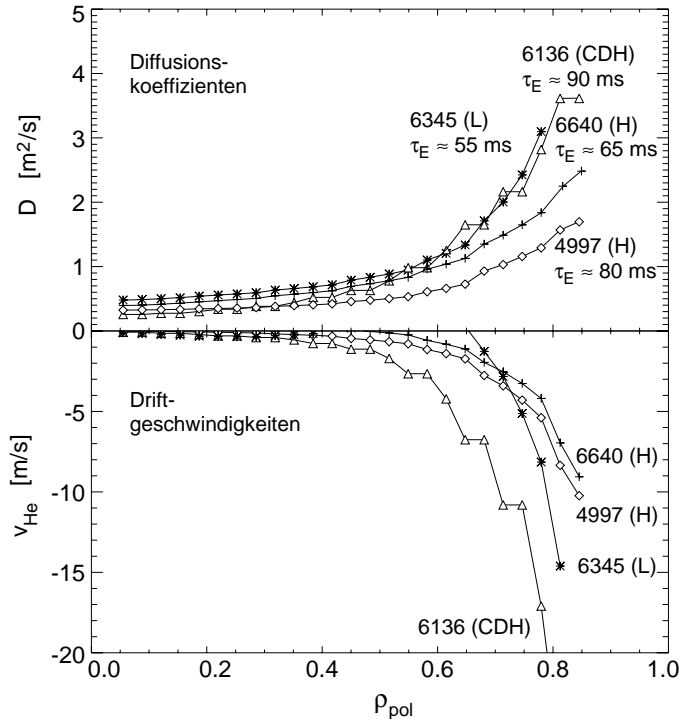


Abbildung 5.7: Helium-Transportkoeffizienten in ASDEX Upgrade für verschiedene Operationsbereiche. Insbesondere im Innenbereich des Plasmas ($\rho_{pol} \leq 0.5$) sinkt der Diffusionskoeffizient monoton mit steigendem τ_E . Die Einwärtsdrift in diesem Bereich steigt mit τ_E an.

Die Abbildung 5.7 faßt die in ASDEX Upgrade mit CXRS gemessenen Helium-Transportkoeffizienten für verschiedene Operationsregime zusammen. Außerhalb von $\rho_{pol} \approx 0.8$ kann die Ionisation von Helium aus dem Rand die für Gl. 5.12 verlang-

te Quellfreiheit zerstören. Deshalb wurden die Meßpunkte dort nicht ausgewertet. Im Innenbereich des Plasmas, d.h. für $\rho_{pol} \leq 0.5$, zeigt sich deutlich, daß der Diffusionskoeffizient monoton mit steigendem τ_E absinkt. Die Einwärtsdrift in diesem Bereich steigt mit τ_E an. Dies bedeutet wiederum, daß der Teilcheneinschluß (hier für Helium) sich parallel zum Energieeinschluß verbessert.

Zusammenfassung

Insgesamt zeigen die hier dargestellten experimentellen Ergebnisse, daß in der Tat in den Regimen mit verbessertem Energieeinschluß der Teilcheneinschluß sich mindestens linear, oft aber stärker erhöht als der Energieeinschluß. Dies bedeutet, daß das Verhältnis χ_{\perp}/D_{He} und damit die Heliumkonzentration im Plasmazentrum ansteigt. Allerdings führen die ELMs periodisch zu einem raschen radialen Transport im äußeren Bereich des Plasmas, so daß eine Akkumulation des Heliums im Plasma vermieden wird. In Plasmaregimen ohne ELMs ergibt sich allerdings eine unzulässig hohe normierte Helium-Einschlußzeit ρ_{He} .

Wie in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben, hängt der Absolutwert der Heliumkonzentration im Plasma nicht nur vom zentralen Transport (auf den geschlossenen magnetischen Flußflächen), sondern auch von der Heliumdichte am Plasmarand ab, die durch den Transport außerhalb des Zentralplasmas und das Pumpen bestimmt wird.

6. Grundlagen der Heliumabfuhr

Obwohl der Heliumtransport im Plasma, wie im vorigen Kapitel diskutiert, stark mit den zentralen Plasmaparametern variiert, spiegelt sich dies durchaus nicht immer in der globalen Einschlußzeit wieder. Das liegt an der oben beschriebenen, eigentlich ganz natürlichen, Zweiteilung des Problems: Das Helium muß nicht nur im Plasma (quer zum Magnetfeld) an den Plasmarand transportiert werden, sondern von dort auch entfernt werden. Dieser zweite Teil, den wir im folgenden als Heliumabfuhr bezeichnen wollen, ist letztlich der entscheidende Schritt, und wie sich in den experimentellen Ergebnissen in Kapitel 5 bereits andeutet, dominiert er oftmals die Zeitskalen.

Die Heliumabfuhr besteht aus zwei Schritten, dem Transport des Heliums zur Pumpe und dem Pumpen neutraler Heliumatome, womit das Helium dem System erst entzogen wird. Wie im Anhang ausgeführt, gibt es verschiedene Konfigurationen zur Plasmabegrenzung und damit auch zur Gestaltung der Randschicht. Wir werden uns hier auf den Divertor konzentrieren, da dieser das flexibelste und inzwischen am weitesten verbreitete Konzept darstellt, das auch für ITER vorgesehen ist. Dazu betrachten wir erst verschiedene Pumpszenarien (Abschnitt 6.1) und dann die Physik der Abschältschicht und des Divertors, zunächst einfache Beschreibungen für reine Wasserstoffplasmen (Abschnitt 6.2) und für Verunreinigungen in solchen Plasmen (Abschnitt 6.3) und zuletzt 2-dimensionale Beschreibungen (Abschnitt 6.4).

6.1 Externe Pumpen für Helium

Bereits im Kapitel 5 sind einige Möglichkeiten erwähnt worden, um Helium zu pumpen. Eine wichtige Randbedingung im Hinblick auf einen zukünftigen Fusionsreaktor ist, daß in dem aus einem Tokamak abzupumpenden Gas das Helium nur ca. 10 % ausmacht. Es müssen also Gasgemische abgepumpt werden, deren überwiegender Teil Deuterium (bzw. Tritium) ist.

Die meisten Tokamaks benutzen Kryopumpen, die Deuterium an Kryopaneelen ausfrieren, die im allgemeinen mit flüssigem Helium auf Temperaturen um 4 K (abhängig vom Druck) gekühlt werden [213]. Wasserstoff benötigt wegen des höheren Dampfdruckes noch niedrigere Temperatur und wird deshalb mit Kryopumpen schlechter gepumpt als Deuterium. Da Kryopumpen keinerlei mechanisch bewegte Bauteile haben, sind sie nicht empfindlich gegen Magnetfelder und können problemlos innerhalb eines Tokamaks verwendet werden.

Da Helium nicht ausfriert, kann es mit Kryopumpen nicht durch Ausfrieren gepumpt werden. Allerdings gibt es die Möglichkeit, Helium (über die relativ schwachen van-der-

Waals Kräfte) an geeigneten Materialien, die sich vor allem durch große Oberflächen auszeichnen, zu adsorbieren (Kryosorption). Die heute in Fusionsexperimenten üblicherweise verwendete Methode besteht im Aufbringen von “Argonfrost” auf den Kryopaneelen. Dieser Argon-“Reif” hat die notwendige große Oberfläche und pumpt deshalb Helium sehr gut. Solche Argonfrost-Kryopumpen werden an DIII-D [206,214] und JET [194,215] benutzt, und an ASDEX Upgrade ist dieses Verfahren vorgesehen [216]. Allerdings bindet das Argon auch Deuterium und dadurch sättigt die Schicht sehr schnell, womit sich die Pumpleistung für Helium drastisch verringert. Das Aufbringen des Argons durch Gaseinlaß an den Kryopaneelen kann aber auch dazu führen, daß Argon auf anderen Flächen adsorbiert und während der Plasmaentladung freigesetzt wird. Dies hat in JET jeweils nach dem Aufbringen des Argonfrosts zu so hohen Argon-Konzentrationen geführt, daß die folgenden Plasmaentladungen signifikant verändert wurden [217]. Mit verbesserter Technik arbeitet die JET-Kryopumpe nun sehr zuverlässig mit einer kalibrierbaren Saugleistung, die durch die Beladung der Argonschicht sogar variiert werden kann [218]. Ein fester Adsorber für Helium ist Aktivkohle, die dauerhaft auf den Kryopaneelen aufgebracht ist, aber in gewissen Abständen durch Erwärmung regeneriert werden muß. Da Aktivkohle auch Wasser sehr gut absorbiert, das beim Regenerieren wieder freigesetzt wird, eignen sich Aktivkohle Kryopumpen nicht für die Installation innerhalb des Vakuumgefäßes. Sie müssen extern installiert sein, so daß sie zum Regenerieren gegenüber dem Vakuumgefäß abgesperrt werden können, damit die freigesetzten Gase nicht zurück in das Vakuumgefäß gelangen können. Solche Pumpen sind für ITER vorgesehen [219]. Nicht genau verstanden, aber experimentell getestet ist die Adsorption von Helium auf frisch aufgedampften Beryllium-Schichten [220]. Wegen der hohen Toxizität von Be ist dieses Verfahren allerdings nur in JET, wo das Vakuumgefäß zur Oberflächenkonditionierung regelmäßig mit Be beschichtet wurde, verwendet worden.

In ähnlicher Weise wurde in JT-60U Helium gepumpt, wo durch das Tokamakplasma von einem festen Target aus Bor erodiert wurde, das sich auf den Wänden niederschlug (“Solid Target Boronization”). Diese Borschicht adsorbierte Helium sehr gut, so daß normierte Helium-Einschlußzeiten von $\rho_{He} \approx 7$ erreicht wurden [147].

Einlagerung der Heliumionen, die in einem Pumpplimitter direkt auf frisch aufgedampfte Metallflächen treffen, wurde in TEXTOR untersucht. Nickel-Deposition auf speziellen Pumpflächen führte zu preferentiell Pumpen von Helium, das als etwa 10-prozentige Minorität in Deuteriumgas vorlag [221].

Das robusteste Verfahren zum Pumpen von Helium bieten Turbomolekularpumpen, die jedoch empfindlich auf die Magnetfelder eines Tokamaks reagieren und daher relativ weit entfernt vom Vakuumgefäß installiert und stark abgeschirmt werden müssen. Derzeit benutzt nur ASDEX Upgrade Turbopumpen und Abb. A.4 im Anhang A zeigt die Anordnung der 14 Pumpen. Wegen der langen Pumpstutzen ist die effektive Saugleistung am Ausgang des Vakuumgefäßes, S_{eff} , durch den Strömungswiderstand begrenzt. Deshalb hängt S_{eff} auch von der Masse der zu pumpenden Teilchen ab und ist für D₂-Moleküle und für He-Atome identisch. Die effektive Saugleistung in ASDEX Upgrade beträgt etwa 10-14 m^3/s , abhängig von der Neutralgasdichte vor dem Pumpstutzen. Ein großer Vorteil dieses Pumpsystems ist die Möglichkeit, durch das Abschalten einzelner Pumpen¹ die Saugleistung variieren zu können. Details dieses Pumpsystems sind in

¹Dabei laufen die Pumpen weiter, aber sie werden durch einen Schieber vom Vakuumgefäß abgetrennt und somit effektiv außer Kraft gesetzt.

6.2 Energie- und Teilchentransport in einem Divertor

Wie in Anhang A geschildert, haben wir in der Abschälschicht (engl.: Scrape-off layer, oft als sol abgekürzt), völlig andere Transportverhältnisse als im Zentralplasma. Hier sind die Flußflächen nicht mehr geschlossene Tori, sondern sie enden an den Divertorplatten². Während auf den geschlossenen Flächen im Zentralplasma Plasmadichte und Temperatur sich durch die lange Verweilzeit über die Flußflächen gut ausgleichen können, ist dies in der Abschälschicht anders. Hier gibt es eine Strömung zu den beiden Divertorplatten hin, und da die Zeitskala dieser Strömung parallel zum Magnetfeld sehr viel schneller ist als die der Diffusion quer dazu, ist die Abschälschicht sehr schmal. Typische Abfallängen des Dichteprofiles in der Mittelebene betragen in ASDEX Upgrade 2–5 cm und für das Profil der Elektronentemperatur sind es etwa 0.5–3 cm [222].

Der Transport quer zum Magnetfeld ist auch in der Abschälschicht anomal und kann nur durch empirisch gefundene Transportkoeffizienten beschrieben werden. In der Richtung parallel zum Magnetfeld läßt sich das Plasma sehr gut als Flüssigkeit behandeln und mit den allgemeinen Flüssigkeitsgleichungen beschreiben, wie sie von Braginskii abgeleitet worden sind [223]. Die Lösung dieser vollen Gleichungen ist nur numerisch durchführbar, und wir werden später solche Modellierungen benutzen. Vorerst wollen wir aber ein vereinfachtes Modell mit reduzierten Gleichungen diskutieren, um die grundlegenden Eigenschaften und Abhängigkeiten der Abschälschicht zu verstehen.

6.2.1 Lineares Divertormodell

Durch die zwei unterschiedlichen Skalen ist die Abschälschicht intrinsisch zweidimensional, was Berechnungen aufwendig macht. Für das einfache Flüssigkeitsmodell wollen wir den radialen Transport (d.h. quer zum Magnetfeld) vernachlässigen, d.h. wir betrachten eine eindimensionale Flußröhre, die von der Mittelebene zu einer Divertorplatte führt, wie in Abbildung 6.1 dargestellt.

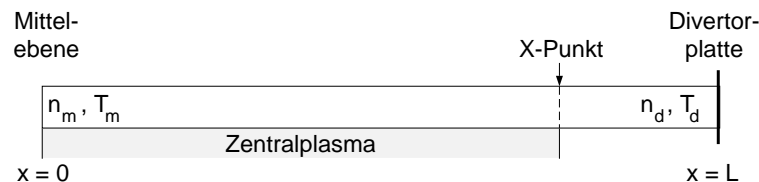


Abbildung 6.1: Vereinfachte Geometrie einer Abschälschicht der Länge L zwischen der Mittelebene des Plasmas (Index m) und der Divertorplatte (Index d).

Diese Flußröhre wird seitlich mit Teilchen und Energie aus dem Zentralplasma gefüttert und führt beides im wesentlichen längs des Magnetfeldes zur Divertorplatte. Prinzi-

²Üblicherweise benutzt man heutzutage einen einfachen Divertor (sogenannter Single-Null Divertor) ober- oder unterhalb des Plasmas, wie wir ihn hier diskutieren wollen. Nur in wenigen Fällen wird mit zwei Divertoren gearbeitet (sogenannter Double-Null Divertor).

piell gibt es natürlich (links angesetzt) eine zweite Flußröhre von $x = 0$ bis $x = -L$, aber der Stagnationspunkt, in dem sich die Teilchenflüsse zu den beiden Divertorplatten gerade aufheben und der Gesamtfluß Null ist, der also gewissermaßen ein Symmetriepunkt ist, wird im allgemeinen in der Mittelebene des Plasmas (außen) angenommen, so daß die Geometrie in Abb. 6.1 für unsere Überlegungen ausreicht. Als weitere Vereinfachung nehmen wir an, daß alle Teilchen und der gesamte Wärmefluß, $q_{||}$, bei $x = 0$ in die Abschälschicht eintreten. Zunächst behandeln wir ein reines Wasserstoffplasma, den Einfluß von Verunreinigungen werden wir später ansprechen.

6.2.2 Plasmaschicht an der Divertorplatte

An der Divertorplatte, wo das Plasma auf eine Festkörperoberfläche trifft, müssen kinetische Effekte berücksichtigt werden, die als Randbedingungen in das Flüssigkeitsmodell eingehen.

Da die Elektronen eine höhere mittlere Geschwindigkeit haben als die Ionen, lädt sich die Wand negativ auf, bis zu dem sogenannten “Floating Potential”

$$\varphi_f \simeq \frac{T_e}{e} \ln \left(\frac{T_i m_i}{T_e m_e} \right). \quad (6.1)$$

Vor der Platte entsteht also eine positiv geladene Schicht, und die Ionen werden zur Wand beschleunigt. Im Gleichgewicht stellt das Potential sich so ein, daß die Elektronen- und Ionenflüsse auf die Wand gleich sind. Die Dicke dieser Schicht beträgt einige Debye-Längen, $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T_e / n_e \cdot e^2}$, d.h. einige 10^{-4} m.

Vorgelagert vor diese Schicht stellt sich eine sogenannte Vorschicht ein, deren schwächeres elektrisches Feld weit in das Plasma reicht. Der Potentialabfall dort beträgt etwa $0.5 T_e/e$ und beschleunigt die Ionen so, daß ihre Geschwindigkeit beim Eintritt in die Schicht gerade der Schallgeschwindigkeit,

$$c_s = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i} \quad (6.2)$$

entspricht. Dies ist als Bohm-Kriterium bekannt [224], und der Grund dafür, daß Strömungsgeschwindigkeiten in der Randschicht normalerweise auf die jeweilige Schallgeschwindigkeit normiert und als Machzahl, $M = v/c_s$, ausgedrückt werden.

Eine detaillierte Diskussion der Vorgänge am Plasma-Wand Kontakt findet man in Ref. 225 (für den Fall ohne Magnetfeld, bzw. für Strömung in Richtung der Feldlinien), und in Ref. 226 wird der Einfluß eines magnetischen Feldes diskutiert.

Als Randbedingung für unser Flüssigkeitsmodell folgt daraus, daß die Plasmaionen nicht mit einer Energie auf die Divertorplatte treffen, die der Temperatur T_d entspricht, sondern durch die Beschleunigung in der Schicht ist ihre Energie $\tilde{\delta} \cdot T_d$, mit dem effektiven Wärmetransmissionskoeffizienten $\tilde{\delta} \approx 7$ (siehe die Diskussion in Abschnitt 8.6 von Ref. [227]).

6.2.3 2-Punktmodell der Abschälschicht

Das einfache Randschichtmodell, das auch als 2-Punktmodell bezeichnet wird [228], weil es nur zwei Punkte in der linear ausgedehnten Schicht miteinander verknüpft, besteht

nun aus den folgenden drei Gleichungen: Die Druckbilanz ergibt unter Berücksichtigung des dynamischen Druckes (Staudruckes) $n m v^2/2$ und des Bohm-Kriteriums mit $m v^2/2 = T_d \cdot M_d^2$

$$n_d T_d (1 + M_d^2) = (1 - f_{mom}) n_m T_m, \quad (6.3)$$

wenn M_d die Machzahl kurz vor der Divertorplatte ist. Der ‘‘Impulsverlust-Faktor’’, f_{mom} , berücksichtigt zusätzliche Impulsverluste durch Stöße, die in diesem Modell nicht enthalten sind, aber ebenfalls analytisch behandelt werden können [228]³.

Wenn man für den Energietransport nur den wichtigsten Mechanismus, die konduktive Wärmeleitung der Elektronen betrachtet, ergibt sich für die parallele Wärmeflußdichte $q_{\parallel}(x)$,

$$q_{\parallel}(x) = -\kappa_0 \cdot T^{5/2} \cdot \frac{dT}{dx} \quad (6.4)$$

mit dem Wärmeleitungskoeffizienten

$$\kappa_0 = \frac{(4\pi\epsilon_0)^2}{m_e^{1/2} \ln \Lambda e^4 Z} \quad (6.5)$$

nach Spitzer und Härm [229]. Dabei sind m_e und e die Elektronenmasse und die Elementarladung, $\ln \Lambda \approx 15$ ist der Coulomb-Logarithmus, Z die Ladungszahl der Ionen, und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Mit der obigen Annahme, daß die gesamte Leistung bei $x = 0$ in die Abschältschicht eintritt, ist $q_{\parallel}(x)$ konstant, und wir können Gleichung 6.4 längs x integrieren. Damit erhalten wir

$$T_m^{7/2} = T_d^{7/2} + \frac{7q_{\parallel}L_r}{2\kappa_0}. \quad (6.6)$$

Die Verbindung von Teilchenfluß, Γ_d , und Wärmefluß, q_{\parallel} , an der Schichtkante unmittelbar vor der Divertorplatte schließt das Gleichungssystem ab:

$$q_{\parallel} = \Gamma_d \cdot (\tilde{\delta}T_d + \epsilon_{pot}). \quad (6.7)$$

Dabei berücksichtigt der zweite Term die Oberflächenrekombination. Jedes Ion, das auf die Divertorplatte trifft, deponiert dort auch potentielle Energie, nämlich seine Rekombinationsenergie. Diese beträgt (bei Wasserstoff/Deuterium) 13.6 eV für die Rekombination des Ions zum Atom und 2.2 eV für die Molekülbildung, und so ergibt sich $\epsilon_{pot} \approx 16$ eV. Die Teilchenflußdichte am Eintritt in die Schicht kann man nun als $\Gamma_d = n_d c_s$ mit $c_s = \sqrt{2T_d/m}$ ausdrücken und erhält

$$(1 - f_{rad}) \cdot q_{\parallel} = n_d \cdot \left(\frac{2T_d}{m}\right)^{1/2} \cdot (\tilde{\delta}T_d + \epsilon_{pot}), \quad (6.8)$$

wobei der ‘‘Strahlungsverlust-Faktor’’, f_{rad} , die Strahlungsverluste in der Abschältschicht berücksichtigt. Mit den Gleichungen 6.3, 6.6 und 6.8 haben wir nun ein vollständiges Gleichungssystem für die drei Unbekannten T_m , T_d und n_d , wenn wir den Wärmefluß in die Abschältschicht, q_{\parallel} , und die Mittelebenendichte, n_m , als die experimentell einstellbaren und damit gegebenen Größen betrachten.

³Trotz der identischen Bezeichnung ist f_m in Ref. 228 das Komplement zu f_{mom} , $f_m = 1 - f_{mom}$, wobei unsere Definition dem Namen besser entspricht.

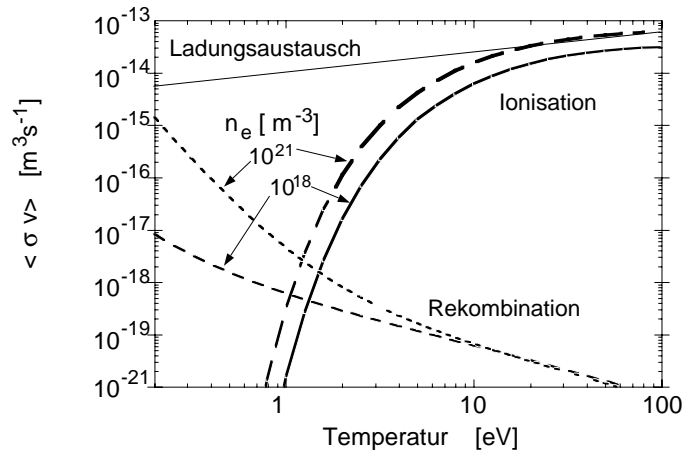


Abbildung 6.2: Reaktionsparameter für Ladungsaustausch, für Ionisation durch Elektronenstoß und für Rekombination in einem Deuteriumplasma als Funktion der Plasmatemperatur. Die Dichteabhängigkeit bei Ionisation und Rekombination entsteht durch die Dichteabhängigkeit der Besetzung verschiedener Anregungsniveaus.

6.2.4 Einfluß der Neutralen im Divertor

Auch wenn wir in dem einfachen Divertormodell die Rückwirkung der an der Divertorplatte durch Rekombination entstehenden Neutralteilchen (Atome und Moleküle) fast völlig vernachlässigt haben, spielt sie doch eine wichtige Rolle. Da die Dichte der Neutralen im allgemeinen so niedrig ist, daß sie nicht als Flüssigkeit behandelt werden können, muß man ihr Verhalten mit einem kinetischen Modell (im wesentlichen mit Monte-Carlo Methoden) behandeln. Dies werden wir im Zusammenhang mit der 2D Randschicht-Modellierung näher diskutieren, aber man kann allein aus den Wirkungsquerschnitten bzw. den Reaktionsparametern, $\langle \sigma v \rangle$, der atomaren Prozesse (wie sie in Abb. 6.2 für Deuterium dargestellt sind), einen Einblick in die Bedeutung der Neutralen bekommen. Der Ladungsaustausch von Deuteriumionen mit Deuteriumatomen hat bei allen Temperaturen den höchsten Reaktionsquerschnitt, spielt aber nur bei Temperaturen unterhalb etwa 10 eV (wo die Ionisationswahrscheinlichkeit absinkt) eine Rolle, da bei höheren Temperaturen die Neutralgasdichte im Plasma vernachlässigbar klein ist. Deshalb spielt der Ladungsaustausch nur am Plasmarand oder in einem kalten Divertorplasma eine wesentliche Rolle.

Erst bei Temperaturen unter ca. 1.5 eV dominiert die Rekombination der Ionen und Elektronen gegenüber der Ionisation durch Elektronenstoß.

6.2.5 Operationsbereiche eines Divertors

Aus dem oben hergeleiteten Gleichungssystem und weitergehenden Betrachtungen zum Einfluß des Neutralgases ergeben sich dann verschiedene Operationsbereiche für die Abschältschicht und den Divertor, die man im Sinne einer ansteigenden Plasmadichte anordnen kann.

Dabei wollen wir zunächst eine weitere Annahme treffen: Wenn die Temperatur im Divertor, T_d hoch genug ist, d.h. $T_d \gg 5$ eV, spielt die Reibung durch Teilchenstöße zwischen Neutralen und Plasma keine Rolle, und es tritt kein Impulsverlust auf ($f_{mom} = 0$). Dann

kann auch die potentielle Energie in Gl. 6.8 gegen die kinetische Energie vernachlässigt werden ($\varepsilon_{pot} \ll \tilde{\delta} T_d \Leftrightarrow T_d \gg 16/7 \text{ eV}$).

In Gl. 6.6 kann man nun zwei Extremfälle betrachten, je nachdem ob der erste oder der zweite Term der rechten Seite dominiert. Die Wärmeleitung kann vernachlässigt werden, d.h. der erste Term dominiert, wenn

$$\frac{7q_{\parallel}L}{2\kappa_0 T_d^{7/2}} \ll 1. \quad (6.9)$$

Mit den Gleichungen 6.3 und 6.8 kann dies umgeschrieben werden als

$$2 \left(\frac{7}{2}\right)^{6/7} \cdot \frac{\tilde{\delta}^2 n_d^2 L^{6/7}}{m q_{\parallel}^{8/7} \kappa_0^{6/7}} \ll 1. \quad (6.10)$$

Niedrig-Recycling Regime (Lineares oder Schicht-begrenztes Regime)

Bei niedriger Dichte (oder großem Wärmefluß) kann man nach Gl. 6.10 den zweiten Term in Gl. 6.6 vernachlässigen und findet nur geringe Temperaturunterschiede längs der Abschältschicht ($T_d \approx T_m$). Damit folgt aus Gl. 6.3 sofort ein linearer Zusammenhang zwischen den Dichten im Divertor und in der Mittelebene,

$$n_d \approx n_m/2, \quad (6.11)$$

der diesem Regime auch den Namen gibt.

Der Wärmetransport ist durch die Schicht vor der Divertorplatte begrenzt, und für die Divertortemperatur ergibt sich aus Gl. 6.8

$$T_d \approx (2m)^{1/3} \cdot \left(\frac{q_{\parallel}}{\tilde{\delta} n_m}\right)^{2/3}. \quad (6.12)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit zu den Divertorplatten steigt kontinuierlich von $M_m = 0$ auf $M_d = 1$ mit einer Variation proportional zu \sqrt{x} .

In diesem Regime spielen die Neutralen, die durch Rekombination an der Divertorplatte entstehen, keine Rolle, da ihre mittlere freie Weglänge deutlich über den Divertordimensionen liegt.

Hoch-Recycling Regime (Wärmeleitungs-begrenztes Regime)

Steigert man die Dichte in der Mittelebene, verliert Gl. 6.10 ihre Gültigkeit, und die Gleichung 6.6 kann genähert werden als

$$T_m \approx \left(\frac{7q_{\parallel}L}{2\kappa_0}\right)^{2/7}. \quad (6.13)$$

Damit lassen sich die Divertorparameter n_d und T_d darstellen als

$$n_d = \frac{1}{4} \left(\frac{7}{2}\right)^{6/7} \frac{\tilde{\delta}^2 n_m^3 L^{6/7}}{m q_{\parallel}^{8/7} \kappa_0^{6/7}} \quad (6.14)$$

und

$$T_d = 2 \left(\frac{2}{7}\right)^{4/7} \cdot \frac{m q_{\parallel}^{10/7} \kappa_0^{4/7}}{\tilde{\delta}^2 n_m^2 L^{4/7}}. \quad (6.15)$$

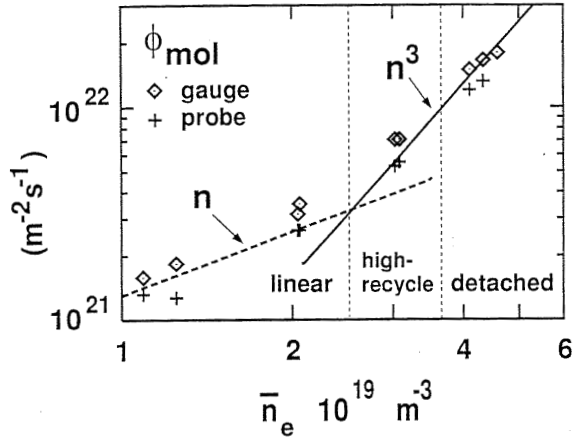


Abbildung 6.3: Teilchenflußdichten im Divertor von ASDEX Upgrade, gemessen mit Langmuirsonden in den Divertorplatten (probe) und mit einem Neutralgasmanometer (gauge), als Funktion der liniengemittelten Plasmadichte [228]. Man erkennt klar die unterschiedlichen Abhängigkeiten im Niedrig- und Hoch-Recycling Regime.

Die Divertortemperatur (und damit der Wärmefluß in den Divertor) ist nun also durch die Wärmeleitung begrenzt.

Die freie mittlere Weglänge der Neutralen liegt in diesem Regime in der Größenordnung der Divertorausdehnung, und die Ionisation dieser Neutralen nahe der Divertorplatte und ihr Rückströmen zur Platte sind auch die Ursache der hohen Divertordichte.

Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas ist nun über den größten Teil der Abschältschicht praktisch Null, und erst kurz vor der Divertorplatte (auf der Längenskala der freien Weglänge der Neutralen) steigt sie auf $M = 1$.

Ein experimentelles Ergebnis aus ASDEX Upgrade, in dem man die unterschiedliche Abhängigkeit der Divertordichte in den beiden Bereichen gut erkennen kann, ist in Abb. 6.3 (entnommen aus Ref. 228) dargestellt. Diese Abbildung demonstriert, daß unser Modell trotz der vielen Vereinfachungen die Physik der Abschältschicht sehr gut wiedergibt.

Detachment

Gleichung 6.15 zeigt klar, daß die Divertortemperatur quadratisch mit steigender Dichte abnimmt. Da hohe Werte von T_d auch hohe Auftreffenergien der Ionen auf der Divertorplatte zur Folge haben, führen sie über hohe Zerstäubung zu einer starken Abtragung der Divertorplatten. Ein Fusionsreaktor wird also auf keinen Fall im Niedrig-Recycling-Regime arbeiten können, sondern Temperaturniedrigung im Hoch-Recycling Regime nutzen müssen. Dies war auch die Grundlage des Divertor-Entwurfes in der ersten Phase von ITER. Dabei wurde allerdings klar, daß man zwar die Zerstäubung, die lange der Mittelpunkt der Divertoruntersuchungen war, im Hoch-Recycling Regime niedrig genug halten kann, daß aber die absoluten Leistungsflüsse⁴ auf die Divertorplatten wegen der sehr geringen Breite der Abschältschicht weit über dem technisch Machbaren liegen würden. Mit einer aus gemessenen Werten extrapolierten Breite der leistungsführenden Schicht in der Größenordnung von 2 cm, einem Radius des Divertors von ~ 8 m und einer Fusionsleistung von 1.5 GW (d.h. die α -Teilchenleistung von 300 MW, die im Plasma deponiert wird, muß durch die Abschältschicht auf die 2 Divertorplatten abgeführt werden) ergibt sich eine Leistungsdichte von

$$\frac{300 \text{ MW}}{2 \cdot 2\pi \cdot 8 \text{ m} \cdot 0.02 \text{ m}} \approx 150 \text{ MW/m}^2. \quad (6.16)$$

⁴Die niedrigere Temperatur wird durch die dabei erhöhte Divertordichte mehr als kompensiert.

Durch Strahlungsverluste im Zentralplasma wird die Leistung etwas geringer sein, und durch Verkippen der Divertorplatten (d.h. streifenden Einfall der Abschältschicht) läßt sich diese Leistungsdichte etwa um den Faktor 5 verringern. Doch auch dieser Wert von $\simeq 30 \text{ MW/m}^2$ liegt über dem, was im Dauerbetrieb technisch machbar ist, nämlich etwa 5 MW/m^2 . Es ist damit klar, daß zusätzliche Wege gefunden werden müssen, die Leistung aus dem Plasma abzuführen. Eine Möglichkeit, die in Abschnitt 5.1 bereits angesprochen wurde, ist der strahlende Plasmarand (innerhalb der Separatrix), der bereits den Leistungsfluß in die Abschältschicht reduziert. Die andere Möglichkeit, die seit Beginn der 90er Jahre die Diskussion der Divertorphysik stark geprägt hat, beruht darauf, zusätzliche Verlustmechanismen in der Abschältschicht zu nutzen. Dafür kommt bei hoher Divertordichte vor allem die Wechselwirkung mit dem Neutralgas in Frage. Diese zusätzlichen Leistungsverluste sollen dazu führen, daß sowohl die Divertortemperatur als auch Divertordichte und Ionenfluß auf die Divertorplatte abnehmen, das Plasma der Abschältschicht sich also praktisch von der Divertorplatte ablöst (engl.: to detach), was den Namen dieses Operationsbereiches erklärt. Genaugenommen kann man zwei unterschiedliche Bereiche des “Detachment” unterscheiden:

Schichtdetachment

Wenn bei steigender Dichte die Divertortemperatur unter etwa 5 eV sinkt⁵, nimmt der Anteil der CX-Stöße im Vergleich zur Ionisation zu. Diese Reibung am Neutralgas führt zu einem Impulsverlust des Plasmas, und damit beginnt der Ionenfluß auf die Divertorplatte abzunehmen. In diesem Übergangsbereich (bei $T_d \approx 5 \text{ eV}$) geschieht das Detachment allerdings nur in einem schmalen Bereich kurz vor der Divertorplatte, weshalb man von Schichtdetachment spricht. Die freie Weglänge der Neutralen ist in diesem Operationsbereich geringer als die Divertordimensionen.

Damit sind die in Abschnitt 6.2.5 gemachten Annahmen nicht mehr gültig, d.h. es tritt ein Impulsverlust auf ($f_{mom} \neq 0$), und gleichzeitig muß bei diesen niedrigen Temperaturen der Anteil der potentiellen Energie in Gl. 6.8 berücksichtigt werden. Während der Impulsverlust nach einem neuen Modell noch analytisch behandelt werden kann [228], macht die Berücksichtigung der potentiellen Energie ϵ_{pot} eine numerische Lösung notwendig. Damit kann man das oben diskutierte analytische Modell auch dazu benutzen, das Detachment im Divertor zu beschreiben. Abb. 6.4 zeigt nun die Divertorparameter und die Temperatur in der Mittelebene, T_m , aus einem solchen numerischen 2-Punktmodell als Funktion der Mittelebendichte. Für die Niedrig- und Hoch-Recycling Regime erkennt man klar die oben diskutierten Dichteabhängigkeiten und den mit der Dichte wachsenden Temperaturabfall über die Länge der Abschältschicht.

Vollständiges Detachment

Fällt die Divertortemperatur weiter, unter etwa 1.5 eV, so wird die Rekombination von Ionen und Elektronen dominant gegenüber der Ionisation. Dies führt zu einer starken Abnahme der Elektronendichte vor der Divertorplatte und zum seitlichen Entweichen der Neutralen, die nach oben (d.h. in Richtung zur Mittelebene) diffundieren und im heißeren Teil der Abschältschicht (bei 6–7 eV) wieder ionisiert werden. Dadurch entsteht nun sozusagen ein virtuelles Target innerhalb der Abschältschicht, das Plasma ist vollständig von der Divertorplatte abgelöst. Durch die vom Rand her kommenden Neutralen wird das Plasma im Divertor stark 2-dimensional, und Details sind mit unserem eindimensionalen

⁵Die Verunreinigungsstrahlung, z.B. durch Kohlenstoff, der von den Divertorplatten zerstäubt wird, trägt natürlich stark dazu bei, in diesen Temperaturbereich zu kommen.

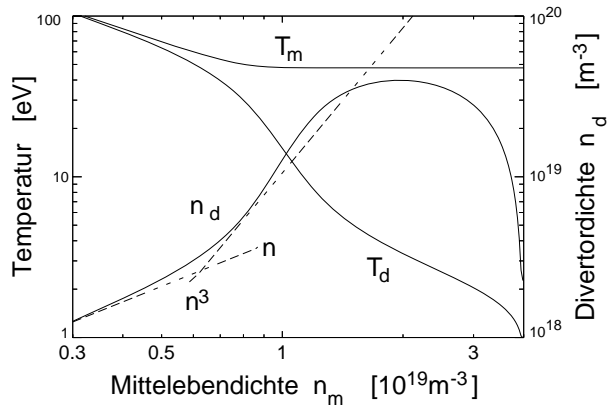


Abbildung 6.4: Variation der Divertorparameter als Funktion der Mittelebendichte n_m , berechnet mit dem 2-Punkt Modell. Die vorgegebenen Parameter für diese Rechnung sind $q_{\parallel} = 21 \text{ MW/m}^2$ und eine Verbindungslänge zwischen Mittelebene und Divertorplatte von $L = 22 \text{ m}$. Die Strahlungsverluste (f_{rad}) werden mit einem Fit an experimentelle Daten bestimmt [230].

Modell nicht mehr zu diskutieren, auch wenn der Haupttrend der stark abfallenden Elektronendichte im Divertor im (numerisch erweiterten) Modell in Abb. 6.4 noch sehr gut wiedergegeben wird.

Mit diesem eindimensionalen Modell der Abschältschicht kann man die grundlegende Physik verstehen und die groben Abhängigkeiten qualitativ erfassen. Will man weitere wichtige Aspekte, wie den uns hier vor allem interessierenden Transport von Helium (oder allgemein von Verunreinigungen) verstehen, muß man die Flüssigkeitsgleichungen allerdings genauer diskutieren.

6.3 Verunreinigungstransport im Divertor

Bislang haben wir ein reines Wasserstoffplasma⁶ betrachtet, ohne weitere Verunreinigungen. Da wir uns hier aber vor allem für den Transport von Helium in einem Wasserstoffplasma interessieren, müssen wir im nächsten Abschnitt die Transportgleichungen, insbesondere die parallele Impulsgleichung, im Detail diskutieren. In Abschnitt 6.3.2 wollen wir insbesondere das Verhalten der Helium- und Wasserstoff-Neutralen vergleichen. Für die Interpretation experimenteller Daten, deren Raumaufösung im allgemeinen nicht ausreicht, um sie detailliert mit den hier diskutierten Gleichungen zu vergleichen, müssen anschließend sinnvolle Größen extrahiert werden, die es erlauben, global den Transport von Verunreinigungen in Abschältschicht und Divertor zu quantifizieren (Absatz 6.3.3).

6.3.1 Kräfte auf Verunreinigungen

Wir betrachten hier zunächst beliebige Verunreinigungen j ($2 \leq j \leq N$)⁷, die aber alle nur als geringe Anteile im Plasma vorliegen sollen, d.h. $(Z_j \cdot n_j)/n_e \ll 1$. Die Strömung der Verunreinigungen in der Abschältschicht ist bestimmt durch die Kraftbilanz in der Richtung parallel zur Magnetfeldrichtung, in der mehrere Beiträge eine Rolle spielen. Wenn man der Übersichtlichkeit halber nur die wesentlichen Terme benutzt⁸, ergibt sich für die Verunreinigung j mit der Strömungsgeschwindigkeit $u_{\parallel j}$ aus der Erhaltung des

⁶Da Deuterium sich atomphysikalisch wie Wasserstoff verhält, sind bei Wasserstoffplasmen auch die Deuteriumplasmen subsummiert.

⁷Der Index 1 bezeichne die Grundkomponente des Plasmas, d.h. Wasserstoff.

⁸Die komplette Gleichung, die sich aus einem 21-Momenten Ansatz ergibt, findet man in Ref. 231.

parallelen Impulses

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_j n_j u_{\parallel a}) = -\frac{\partial p_j}{\partial s} - Z \frac{n_j}{n_e} \frac{\partial p_e}{\partial s} + 0.71(Z^2 - Z)n_j \frac{\partial T_e}{\partial s} + c_i^*(Z^2 - Z) \frac{\partial T_i}{\partial s} + \sum_{i=1}^N F_{ij}. \quad (6.17)$$

Hier lassen sich die verschiedenen Terme identifizieren: der Eigendruck $\approx \frac{\partial p_j}{\partial x}$ ($\propto Z^0$), die elektrische Kraft, $\approx -Z \frac{n_j}{n_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} - Z 0.71 n_j \frac{\partial T_e}{\partial x} - Z c_i^* \frac{\partial T_i}{\partial x}$, ($\propto Z^1$), die Thermokraft durch die Elektronen, $\approx Z^2 \frac{\partial T_e}{\partial x}$, ($\propto Z^2$), die Thermokraft durch die Ionen, $\approx Z^2 \frac{\partial T_i}{\partial x}$, ($\propto Z^2$) und die Reibungskräfte mit den Verunreinigungen i , $\approx \sum_{i=1}^N F_{ij}$, ($\propto Z^2$).

Die Reibungskraft ist proportional zur Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der Verunreinigung j und dem Hintergrundplasma [223]

$$F_{1j} \propto \frac{m_j n_j (V - V_j)}{\tau_j} \quad (6.18)$$

mit der Stoßzeit

$$\tau_j = \frac{3(kT)^{3/2} m_j^2}{4(2\pi m)^{1/2} e^4 Z_j^2 n \ln \Lambda (m_+ m_j)}. \quad (6.19)$$

Wie oben angedeutet, gilt dies für das Limit von ‘‘Spurenverunreinigungen’’, $n_Z Z^2 \ll n_e$. Anderenfalls ergibt die 21-Momenten-Beschreibung kompliziertere Terme. Anschaulich bewirkt die Reibungskraft für die Verunreinigungen eine Geschwindigkeitsverschiebung mit der Strömung des Hintergrundplasmas.

Die Thermokräfte sind eine Konsequenz aus der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Coulomb-Stoßquerschnittes ($\sigma_{Coulomb} \sim 1/v_{relativ}^4$), wenn $v_{relativ}$ die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner ist. Bei niedrigerer Temperatur, und dementsprechend im Mittel auch geringerer Relativgeschwindigkeit, sind Coulombstöße also häufiger als bei höherer Plasmatemperatur. Dadurch entsteht bei einem Temperaturgradienten eine Kraft auf die Verunreinigungen, die sie aus dem Bereich niedrigerer Temperatur in den Bereich höherer Temperatur, also dem Temperaturgradienten entgegen, treibt. In einer Flüssigkeitsbeschreibung ergibt sich diese Kraft als proportional zu $C_{Thermo, i n Z} \frac{\partial T_i}{\partial s}$ mit $C_{Thermo, i} = -3 \frac{1-\mu-5\sqrt{2}Z^2(1.1\mu^{5/2}-0.35\mu^{3/2})}{2.6-2\mu+5.4\mu^2} \approx 2.21Z^2$ [232].

Diese Formeln erlauben natürlich keine analytische Behandlung des Problems mehr, und die Kraftbilanz, die ja auch noch radial über die Abschältschicht variiert, kann nur noch numerisch gelöst werden, wobei dann auch die Einzelbeiträge explizit gegeneinander abgewogen werden können, wie dies in Ref. 233 für verschiedene Beispiele dargestellt ist. Allgemein läßt sich aber festhalten, daß (im Hoch-Recycling Regime und bei noch höheren Dichten) kurz vor der Divertorplatte die Reibungskraft dominiert und die Verunreinigungen zur Platte hin treibt. Weiter entfernt von der Divertorplatte überwiegen im allgemeinen die Thermokräfte, die die Verunreinigungen in Richtung der Mittelebene treiben, da hier die Temperaturgradienten groß sind. Verunreinigungen, die oberhalb des Divertors entstehen (z. B. am Divertoreingang oder an Gefäßwänden) dringen also viel eher in das Hauptplasma ein als die Verunreinigungen, die an der Divertorplatte durch die dort auftreffenden Ionen erzeugt werden.

6.3.2 Neutralteilchentransport im Divertor

Insbesondere bei den Neutralen treten starke Unterschiede zwischen Wasserstoff-Atomen bzw. -Molekülen und Heliumatomen auf. Im Gegensatz zu Wasserstoff ist bei Helium

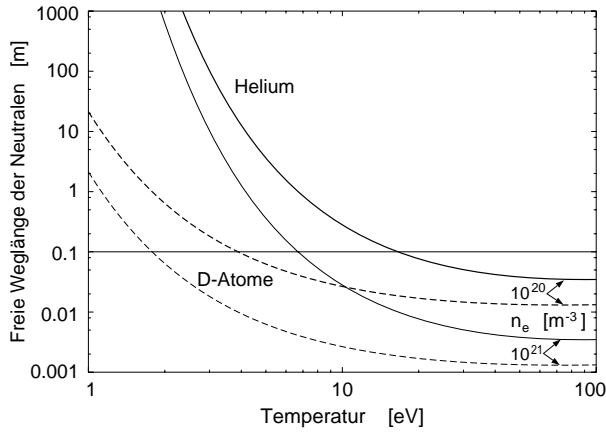


Abbildung 6.5: Freie Weglängen neutraler Deuterium- und Heliumatome als Funktion der Divertortemperatur. Die horizontale Linie bei 10 cm deutet typische Divertordimensionen an. Es wird klar, daß Helium schon bei höherer Divertortemperatur nicht mehr innerhalb des Divertors ionisiert wird und damit leichter entkommen kann.

der Ladungsaustausch praktisch vernachlässigbar, und auch der Ionisationsquerschnitt ist deutlich geringer. Dies ist gut erkennbar in einem Vergleich der mittleren freien Weglängen der neutralen Atome in Abbildung 6.5.

Unabhängig von der Dichte gilt immer, daß $\lambda_{He} \gg \lambda_D$, und erst bei höherer Divertortemperatur erreicht die mittlere freie Weglänge der Heliumatome, λ_{He} , die Größenordnung der Divertordimensionen, $\lambda_{Divertor}$, (in der Abb. 6.5 durch die horizontale Linie angedeutet). Für niedrigere Temperaturen, d.h. wenn $\lambda_{He} > \lambda_{Divertor}$, entsteht eine stark zweidimensionale Struktur im Divertorplasma; das Helium kann dann als neutrales Atom aus dem Divertor entkommen und wird erst im Zentralplasma oder im oberen Teil der Abschältschicht ionisiert, wo die Thermokräfte überwiegen und die Heliumionen in die Richtung der Mittelebene treiben. Diese Unterschiede im Neutralgastransport sind ein wesentliches Problem bei der Heliumabfuhr und ein wichtiges Kriterium beim Entwurf verschiedener Divertorkonzepte [234, 235]. Wir werden in Abschnitt 7.4 näher darauf eingehen.

6.3.3 Quantifizierung des Transportes

Wie bereits in Kapitel 5 angesprochen, läßt sich die Geschwindigkeit der Heliumabfuhr sehr gut durch das Heliuminventar, N_{He} , und die globale Helium-Einschlußzeit, τ_{He}^* , ausdrücken. Aber diese wie auch der abgepumpte Heliumfluß, Γ_{He} , hängen über die einfache Beziehung

$$\Gamma_{He} = \frac{N_{He}}{\tau_{He}^*} = n_{He,0} \cdot S_{eff} \quad (6.20)$$

direkt von der effektiven Saugleistung, S_{eff} , ab. Damit sind beide Größen spezifisch für ein Fusionsexperiment und kein gutes Maß, um Recycling und Randschichttransport zu beschreiben oder Experimente an verschiedenen Tokamaks miteinander zu vergleichen.

Gl. 6.20 zeigt auch, daß es wichtig ist, die Neutralteilchendichte vor dem Pumpstutzen zu maximieren, um die Abpumprate zu erhöhen. Allerdings ist die Neutralteilchendichte selbst auch keine sinnvolle Größe zur Beschreibung des Transportes in der Abschältschicht, da sie von dem in die Abschältschicht eintretenden Teilchenfluß, d.h. von der Ionendichte in der Mittelebene, $n_{i,+}$, abhängt. Die Normierung darauf führt zur Definition des Kompressionsverhältnisses C_i [174] für die Teilchensorte i ,

$$C_i = \frac{n_{i,0}^d}{n_{i,+}^m}, \quad (6.21)$$

wobei die Indizes m und d wieder für die Mittelebene (hier genauer eigentlich der Wert an der Separatrix) und für den Divertorbereich (genauer am Pumpstutzen) stehen.

Dieses Kompressionsverhältnis beschreibt global den Teilchentransport in der Abschältschicht im Sinne eines 2-Punkt Modells, da es die wesentlichen Größen am Plasmarand und im Divertor verbindet. Die oben angesprochenen Kraftbilanzen mit den 2-dimensionalen Flußmustern und der Einfluß der Neutralteilchen werden hiermit nicht beschrieben, aber die globale Wirkung all dieser Prozesse läßt sich quantifizieren, und insbesondere ist das Kompressionsverhältnis auch der experimentellen Messung zugänglich.

Man muß allerdings beachten, daß es nicht reicht, allein C_{He} zu maximieren. Gleichzeitig muß auch die Neutralteilchendichte des Hintergrundplasmas möglichst gering gehalten werden. In ITER oder einem zukünftigen Fusionsreaktor wird das Plasma eine Mischung aus Deuterium und Tritium sein, und der Durchsatz von (D_2/T_2) sollte so gering wie möglich gehalten werden, da dieses Gemisch getrennt und gereinigt werden muß, bevor es wieder in das Plasma eingebracht werden kann. Ein hoher Durchsatz dieser Wasserstoffisotope belastet nur die Tritium-Recycling-Anlage und erhöht das Tritiuminventar der Anlage.

Deshalb ist der Anreicherungsfaktor, η_i , [185, 186] der zweite wichtige Parameter zur Beschreibung des Heliumtransportes (allgemein für jede Verunreinigung i). Genau genommen ist η_i das Verhältnis der Kompressionsverhältnisse für die Verunreinigung i und die Plasmaionensorte (in heutigen Experimenten im allgemeinen Deuterium, D_2):

$$\eta_i = \frac{C_i}{C_{D_2}} = \frac{n_{i,0}^d \cdot n_e^m}{n_{i,+}^m \cdot 2 \cdot n_{D_2}^d}, \quad (6.22)$$

mit dem Deuterium-Kompressionsverhältnis

$$C_{D_2} = \frac{2 \cdot n_{D_2}^d}{n_e^m}. \quad (6.23)$$

Der Faktor 2 vor der Deuterium-Neutralgasdichte berücksichtigt die Zählung der Moleküle. In dieser Definition werden die Verunreinigungen (einschließlich des Heliums) vernachlässigt, und so wird n_e für die Deuteronendichte am Plasmarand benutzt, d.h. es wird $Z_{eff} = 1$ vorausgesetzt. Gleichung 6.22 kann mit Gl. 6.21 auch umgeschrieben werden mit den Verunreinigungsanteilen f_i am Plasmarand und im Divertor Neutralgas:

$$\eta_i = \frac{f_{i,0}^d}{f_{i,+}^m}, \quad \text{mit } f_{i,0}^d = \frac{n_{i,0}^d}{2 \cdot n_{D_2}^d}, \quad \text{und } f_{i,ion}^{edge} = \frac{n_{i,+}^{edge}}{n_e^{edge}}. \quad (6.24)$$

Im Prinzip benötigt man nun lokale Messungen der Helium- und Deuteriumdichten am Plasmarand und im abgepumpten Gas, um das Kompressionsverhältnis und den Anreicherungsfaktor zu bestimmen. Die massenaufgelöste Messung der Neutralgasdichte in Tokamaks ist erst seit wenigen Jahren etabliert, und auch die CXRS-Messungen der Heliumdichte im Plasma sind aufwendig und nicht in allen Tokamaks verfügbar. Deshalb war und ist in vielen Fällen die Bestimmung von C_{He} und η_{He} nicht einfach nach den Gleichungen 6.21 und 6.22 möglich. Stattdessen kann man ein einfaches 2-Kammer-Modell [164, 236] benutzen, um ein effektives Kompressionsverhältnis aus der globalen

Einschlußzeit der Verunreinigung i , τ_i^* , zu bestimmen,

$$C_i^{eff} = \frac{V^{Haupt}}{S_{eff,i} \cdot \tau_i^* - V^{Div}}. \quad (6.25)$$

C_i^{eff} unterscheidet sich vom Kompressionsverhältnis C_i nach Gl. 6.21 insofern, als eine über das Vakuumgefäß gemittelte Dichte, $\langle n_i^{Hauptkammer} \rangle$ statt des lokalen Wertes $n_{i,+}^m$ benutzt wird [164]. V^{Haupt} and V^{Div} sind die jeweiligen Volumina der Haupt- und der Divertorkammer⁹.

Für Helium, aber auch andere Edelgase wie Neon, ist die exponentielle Abfallzeit des Recyclingsignals, $\tau_i^{1/e}$, ein gutes Maß für die globale Einschlußzeit, τ_i^* , da es an den Wänden des Vakuumgefäßes vollständig reemittiert wird, und somit (wenn die Plasmaparameter konstant bleiben) die Flußdichte der recycelten Neutralteilchen proportional zu ihrer Dichte in der Abschältschicht ist. Obwohl von Messungen berichtet wird, wo Edelgase von Gefäßwänden und Limitern gepumpt werden [237], ist die Annahme vollen Recyclings für unsere Experimente voll gerechtfertigt. Versuche mit Abschalten der Turbomolekularpumpen in ASDEX Upgrade zeigen ohne die Pumpen keine Variation der Heliumdichte auf einer Zeitskala von mehr als 100 ms [174]. Dies schließt nicht aus, daß Edelgase mit einer Zeitkonstante von ca. 10 ms auch auf den Wänden adsorbiert (gepumpt) werden, wie dies an DIII-D beobachtet wurde [238, 239], aber Adsorption mit so kurzen Zeitkonstanten beeinflusst nur transient das Wandinventar und nicht die globalen Pumpzeiten, die im Bereich von 1 s liegen.

6.4 2-dimensionale Modellierung des Divertors

In den bisherigen Betrachtungen der Abschältschicht und des Divertors haben wir die radialen Variationen der Parameter völlig außer acht gelassen und den Einfluß des Neutralgases im Divertor nur qualitativ betrachtet. Um sowohl die radialen Variationen in der Abschältschicht als auch den Einfluß der Neutralteilchen quantitativ berücksichtigen zu können, muß man zu einer 2-dimensionalen, numerischen Behandlung des Plasmas und des Neutralgases übergehen. Eines der zu diesem Zweck am häufigsten verwendeten Programm-Pakete, das auch für die hier diskutierten Untersuchungen verwendet wurde, ist der B2-EIRENE Code [240, 241], der in einer Zusammenarbeit zwischen dem Courant Institut, New York, dem Forschungszentrum Jülich und dem IPP Garching entwickelt wurde und aus mehreren Programmen besteht, die miteinander gekoppelt wurden.

Der B2 Code [242, 243] ist ein 2-dimensionaler Flüssigkeitscode zur Beschreibung des Ionentransportes in der Abschältschicht, der mehrere Ionensorten simultan behandeln kann (Mehrflüssigkeitsmodell). Der Transport entlang der Feldlinien ist klassisch beschreibbar [223], wobei in unserer Version ein detaillierterer 21-Momenten Ansatz [231] verwendet wird. Der anomale Transport quer zum Magnetfeld wird empirisch durch einen diffusiven Transport beschrieben, wobei die Transportkoeffizienten durch den Vergleich mit experimentell bestimmten Plasmaprofilen bestimmt werden (siehe zum Beispiel Ref. 244).

⁹In ASDEX Upgrade betragen diese beiden Volumina für die Konfiguration des Divertor I (d.h. bis 1996) etwa 15 m^3 , bzw. 2.5 m^3 .

EIRENE [245, 246] ist ein (prinzipiell 3-dimensionaler) Monte-Carlo Code zur Behandlung des Neutralgastransportes. Im Gegensatz zum Plasmatransport ist dieser aber rein klassisch und kann daher exakt beschrieben werden.

Diese beiden Codes sind derart gekoppelt, daß nach jedem Rechenschritt von B2 in EIRENE die Neutralgasquellen an Divertorplatten und Wänden berechnet werden und die daraus resultierenden Ionisationsraten in eine neue Iteration des Plasmas (in B2) eingehen, bis das Resultat konvergiert.

Zusätzlich enthält das Programm-Paket auch Programme zum Erstellen von Rechengittern aus Gleichgewichtsdaten, zum Erzeugen der Eingangsdatensätze und Programme zur Visualisierung der Daten und zur Detailanalyse einzelner Prozesse.

Der B2-EIRENE Code wird wegen seiner Flexibilität für sehr verschiedene Anwendungen benutzt. Mit dem 2-dimensionalen Datensatz kann man zum Beispiel für spektroskopische Diagnostiken (die über eine eventuell komplizierte Sichtline integrieren) das Signal simulieren und damit die Interpretation der experimentellen Signale unterstützen oder erst ermöglichen (siehe zum Beispiel Ref. 247), aber auch die Annahmen für den Code überprüfen oder korrigieren. Insbesondere erlaubt das Programmpaket aber auch, Divertorentwürfe und Konzepte genau zu untersuchen, da man die verschiedenen Prozesse, die in der Realität eng miteinander verknüpft sind, in diesem numerischen Modell unterscheiden und separat untersuchen kann. In dieser Hinsicht hat B2-EIRENE eine wichtige Rolle für die Entwicklung des Divertorentwurfes von ITER gespielt [248, 249], aber auch für den Entwurf des neuen Divertors (Divertor II) in ASDEX Upgrade [234, 250], der im nächsten Kapitel genauer beschrieben wird.

7. Experimentelle Untersuchungen zur Heliumabfuhr

Auf dem Hintergrund der im letzten Kapitel geschilderten Grundlagen des Energie- und Teilchentransportes sollen nun die experimentellen Ergebnisse zum Heliumtransport vorgestellt und im Zusammenhang mit Modellen diskutiert werden. Den Schwerpunkt bilden dabei die Untersuchungen an ASDEX Upgrade, dessen Divertor im Laufe dieser Untersuchungen modifiziert wurde. Das ermöglicht es, den Einfluß der Geometrie auf den Teilchentransport zu untersuchen, verlangt aber zunächst eine kurze Diskussion der beiden in ASDEX Upgrade betriebenen Divertoren.

Bis zum Sommer 1996 wurde ASDEX Upgrade mit dem ursprünglichen, als Divertor I (DIV-I) bezeichneten, Divertor betrieben, wie er in Abb. 7.1 links dargestellt ist¹. Die beiden Divertorplatten liegen nahe des X-Punktes, wo die Flußflächen weit von einander entfernt sind. Diese Flußaufweitung führt bereits geometrisch zu einer Verminderung der Leistungsdichte auf die Divertorplatten. Die “Divertorkammer” ist nur durch das kurze horizontale Baffle unterhalb des passiven Stabilisierungsleiters gegen die “Hauptkammer” des Vakuumgefäßes getrennt, das aber für die Rückhaltung der Neutralteilchen eine wichtige Rolle spielt, wie wir später sehen werden. Aus verschiedenen Gründen ergab sich die Notwendigkeit eines Umbaus auf einen anderen Divertor [234]:

- Das Maximum der Leistungsflußdichte auf die Divertorplatten in DIV-I betrug im Mittel 0.62 W/m^2 pro MW Heizleistung, d.h. mit dem Endausbau der installierten Heizleistung von über 20 MW wären Spitzenwerte von bis zu 12 MW/m^2 aufgetreten, was die Grenzen der wassergekühlten Divertorplatten bei weitem überstiegen hätte.
- Wie bereits erwähnt, waren im Zusammenhang mit dem Entwurf von ITER neue Divertorkonzepte entstanden, die im wesentlichen auf numerischen Modellierungen basierten [235]. Vor dem Bau des ITER müssen solche Konzepte natürlich real getestet werden. Auch wenn wegen der unterschiedlichen Dimensionen die Ergebnisse nicht direkt übertragbar sind, tragen sie doch zumindest bei, die Gültigkeit der für den ITER Entwurf verwendeten 2-dimensionalen Codes zu testen und zu verifizieren.

Aus diesen Gründen war von Beginn der ASDEX Upgrade-Planung an vorgesehen, im Laufe der Experimente auf der Basis neuer Erkenntnisse den Divertor zu modifizieren.

¹Soweit es nicht explizit erwähnt wird, sind die Experimente mit diesem DIV-I durchgeführt worden.

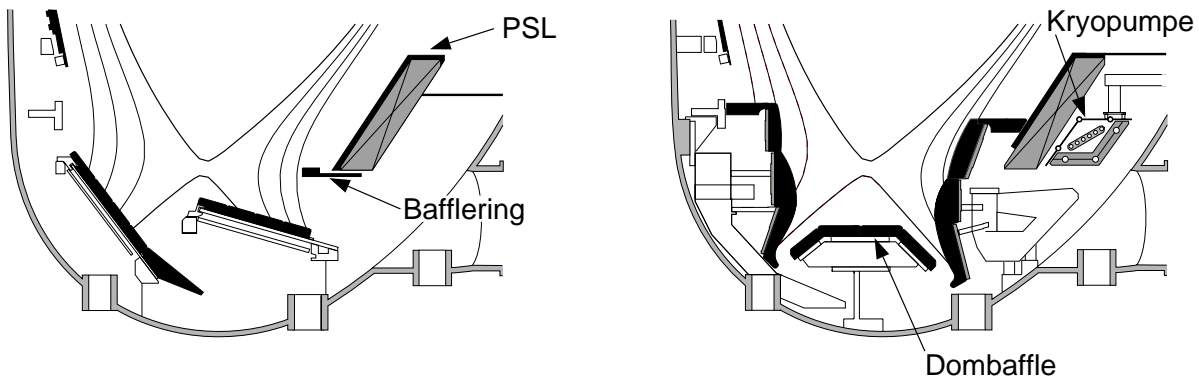


Abbildung 7.1: Poloidaler Querschnitt der beiden Divertorkonfigurationen in ASDEX Upgrade. DIV-I (links) hat flache Divertorplatten nahe des X-Punktes, womit die Flußaufweitung zu einer Verteilung der Leistung führt. DIV-II (rechts) hat vertikale Divertorplatten mit variabler Krümmung um die Leistungsflußdichte über die Divertorplatte konstant zu halten. Der größere Abstand vom X-Punkt (an der Separatrix) führt zu engeren Flußflächen, was die Wirkung des flachen Winkels zwischen Flußflächen und Divertorplatte praktisch kompensiert. Hinter dem passiven Stabilisierungsleiter (PSL) ist noch eine Kryopumpe installiert, um die Flexibilität zu erhöhen.

Der Entwurf des neuen Divertors II [234, 250] (DIV-II, Abb. 7.1 rechts), der seit 1997 in Betrieb ist, enthält die wesentlichen Elemente des für ITER geplanten Divertorkonzeptes [235] :

- Durch das starke Abschließen (im Englischen: Baffling) der Divertorkammer gegenüber der Hauptkammer und durch die materiellen Strukturen nahe der Abschältschicht soll verhindert werden, daß die Neutralteilchen aus dem Divertor entweichen. Durch die hohe Neutralteilchendichte im Divertor (bzw. niedrige Neutralteilchendichte in der Hauptkammer), soll ihre Wirkung bei der Energieabfuhr vergrößert und ihr schädlicher Einfluß im Hauptplasma verringert werden.
- Die vertikalen Targetplatten reflektieren die Neutralteilchen direkter in die leistungsführende Schicht nahe der Separatrix und verbessern damit die Energieabfuhr an die Neutralteilchen.
- Das “Dombaffle” im Bereich zwischen den Divertorbeinen verhindert den Rückfluß der Neutralteilchen durch den X-Punkt-Bereich in das Zentralplasma. Damit wird zum einen die Dichtekontrolle verbessert (weil diese nicht steuerbare Quelle ausgeschaltet ist), aber auch die Neutralteilchendichte unter dem Dombaffle stark erhöht [250], womit die Pumpflüsse entsprechend vergrößert werden.

In dieser Konfiguration erfolgt das Abpumpen nun nicht mehr aus der Abschältschicht heraus, sondern aus dem Bereich zwischen den Divertorbeinen (“private flux region”). Die Auswirkungen werden in Abschnitt 7.4 diskutiert. Um die Flexibilität bei den Experimenten zu erhöhen, wurde beim Divertorumbau zusätzlich eine Kryopumpe hinter dem passiven Stabilisierungsleiter installiert [216].

Ein ähnlicher Divertorumbau wurde auch am europäischen Experiment JET unternommen [251]; ein Vergleich der Divertorkonfigurationen in ASDEX Upgrade und JET wird

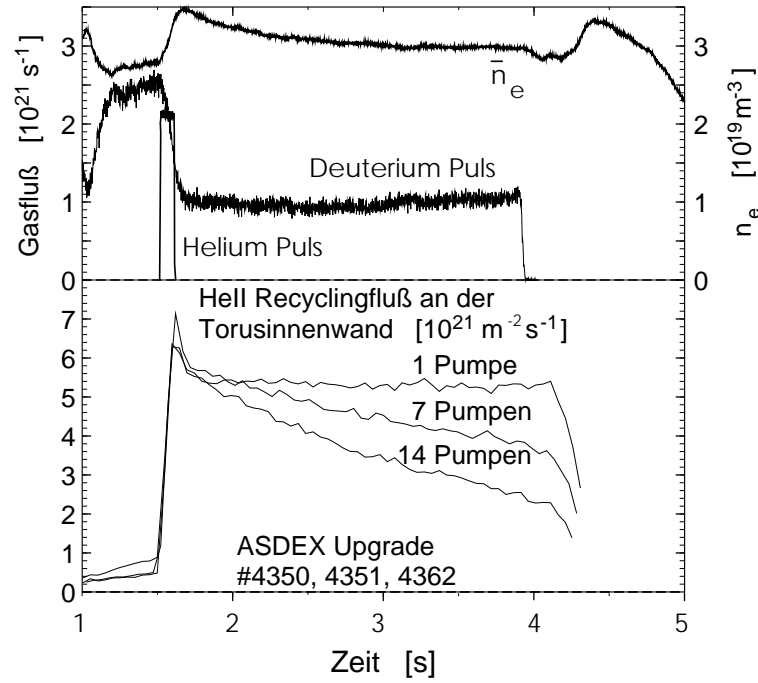


Abbildung 7.2: Variation der effektiven Saugleistung (durch die Anzahl aktiver Turbomolekularpumpen) in “ohm’schen” Entladungen in ASDEX Upgrade ($I_p = 0.8$ MA, $B_t = -1.7$ T) [174]. Mit der (geregelten) Liniendichte bleibt auch die Neutrongasdichte im Divertor konstant, während der Deuteriumfluß, der für die Einstellung der Plasmadichte benötigt wird, variiert. Hier ist der Deuteriumfluß für die Entladung mit voller Saugleistung dargestellt. Der Helium-Recyclingfluß wird mit dem VIS-Spektrometer (Abb. A.4 im Anhang) gemessen.

in Ref. 252 diskutiert. Die Referenzen 253 und 254 behandeln die experimentellen Ergebnisse in DIV-II im Vergleich mit den Vorhersagen aus der B2-EIRENE Modellierung.

7.1 Einfluß der Pumpleistung

Der aus dem Tokamak abgeführte Heliumfluß, Γ_{He} , kann mit der globalen Helium-Einschlußzeit, τ_{He}^* , und dem Heliuminventar (Gesamtteilchenzahl), N_{He} dargestellt werden als

$$\Gamma_{He} = \frac{N_{He}}{\tau_{He}^*}. \quad (7.1)$$

Gleichzeitig ist aber der abgepumpte Heliumfluß nach Gl. 6.20 proportional zur effektiven Saugleistung. Damit ist klar, daß die globale Einschlußzeit direkt von der effektiven Saugleistung abhängt.

Abbildung 7.2 zeigt diesen Effekt für eine Serie von drei (nur durch den Plasmastrom geheizten) ASDEX Upgrade-Entladungen. Die Anzahl der aktiven Turbomolekularpumpen wurde variiert, während die liniengemittelte Plasmadichte in allen Entladungen auf den selben Wert geregelt wurde. Entsprechend variierte auch der für die Dichteregung benötigte Deuteriumpuls, und die Abb.7.2 zeigt den Deuteriumpuls für den Fall mit voller Saugleistung. Entsprechend der Plasmadichte war auch die Neutrongasdichte im Divertor

in diesen Entladungen identisch, so daß die Variation der Helium-Einschlußzeiten (gemessen am Abfall des HeII Recycling Flusses an der Innenwand) direkt eine Folge der Änderung der Saugleistung ist.

In der Entladung mit nur einer aktiven Pumpe bleibt die Heliumdichte nach dem Heliumpuls praktisch konstant, so daß unsere vorher diskutierte Annahme, daß Helium an den Wänden von ASDEX Upgrade praktisch nicht gepumpt wird, gut bestätigt wird.

7.2 Einfluß der Neutralgasdichte im Divertor

Wie wir in Abschnitt 6.2 diskutiert haben, beeinflussen die Plasmaparameter im Divertor den Operationsbereich und das Gesamtverhalten der Abschälschicht ganz wesentlich. Insbesondere hängen sie nicht-linear von den Plasmaparametern der Abschälschicht in der Mittelebene ab. Die Neutralgasdichte im Divertor ist nicht nur entscheidend für den abgepumpten Teilchenfluß, sondern sie hat auch direkt eine Rückwirkung auf das Divertorplasma und den Verunreinigungstransport. Dies ist beispielhaft erkennbar in der Abbildung 7.3, in der zwei Entladungen verglichen werden, deren liniengemittelte Elektronendichten sich nur um ca. 12 % unterscheiden. Dies liegt daran, daß eine Entladung (#4997) während der Phase der Neutralteilchen-Injektion einen zusätzlichen Deuterium-Gaspuls erhält. Während dieser die mittlere Dichte also nur schwach verstärkt, wird die Neutralteilchendichte im Divertor um fast 50 % erhöht.

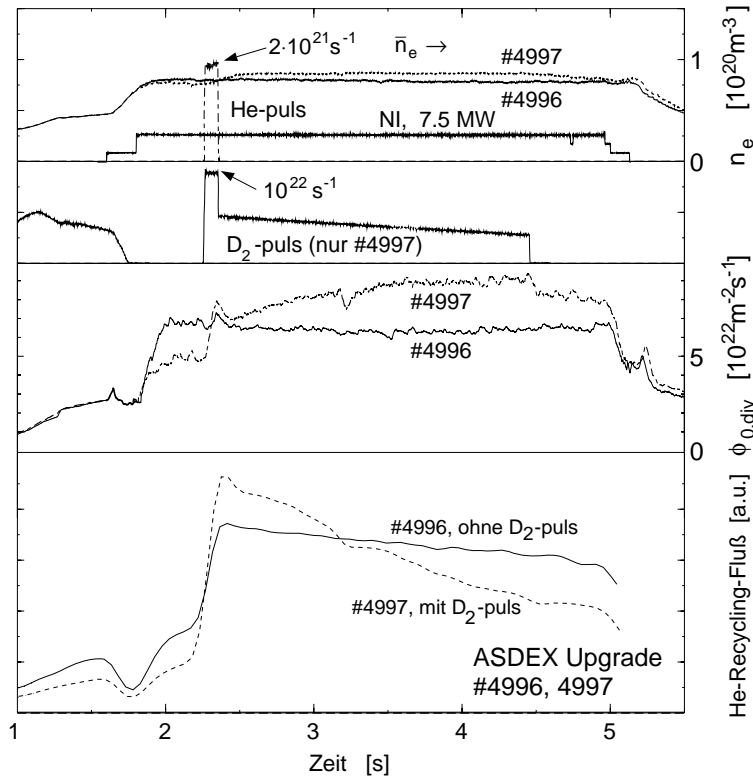


Abbildung 7.3: Zeitliche Entwicklung zweier ASDEX Upgrade-Entladungen mit ähnlichen Plasmaparametern ($I_p = 1$ MA, $B_t = -2.1$ T, alle Pumpen aktiv), die sich nur durch einen zusätzlichen Deuteriumpuls (nur in Entladung 4997) unterscheiden. Dieser erhöht die liniengemittelte Elektronendichte, \bar{n}_e , nur um 12 %, aber die Neutralgasflußdichte im Divertor um 44 %. Damit verbunden, reduziert sich die Helium-Einschlußzeit drastisch, von $\tau_{He}^* = 6.1$ s auf 1.8 s.

Die Neutralteilchendichte, $n_{0,div}$ wird in Abb. 7.3 als Neutralgasflußdichte, $\phi_{0,div}$ dargestellt. Diese Größen sind über die mittlere Geschwindigkeit der Neutralteilchen, \bar{v}_0 , miteinander verknüpft als

$$\phi_0 = n_0 \cdot \frac{\bar{v}_0}{4}, \quad (7.2)$$

wobei der Faktor 4 von der Mittelung über die Winkelverteilung stammt. Die zur Messung der Neutralgasdichte in Tokamaks verwendeten, speziellen Ionisationsmanometer [255] messen allerdings die lokale Flußdichte, wobei die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralteilchen unbekannt ist. Unter der Annahme thermischer Neutralteilchen auf Raumtemperatur ergibt sich für den Faktor $\bar{v}_0/4$ der Wert von 311 m/s. Wie Modellrechnungen mit dem EIRENE Neutralgascodem zeigen, ist diese Annahme aber nicht unbedingt gültig [174], und so werden wir auf die Umrechnung verzichten und stets mit Teilchenflußdichten arbeiten.

Die erhöhte Neutralflußdichte im Divertor hat aber, wie man in Abb. 7.3 sieht, eine drastische Reduktion der Helium-Einschlußzeit zur Folge. Derselbe Effekt hatte sich bei Experimenten gezeigt, bei denen durch das Einblasen von Neon die Strahlungsverluste am Plasmarand (innerhalb der Separatrix) erhöht wurden, um die Leistungsdichte auf den Divertorplatten zu verringern, was letztendlich zur CDH-Mode (siehe Abschnitt 5.1) führte [164].

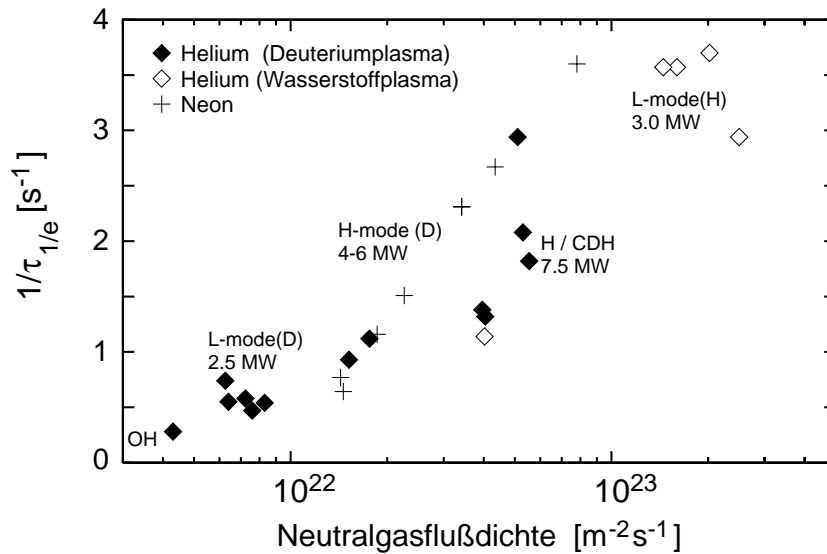


Abbildung 7.4: Pumpraten für Helium und Neon für verschiedene ASDEX Upgrade-Plasmen als Funktion der Neutralgasflußdichte im Divertor (nach Ref. [174]). Die Pumpraten ergeben sich aus dem exponentiellen Abfall der Linienintensitäten, die mit dem SPRED-Spektrometer (siehe Abb. A.4 im Anhang) gemessen werden.

Wenn man versucht, die globalen Einschlußzeiten (sowohl für Helium wie auch für Neon) gegen verschiedenen Plasmaparameter aufzutragen, stellt sich auch heraus, daß $\phi_{0,div}$ der beste Ordnungsparameter ist und den Transport dieser Verunreinigungen in der Abschältschicht offensichtlich bestimmt. Entsprechend sind in Abb. 7.4 die Kehrwerte der exponentiellen Pumpzeiten, d.h. die Pumpraten für Helium und Neon gegen $\phi_{0,div}$ aufgetragen [174]. Die Operationsbereiche sind dabei in der Abbildung angedeutet. Einige Helium-Experimente wurden in Wasserstoffplasmen durchgeführt und sind durch offene Rauten markiert. Weder die Heizleistung noch das Isotop des Hintergrundplasmas scheint die Pumprate zu beeinflussen, aber die Abhängigkeit von der Neutralgasflußdichte im Divertor ist offensichtlich.

Mit dem in Abschnitt 6.3.3 diskutierten 2-Kammer-Modell kann man nun aus diesen Pumpraten, bzw. den globalen Einschlußzeiten, ein Kompressionsverhältnis berechnen,

wie es für Helium und Neon in Abb. 7.5 oben dargestellt ist. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Kompressionsverhältnis für Deuterium bzw. Wasserstoff, wie es sich nach Gl. 6.23 aus lokalen Messungen von n_e an der Separatrix und der Neutralgasflußdichte im Divertor, $\phi_{0,div}$ ergibt. Für die Neon-Experimente, bei denen die Elektronendichte an der Separatrix nicht gemessen wurde, wurde die Deuteriumkompression aus den übrigen Werten in Abb. 7.5 interpoliert.

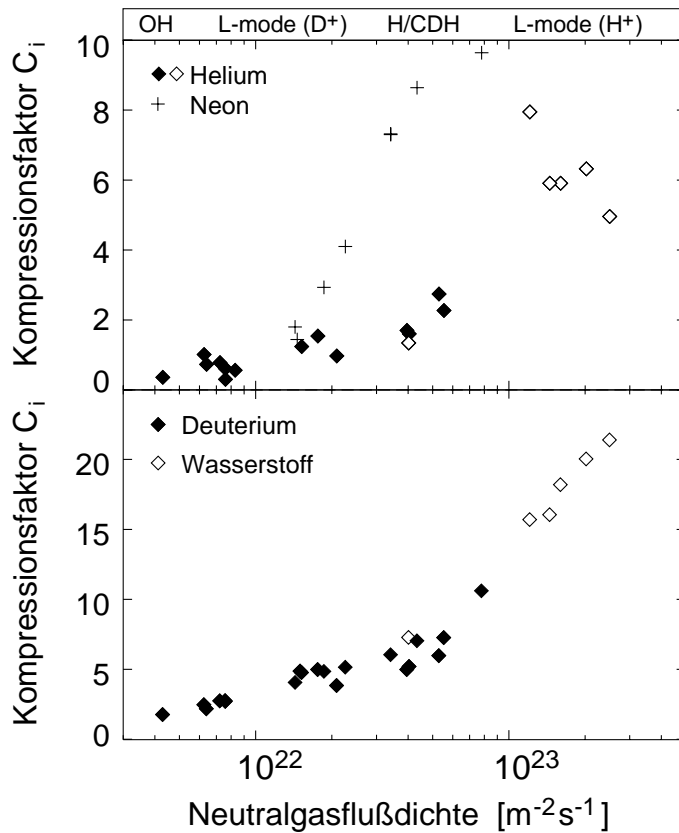


Abbildung 7.5: Kompressionsverhältnisse für Helium und Neon (oben) aus den Pumpraten und für Deuterium/Wasserstoff (das jeweilige Isotop des Plasmas) aus lokalen Messungen (unten). Die jeweiligen Operationsbereiche für die Helium-Untersuchungen sind in dem Balken oberhalb der Diagramme angedeutet.

Man erkennt hier deutlich, daß mit der Neutralteilchendichte die Kompression der Verunreinigungen ansteigt, daß also der Anstieg der Pumpraten nicht nur durch die mit der Dichte ansteigenden Pumpflüsse bedingt ist. Die höhere Neutralgasflußdichte im Divertor verbessert also tatsächlich den Transport der Verunreinigungen in der Abschältschicht bzw. im Divertor. Dabei fällt auf, daß die Kompression von Neon immer höher ist als die Kompression von Helium. Wir werden dies später im Zusammenhang mit der Modellierung diskutieren.

Auch die Kompression der Majoritätsionen im Plasma steigt mit der Divertor-Neutralgasflußdichte an, was aber nur ein Ausdruck des nicht-linearen Zusammenhanges zwischen den Dichten in der Mittelebene und im Divertor ist, wie wir ihn für Plasmen mit hoher Dichte in Abschnitt 6.2.5 diskutiert und in den Abbildungen 6.3 und 6.4 bereits beobachtet hatten.

Der für ein stationär betriebenes Fusionsexperiment oder einen Reaktor wesentliche, die technische Auslegung mitbestimmende Parameter ist aber, wie vorher erklärt, die Anreicherung des Heliums im Neutralgas des Divertors, da diese Größe angibt, um wieviel effektiver (im Vergleich mit den Plasmaionen) das Helium an den Pumpstutzen geführt wird. Mit den Werten aus Abb. 7.5 und der Definition nach Gl. 6.22 ergeben sich die in Abb. 7.6 dargestellten Werte, wobei man feststellt, daß Neon tatsächlich angereichert

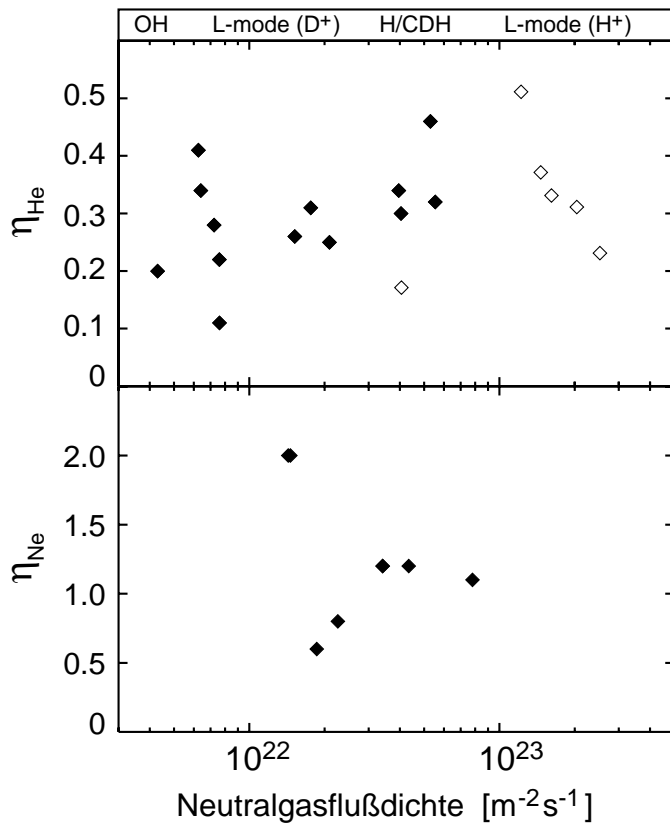


Abbildung 7.6: Anreicherungs-faktoren für Helium (oben) und Neon (unten), wie sie sich mit den Kompressionsverhältnissen aus Abb. 7.5 ergeben. Die offenen Rauten identifizieren Experimente in Wasserstoffplasmen, die geschlossenen Rauten solche in Deuterium.

wird, da für die meisten dieser Experimente $\eta_{Ne} > 1$, während für Helium in der Tat eine ‐Abreicherung‐ festzustellen ist. Wie schon in Abb. 7.6 sichtbar, ist in allen Fällen $C_{He} < C_{D2}$, d.h. der relative Anteil von Helium im Divertor-Neutralgas ist geringer als am Plasmarand (Separatrix) in der Mittelebene.

Sowohl bei Neon als auch für Helium ergibt sich eine große Streuung der Anreicherungs-faktoren, wobei alle Werte einen relativen Fehler von ca. 30–35 % haben. Man sieht aber, daß im wesentlichen der Mittelwert von η_{He} bei 0.3 liegt, besonders wenn man die relevanten Operationsbereiche, H- und CDH-Mode, betrachtet, während η_{Ne} im Mittel, besonders aber bei hohen Divertordichten, oberhalb von 1 liegt. Diese Unterschiede zwischen Helium und Neon werden wir bei der Modellierung diskutieren.

Wie sind diese geringen Anreicherungs-faktoren für Helium nun einzuordnen? Die ersten Anreicherungs-faktoren (in ohm’sch geheizten Plasmen), bei deren Bestimmung die Heliumdichte im Zentralplasma noch aus der Erhöhung der Elektronendichte nach dem Helimpuls berechnet wurde, stammen aus Doublet III [185, 186] und lagen bei 0.2–0.8. Spätere Untersuchungen in JT-60 ergaben in ohm’schen Plasmen Werte von η_{He} im Bereich 0.7–0.2, die zu höheren Dichten hin abfielen. In Plasmen mit 10 MW Neutralteilchen-Injektion lagen die Werte im Bereich 0.3–0.6 [189, 256]. In JT-60U mit dem inzwischen ebenfalls modifizierten Divertor (W-Form, mit Ar-Frost Kryopumpe) ergaben sich erstmals He-Anreicherungs-faktoren $\eta_{He} = 1.0 \pm 0.2$ in ELM-behafteten H-Mode Entladungen [257]. Der Grund für diese hohen Werte ist allerdings noch nicht klar.

Untersuchungen im kanadischen Tokamak TdeV (Tokamak de Varennes) zeigten ähnlich wie die oben beschriebenen Ergebnisse in ASDEX Upgrade, daß $C_{He} \propto C_{D2}$ und $\eta_{He} = 0.3–0.4$ sind, unabhängig von Dichte oder Operationsbereich [258, 259].

Helium-Transportuntersuchungen in JET L-Mode-Plasmen mit 2 MW Neutralteilchen-Injektion ergaben $\eta_{He} = 0.6\text{--}0.2$, fallend mit der Plasmadichte und abhängig von der Divertorgeometrie [260]. Neuere Messungen mit dem modifizierten JET-Divertor (MkII GB) in ELM-behafteten H-Mode Plasmen führten ebenfalls zu recht hohen Helium-Anreicherungs-faktoren $\eta_{He} = 0.5\text{--}1.0$ [261]. Die Abhängigkeiten von der Divertorgeometrie (auch in TdeV) werden später im Zusammenhang mit der Divertorgeometrie in ASDEX Upgrade nochmals aufgegriffen.

Bei der Auslegung des ITER-Pumpsystems sind die niedrigen Anreicherungs-faktoren für Helium berücksichtigt worden [146]. Das System wurde auf stationäres Abpumpen von Helium bei einer Fusionsleistung von 1.5 GW (d.h. $5.2 \cdot 10^{20}$ He-Atome pro Sekunde) mit einer Anreicherung von $\eta_{He} = 0.2$ ausgelegt. Diese Untergrenze wird in den relevanten Operationsbereichen in allen Experimenten erreicht.

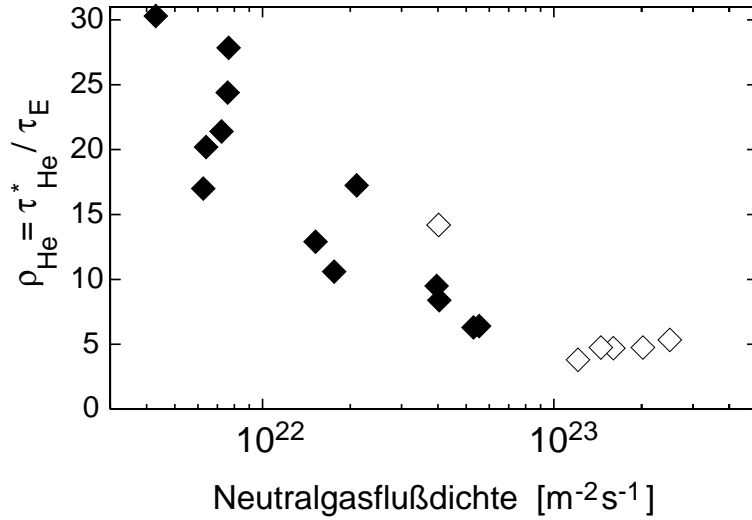


Abbildung 7.7: Normierte Helium-Einschlußzeiten als Funktion der Neutralgasflußdichte im Divertor (nach Ref. 174). Die offenen Raute identifizieren Experimente in Wasserstoffplasmen, die geschlossenen Raute solche in Deuterium.

Der Anreicherungs-faktor η_{He} ist von der Divertor-Neutralgasflußdichte praktisch un-abhängig, weil C_{He} und C_{D2} in ähnlicher Weise mit $\phi_{0,div}$ ansteigen, und so der Quo-tient konstant bleibt. Anders ist dies bei der normierten globalen Helium-Einschlußzeit, $\rho_{He} = \tau_{He}^* / \tau_E$ die in Abbildung 7.7 dargestellt ist. Obwohl die Energieeinschlußzeit praktisch in allen Tokamaks (bei sonst gleichen Parametern) mit der Neutralgasdichte absinkt [262], fällt gleichzeitig die globale Helium-Einschlußzeit mit $\phi_{0,div}$ so stark, daß ρ_{He} insgesamt mit $\phi_{0,div}$ sinkt. Die besten in ASDEX Upgrade mit Divertor I erreichten Werte liegen bei 4, und in H-Mode und CDH-Mode Entladungen werden immer Werte im Bereich 6–10 erreicht, also weit unter der tolerierbaren Grenze im stationären Betrieb (siehe Abschnitt 2.2.2).

7.2.1 Einfluß der Hauptplasma-Parameter

Mit dem eben diskutierten Datensatz kann man nun auch versuchen, den Heliumtrans- port (d.h. C_{He} oder η_{He}) mit Parametern des Zentralplasmas zu korrelieren.

Wenn die Leistung, die in die Abschäl-schicht fließt, dort eine Rolle für den Teilchen-transport spielt, sollte man eine Abhängigkeit von der Heizleistung beobachten können. Abbildung 7.8 zeigt η_{He} als Funktion der Neutralteilchen-Heizleistung. Da die ohmsche Leistung durch den Plasmastrom in all diesen Entladungen im Bereich 0.6-1.0 MW liegt,

würde die Darstellung über der Gesamtleistung die Punktgruppen leicht verschieben, aber ihre relative Lage zueinander nicht ändern. Da Entladungen mit höherer Heizleistung im allgemeinen höhere Plasmadichten (und damit auch höhere Divertordichten) haben, fehlen bei 7.5 MW die ganz niedrigen Werte, aber insgesamt kann man hier keine Abhängigkeit von der Heizleistung feststellen.

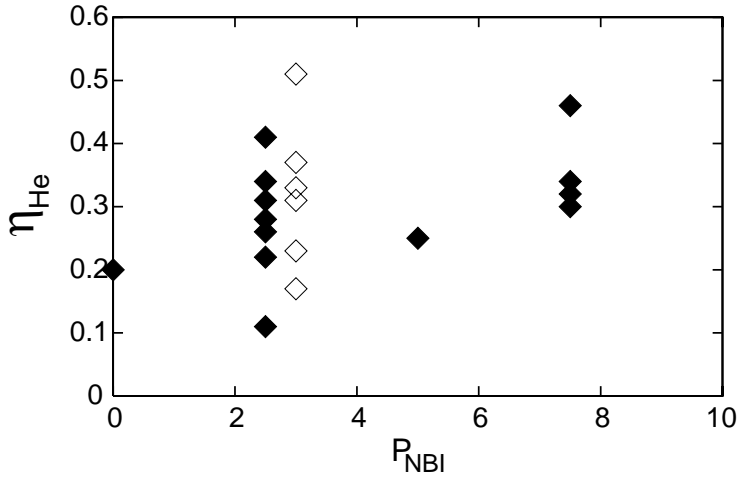


Abbildung 7.8: Anreicherungs-faktoren für Helium als Funktion der Neutralteilchen-Injektionsleistung in ASDEX Upgrade. Die offenen Rauten identifizieren Experimente in Wasserstoffplasmen, die geschlossenen Rauten solche in Deuterium. Die Streuung der Daten beruht auf der Abhängigkeit von $\phi_{0,div}$, die in Abb. 7.6 dargestellt ist.

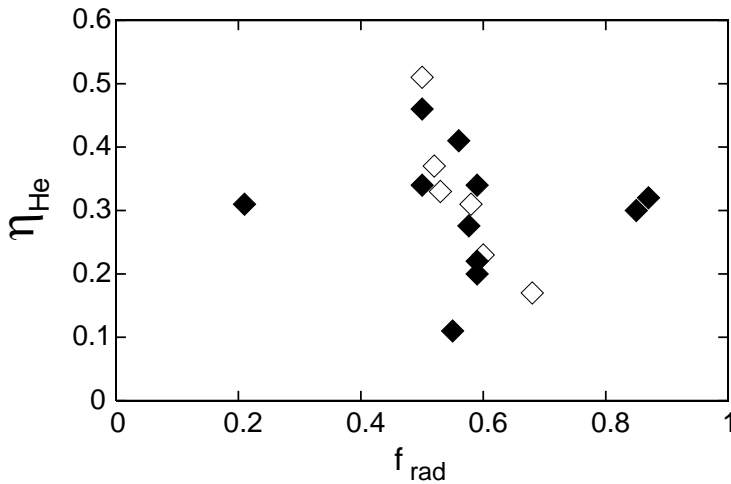


Abbildung 7.9: Anreicherungs-faktoren für Helium als Funktion der abgestrahlten Leistung (hier ausgedrückt als Bruchteil der gesamten Heizleistung in ASDEX Upgrade). Die offenen Rauten identifizieren Experimente in Wasserstoffplasmen, die geschlossenen Rauten solche in Deuterium.

Die Experimente mit Neon zur Erzeugung eines strahlenden Plasmarandes in TEXTOR hatten gezeigt, daß die Helium-Anreicherung im Pumpkammer mit zunehmender Strahlung² abnimmt. Die entsprechenden Daten aus ASDEX Upgrade sind in Abb. 7.9 dargestellt, wobei f_{rad} aus den entfalteten Bolometerdaten bestimmt wurde. In Deuteriumplasmen, wo f_{rad} von 0.2 in ohmschen Plasmen bis 0.9 in CDH-Plasmen variiert, ist keinerlei Abhängigkeit von der abgestrahlten Leistung zu erkennen. Im expliziten Vergleich einzelner Entladungen mit niedriger und mit hoher Strahlung haben wir dies auch bereits in Ref. [263] demonstriert. Die sehr gute Heliumanreicherung in CDH-Mode-Plasmen ist eine Konsequenz der hohen Divertordichte, nicht des zugefügten Neons und der daraus resultierenden Strahlung am Plasmarand. Diese führt zwar zu einer geringeren Elektronentemperatur an der Separatrix, aber das beeinflusst offensichtlich nicht den Heliumtransport in Abschältschicht und Divertor.

²gemessen im Strahlungsanteil, f_{rad} , dem Quotienten aus abgestrahlter Leistung und Heizleistung.

Anders sieht das unter Umständen in den L-Mode-Plasmen in Wasserstoff aus, die sich in Abb. 7.9 tatsächlich nach f_{rad} zu ordnen scheinen. Dieser für ASDEX Upgrade unübliche Arbeitsbereich konnte allerdings nicht ausreichend untersucht werden, um diesen Punkt genau klären zu können.

7.2.2 Rückwirkung auf das Hauptplasma

Wir haben nun gesehen, daß eine höhere Neutralgasflußdichte im Divertor die Kompression des Heliums verbessert. Es bleibt aber zu kontrollieren, ob diese Verbesserung sich nur auf den Transport außerhalb der Separatrix beschränkt oder ob sich auch der Heliumtransport im Hauptplasma ändert. Wir hatten in Kapitel 5 zwar behauptet, daß diese beiden Bereiche getrennt behandelt werden können, aber der Beweis steht noch aus.

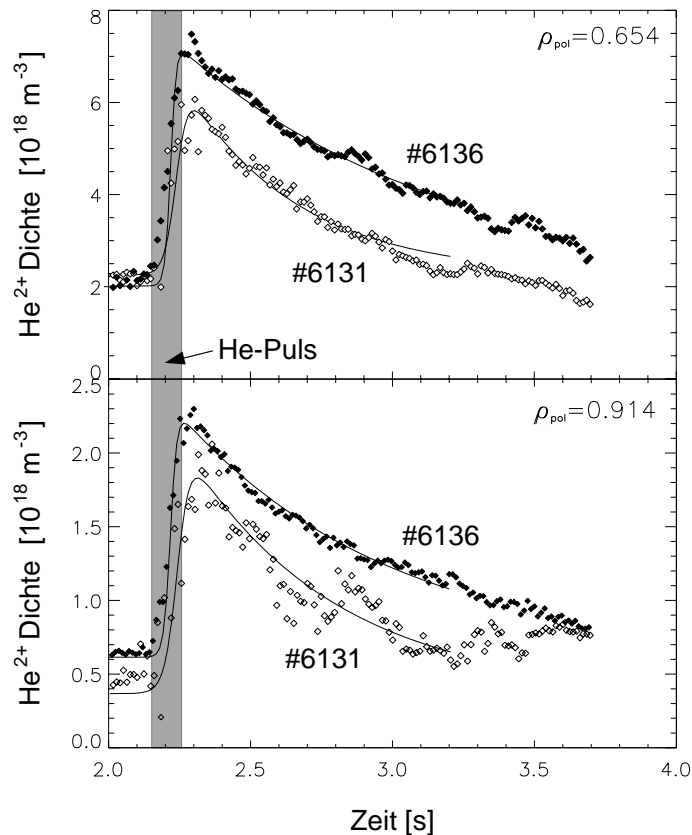


Abbildung 7.10: Heliumdichte im Zentralplasma bei $2/3$ des Radius (oben) und knapp innerhalb der Separatrix (unten) für zwei Entladungen mit mittlerer (#6136) und hoher (#6131) Divertor-Neutralgasdichte (4×10^{22} und $5.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$) [174]. Während des grau schattierten Zeitintervalls wurde das Helium über ein Gaseinlaßventil eingeblasen. Ein Fit an die experimentellen Werte ergibt $\tau_{He}^* = 0.56 \text{ s}$ für #6131 und $\tau_{He}^* = 0.56 \text{ s}$ für #6136

Die Abbildung 7.10 zeigt den zeitlichen Abfall der Heliumdichte in zwei CXRS Ortskanälen für zwei CDH-Entladungen mit unterschiedlicher Dichte (im Plasma wie auch im Divertor-Neutralgas) [174]. In der Entladung mit der höheren Dichten (#6131) fällt die Heliumdichte deutlich rascher ab.

Vergleicht man nun in Abb. 7.11 die Helium-Transportkoeffizienten dieser beiden Entladungen, so findet man tatsächlich kleine Differenzen, wobei der höhere Diffusionskoeffizient und die höhere Einwärtsdrift in #6136 sich tendenziell aufheben würden. Eine genaue Analyse erfordert aber eine Modellierung des Zeitverlaufes der Heliumdichte mit dem Transportcode STRAHL. Dabei wurde eine modifizierte Version benutzt, in der der Teilchentransport außerhalb der Separatrix durch ein vereinfachtes Kammer-Modell (wie es bereits erwähnt wurde) beschrieben wird [177]. Mit festgehaltenen Zeitkonstan-

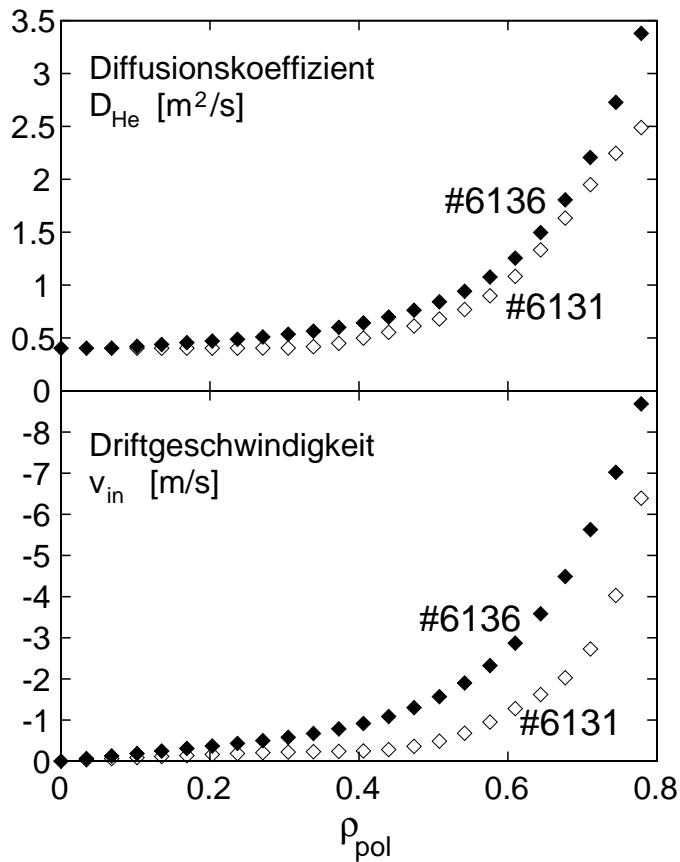


Abbildung 7.11: Radialprofile der Helium-Transportkoeffizienten für die Entladungen aus Abb. 7.10 (nach Ref. 174).

ten für den Transport in der Abschältschicht und das Pumpen und mit gleichen Plasmaparametern ergaben beide Sätze von Transportkoeffizienten innerhalb des Plasmas eine identische Transportzeit für das Helium [174]. Dies zeigt klar, daß die in Abb. 7.11 dargestellten Koeffizienten praktisch identischem Transportverhalten entsprechen. Die Unterschiede in Abbildung 7.10 sind nur durch den schnelleren Transport außerhalb der Separatrix bedingt. Die kürzere Abfallzeit bei # 6131 auch innerhalb des Plasmas ist nur eine Konsequenz der schneller sinkenden Heliumdichte an der Separatrix, ganz im Sinne unserer Diskussion der Gl. 2.9.

7.2.3 Modellierung der Helium-Kompression

Nachdem wir im letzten Abschnitt gezeigt haben, daß die Heliumkompression wesentlich von der Neutralgasflußdichte im Divertor abhängt, wollen wir nun diese Abhängigkeit erklären. Da die Neutralgasdichte im Divertor direkt mit der Plasmadichte im Divertor verknüpft ist und diese wiederum, wie bereits in Abschnitt 6.2 diskutiert, mit der Mittelebenenseparatrixdichte, kann man nicht wirklich sagen, welche der drei Größen ursächlich ist, aber die Korrelationen von C_{He} und η_{He} mit $\phi_{0,div}$ ergeben die klarsten Abhängigkeiten. Wir werden im folgenden sehen, daß sich das Kompressionsverhalten durch die Neutralteilchendichte sinnvoll und schlüssig erklären läßt.

Zunächst wollen wir die Ergebnisse von B2-EIRENE-Simulationen darstellen und mit deren Auswertung dann ein einfaches Modell entwickeln und begründen. Die Abbildung 7.12 zeigt, ganz ähnlich wie Abb. 7.5 (oben), die Kompressionsfaktoren für Helium und Neon als Funktion der Neutralgasflußdichte im Divertor, aber nun im Vergleich

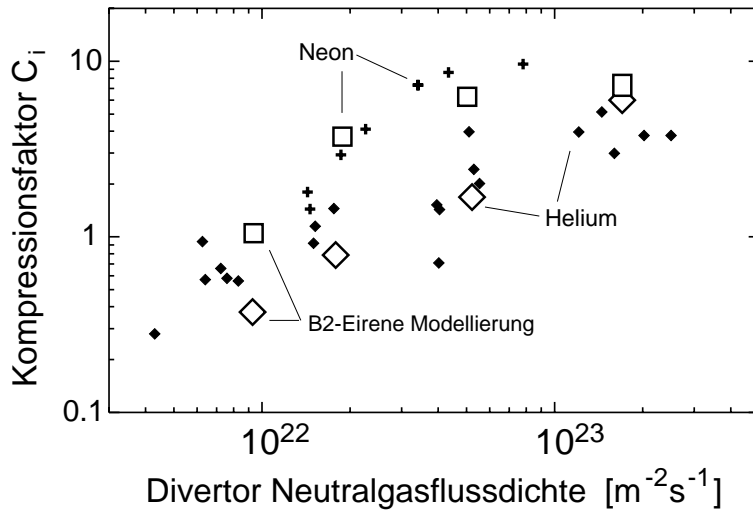


Abbildung 7.12: Kompressionsfaktoren für Helium und Neon aus der B2-EIRENE-Modellierung (große, offene Symbole) im Vergleich mit den experimentell bestimmten Werten [264]. Die Modellierung erfolgte für CDH-Plasmen unterschiedlicher Dichte und reproduziert die wesentlichen Merkmale der Experimente an ASDEX Upgrade.

zu Werten, die sich aus der B2-EIRENE-Modellierung von vier Plasmen (unter CDH-Bedingungen) mit steigender Dichte ergeben [264]. Die 2-dimensionale Simulation der Abschältschicht und des Divertors reproduziert damit die wesentlichen Charakteristika unserer experimentellen Ergebnisse:

- Die Kompressionsfaktoren steigen mit der Neutralgasdichte im Divertor an.
- Die Neon-Kompression ist höher als die Helium-Kompression.

Das dritte Merkmal, daß die Neon-Kompression bei sehr hohen Dichten sättigt, so daß dann $C_{He} \approx C_{Ne}$ gilt, deutet sich auch in den experimentellen Daten an, soll hier aber nicht weiter betrachtet werden, da bei diesen Divertordichten keine Neon-Experimente durchgeführt wurden.

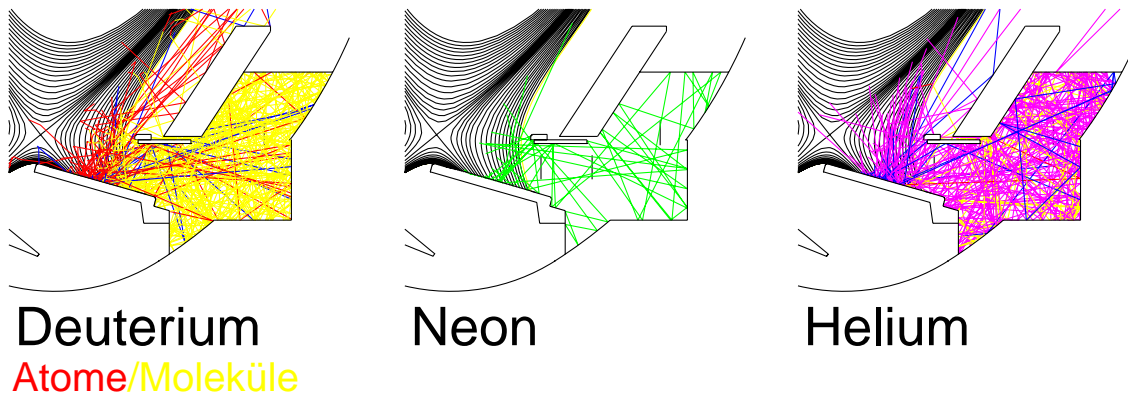


Abbildung 7.13: EIRENE-Simulation der Trajektorien von jeweils 100 Neutralteilchen, die an der Divertorplatte starten. Die Quellverteilung ergibt sich aus der B2-EIRENE-Modellierung der CDH-Plasmen in Abb. 7.12.

Wie können wir nun diese Verbesserung der Kompression mit der Divertordichte verstehen? Wenn man in Abb. 7.13 die Trajektorien der an der Divertorplatte erzeugten Neutralteilchen ansieht, erkennt man, daß ein großer Teil der in der Nähe des Separatrix-Auftreffpunktes entstehenden Neutralteilchen wegen der Orientierung der Divertorplatte

nach außen, d.h. in Richtung der Divertorkammer starten. Die Neutralteilchen, die noch im Plasma wieder ionisiert werden, strömen als Ionen zurück zur Divertorplatte und starten erneut als Neutrale. Dadurch wandern die Verunreinigungsionen, die von der Hauptkammer her nahe der Separatrix in den Divertor strömen, langsam radial in Richtung der Divertorkammer. Von dort aus werden sie entweder als Neutrale abgepumpt, oder wieder in der Abschältschicht (innerhalb einer mittleren freien Weglänge) ionisiert. Man findet dieses einfache Bild gut bestätigt, wenn man aus der B2-EIRENE-Modellierung die Ionenflüsse längs des Magnetfeldes auf die äußere Divertorplatte extrahiert, wie dies in Abb. 7.14 dargestellt ist. Gut sichtbar ist die beschriebene radiale Verbreiterung der Flußprofile, die sogar zu einem zweiten, kleineren Maximum nahe des Plasmarandes führt. Diese Nebenmaxima für Helium und Neon sind dadurch bedingt, daß sowohl Ionen von der Separatrix nach außen wandern als auch Neutrale aus der Divertorkammer in der Abschältschicht reionisiert werden. Die Deuteriumneutralen in der Divertorkammer strömen von außen an die Abschältschicht heran und verstärken den Ionenfluß in ihrem Außenbereich sehr stark. Wie in Abschnitt 6.3.1 beschrieben, werden die Verunreinigungen durch die Reibung mit der Deuteriummajorität mitgerissen und sehr effektiv zur Divertorplatte transportiert. In diesem Außenbereich der Abschältschicht sind die Temperaturen und damit auch die Temperaturgradienten sehr klein, so daß die Thermokräfte hier unbedeutend sind. Wie die B2-EIRENE-Modellierung zeigt [265], treten die Thermokräfte insbesondere nahe der Separatrix auf.

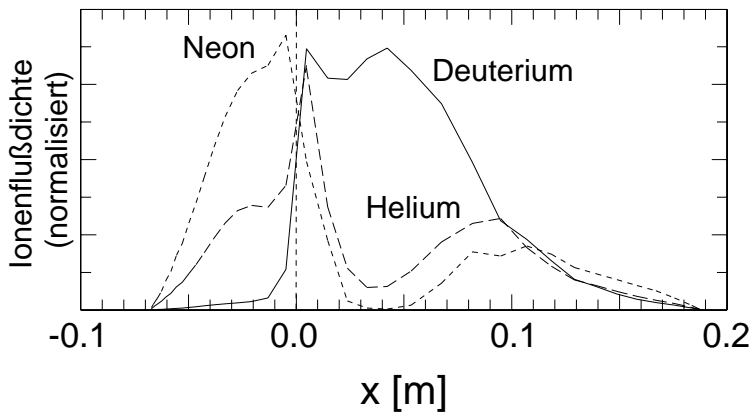


Abbildung 7.14: Ionenflußdichten auf die Divertorplatte aus der B2-EIRENE-Modellierung. Die Abszisse ist der Abstand (auf der Divertorplatte) von der Separatrix ($x=0$). Alle Profile sind auf ihr Maximum normiert [264].

Eine erhöhte Deuteriumdichte (in der Mittelebene bzw. im Divertor) verstärkt die Deuterium-Neutralgasdichte im Divertor und damit auch diesen Fluß im äußeren Teil der Abschältschicht unterhalb des Bafflerings am Passiven Stabilisierungsleiter (PSL). Ebenso erhöht sich dadurch die Kompression der Verunreinigungen, wie in Abb. 7.12 zu sehen. Gleichzeitig führt die höhere Dichte in der Abschältschicht wegen der kürzeren mittleren freien Weglängen der Helium- und Neon-Neutralteilchen ebenfalls zu einer Verbesserung der Kompression, weil die Ionisation näher an der Divertorplatte geschieht und die Neutralteilchen nicht mehr direkt in das Zentralplasma oder in Gebiete, wo die Thermokräfte sie nach oben treiben würden, fliegen können.

Der Unterschied zwischen Helium und Neon läßt sich mit dieser Modellvorstellung einfach an Hand der unterschiedlichen freien Weglängen erklären und ist in Abb. 7.13 bereits klar zu erkennen. Während die Neonatome mit der kurzen mittleren freien Weglänge immer nahe der Divertorplatte ionisiert werden, fliegen die Heliumatome viel weiter, können sogar das Zentralplasma erreichen oder zumindest in Bereichen der Abschältschicht ionisiert werden, wo die Thermokräfte sie weiter in Richtung Mittelebene treiben. Während

diese 2-dimensionalen Flußverteilungen schlecht darstellbar sind, findet man die eben geschilderten Sachverhalte sehr gut repräsentiert, wenn man die 2-dimensional gerechneten Größen in eine Dimension projiziert betrachtet. Abb. 7.15 zeigt oben wieder eine Skizze einer ein-dimensionalen Randschicht und darunter die eben diskutierten Parameter, wie sie sich aus der B2-EIRENE-Modellierung durch Integration über die Breite der Abschältschicht ergeben [263]. Durch den Gaszufluß aus dem Plasma und von außen durch Gasventile steigt der Deuteriumfluß in den Divertor zunächst linear an. Unter-

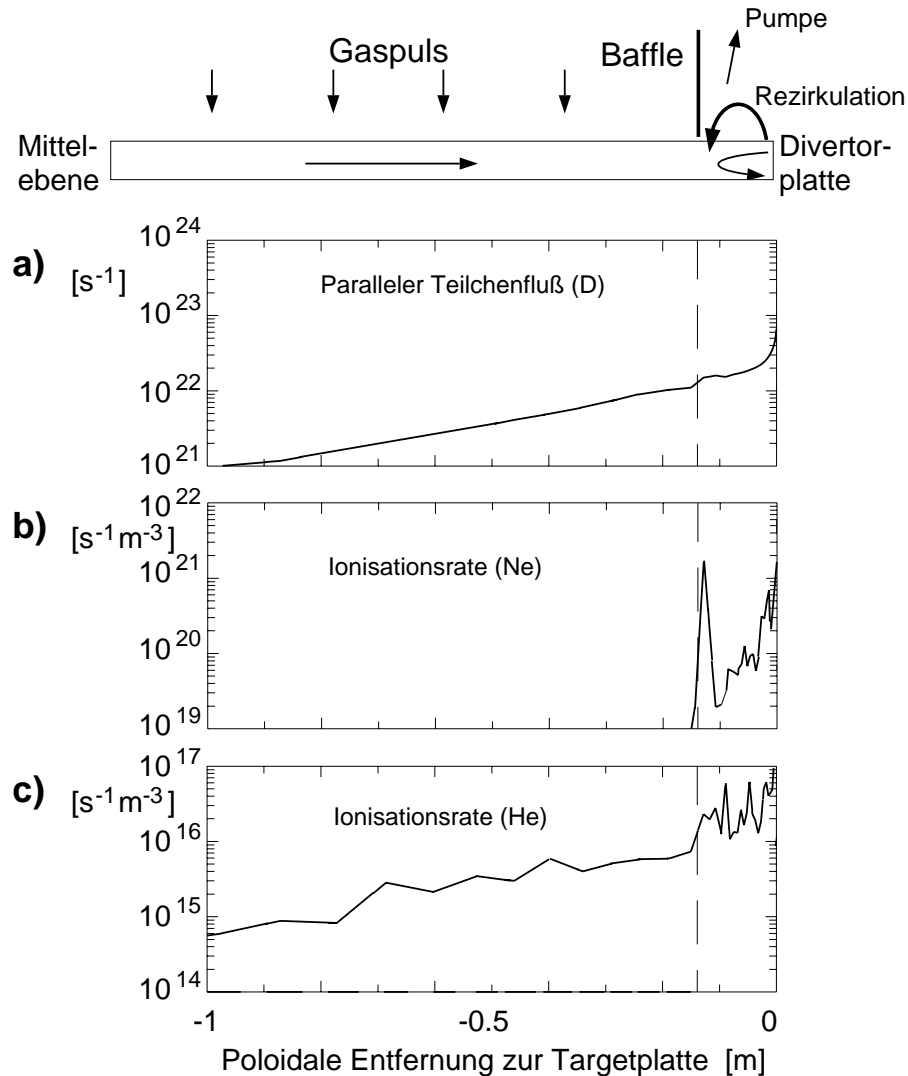


Abbildung 7.15: Der obere Teil der Abbildung zeigt ein vereinfachtes, eindimensionales Modell der Abschältschicht in ASDEX Upgrade, die drei Kurven stellen radial aufintegrierte Größen aus der B2-EIRENE Modellierung dar [263].

a) der Deuteriumfluß in Richtung Divertor wächst durch den räumlich konstanten Fluß auf den Plasmarand kontinuierlich an. Kurz vor der Divertorplatte steigt er durch das Recycling exponentiell an, aber direkt hinter dem Baffle steigt er bereits sprunghaft durch den Zufluß aus dem Neutralgas der Divertorkammer; b) Ionisationsrate (pro Volumen) von Neon; c) Ionisationsrate (pro Volumen) von Helium, das wegen der größeren freien Weglänge besser aus dem Divertor entkommt.

halb des Bafflerings am Passiven Stabilisierungsleiter (siehe Abb. 7.1 links) steigt der Fluß sprunghaft an durch das aus der Divertorkammer an das Plasma hinströmende Neutralgas, das im Rand der Abschältschicht ionisiert wird. Dieser Sprung zeigt auch, daß dieser relativ kleine Baffling das Neutralgas der Divertorkammer sehr gut gegen die Hauptkammer abtrennt. Kurz vor der Divertorplatte steigt der Deuteriumfluß wegen des starken Recyclings exponentiell an, wie wir es in Abschnitt 6.2 bereits diskutiert hatten. Auf den unteren Bildern erkennt man, daß Neon wegen der kürzeren mittleren freien Weglänge ziemlich vollständig in der Divertorkammer (d.h. unterhalb des Bafflerings) ionisiert wird, während doch ein erheblicher Teil des Heliums aus dieser Kammer entkommt und weiter oben oder im Hauptplasma ionisiert wird.

Damit erklären nicht nur die 2-dimensionalen B2-EIRENE-Modellierungen die wesentlichen Charakteristika der vorher vorgestellten experimentellen Ergebnisse, sondern wir können sie auch anschaulich mit einem sehr einfachen Modell verstehen, das vor allem auf dem Teilchenfluß im Außenbereich der Abschältschicht und dessen Beeinflussung durch das Neutralgas in der Divertorkammer beruht.

7.3 Strömung in der Randschicht

Die Dichten an der Separatrix, im Divertorplasma und im Neutralgas der Divertorkammer sind, wie vorher diskutiert, nicht zu trennen, aber da sie durch die Physik miteinander verknüpft sind, ist dies auch nicht wichtig. Wir haben aber im vorigen Abschnitt gezeigt, daß die Neutralgasdichte auch anschaulich ein wichtiger Stellparameter ist, was im Nachhinein die Darstellung der Helium-Transportparameter gegen $\phi_{0,div}$ rechtfertigt. Aber $\phi_{0,div}$ ist auch mit dem Gesamtteilchenfluß verknüpft, und dieser Punkt kann große Bedeutung haben. In der Diskussion der Kräfte auf Verunreinigungen in der Abschältschicht war ja bereits die Reibung diskutiert worden, die oftmals als Mittel angesehen wurde, Verunreinigungen einfach mit hohem Teilchendurchsatz in der Abschältschicht in den Divertor zu “spülen” [228]. Dieses Verfahren wird oft auch als “puff and pump” (“Einblasen und Abpumpen”) bezeichnet. Nicht nur wäre ein solches Verfahren wegen des hohen Gasdurchsatzes aufwendig (und widerspräche den Versuchen, η_{He} hoch zu halten), sondern es muß auch auf die physikalische Realisierung hin geprüft werden. Unser einfaches Modell im vorigen Abschnitt beruhte auf einem hohen Teilchenfluß nur im Bereich nahe der Divertorplatte, der sozusagen intern durch die Rezirkulation der Neutralteilchen aus der Divertorkammer erzeugt wurde und brauchte keinen starken externen Gasfluß.

Aber, wie bereits erwähnt, sind der externe Gaszufluß (Deuterium/Tritium), Γ_{D2} , und die Neutralgasdichte im Divertor, $n_{0,div}$ (die proportional zu $\phi_{0,div}$ ist), im stationären Fall ja über die effektive Pumpleistung, S_{eff} , miteinander verknüpft:

$$\Gamma_{D2} = \Gamma_{pump} = n_{0,div} \cdot S_{eff}. \quad (7.3)$$

Solange also die Saugleistung nicht verändert wird, bedeutet eine erhöhte Neutralgasflußdichte im Divertor immer auch einen erhöhten Gasfluß durch die Abschältschicht, der durch Reibung die Verunreinigungen in den Divertor schwemmen kann. Auch wenn unsere Modellvorstellung diesen Gasfluß nicht als aktives Element benutzt, könnte man doch argwöhnen, daß dieser –automatisch vorhandene– Gasfluß doch eine Rolle spielt.

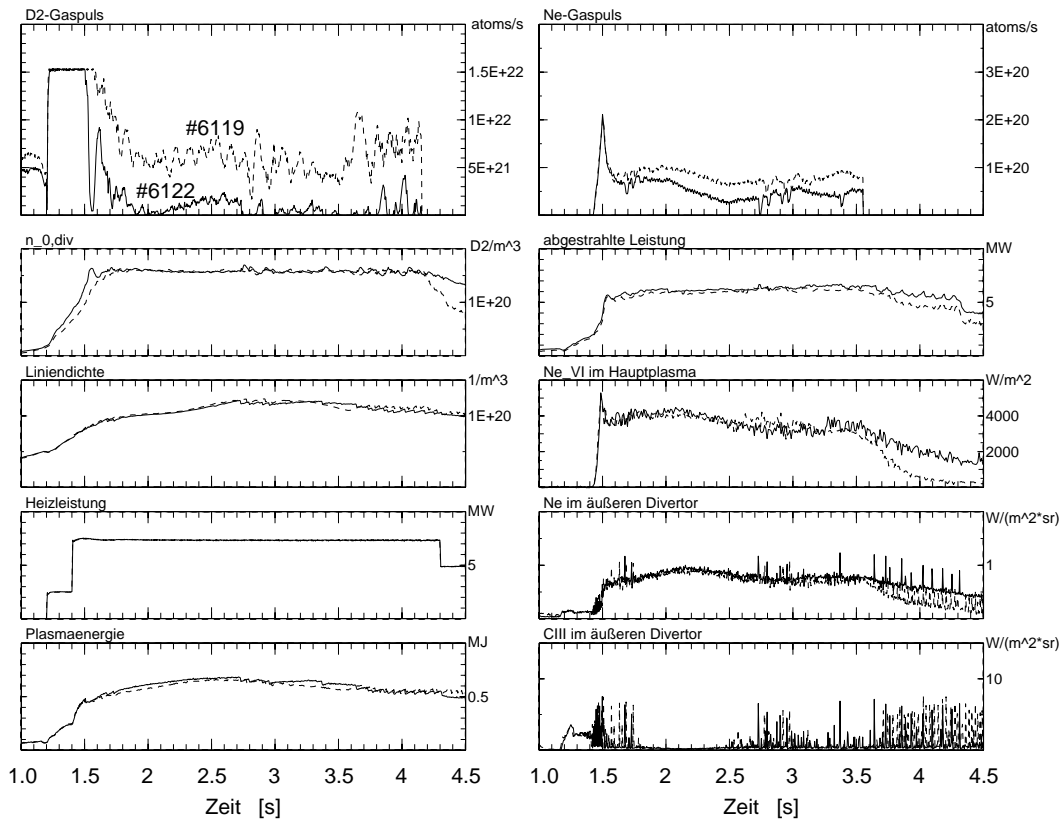


Abbildung 7.16: Globale Plasmaparameter zweier CDH-Entladungen in ASDEX Upgrade, die identische, konstante Neutralgasflußdichte $\phi_{0,div}$ im Divertor haben (links, 2. Abb. von oben), wegen der unterschiedlichen Saugleistung (siehe Text) aber unterschiedliche Teilchenflüsse in der Abschältschicht aufweisen (siehe links oben, D₂-Gaspuls). Die Abpumpzeit des Neon (mittlere Abb. rechts) zeigt den Einfluß der Saugleistung, ansonsten sind die Entladungen identisch (nach Ref. 266).

Diese Verkopplung von Γ_{D2} und $\phi_{0,div}$ ist aber nun nicht physikalisch bedingt, sondern rein technisch. Wenn man also in Gl. 7.3 S_{eff} variieren kann –und das ist wie bereits erwähnt der große Vorteil eines Pumpsystems mit 14 Turbomolekularpumpen– lassen sich die anderen Größen unabhängig voneinander variieren.

Der Vergleich zweier CDH-Entladungen, von denen eine die volle Pumpleistung hatte (#6119, $S_{eff} = 13 \text{ m}^3/\text{s}$), während die andere nur ein Viertel aller Pumpen benutzte (#6122, $S_{eff} = 3.7 \text{ m}^3/\text{s}$) zeigte klar, daß der extern induzierte Teilchenfluß keinen Einfluß auf die Verunreinigungs-kompression hat [266]. Beide Entladungen, die in Abb. 7.16 dargestellt sind, waren auf denselben Wert von $\phi_{0,div}$ geregelt, wodurch der Gesamtteilchenfluß³ in #6119 in Übereinstimmung mit Gl. 7.3 um einen Faktor 4 höher war als in #6122. Beide Entladungen waren CDH-Mode Plasmen mit zusätzliche Neopulsen. Die Abpumpraten des Neon, wie sie sich aus dem Abfall der spektroskopischen Signale nach dem Ende des Gaspulses ergeben, entsprechen genau dem Verhältnis der Saugleistungen und damit identischen Kompressionsfaktoren in diesen beiden Entladungen. Auch die Modellierung des gesamten Zeitverlaufes der Neon-Signale mit dem Transportcode

³Das ist der durch Gasventile zugeführte Teilchenfluß plus der Teilchenfluß durch die Neutralteilchen-Injektion.

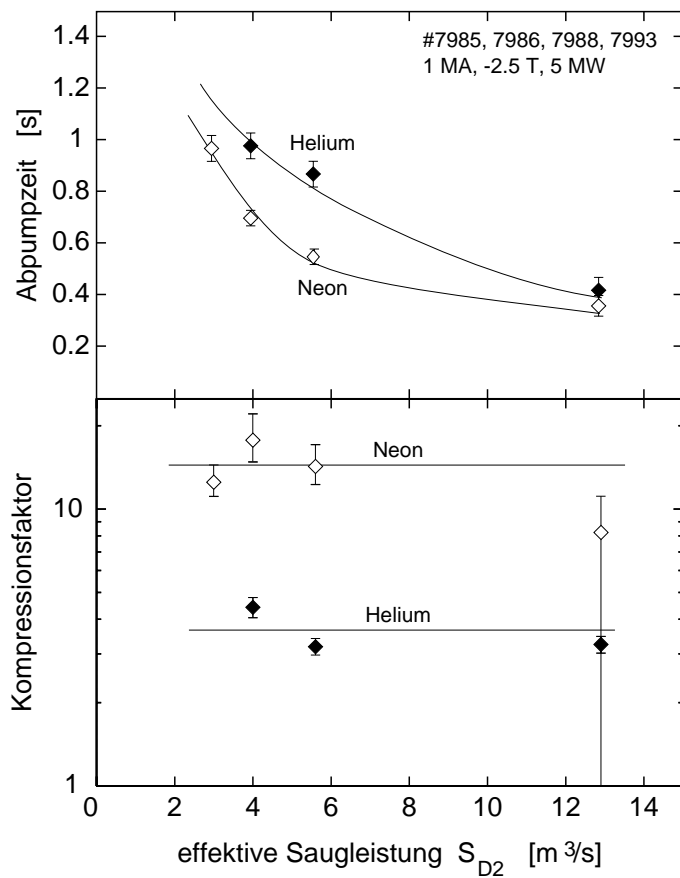


Abbildung 7.17: Vergleich des Verunreinigungstransportes in ASDEX Upgrade-Entladungen (H-Mode, $I_p = 1 \text{ MA}$, $B - t = -2.5 \text{ T}$, $P_{NI} = 5 \text{ MW}$), die sich bei Regelung auf die Neutralgasflußdichte im Divertor und unterschiedlicher effektiver Saugleistung nur in dem benötigten Deuteriumzufluß unterscheiden. Die Abfallzeiten von Helium und Neon variieren entsprechend der Saugleistung, aber die Kompressionsfaktoren bleiben im Rahmen der Fehlerbalken konstant, d.h. der Verunreinigungstransport wird durch den Teilchenfluß praktisch nicht beeinflusst.

STRAHL ergab, daß der Transport in der Abschältschicht in beiden Entladungen (beschrieben durch Zeitkonstanten für die Teilchenflüsse zwischen verschiedenen Kammern) identisch ist [177, 266].

Da in der CDH-Mode nur sehr kleine Typ-III-ELMs auftreten, wurde in einem weiteren Experiment untersucht, wie die Randschichtströmung in Plasmen mit Typ-I-ELMs den Verunreinigungstransport beeinflusst [174]. Abb. 7.17 zeigt für eine Serie von Entladungen mit identischer Neutralgasflußdichte im Divertor, aber unterschiedlicher Saugleistung (und entsprechend variierendem Teilchenfluß in der Abschältschicht), daß zwar die Pumpzeiten mit S_{eff} variieren, die Kompressionsfaktoren aber konstant sind.

Diese Ergebnisse stehen in starkem Kontrast zu Untersuchungen an DIII-D [238, 239, 267], wo mit Gaspulsen an unterschiedlichen poloidalen Positionen die Kompression von Helium und Neon stark beeinflusst werden konnte. Bei konstanter Divertordichte führen Gaspulse, die oberhalb des Plasmas in das Vakuumgefäß eingelassen werden, zu einem hohen Teilchenfluß in der Abschältschicht, während Gaspulse unterhalb des X-Punktes keine solche Strömung erzeugen. Mit dem Teilchenfluß in der Abschältschicht steigen in DIII-D die Kompressionsverhältnisse und Enrichmentfaktoren sowohl für Helium (schwach, etwa 20–30 %) wie auch für Neon (stark) an.

Diese Diskrepanz läßt sich qualitativ aber mit dem obigen Modell plausibel machen. Der DIII-D Divertor hat ebenfalls einen Baffling, ähnlich wie in ASDEX Upgrade, aber nur ca. 4 cm oberhalb der Divertorplatte. Das bedeutet, daß das aus der Divertorkammer zurückströmende Neutralgas nur den untersten Teil der Abschältschicht erreicht. Die hohe Flußverstärkung, die wir in ASDEX Upgrade auf der vollen Länge des Divertorbei-

nes unterhalb des X-Punktes erleben (siehe Abb. 7.15), findet hier schlicht nicht statt. Aus diesem Grund, d.h. weil dieser Rezirkulationsfluß durch das an die Abschältschicht anströmende Neutralgas fehlt, muß das DIII-D Plasma viel sensibler auf extern induzierte Teilchenflüsse reagieren. Eine detaillierte B2-EIRENE Modellierung von DIII-D, die dieses anschauliche Bild eventuell auch quantitativ bestätigen könnte, steht leider noch aus.

Unsere Vorstellung wird aber auch dadurch gestützt, daß JET mit seiner neuesten, sehr offenen Divertorgeometrie (Mark IIGB), in der das Neutralgas auf der ganzen Höhe an das Divertorplasma hinströmen kann, ebenso wie ASDEX Upgrade eine Abhängigkeit der Helium- und Neon-Kompression von der Neutralgasflußdichte sieht, aber keine Reaktion auf eine Variation des Teilchenflusses in der Abschältschicht [261].

7.4 Einfluß der Divertorgeometrie

Wie wir in den letzten Abschnitten gesehen haben, spielen die Neutralteilchen im Divertorbereich eine wichtige Rolle für den Transport der Verunreinigungen. Gleichzeitig läßt sich ihr Einfluß durch die Geometrie der Divertorkammer beeinflussen (siehe den Vergleich zwischen ASDEX Upgrade und DIII-D). Der Einfluß der Divertorgeometrie auf den Verunreinigungstransport soll nun an den Untersuchungen mit dem oben bereits erwähnten Divertor II in ASDEX Upgrade diskutiert werden.

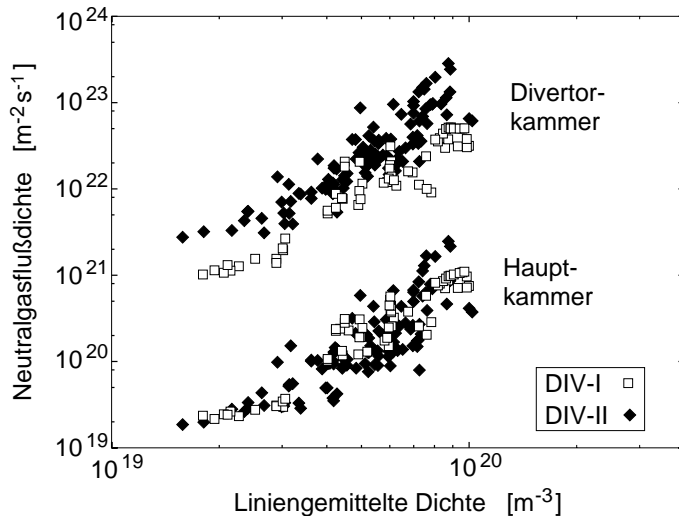


Abbildung 7.18: Vergleich der Neutralgasflußdichten in DIV-I und DIV-II als Funktion der liniengemittelten Plasmadichte [268]. Während die Neutralgaskompression zwischen Hauptkammer und Divertorkammer in DIV-I etwa bei 30 liegt, beträgt sie in DIV-II etwa 170.

Eine Übersicht über die Divertoruntersuchungen in DIV-II findet sich in den Referenzen 268, 269. Die herausragenden Unterschiede zu DIV-I sind die stark verminderten Leistungsflüsse auf die Divertorplatten [270] und die viel stärker im Divertor konzentrierte Strahlung [271]. Außerdem wird das vollständige Detachment des Divertorplasmas nun bereits bei deutlich niedrigeren Plasmadichten erreicht [268, 272]. Alle drei Beobachtungen sind eine Folge der veränderten Form und Positionierung der Divertorplatten. Neutrale Atome, die an der Divertorplatte entstehen, werden nun direkt in die Richtung der leistungsführenden Plasmaschicht nahe der Separatrix reflektiert. Dadurch können sie dort viel effektiver (und bereits bei niedrigerer Dichte) die Leistung abführen. Durch die damit niedrigere Plasmatemperatur werden auch viel früher (im Verlauf eines Dichteanstiegs) die Rekombination der Plasmaionen und die Strahlung des Deuteriums

wichtig. Zu dieser besseren räumlichen Konzentration der Neutralteilchen kommt aber noch hinzu, daß sie besser innerhalb des Divertors gehalten werden. Wegen der weit nach oben gezogenen Divertorplatten können Neutrale nicht direkt in die Hauptkammer entkommen. Dazu wären mehrfache Reflektionen zwischen dem Plasma und der vertikalen Struktur notwendig. Da das Plasma aber (durch Ionisation) Neutrale gut absorbiert, wird deren Entkommen effektiv unterbunden (die obersten Segmente der Divertorplatten werden deshalb auch als “Retention baffle” bezeichnet). Die Wirkung dieses Effektes ist in Abb. 7.18 dargestellt.

Die Neutralgasflußdichte in der Hauptkammer wird -unabhängig von der Divertorkonfiguration- etwa in der Plasmamittelebene, an der Wand des Vakuumgefäßes gemessen (siehe Abb. A.4 im Anhang). Anders ist die Situation bei der Divertorkammer, d.h. dem Raum, der direkt mit dem Divertorplasma verbunden ist. Im Divertor II übernimmt der Bereich unterhalb des X-Punktes und des Dombaffles die Funktion der Divertorkammer, und $\phi_{0,div}$ wird mit einem Manometer unterhalb des Baffles bestimmt, während in DIV-I ja der Bereich unter und hinter dem PSL als Divertorkammer diente, und $\phi_{0,div}$ mit dem Manometer hinter dem PSL bestimmt wurde [268], siehe Abb. A.4 im Anhang. Man erkennt nun in Abb. 7.18, daß sich bei gleicher Plasmadichte in beiden Konfigurationen, wie zu erwarten, dieselbe Neutralgasflußdichte in der Hauptkammer einstellt, da dieser Zusammenhang nur über die -vom Divertor im wesentlichen unbeeinflusste- Abschälschicht und das Hauptkammer-Recycling in der Mittelebene gegeben ist [273,274]. Die Neutralgasflußdichte im Divertor ist allerdings um etwa den Faktor 5 höher, so daß sich für DIV-I ein Kompressionsfaktor des Neutralgases von ca. 30 ergibt, während er nun in DIV-II bei 170 liegt. Dies zeigt klar, daß der Rückfluß der Neutralteilchen aus dem Divertorbereich stark unterdrückt ist.

Für das Pumpen ergibt sich aber ein weiterer sehr wichtiger Unterschied, der in der obigen Diskussion, was die jeweilige Divertorkammer sei, bereits zu Tage trat: Die an der Separatrix erzeugten Neutralteilchen werden im DIV-II vorwiegend in Richtung der Separatrix emittiert und müssen diesen Bereich durchqueren, um die Divertorkammer zu erreichen, aus der sie abgepumpt werden können. Die Öffnungen zu dieser Kammer wurden mit B2-EIRENE-Modellierungen optimiert, um möglichst viele Neutrale in der Kammer zu sammeln und gleichzeitig die Reionisation im Plasma möglichst zu minimieren [250]. Dies sollte nach der Modellierung sowohl für Deuterium als auch für Helium zu höheren Kompressionsverhältnissen als in DIV-I führen [250].

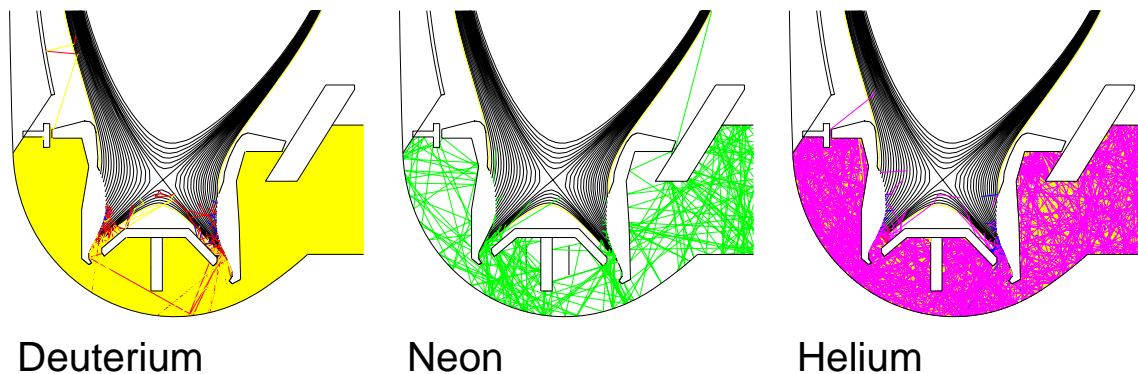


Abbildung 7.19: EIRENE-Simulation der Trajektorien von jeweils 100 Neutralteilchen im ASDEX Upgrade-Divertor II.

Die Tatsache, daß die neutralen Verunreinigungen von der Targetplatte aus durch das Divertorplasma zur Pumpe müssen, führt nach den Vorhersagen mit B2-EIRENE dazu, daß sich die Situation bei den Verunreinigungen Helium und Neon gegenüber DIV-I gerade umkehrt. Heliumatome sind wegen der größeren mittleren freien Weglänge nun gegenüber Neon begünstigt, wie man an den Trajektorien in Abb. 7.19 erkennt. Während ein großer Teil der Neonatome gleich reionisiert wird und damit die Divertorkammer nicht erreicht, erreichen die Heliumatome sie mit einer sehr großen Wahrscheinlichkeit. Die B2-EIRENE Modellierung sagt deshalb für Neon in DIV-II sogar ein geringeres Kompressionsverhältnis als in DIV-I voraus.

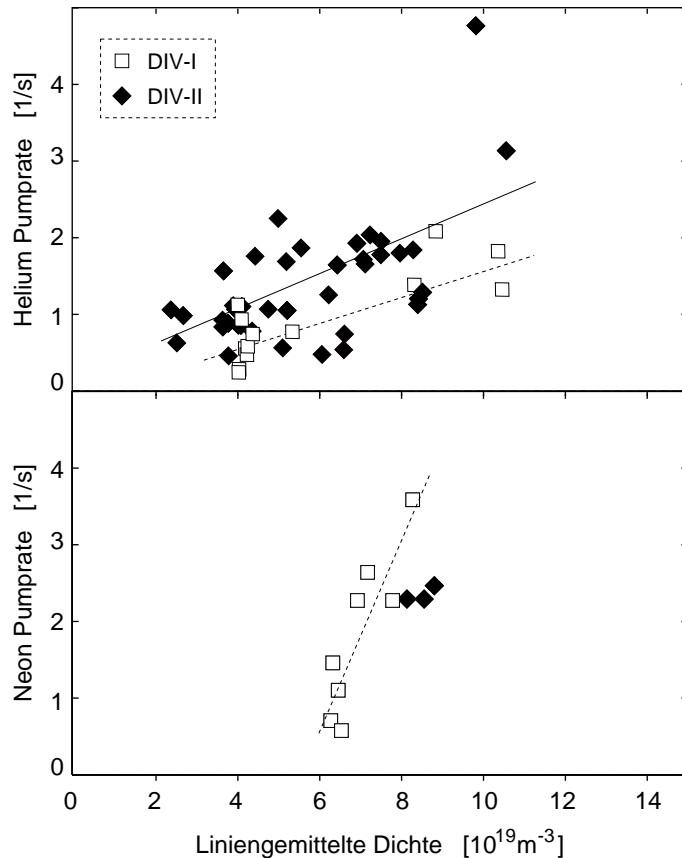


Abbildung 7.20: Pumpraten von Helium (oben) und Neon (unten) in den beiden Divertorkonfigurationen an ASDEX Upgrade [268], bestimmt aus der Linienintensitätsmessungen mit dem VSL Übersichtsspektrometer (siehe Abb. A.4 im Anhang). Trotz der großen Streuung ist erkennbar, daß die Pumpraten von Helium in DIV-II kürzer sind als in DIV-I, während dies für Neon umgekehrt ist.

Abbildung 7.20 zeigt den Vergleich der Pumpraten für Helium und für Neon in den beiden Divertor-Konfigurationen an ASDEX Upgrade [268] und demonstriert klar den vorhergesagten Effekt, daß die Heliumpumpraten sich verbessern, daß aber das Neontumpfen im DIV-II langsamer wird. Dies ist eine sehr gute Bestätigung der Modellrechnungen und unserer anschaulichen Vorstellung.

Die Berechnung der Kompression aus den Abpumpzeiten ist im DIV-II etwas aufwendiger, da nun der Leitwert unter der äußeren Divertorplatte (d.h. zwischen der Divertorkammer unter dem Dombaffle und der "Pumpkammer" hinter dem PSL) und eventuelle Leitwerte (Lecks) zwischen der Pumpkammer und dem Hauptraum berücksichtigt werden müssen. Diese Leitwerte lassen sich aus Messungen mit Gaspulsen in das leere Vakuumgefäß ermitteln [230], und mit einem entsprechenden Drei-Kammer-Modell ergeben sich dann aus den Pumpraten die in Abb. 7.21 dargestellten Kompressionsverhältnisse. Zunächst sieht man im Vergleich mit Abb 7.5, daß die Kompressionsverhältnisse für Helium in DIV-II deutlich höher liegen als in DIV-I, aber weiterhin tritt eine starke

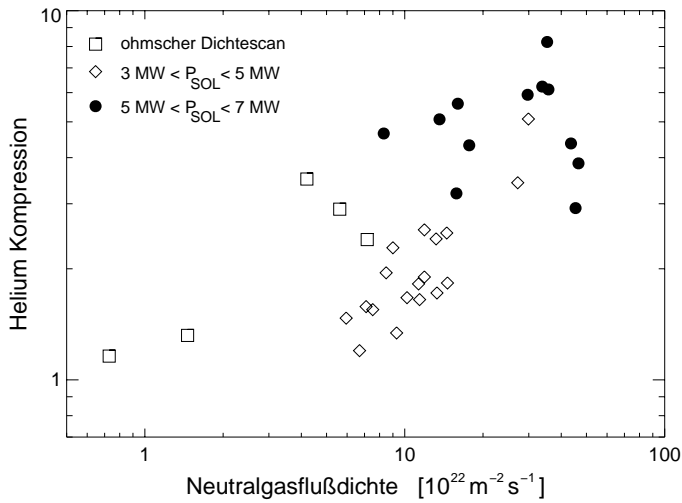


Abbildung 7.21: Kompressionsverhältnisse von He in DIV-II, aufgetragen gegen die Neutralgasflußdichte in der Divertorkammer (unter dem Dombaffle). Die Daten wurden mit einem Drei-Kammermodell aus den exponentiellen Abfallzeiten der Linienintensitäten berechnet, die mit dem VIS-Spektrometer (siehe Abb. A.4 im Anhang) gemessen wurden.

Streuung auf, in der klare Strukturen erst zu erkennen sind, wenn man die experimentellen Daten nach der Leistung, die über die Separatrix in die Abschältschicht fließt, P_{sol} , unterscheidet. In allen drei, in Abb. 7.21 dargestellten Gruppen erkennt man einen starken Anstieg der Kompression mit $\phi_{0,div}$, der aber dann nach einem Maximum wieder absinkt (“Rollover”). Bei der mittleren Gruppe mit P_{sol} zwischen 3 und 5 MW tritt der Rollover in den Daten nicht auf. Der Grund dafür ist eine Variation der Separatrixlage bei diesen Plasmen, die das Kompressionsverhalten ebenfalls stark beeinflusst [230] (siehe auch Abschnitt 7.4.2).

Dieses Maximum in der Heliumkompression tritt ebenso in der B2-EIRENE Modellierung auf, aber auch in einfachen, analytischen Modellen, die derzeit entwickelt werden [230] und ist eine Konsequenz aus dem vollständigen Detachment, das in DIV-II auftritt. Während das Detachment in Divertor I nur in einem sehr engen Bereich vor der Divertorplatte auftrat und durch den hohen Energieeintrag während der ELMs meist unterbrochen wurde, tritt ein vollständiges Detachment des Divertorplasmas im Divertor II nicht nur, wie vorher erwähnt, bereits bei niedrigeren Plasmadichten auf, sondern auch über einen größeren räumlichen Bereich. Das Plasma zieht sich nun tatsächlich ein Stück aus dem Divertor zurück, und wenn die Plasmafront dabei sehr weit nach oben rutscht, können die Heliumneutralen aus dem Divertor, d.h. aus dem Schlitz zwischen der vertikalen Divertorplatte und den Flügeln des Dombaffles entkommen, und das Kompressionsverhältnis sinkt wieder ab. Für das “Entkommen” gibt es dabei zwei Möglichkeiten, einmal als Neutrale, sozusagen am Plasma vorbei, in die Hauptkammer und über den Plasmarand ins Hauptplasma oder aber via direkter Reionisation im Hauptplasma, weil bei verkürztem Divertorplasma und niedrigerer Temperatur die mittlere freie Weglänge der Heliumatome wieder ausreicht, durch die X-Punkt Region bis in das Hauptplasma zu kommen. Dieses anschauliche Modell bestätigt sich bei einer detaillierten Analyse der B2-EIRENE-Simulationen, die bei einer Steigerung der Plasmadichte diesen Rollover der Heliumkompression zeigen [275].

Abbildung 7.22 zeigt die Helium-Anreicherungs-faktoren, die sich für die Daten aus Abb. 7.21 ergeben. Bei dem in der Kompression beobachteten Rollover, d.h. beim Divertordetachment sinkt das Deuterium-Kompressionsverhältnis nicht so stark ab, weshalb die Anreicherungs-faktoren in diesen Plasmen sehr stark abfallen. Diese Entladungen sind durch Pfeile markiert. Man erkennt also, daß in DIV-II die Helium-Anreicherung höher

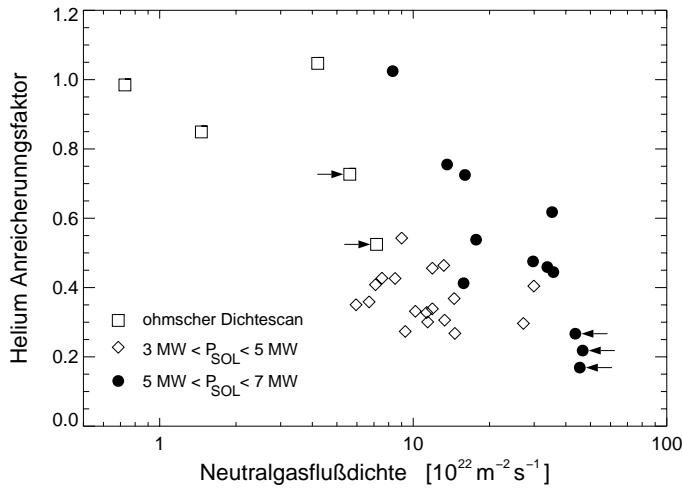


Abbildung 7.22: Anreicherungs-faktoren von Helium in DIV-II, aufgetragen gegen die Neutralgasflußdichte in der Divertorkammer (unter dem Dombaffle). Bei den Plasmen mit starkem Detachment des Divertors (durch Pfeile markiert) tritt ein starker Abfall in der Anreicherung auf, da zwar die Heliumkompression stark absinkt, nicht aber die Deuteriumkompression.

ist als in DIV-I, insbesondere wenn man die Daten bei den höchsten Leistungen in die Abschältschicht hinein betrachtet. Im Unterschied zu DIV-I findet man hier nun aber einen Einfluß des Divertor-Detachments, da das Zurückweichen der Plasmafront von der Divertorplatte das Entkommen der Heliumneutralen ermöglicht.

Interessant ist in diesem Zusammenhang eine Beobachtung in Doublet III [186]. Dort wurde bereits 1981 beobachtet, daß die Deuterium-Neutralgasdichte im Pumpstutzen exponentiell mit der Liniendichte anstieg. Die Helium-Neutralgasdichte folgte diesem Verlauf, allerdings nur bis zu $\bar{n}_e = 3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, um darüber dann stark abzufallen. Dieser Effekt (in rein durch den Plasmastrom geheizten Plasmen, d.h. bei sehr niedriger Heizleistung) wurde bereits damals mit den großen mittleren freien Weglängen bei niedriger Divertortemperatur erklärt [276] und war somit eine Konsequenz des Divertor-detachments, auch wenn dieser Zustand damals nicht als solcher bekannt war.

7.4.1 Randschichtströmung

Die Kryopumpe, die im Standardbetrieb, d.h. ohne Argonfrost, nur Deuterium, aber kein Helium pumpt, eignet sich hervorragend, um auch in DIV-II den Einfluß der Randschichtströmung zu untersuchen. In Abb. 7.23 ist der Vergleich zweier Entladungen dargestellt, die mit Feedback-Regelung praktisch identische Liniendichten haben (oberster Graph). Mit der Kryopumpe (#10276) ist ein etwa dreifacher Gasfluß notwendig, um diese Dichte zu erreichen (zweiter Graph). Allerdings stellen sich mit der Kryopumpe deutlich geringere Neutralgasflußdichten sowohl in der Hauptkammer als auch in der Divertorkammer ein (dritter und vierter Graph). Bei 2.1 s erhalten beide Entladungen einen kurzen Helimpuls und bei 3.1 s einen Neopuls. Da Neon von der Kryopumpe gepumpt wird, ist die Abpumprate in #10276 deutlich höher, während bei Helium der Einfluß der Kryopumpe recht schwach ist.

Insbesondere ist mit der Kryopumpe (d.h. starkem Teilchenfluß in der Abschältschicht) die Helium-Pumpzeit kürzer, obwohl diese Entladung eine niedrigere Neutralgasflußdichte im Divertor hat. Dies könnte auf den ersten Blick als Einfluß der Teilchenströmung (“puff and pump”) interpretiert werden, auch wenn der Effekt deutlich geringer wäre als in DIII-D [268]. Bei genauer Analyse erkennt man aber, daß #10276 (mit Kryopumpe) in Abb. 7.21 auf dem ansteigenden Ast liegt, während in der Entladung ohne Kryopumpe

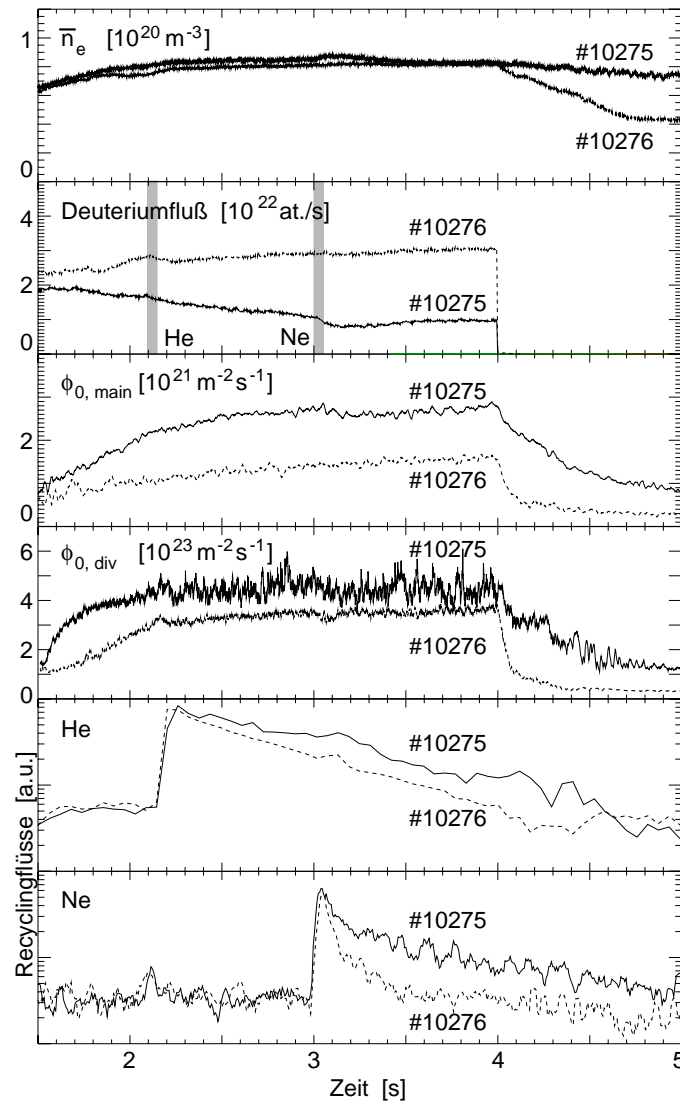


Abbildung 7.23: Vergleich zweier Entladungen, die per Feedback-Regelung praktisch identische Liniendichten aufweisen. Nur in der Entladung #10276 ist die Kryopumpe aktiviert [268]. Mit Kryopumpe sind die Neutralgasflußdichten in Hauptkammer und Divertorkammer deutlich geringer, was den Operationsbereich des Divertors und damit den Heliumtransport beeinflusst. Die Recyclingflüsse wurden aus Linienintensitäten bestimmt, die mit dem VIS-Spektrometer (siehe Abb. A.4 im Anhang) gemessen wurden.

(#10275) mit der höheren Divertordichte der Divertor bereits im Detachment ist. Die Helium-Abpumpzeit ist in #10275 also nicht wegen der geringeren Teilchenströmung in der Abschältschicht länger, sondern wegen des Divertor-Detachments. Diese Interpretation wird, wie bei Abb. 7.21 bereits erwähnt, durch die B2-EIRENE-Modellierung gestützt.

Damit scheint auch in DIV-II die Teilchenströmung für die Kompression von Verunreinigungen keine große Rolle zu spielen. Neuere Experimente, bei denen der Neutralgasfluß in der Randschicht sowohl durch die Kryopumpe als auch durch den Einlaßort des Deuteriums (in der Mittelebene oder in der “private flux region” am Dombaffle) variiert wurde, zeigen allerdings klar eine Wirkung dieser Strömung in der Abschältschicht [230]. Dies

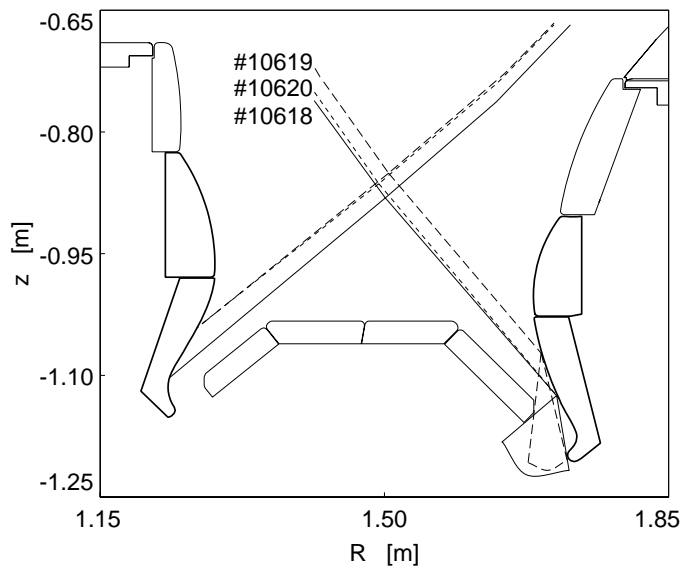


Abbildung 7.24: Separatrixgeometrie im Divertor. Gezeigt sind drei Entladungen, einmal mit der Standardgeometrie (#10618, durchgezogene Linie), ein Fall, bei dem beide Separatrices um 3 cm nach oben verschoben wurden (#10619, gestrichelt) und eine Zwischenstufe, wo nur die innere Separatrix um 3 cm nach oben verschoben ist (#10620, kurz-gestrichelt). Am äußeren Divertorbein sind exemplarisch die Raumwinkel unter denen die Öffnung der Divertorkammer vom Separatrix-Auftreffpunkt aus erscheint, für die beiden Separatrixlagen angedeutet.

ist nicht wirklich überraschend, da im DIV-II die Öffnung zur Divertorkammer ja relativ schmal ist und somit das Neutralgas nur über einen sehr kleinen Bereich des Divertorbeines an das Plasma anströmt und die Strömung nicht über die gesamte Länge unterhalb des X-Punktes verstärkt. Insofern entspricht die Geometrie viel eher der von DIII-D als der in DIV-I oder im neuen JET Divertor Mark IIAP. Diese neuen Experimente müssen aber noch weiter analysiert und mit der Modellierung verglichen werden, bevor man eine endgültige quantitative Aussage treffen kann [230]. Hier seien diese Beobachtungen nur als erster Hinweis vermerkt.

7.4.2 Lage der Separatrix im Divertor

Einen weiteren, rein geometrisch bedingten, Effekt findet man, wenn die vertikale Lage der Separatrix auf den Divertorplatten variiert wird. Der maximale Ionenfluß trifft, ähnlich wie in DIV-I, nahe der Separatrix auf die Divertorplatte, und die Neutralteilchen werden dort emittiert. Der Anteil der Neutralteilchen, die direkt in die Divertorkammer fliegen, hängt ab von dem Raumwinkel, unter dem die Divertorkammeröffnung vom Startpunkt aus erscheint. Abb. 7.24 zeigt zur Erläuterung einen poloidalen Querschnitt des äußeren Divertors. Wegen ihrer langen mittleren freien Weglänge werden nur die Heliumatome, die direkt in die Divertorkammer fliegen, diese erreichen. Alle anderen Heliumatome werden, da sie kaum Ladungsaustauschstöße machen, geradlinig durch das Divertorplasma fliegen und ionisiert werden. Damit tragen sie zur Neutralteilchendichte in der Divertorkammer nicht bei. Die Abpumprate von Helium sollte also sensitiv auf die Lage des Separatrix-Auftreffpunktes reagieren. Wenn dieser Punkt oberhalb der normalen Lage (untere Separatrix in Abb. 7.24) liegt, wird der Raumwinkel der Divertorkammeröffnung und damit die Wahrscheinlichkeit, daß Heliumatome die Divertorkammer erreichen, immer kleiner. Zur Veranschaulichung sind in der Abb. 7.24 im äußeren Divertor die Raumwinkel für beide Separatrixpositionen angedeutet. Anders ist die Si-

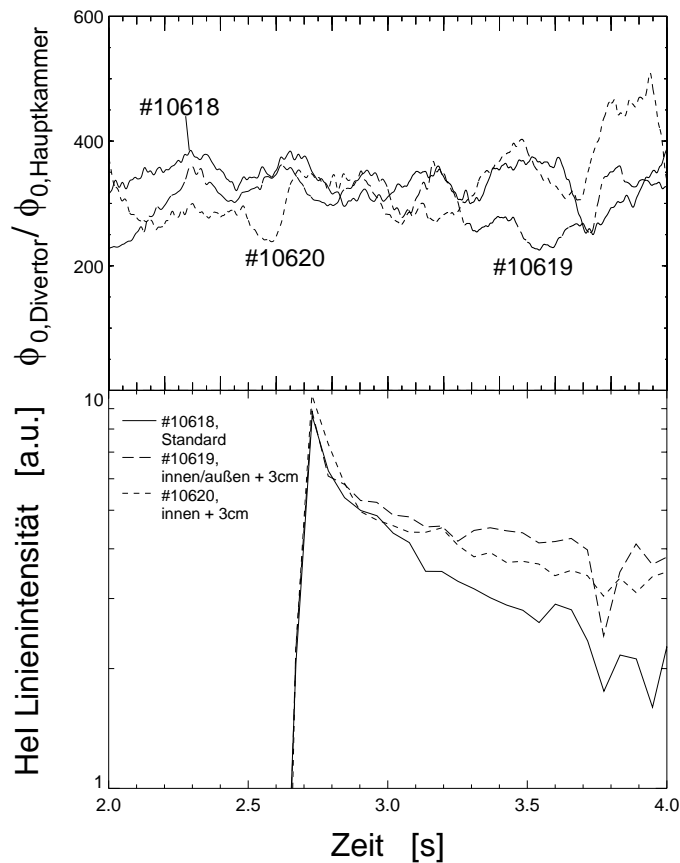


Abbildung 7.25: Kompressionsverhältnis des Deuterium Neutralgases (oben) und Helium-Recyclingsignale für die AS-DEX Upgrade-Entladungen aus Abb. 7.24. Während die Kompression des Neutralgases (im Rahmen der Schwankungen) von der Variation der Separatrixlage nicht beeinflusst wird, sinkt die Helium-Pumprate um 35 % [268]. Die Hel-Linienintensität wurde mit dem VIS-Spektrometer (siehe Abb. A.4 im Anhang) gemessen.

tuation beim Deuterium. Da die Deuterium-Atome und -Moleküle immer viele elastische Stöße im Plasma vollführen, sollte für sie die Wahrscheinlichkeit, die Divertorkammer zu erreichen, unabhängig von der Lage der Separatrix sein. Diese anschauliche Argumentation wird durch die B2-EIRENE-Modellierung unterstützt [250]. Abb. 7.25 zeigt für die drei Entladungen, deren Separatrizes in Abb. 7.24 dargestellt sind, die Helium-Recyclingsignale nach einem kurzen Gaspuls und das Verhältnis der Neutralgasflußdichten in Divertorkammer und Hauptkammer; man erkennt sofort den oben diskutierten Effekt. Eine Verschiebung der beiden Separatrizes um 3 cm nach oben verlängert die Helium-Einschlußzeit bereits um 35 %, während die Deuteriumkompression konstant bleibt [268].

7.4.3 Zusammenfassung

Die gegenüber Divertor I grundlegend modifizierte Geometrie im Divertor II hat deutliche Auswirkungen auf den Heliumtransport im Divertor und im Neutralgas. Diese experimentellen Beobachtungen sind alle in Übereinstimmung mit der zweidimensionalen Modellierung des Divertors mit dem B2-EIRENE-Code und lassen sich auch anschaulich gut verstehen. Wie verhält sich das Helium pumpen nun global in Divertor II? Abbildung 7.26 zeigt die globalen Helium-Einschlußzeiten in Divertor II, normiert auf die Energieeinschlußzeiten. Wie schon in Divertor I erkennt man die Verbesserung mit zunehmender Dichte (gezeigt ist hier die Abhängigkeit von der Neutralgasflußdichte in der Divertorkammer) und die Majorität der Entladungen mit hoher Leistung liegt im Bereich zwischen $\rho_{He} = 6$ und 10. Der Hauptunterschied zu Divertor I ist die Verschlechterung

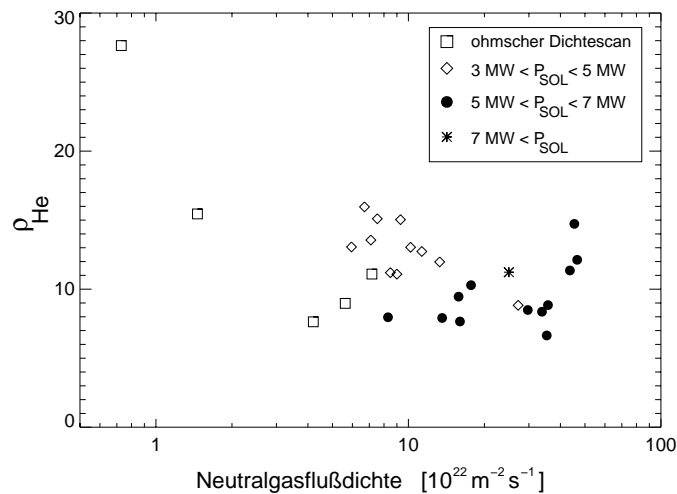


Abbildung 7.26: Globale Helium-Einschlußzeiten, normiert auf die Energieeinschlußzeit. Innerhalb der Datengruppe einer Leistungsklasse zeigt sich eine Verringerung in ρ_{He} mit der Divertordichte. Der Rollover in der Helium-Kompression beim Eintritt des Divertor-Detachments tritt hier allerdings als Minimum in ρ_{He} auf.

in ρ_{He} , die bei Plasmen mit Detachment des Divertors auftritt.

Was hier in dem relativ kleinen Divertor von ASDEX Upgrade ein Problem zu sein scheint, wäre im ITER Divertor (in der Version des “Final Design Report (FDR) von 1997 [38]) allerdings von Vorteil. Auch der ITER Divertor wird innen (d.h. aus der Gegend unterhalb des X-Punktes) gepumpt, und die Heliumneutralteilchen, die etwas oberhalb der Separatrix an der Divertorplatte entstehen, müssen das Divertorplasma durchqueren, um zur Pumpe zu gelangen. Bei den Dimensionen und Dichten des ITER-Divertors wird allerdings ein großer Teil der Heliumatome im Plasma reionisiert und erreicht die Divertorkammer nicht. Wenn das Divertorplasma dann im Zustand des Detachments ist, öffnet sich dieser Kanal und das Helium pumpen verbessert sich drastisch. Dies ist das Ergebnis einer B2-EIRENE Modellierung des ITER Divertors [249], in der systematisch Divertorszenarien bei hoher Divertordichte (bzw. geringer Leistungsfluß in den Divertor hinein) studiert wurden. Der ITER Divertor (in der hier diskutierten Form) muß nämlich mit einem “detachten” Divertor betrieben werden, um die Leistungsflußdichte auf die Divertorplatten unterhalb von ca. 10 MW/m^2 zu halten [235,249].

Ähnliche Divertormodifikationen in anderen Tokamaks haben dort ebenfalls Untersuchungen zur Wirkung der Divertorgeometrie auf den Verunreinigungstransport ermöglicht.

In JET sind drei Konfigurationen untersucht worden, deren Abschottung gegen die Hauptkammer immer stärker wurde [251,261]. Die zweite dieser Konfigurationen (Mark IIAP) erlaubte es, Plasmen mit der Separatrix auf dem Boden des Divertortroges zu erzeugen (eine Geometrie ähnlich wie DIV-I), aber auch Plasmen mit der Separatrix an den vertikalen Wänden des Troges, wobei dann aus der “private flux region”⁴ unterhalb des X-Punktes gepumpt wird, ganz ähnlich wie in DIV-II. Die Helium-Anreicherungs-faktoren mit der Separatrix am Boden des Troges (Pumpen an der Außenseite der Abschältschicht) waren deutlich höher als mit der Separatrix an den vertikalen Wänden [260]. Dies ist anders als im Vergleich DIV-I/DIV-II, läßt sich aber anschaulich sofort einsehen, weil der Bereich zwischen den Divertorbeinen, aus dem heraus das Neutralgas abgepumpt werden soll, vor allem vom Divertorplasma selbst gepumpt wird, da ja –im Gegensatz zu DIV-II– kein Dombaffle dies verhindert.

Die Helium-Anreicherungs-faktoren mit dem Mark IIAP Divertor liegen in L-Mode-

⁴siehe Abb. A.3 im Anhang.

Plasmen mit $P_{Heiz} = 2$ MW zwischen 0.2 und 0.6 und sinken mit steigender Dichte ab [260]. Der Mark IIGB⁵ ähnelt DIV-II, aber die “Divertorkammer” ist sehr viel offener. Die Helium- und die Deuteriumkompression in Mark IIGB sind deutlich höher als in Mark IIAP. Auch wenn das Baffle unter dem X-Punkt hier relativ klein ist, wird in Mark IIGB die Reionisation im X-Punkt doch stärker unterdrückt als in Mark IIAP, wo gar kein Baffle existiert. Der Helium-Anreicherungsfaktor ist (da C_{He} und C_{D_2} steigen) in Mark IIGB nur wenig höher als in Mark IIAP [261].

“Puff and Pump” Experimente mit Neon in Mark IIGB zeigten auch hier, daß die Neon-Pumpraten stark von der Divertor-Neutralgasdichte abhängen, aber durch erhöhten Teilchenfluß in der Abschältschicht praktisch nicht beeinflusst werden [261].

Auch im kanadischen Tokamak TdeV wurde Heliumpumpen mit verschiedenen Geometrien untersucht [259]. Da (wie in JET, aber anders als in ASDEX Upgrade) die Divertorspulen innerhalb des Vakuumgefäßes liegen, kann die Separatrixlage sehr flexibel justiert werden. Damit konnten auch ohne Umbauten des Divertors Konfigurationen mit Pumpen außerhalb der Abschältschicht (ähnlich wie DIV-I) und Plasmen mit Pumpen aus der X-Punkt Region (ähnlich wie DIV-II, aber wieder ohne Baffle gegenüber dem X-Punkt) verglichen werden. Im letzteren Fall sinkt (wegen des absorbierenden Divertorplasmas) vor allem das Deuterium-Kompressionsverhältnis, so daß insgesamt der Helium-Anreicherungsfaktor leicht ansteigt. Auch diese experimentellen Ergebnisse wurden durch begleitende B2-EIRENE-Simulationen reproduziert [259].

⁵GB steht für Gasbag. Hier treffen die Separatrices ebenfalls auf vertikale Divertorplatten, die “private flux region” ist durch ein sehr schmales Baffle (ohne seitliche Flügel längs der Divertorbeine) gegen den X-Punkt abgeschirmt.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Das Konzept eines Fusionsreaktors mit Deuterium-Tritium-Plasmen, der seine Fusionsleistung also aus der $D(T,n)\alpha$ -Reaktion erzeugt, hängt ganz kritisch an den in der Fusionsreaktion erzeugten α -Teilchen, die ein Fünftel der produzierten Leistung tragen. Diese Leistung soll an das Plasma übertragen werden, aber anschließend müssen diese Heliumkerne möglichst schnell aus dem Plasma entfernt werden. Beide Aspekte sind für das Konzept wesentlich, wie man an den Zündkurven auch quantitativ zeigen kann (Kapitel 1).

Die α -Teilchen müssen ihre Energie durch Stöße mit Elektronen und Wasserstoff-Ionen an das Plasma abgeben, um die unvermeidlichen Verluste durch Strahlung und turbulenten Transport aus dem Plasmaminneren auszugleichen. Dies bedingt zunächst, daß die hochenergetischen α -Teilchen im Plasma eingeschlossen sind, was im Tokamak im wesentlichen eine Frage des Plasmastromes (bzw. des Produktes aus Plasmastrom und Aspektverhältnis) und der Feldwelligkeit (Ripple) ist, wie wir in Kapitel 2 erklärt haben. Wenn ein ausreichender Einschluß der α -Teilchen gewährleistet ist, muß untersucht werden, ob ihre Abbremsung, d.h. die Plasmaheizung auch so verläuft wie man das nach den Theorien erwartet. Vor 1992, als noch keine Deuterium-Tritium-Plasmen verfügbar waren, konnten solche Fragen nur über die sekundären Reaktionen der in der $D(D,p)T$ -Reaktion erzeugten Tritiumkerne, d.h. über den Tritium-Burnup, untersucht werden. Diese Untersuchungen demonstrierten das erwartete Verhalten dieser schnellen Ionen, wobei diese immer nur einen sehr geringen Teil des Plasmas ausmachten. Insbesondere blieb dabei die Frage nach den kollektiven Instabilitäten offen, die auftreten können, wenn die α -Teilchen einen signifikanten Anteil der Plasmaenergie tragen.

Die Deuterium-Tritium-Plasmen in JET und TFTR erlaubten dann ab 1992 zum ersten Mal die direkte Untersuchung von 3.5 MeV α -Teilchen. Ihr Anteil am Plasma (bezogen auf Dichte und auf Energie) war allerdings so klein, daß die Plasmaheizung nur marginal beobachtet werden konnte und die Anregung von Alfvén-Instabilitäten in TFTR nur in besonders dafür maßgeschneiderten Szenarien möglich war. Vorangehende Untersuchungen der Alfvén-Instabilitäten, die durch schnelle Ionen aus der Neutralteilchen-Injektion oder mittels Hochfrequenzheizung induziert wurden, haben mit der parallelen Entwicklung der Theorien dieser kollektiven Instabilitäten allerdings das theoretische Verständnis stark vorangetrieben. Es hat sich dabei in den letzten Jahren gezeigt, daß die Anregungsschwellen deutlich höher sind, als früher erwartet wurde, so daß dieses Problem etwas entschärft zu sein scheint. Letzte Gewißheit, jenseits aller Modellexperimente und Extrapolationen wird hier aber erst ein selbständig brennendes Plasma liefern können.

In den letzten Jahren haben auch die neoklassischen Tearing-Moden an Bedeutung ge-

wonnen. Diese haben einen starken Einfluß auf schnelle Ionen, deren Einschluß im Plasmazentrum dramatisch vermindert wird, wie wir in Kapitel 4 an Experimenten aus ASDEX Upgrade zeigen konnten. Allerdings ist dies nur ein –wenn auch wichtiger– Aspekt, denn die neoklassischen Moden beeinflussen nicht nur die schnellen Ionen, sondern beeinträchtigen insgesamt den globalen Plasmaeinschluß dramatisch und limitieren den erreichbaren Energieinhalt des Plasmas.

Abgesehen von den neoklassischen Tearing-Moden allerdings, scheinen im Moment die Fragen bezüglich des Einschlusses der α -Teilchen und der α -Teilchenheizung positiv beantwortet zu sein. Bezüglich der kollektiven, durch α -Teilchen angeregten Instabilitäten ist milder Optimismus erlaubt, wobei endgültige Antworten erst aus Plasmen erwartet werden können, in denen die α -Teilchenheizung die externe Plasmaheizung stark übertrifft.

Noch günstiger sieht die Situation bei der Heliumabfuhr aus, da man hier nicht auf die in Fusionsreaktionen produzierten α -Teilchen angewiesen ist, sondern das Helium auch von außen in das Plasma einbringen kann, entweder durch Gaspulse am Plasmarand oder durch Neutralteilchen-Injektion direkt in das Plasmazentrum. Deshalb konnten hier schon ohne Deuterium-Tritium-Plasmen detaillierte Untersuchungen vorgenommen werden.

Dabei kann man das Problem recht gut unterteilen in den Heliumtransport im Hauptplasma (d.h. in den Bereich mit geschlossenen, ineinander verschachtelten Flußflächen) und die Heliumabfuhr vom Plasmarand bis zur Pumpe. Wir haben uns dabei in dieser Arbeit auf die wichtigste und am weitesten verbreitete Konfiguration, den Divertor konzentriert. Dabei strömen die Heliumionen, die die Separatrix (d.h. die äußerste geschlossene Flußfläche) überquert haben, längs der Feldlinien in den Divertor, werden an der Divertorplatte neutralisiert und als Neutrale abgepumpt.

Die experimentellen Untersuchungen zum Heliumtransport innerhalb des Hauptplasmas, die weltweit durchgeführt wurden, haben übereinstimmend ergeben, daß in den wesentlichen Operationsregimen, insbesondere in der auch für ITER vorgesehenen “ELM-behafteten H-Mode” der Heliumtransport schnell genug ist, um das fusionsproduzierte Helium stationär an den Plasmarand zu transportieren. In all diesen Untersuchungen war tatsächlich die Heliumabfuhr außerhalb der Separatrix das begrenzende Element.

Eine neue, noch nicht im Detail untersuchte Frage entsteht hier aber durch die neuen Betriebsregime, bei denen durch die externe Steuerung des Stromprofils im Tokamak (verbunden mit nicht-monotonen q -Profilen) Transportbarrieren, d.h. steile Gradienten in Dichte- und Temperaturprofilen, erzeugt werden. Erste Untersuchungen des Heliumtransportes in solchen Plasmen (oft als “advanced scenarios” bezeichnet) in TFTR zeigen, daß der Diffusionskoeffizient, D_{He} , innerhalb dieser Transportbarriere auf die von der neoklassischen Theorie vorhergesagten Werte absinkt. Sollte in diesem Zentralbereich tatsächlich neoklassischer Transport vorliegen, müsste man auch eine Zuspitzung des Helium-Dichteprofiles erwarten, die noch nicht beobachtet wurde. Man wird in diesen Operationsregimen, die auch für den nun kleiner geplanten ITER (in der “Reduced Technical Objectives/Reduced Cost”, RTO/RC Variante) fest eingeplant werden, weitere detaillierte Untersuchungen anstellen müssen. Mit einer Zuspitzung des Heliumprofils käme man tatsächlich in einen Bereich, wo der Heliumtransport im Zentralplasma die Heliumabfuhr beschränkt. Diese Situation wäre gefährlich, da der Teilchentransport innerhalb eines Fusionsplasmas von außen kaum kontrollierbar ist, anders als die Randschicht außerhalb der geschlossenen magnetischen Flußflächen.

Bezüglich des Heliumtransportes außerhalb der Separatrix haben die Untersuchungen an verschiedenen Divertortokamaks ergeben, daß man für Helium-Anreicherungsfaktoren von 0.3–1.0 erreichen kann, d.h. der Helium-Anteil im abgepumpten Gas beträgt 30–100 % des Helium-Anteils im Plasmarand (an der Separatrix). Anreicherungsfaktoren unter 0.2 würden zum Beispiel in ITER für den durch die Fusionsleistung gegeben stationären Heliumfluß einen zu hohen Durchsatz an Deuterium/Tritium erfordern. Das durch die Auslegung von ITER vorgegebene technische Ziel von 0.2 kann in allen gegenwärtigen Divertortokamaks demonstriert werden.

Die in ASDEX Upgrade durchgeführten, umfangreichen Untersuchungen wurden begleitet durch zweidimensionale Modellrechnungen der Abschältschicht und des Divertors, wobei sowohl das Plasma (als Flüssigkeit) als auch die Neutralen (mit Monte-Carlo-Modellen) und ihre Interaktion detailliert behandelt wurden. Diese Modellierungen mit dem B2-EIRENE-Code haben die Interpretation der experimentellen Ergebnisse unterstützt und letztlich entscheidend dazu beigetragen, die einzelnen Prozesse in Abschältschicht und Divertor genauer zu verstehen. Sie haben auch die Möglichkeit geschaffen, den Heliumtransport in anderen Divertorkonfigurationen (wie hier in dem neuen ASDEX Upgrade Divertor II) vorherzusagen. Die experimentellen Ergebnisse im Divertor II haben diese Vorhersagen (nicht nur bezüglich des Heliumtransportes) eindrucksvoll bestätigt. Dies ist ein sehr wesentlicher Punkt, da die gewonnenen experimentellen Ergebnisse nicht ohne weiteres direkt auf ITER oder einen Fusionsreaktor übertragen werden können. Atomphysikalisch bedingte Größen, wie Ionisationslängen, bleiben beim Übergang zu ITER konstant, während die Divertordimensionen deutlich größer ausfallen. Man kann also die experimentellen Ergebnisse nicht einfach skalieren, sondern muß dazu zweidimensionale Divertorcodes (wie B2-EIRENE) benutzen, um geplante Divertorkonfigurationen zu simulieren. Das wiederum liefert nur vertrauenswürdige Resultate, wenn man durch den Vergleich der Simulationen mit existierenden Experimenten diese Rechnungen verifiziert hat.

Die hier diskutierten Untersuchungen in ASDEX Upgrade, und zum Teil in JET, haben darüber hinaus demonstriert, daß die neuen Divertorkonfigurationen, die vor allem auf eine verbesserte Leistungsabfuhr aus dem Plasma ausgelegt waren, auch bezüglich der Heliumabfuhr sehr gute Eigenschaften haben. Dabei darf die Tatsache, daß in ASDEX Upgrade die Heliumkompression bei Detachment im Divertor verringert wird, nicht überbewertet werden, da die Divertormodellierung gerade gezeigt hat, daß in der ITER-Divertorkonfiguration dieser Effekt der sich zurückziehenden Plasmafront die Heliumkompression sogar verstärkt. Wegen der hohen Dichte und der größeren Dimensionen ist c_{He} bei niedrigerer Dichte in ITER allerdings geringer als in ASDEX Upgrade.

Insgesamt kann man feststellen, daß die weltweiten auf einen ITER-Entwurf konzentrierten Untersuchungen zum Verhalten der α -Teilchen und zur Heliumabfuhr beide Fragenkomplexe, die immer als wichtig, aber nicht unbedingt vordringlich angesehen worden waren, sehr motiviert haben. Als Folge daraus sind viele wesentliche Fragen gelöst oder teilweise gelöst worden. Daß in den letzten Jahren zum ersten Mal reale Plasmaheizung durch α -Teilchen beobachtet wurde [99,100], zum ersten Mal Alfvén-Instabilitäten durch α -Teilchen angeregt wurden [143] und auch erstmals der Transport von fusionsproduzierter "Heliumasche" untersucht wurde [208], zeigt Meilensteine der Fusionsforschung insgesamt auf.

A. Tokamaks

A.1 Prinzip

Zu Beginn der Fusionsforschung wurden verschiedene Konzepte zum magnetischen Plasmaeinschluß verfolgt, darunter auch lineare Anordnungen (Spiegelmaschinen), die aber wegen der Teilchen- und Energieverluste parallel zum Magnetfeld keine ausreichenden Plasmaparameter erreichen konnten. Deshalb konzentriert sich die Forschung inzwischen auf toroidale Plasmaanordnungen, wobei es zwei wesentliche Konzepte gibt, den Stellarator [277, 278], bei dem die einschließenden Magnetfelder extern vorgegeben werden, und den Tokamak [92], bei dem ein im Plasma fließender Strom einen Teil der notwendigen Magnetfelder erzeugt. Der Tokamak ist derzeit die am weitesten entwickelte Konfiguration und bildet auch die Basis des in internationaler Zusammenarbeit geplanten Internationalen Thermonuklearen Experimentalreaktors, ITER [38]. Alle bisherigen Experimente mit Deuterium-Tritium-Plasmen (und α -Teilchen) sind in Tokamaks gemacht worden, und so konzentriert sich auch diese Arbeit auf Tokamaks. In diesem Anhang soll kurz das Konzept des Tokamaks beschrieben und die grundlegenden Größen, die in der Arbeit verwendet werden, definiert werden. Detaillierte Informationen zum Tokamak findet man in dem Buch von J. Wesson [92] oder in früheren Übersichtsartikeln [279–281].

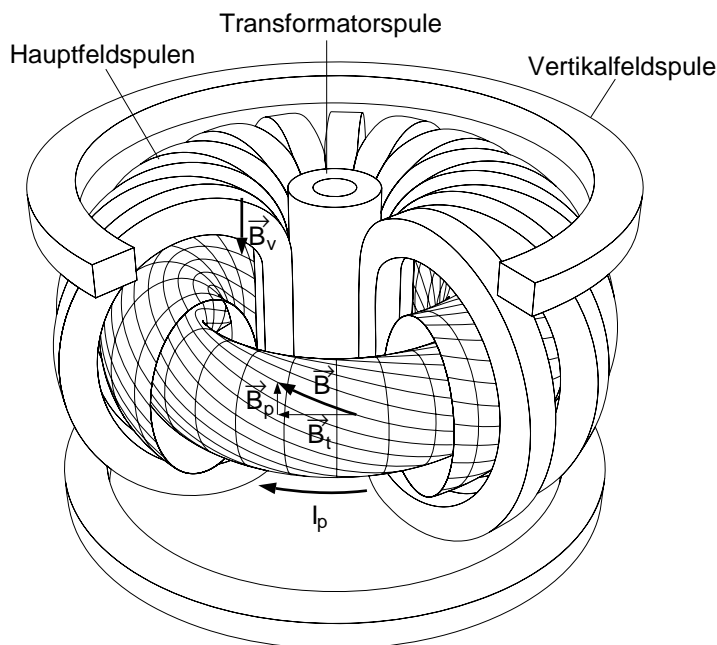


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau eines Tokamaks. Die ringförmig angeordneten Hauptfeldspulen erzeugen das Toroidalfeld B_t . Über die Transformatorspule wird im Plasma ein Strom induziert, der das poloidale Magnetfeld B_p erzeugt. Dadurch entstehen schraubenförmig um das Plasma laufende Magnetfeldlinien, die die magnetischen Flächen aufspannen. Die Vertikalfeldspulen erzeugen das (kleine) vertikale Feld B_v , das zur Lagestabilisierung und Formung des Plasmas benötigt wird.

Wie in Abb. A.1 dargestellt, ist das toroidale Plasma von einem Kranz an Hauptfeldspulen umgeben, der das Toroidalfeld B_t erzeugt. Dieses Toroidalfeld ist wegen der Toroidizität inhomogen und fällt umgekehrt proportional mit dem Abstand von der Torusachse ab. Ein rein toroidales Feld mit dieser $1/R$ -Abhängigkeit würde vertikale Teilchendriften¹ erzeugen, die einen raschen Verlust des Plasmas zur Folge hätten [35]. Um dies zu verhindern, dürfen die Feldlinien nicht toroidal verlaufen, sondern müssen sich helikal um das Plasma winden, um sozusagen über den Gradienten des Toroidalfeldes zu mitteln. Dazu wird ein Magnetfeld mit einer poloidalen Komponente (d.h. den kleinen Umfang des Torus umschließend) benötigt. Im Tokamak wird dies dadurch erzeugt, daß über die in Abb. A.1 dargestellte Transformatorspule ein Strom im Plasma induziert wird. Das vom Plasmastrom erzeugte Poloidalfeld, B_p ist etwa eine Größenordnung geringer als B_t , reicht aber aus, um die benötigte Verdrillung der Feldlinien zu erzeugen.

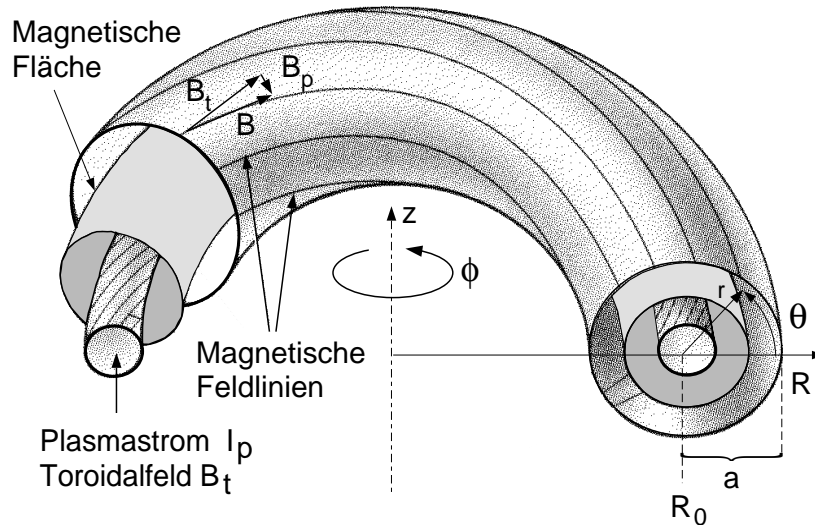


Abbildung A.2: Geometrie eines Tokamakplasmas mit kreisförmigem Querschnitt. Links sind nochmals die verschiedenen Komponenten des Magnetfeldes dargestellt, die die schraubenförmig umlaufenden Feldlinien und damit magnetische Flächen erzeugen. Rechts sind die geometrischen Variablen zur Darstellung toroidaler Anordnungen dargestellt.

Die Abb. A.2 zeigt links nochmals die beiden Magnetfeldkomponenten und die resultierende, schraubenförmig um das Plasma laufende Feldlinie und rechts die geometrischen Größen zur Beschreibung eines Tokamaks mit kreisförmigem poloidalem Querschnitt. Im idealen Fall eines achsensymmetrischen Plasmas ist z die Symmetrieachse und der toroidale Winkel ϕ eine ignorable Koordinate. Die sinnvollen Koordinaten sind dann R und z oder aber r und der poloidale Winkel θ . Die helikal umlaufenden Feldlinien spannen nun, wie in Abb. A.2 dargestellt, ineinander geschachtelte Flächen auf, die sogenannten Flußflächen. Auf einer Flußfläche ist der Plasmadruck (d.h. auch die Plasmadichte und Plasmatemperatur) konstant, da die hohe Beweglichkeit der Plasmateilchen längs des Magnetfeldes eventuelle Inhomogenitäten immer schnell ausgleicht. Da der Plasmatransport quer zum Magnetfeld aber behindert ist, bilden sich hier (wie gewünscht) Gradienten, die den Einschluß eines heißen Plasmas erlauben.

¹siehe Gl. 3.1 in Abschnitt 3.1

Wegen der auf Flußflächen konstanten Plasmaparameter werden Positionen im poloidalen Querschnitt des Plasmas oftmals nur durch den Radius r der Flußfläche beschrieben. Die Plasmagröße wird definiert durch den großen (R_0) und den kleinen (a) Plasmaradius. Deshalb wird statt r oft der auf den Plasmaradius a normierte Radius $\rho = r/a$ benutzt. Ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung eines Tokamaks (oder allgemein eines Torus) ist das Verhältnis von großem und kleinem Radius, das Aspektverhältnis, $A = R_0/a$.

Die in Abb. A.1 ebenfalls dargestellten Vertikalfeldspulen erzeugen ein (im wesentlichen) vertikales Feld, das benötigt wird, um die Plasmalage stabil zu regeln. Während B_t im Bereich einiger *Tesla* liegt, ist das Poloidalfeld B_p etwa eine Größenordnung geringer, und B_v etwa einen weiteren Faktor 5 kleiner. Im Gegensatz zu B_t und B_v aber, die von außen vorgegeben werden², wird der radiale Verlauf von B_p durch das Profil der Stromdichte j_p bestimmt. Das Stromprofil hängt ab von den Plasmaparametern, insbesondere von der durch T_e gegebenen Leitfähigkeit. Das Verhältnis von B_t und B_p bestimmt den Grad der "Verdrillung" der Feldlinien, der quantifiziert wird durch den Sicherheitsfaktor q , den toroidalen Winkel $\Delta\phi$, den eine Feldlinie zurücklegt, wenn sie poloidal einmal um den Torus läuft. Für ein Plasma mit kreisförmigem Querschnitt und großem Aspektverhältnis kann man die sogenannte Zylindernäherung verwenden, und es ergibt sich

$$q_{zyl} = \frac{r}{R_0} \cdot \frac{B_t}{B_p}. \quad (\text{A.1})$$

Das Stromdichteprofil (und damit auch der Verlauf von q) kann experimentell nur mit aufwendigen Meßmethoden bestimmt werden, aber da im allgemeinen das Stromdichteprofil sein Maximum im Plasmazentrum hat und zum Plasmarand hin abfällt, hat umgekehrt das q -Profil sein Minimum im Plasmazentrum und steigt nach außen hin an³. An der Separatrix wird q natürlich unendlich, da im X-Punkt das Poloidalfeld verschwindet (die Feldlinien verlaufen dort in rein toroidaler Richtung). Deshalb verwendet man zur Beschreibung von Divertorplasmen üblicherweise q bei 95 % des Plasmaradius und bezeichnet es als q_{95} .

Die Vertikalfeldspulen bieten aber auch über die Stabilisierung des Plasmas hinaus, die Möglichkeit, die Plasmaform zu variieren. Heutige Tokamaks haben aus Gründen der höheren Stabilität gegen magneto-hydrodynamische Instabilitäten keinen kreisförmigen Querschnitt mehr, sondern einen elongierten, der durch horizontale und vertikale Halbachsen a und b und die Elongation $\kappa = b/a$ charakterisiert wird. Weitere Momente zur Beschreibung des Plasmaquerschnittes sind z.B. die Triangularität δ , die horizontale Abweichung des obersten Punktes im Querschnitt vom Plasmazentrum.

A.2 Plasmabegrenzung

Zusätzlich erlauben diese Vertikalfeldspulen die Erzeugung eines sogenannten Divertorfeldes, eines Multipolfeldes zur Beeinflussung des Plasmarandes. Wie oben angesprochen, bilden die Flußflächen eine Schalenstruktur, die den Energie- und Teilchentransport aus

²Abgesehen von der diamagnetischen Korrektur in B_t , die durch den Plasmadruck bestimmt wird.

³In den sogenannten "advanced scenarios", die seit einigen Jahren verstärkt untersucht werden, wird das Stromprofil massiv modifiziert; so können dort q -Profile entstehen, die ein lokales Maximum im Plasmazentrum haben und das Minimum weiter außen.

dem Plasma heraus behindert. Allerdings muß diese Struktur durch eine Randbedingung begrenzt werden, um einen Plasmarand zu definieren. Die beiden wesentlichsten Konzepte dafür sind in Abb. A.3 dargestellt, links ein Limiter, rechts ein Divertor.

Der Limiter

Abbildung A.3 zeigt links ein Plasma mit einer materiellen Begrenzung, einem sogenannten Limiter, der meist aus Stahl oder Graphit besteht. Bei einem Limiter findet der Plasma-Materialkontakt naturgemäß an der letzten geschlossenen magnetischen Flußfläche statt. Dies hat den sehr nachteiligen Effekt, daß die neutralen Atome, die dort durch die Neutralisation von Plasmaionen oder Zerstäubung des Limitermaterials entstehen, direkt wieder in das Plasma fliegen und dort ionisiert werden. Insbesondere führt die sehr lokalisierte Energiedeposition zu sehr hoher Erosion, aber auch zu "Hot spots" und Bogenentladungen, die zu zusätzlichem Materialabtrag und damit zu Plasmaverunreinigungen führen können. Deshalb benötigt ein Limiterkonzept bei der Extrapolation auf ein Reaktorplasma unbedingt zusätzliche Leistungsverluste durch Plasmastrahlung, die die Leistung über eine größere Wandfläche deponiert. Solche Konzepte mit Strahlung aus dem Randbereich des Plasmas wurden schon früh vorgeschlagen [282, 283], wobei gezeigt werden konnte, daß die hinzugefügten Verunreinigungen nur geringe Auswirkungen auf den Energieeinschluß haben sollten, wenn sie im Randbereich bleiben. Die erste erfolgreiche Demonstration dieses Konzeptes erfolgte im Tokamak TEXTOR [29], wo Neon in das Plasma geblasen wurde, um 85 % der abzuführenden Leistung abzustrahlen.

Die am Limiter entstehenden Neutralen werden natürlich nicht alle wieder im Plasma reionisiert. Viele Neutrale verteilen sich in dem Raum zwischen Plasma und Vakuumgefäß, was für das Pumpen ungünstig ist. Der abgepumpte Teilchenfluß, Γ_{pump} ist proportional zur Dichte der Neutralen vor dem Pumpstutzen und deshalb gilt es, die Dichte der Neutralen vor dem Pumpstutzen zu erhöhen. Bei einem Limiter geht das, indem man durch eine seitliche Öffnung das Plasma einströmen läßt, es innerhalb des Limiterkopfes neutralisiert und von dort abpumpt. Ein solcher Pumplimiter wird zum Beispiel in TEXTOR verwendet [198], wo mit Turbomolekularpumpen auch Helium durch den Pumplimiter abgepumpt wird [196].

Der Divertor

Durch die Überlagerung eines poloidalen Magnetfeldes kann man, wie in Abb. A.3 rechts

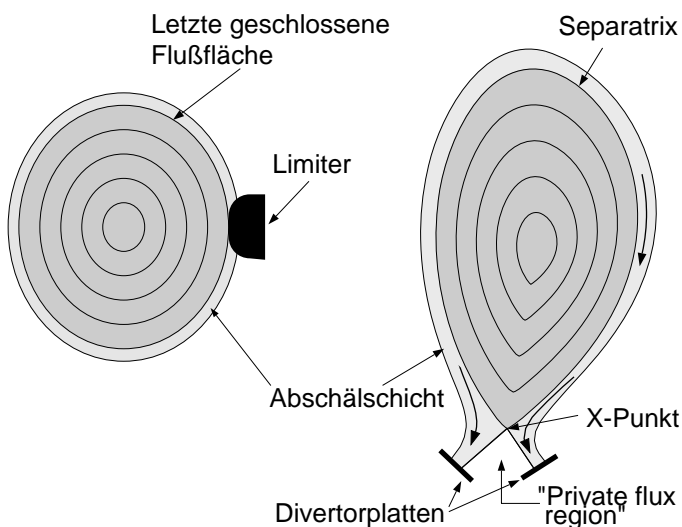


Abbildung A.3: Poloidaler Querschnitt eines Plasmas mit der Begrenzung durch einen materiellen Limiter (links) oder eine magnetische Begrenzung mit einer Separatrix (rechts), die von zusätzlichen Multipolfeldern erzeugt wird.

dargestellt, die Flußflächen am Plasmarand aufbrechen und in einen separaten Bereich ableiten (engl.: to divert). Dadurch entstehen jenseits der Separatrix, die die letzte um das sogenannte Hauptplasma laufende Flußfläche ist, Flußflächen, die vom Hauptplasma weggeführt werden und erst an einer entfernteren Stelle auf die Divertorplatten treffen. Damit wird der Plasma-Wand-Kontakt sozusagen ausgelagert, um das direkte Eindringen von an der Wand erzeugten Verunreinigungen in das Plasma zu verhindern. Die Physik in dieser Abschälschicht wird von sehr schnellem Transport längs der Feldlinien und dem quer zum Magnetfeld reduzierten Transport bestimmt, wobei nahe der Divertorplatten das Neutralgas, das durch das Recycling entsteht, eine wesentliche Rolle spielt. Dieses Zusammenspiel der verschiedenen Mechanismen wird in Abschnitt 6.2 diskutiert.

Prinzipiell ist aber wegen dieser sehr unterschiedlichen Transportzeiten die Abschälschicht sehr dünn, d.h. die Leistungsdichte auf den Divertorplatten wird sehr hoch. Wegen des langen Weges (in poloidaler Richtung) zwischen dem Hauptplasma und der Divertorplatte (was im Limitertokamak völlig fehlt) kann hier aber Leistung auch durch verschiedene Volumenprozeße aus dem Plasma entfernt werden.

Die Tokamaks ASDEX in Garching und PDX in Princeton waren Anfang der 80er Jahre die ersten Experimente mit einem solchen poloidalen Divertor. Inzwischen benutzen die meisten Tokamaks eine Divertorkonfiguration, und auch ITER wird als Divertortokamak geplant.

Der ergodische Divertor

Während der oben beschriebene poloidale Divertor toroidalsymmetrisch ist und geordnete Flußbündel ableitet, gibt es noch die Sonderform des ergodischen Divertors. Dabei werden toroidal lokalisierte Spulen benutzt, um das Magnetfeld am Plasmarand zu stochastisieren und dadurch einzelne Feldlinien auf Divertorplatten zu leiten. Da die toroidalen Längen der stochastisierten Feldlinien sehr unterschiedlich lang sind, entstehen auf diesen Platten lokal Punkte mit sehr hoher Leistungsdichte (sogenannte Hot Spots) und da in der Randschicht die Feldlinien insgesamt sehr kurz sind (toroidal nur 1-3 Umläufe), ist die Zeit für die Verbreiterung der Leistungsdeposition durch radiale Diffusion zu kurz. Damit leidet der ergodische Divertor unter ähnlichen Problemen wie der Limiter, und wird bei hohen Leistungen auch zusätzliche Strahlung in der Randschicht benötigen, um die Leistungsdeposition auf den Divertorplatten in Grenzen zu halten. Der ergodische Divertor wird vor allem an dem französischen Tokamak Tore Supra untersucht [284].

A.3 ASDEX Upgrade

ASDEX Upgrade ist ein mittelgroßer Divertortokamak im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, der 1983 entworfen wurde [285, 286] und 1991 in Betrieb ging. Abbildung A.4 zeigt einen poloidalen Querschnitt der wesentlichen Elemente dieses Tokamaks, und Tabelle A.1 listet wichtige Parameter. Ein charakteristisches Element von ASDEX Upgrade sind die außerhalb der Toroidalfeldspulen liegenden Poloidalfeldspulen. Dies ist –beim Aufbau und eventuellen Auswechseln von Teilen des Vakuumgefäßes– technisch wesentlich einfacher als innen liegende Poloidalfeldspulen und für einen Fusionsreaktor unbedingt notwendig, wirft aber verschiedene Probleme auf, die an ASDEX Upgrade untersucht werden sollten. Während näher am Vakuumgefäß liegende Spulen eine schnelle Regelung der Plasmalage und -form erlauben, ist dies bei außen liegenden Spulen nur möglich, wenn der Passive Stabilisierung-Leiter (PSL), zwei koaxial miteinander verbun-

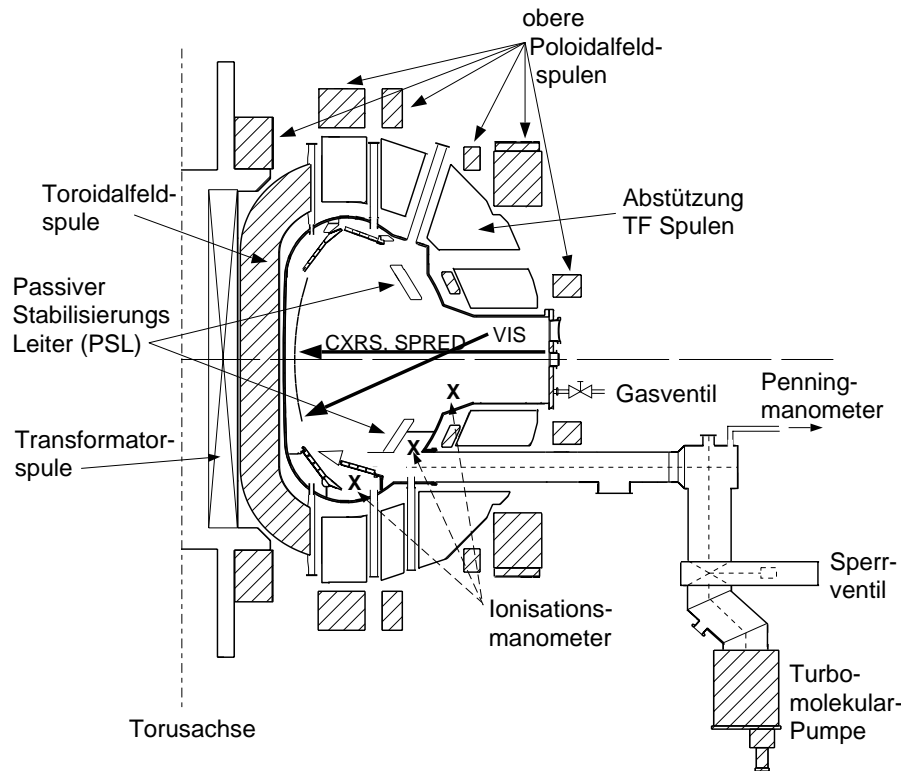


Abbildung A.4: Poloidaler Querschnitt von ASDEX Upgrade (mit dem ursprünglich installierten Divertor I). Das Vakuumgefäß ist aus 16 toroidalen Segmenten zusammengesetzt, wobei 8 Segmente wie hier gezeigt einen großen horizontalen Port haben. Die anderen haben stattdessen zwei kleinere Ports übereinander. An 14 der 16 unteren horizontalen Stützen sind (wie hier dargestellt) Turbomolekularpumpen installiert. Außerdem sind hier die Sichtlinien bzw. Orte verschiedener Diagnostiken angedeutet.

dene toroidale Leiter, schnelle Plasmabewegungen so weit dämpft, daß die Ströme in den Poloidal-feldspulen zur Lageregelung ausreichen. Auch bezüglich der Plasmaform erlauben die weiter entfernt liegenden Spulen natürlich eine wesentlich geringere Flexibilität, und vor allem ist der Divertor sehr viel offener als in den Tokamaks, wo das Divertorfeld von nahe am –oder wie bei ASDEX und JET sogar im– Vakuumgefäß liegenden Spulen erzeugt wird. Dieser offene Divertor bildet einen Schwerpunkt der Untersuchungen an ASDEX Upgrade. 1996 wurde die Divertorkonfiguration aufgrund der in Kapitel 7 diskutierte Erfahrungen geändert. Andere Forschungsschwerpunkte [287] sind die magneto-hydrodynamische Stabilität der Plasmen, Operation bei hoher Plasmadichte und Szenarien mit einer internen Transportbarriere, die ermöglicht werden durch einen extern getriebenen Plasmastrom (durch tangentielle Neutralteilchen-Injektion oder ICRH- und ECRH-Wellen).

Abb. A.5 zeigt exemplarisch einen poloidalen Querschnitt durch ASDEX Upgrade mit den Flußflächen, wie sie sich aus einer numerischen Berechnung des Gleichgewichtsfeldes, auf der Basis von magnetischen Messungen außerhalb des Plasmas, ergeben. Man erkennt die geschlossenen, ineinander geschachtelten Flußflächen innerhalb der Separatrix und die Abschältschicht, die in den Divertor geführt wird. Die unteren Abbildungen zeigen Profile verschiedene Plasmaparameter, die mit dem magnetischen Gleichgewicht zusam-

Geometrie		
Großer Plasmaradius	R_0	1.65 m
Kleiner Plasmaradius (horizontal)	a	0.5 m
Kleiner Plasmaradius (vertikal)	b	0.8 m
Aspektverhältnis	$A = R_0/a$	3.3
Elongation	$\kappa = b/a$	1.6
Betriebsparameter		
Plasmastrom	I_p	≤ 1.2 MA
Flußhub		9.5 V_s
Toroidalfeld	B_t	≤ 3.5 T
Plasmaheizung		
Neutralteilchen-Injektion	P_{NI}	20 MW
ICRH	P_{ICRH}	6 MW
ECRH	P_{ECRH}	1.5 MW

Tabelle A.1: Wichtige Parameter von ASDEX Upgrade.

menhängen. Links oben sieht man den “poloidalen Strom”, $I_{pol} = 2\pi B_t \cdot R/\mu_0$, der im wesentlichen das Toroidalfeld B_t darstellt, aber im Gegensatz zu diesem eine Flußgröße ist, d.h. auf einer Flußfläche konstant ist. Dieses Diagramm hat einen Offset, der das von den Hauptfeldspulen erzeugte Toroidalfeld unterdrückt, so daß man hier im wesentlichen den diamagnetischen Beitrag zu B_t sieht, der durch die im Plasma fließenden poloidalen Ströme erzeugt wird. Die Wirkung dieser Ströme hängt vom Plasmadruck ab, der üblicherweise auf den Magnetfelddruck, $\frac{B^2}{2\mu_0}$ normiert und als “Plasmabeta” bezeichnet wird:

$$\beta \equiv \frac{2\mu_0 \cdot \langle p \rangle}{B^2}. \quad (\text{A.2})$$

Dabei ist $\langle p \rangle$ der räumlich gemittelte Druck, und je nachdem, ob das Gesamtfeld B oder das Poloidalfeld B_p eingesetzt wird, erhält man den toroidalen oder den poloidalen Beta-Wert. Für $\beta_p < 1$ wird B_t verstärkt, das Plasma reagiert paramagnetisch, für $\beta_p > 1$ reagiert es diamagnetisch und B_t wird verringert, wie in Abb. A.5 ($\beta_p = 1.2$) zu sehen. Bedingt durch den Plasmadruck sind die ineinander verschachtelten Flußflächen nicht konzentrisch, sondern nach außen verschoben, wobei diese Verschiebung zum Plasmarand hin abnimmt. Diese “Shafranov-Verschiebung” ist in den Flußflächen in Abb. A.5, aber auch in den darunter dargestellten Profilen, gut zu erkennen.

ASDEX Upgrade Gleichgewicht

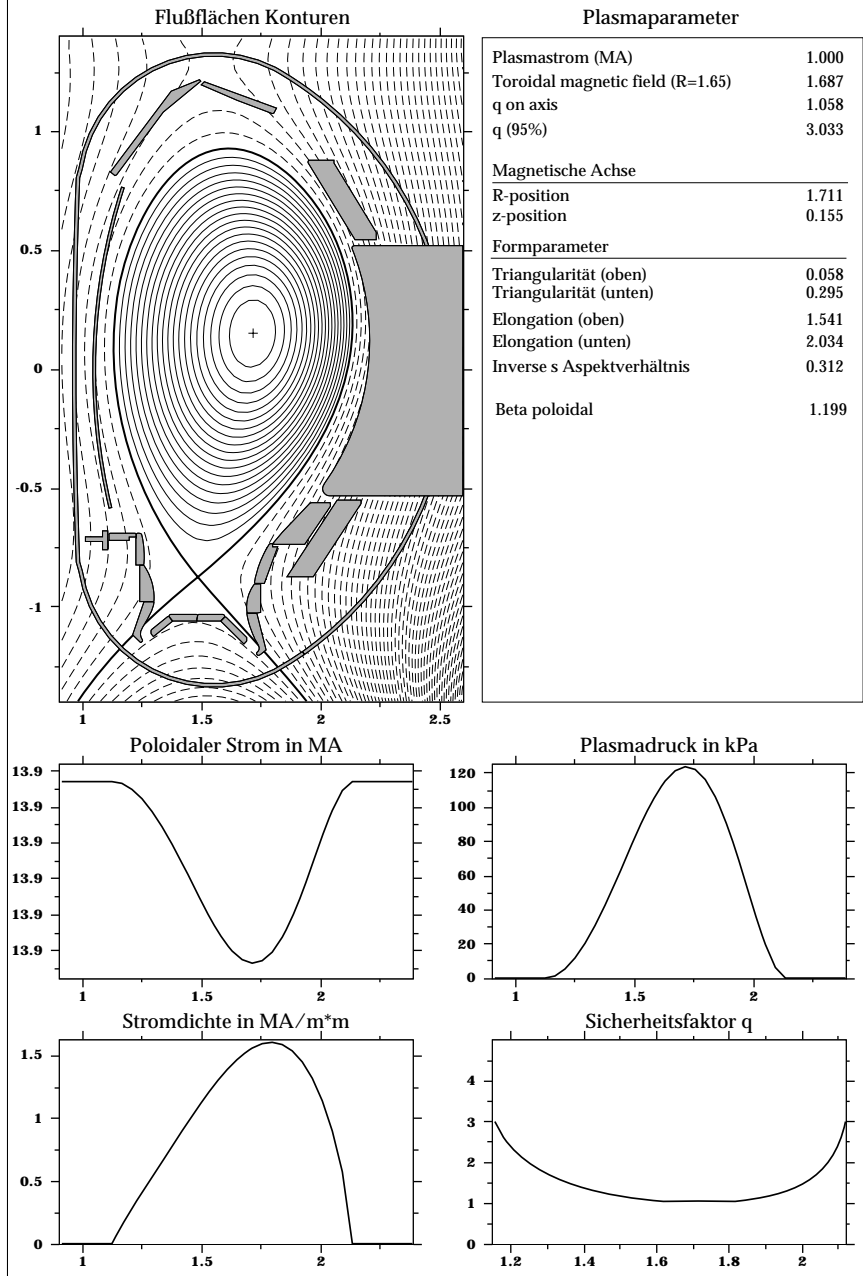


Abbildung A.5: Numerische Rekonstruktion eines magnetischen Gleichgewichtes in ASDEX Upgrade (mit dem seit 1997 installierten Divertor II). Diese Berechnung mit dem DIVA-Code [288] basiert auf magnetischen Messungen außerhalb des Plasmas. Die hiermit bestimmten Formparameter sind rechts aufgelistet. Die untenstehenden Abbildungen zeigen die rekonstruierten Profile verschiedener Gleichgewichtsgrößen als Funktion des Achsenabstandes R . Der "poloidale Strom", $I_{pol} = 2\pi B_t \cdot R / \mu_0$ stellt im wesentlichen das Toroidalfeld dar. Da hier der Offset durch das extern vorgegebene Hauptfeld unterdrückt ist, sieht man den diamagnetischen Effekt, der in diesem Falle ($\beta_p = 1.2$) das Toroidalfeld verringert. In der untersten Reihe ist links das Stromdichteprofil dargestellt und rechts das daraus resultierende q -Profil.

B. Glossar

In diesem Anhang werden einige Namen, Abkürzungen und häufiger verwendete Größen definiert. In Klammern steht jeweils der Hinweis auf die Seite, wo der Ausdruck erstmals auftaucht und erklärt wird.

Häufig benutzte physikalische Größen:

a Kleiner Plasmaradius, siehe Abb. A.2 in Anhang A. Bei nicht-kreisförmigen Plasmaquerschnitten ist a der horizontale Plasmahalbachse, die vertikale Halbachse wird als b bezeichnet.

C_i Das Kompressionsverhältnis C_i stellt die Neutralteilchendichte der Sorte i im Divertor dar, normiert auf die Ionendichte am Plasmarand in der Mittelebene (S. 92)

η_i Der Anreicherungsfaktor der Teilchensorte i ist das Verhältnis der Dichteanteile f_i im Divertor und am Plasmarand in der Mittelebene, $\eta_i = f_i^{div} / f_i^m$ (S. 93).

f_i Dichteanteil der Verunreinigung i , bezogen auf die Elektronendichte, $f_i = \frac{n_i}{n_e}$ (S. 20).

κ Die Elongation κ beschreibt bei nicht-kreisförmigen Plasmaquerschnitten das Verhältnis der vertikalen und der horizontalen Halbachsen, $\kappa = b/a$.

$\phi_{0,div}$ Neutralgasflußdichte im Divertor. $\phi_{0,div}$ wird direkt mit Manometern gemessen und ist ein Maß für die Neutralgasdichte. Da der Umrechnungsfaktor von der unbekanntesten Energieverteilung der neutralteilchen abhängt, wird $\phi_{0,div}$ direkt benutzt, ohne es in Dichten umzurechnen (S. 100).

R_0 Großer Plasmaradius, siehe Abb. A.2 in Anhang A.

ρ_{He} auf die Energieeinschlußzeit normierte Heliumeinschlußzeit, $\rho_{He} = \tau_{He}^* / \tau_E$ (S. 21).

τ_E Energieeinschlußzeit (S. 18).

τ_{He}^* globale Heliumeinschlußzeit (S. 21).

Namen und Abkürzungen:

- Abschälsschicht** In einem Divertorplasma der Randbereich außerhalb der Separatrix, in dem die magnetischen Flußflächen nicht mehr geschlossene Tori sind, sondern in den Divertor führen (S. 132).
- ASDEX** “Axial-Symmetrisches Divertor **EX**periment”, Divertortokamak am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching, in Betrieb 1980–1990, $R_0 = 1.55$ m, $a = 0.4$ m, $\kappa = 1.6$ (S. 30).
- ASDEX Upgrade** Divertortokamak am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching, in Betrieb seit 1991, $R_0 = 1.65$ m, $a = 0.5$ m, $\kappa = 1.6$.
- B2-EIRENE** Zwei-dimensionaler Modellierungscode für die Abschälsschicht und den Divertor (S. 94).
- CDH** “Completely detached H-Mode”, an ASDEX Upgrade entwickeltes Operationsregime, in dem durch von außen zugeführtes Neon ein großer Teil der Heizleistung im Plasmarand abgestrahlt wird (S. 70).
- CONFINE** Für ASDEX Upgrade entwickelter, zeitabhängiger Burnup-Code zur Modellierung des Einschlusses und der Abbremsung hochenergetischer, geladener Fusionsreaktionsprodukte und zur Berechnung der sekundären Fusionsreaktionen (S. 31). CONFINE hat eine ähnliche Funktion wie TIMEEV.
- CXRS** Charge Exchange Recombination Spectroscopy (S. 71)
- Divertor** Plasmabegrenzung durch Magnetfelder, siehe Anhang A.
- Doublet III** Divertortokamak bei General Atomics in San Diego, in Betrieb 1980–1984, $R_0 = 1.45$ m, $a = 0.45$ m, $\kappa = 1.4$ (S. 75). Doublet III hatte eine vertikal sehr ausgedehnte Kammer, in der verschiedene Plasmakonfigurationen realisiert werden konnten (S. 62)
- DIII-D** Divertortokamak bei General Atomics in San Diego, in Betrieb seit 1986, $R_0 = 1.67$ m, $a = 0.67$ m, $\kappa = 1.8$ (S. 75).
- ECRH** “Electron Cyclotron Resonance Heating”, Hochfrequenzheizung bei der Elektronen-Zyklotron Frequenz (oder Harmonischen davon). Der typische Frequenzbereich ist 70–140 GHz (S.68).
- ELM** Edge Localised Mode, eine am Plasmarand lokalisierte MHD Instabilität (S. 69).
- FT** “Frascati Tokamak”, Limitertokamak im ENEA Forschungszentrum in Frascati bei Rom. FT war von 1975-1987 in Betrieb, $R_0 = 0.83$ m, $a = 0.20$ m (S. 38).
- H-Mode** “High Confinement Mode”, ein 1982 an ASDEX entdecktes Operationsregime, in dem der Energieeinschluß verbessert ist gegenüber der normalen L-Mode (S. 69).
- ICRH** “Ion Cyclotron Resonance Heating”, Hochfrequenzheizung bei der Ionen-Zyklotron Frequenz (oder Harmonischen davon). Der typische Frequenzbereich ist 30–100 MHz (S.63).

ITER “International Thermonuclear Experimental Reactor” ist ein seit 1988 von Europa, USA, Japan und Rußland (in Nachfolge der UdSSR) gemeinsam geplantes Fusionsexperiment, das zum ersten Mal ein für etwa 1000 s selbständig brennendes Plasma erzeugen soll. Die erste Phase (Conceptual Design Activity, CDA) führte 1990 zu einem konzeptionellen Entwurf, der ab 1991 in der Engineering Design Activity (EDA) in einen detaillierten Entwurf überführt wurde. Dieser, 1998 als FDR-Version (Final Design Review) veröffentlichte, Entwurf (auf den in dieser Arbeit Bezug genommen wird) eines Divertortokamaks mit $R_0 = 8.14$ m, $a = 2.8$ m und $\kappa = 1.6$ wird aber aus Kostengründen so nicht verwirklicht. Derzeit wird eine in ihren physikalischen und technischen Zielen abgemagerte und damit billigere Version entworfen (S. 6).

JET “Joint European Torus”, von den Europäischen Fusionslaboratorien in Culham bei Oxford/UK gemeinsam betriebener Divertortokamak. $R_0 = 3.0$ m, $a = 1.25$ m, elongierte Plasmen. JET ist seit 1983 in Betrieb, experimentierte 1991 weltweit erstmals mit Deuterium-Tritium Plasmen (S. 6).

JT-60 Japanischer Divertortokamak im “Japan Atomic Energy Research Institute” in Naka, in Betrieb 1985–1989, $R_0 = 3.0$ m, $a = 0.95$ m mit kreisförmigen Plasmen ($\kappa \approx 1$) und außenliegendem Divertor (S. 76).

JT-60U Japanischer Divertortokamak im “Japan Atomic Energy Research Institute” in Naka, entstanden durch Umbau von JT-60, in Betrieb seit 1991, $R_0 = 3.4$, $a = 1.10$ m, kreisförmige Plasmen ($\kappa \approx 1$) mit untenliegendem Divertor (S. 38).

Limiter Materielle Plasmabegrenzung, siehe Anhang A.

L-Mode “Low Confinement Mode”, bezeichnet das Standard-Operationsregime zusätzgeheizter Plasmen, wobei der Energieeinschluß gegenüber den rein durch Plasmastrom geheizten Plasmen verschlechtert ist (S. 69).

MCNP “Monte-Carlo Neutral Particle Code”, am Los Alamos National Laboratory entwickelter Code zur Modellierung des Neutronen- und γ -Transportes in materiellen Strukturen. Hier wurde MCNP verwendet, um den Transport der im Plasma entstehenden Neutronen zu den Bestrahlungspositionen der Aktivierungsmessung zu berechnen (S. 41).

MIST “Multi Impurity Species Transport Code”, in Princeton entwickelter Transportcode zur Modellierung von Verunreinigungen im Plasma, wobei der Teilchentransport empirisch durch einen Diffusionskoeffizienten D_i und eine (einwärts gerichtete) Driftgeschwindigkeit v_i beschrieben wird. In MIST wird v_i parametrisiert durch den Profilkoeffizienten c_i (S.72, 73). MIST hat eine ähnliche Funktion wie STRAHL.

NI “Neutralteilchen-Injektion”, Einschub energiereicher Neutralteilchen (Energien entsprechend 50–100 keV, Leistungen im Bereich einiger Megawatt) zur Plasmaheizung (S.39). Im Englischen auch als NBI (Neutral Beam Injection) bezeichnet.

OH-Plasma Ein rein durch den Plasmastrom geheiztes Plasma. “OH” steht dabei für Ohm’sche Heizung (S. 68)

- PDX** “Princeton Divertor Experiment”, Divertortokamak am Princeton Plasma Physics Laboratory, in Betrieb 1979–1985, $R_0 = 1.40$ m, $a = 0.45$ m, $\kappa \approx 1$ (S. 38).
- PLT** “Princeton Large Torus”, Limitertokamak am Princeton Plasma Physics Laboratory, in Betrieb 1975–1986, $R_0 = 1.30$ m, $a = 0.40$ m (S. 38).
- RI-Mode** ‘Radiative Improved Confinement Mode’, an TEXTOR gefundenes Operationsregime, in dem sich mit hoher Strahlung am Plasmarand der Energieeinschluß verbessert (S.70).
- Separatrix** In einem Divertorplasma die magnetische Flußfläche, die das Hauptplasma mit seinen geschlossenen Flächen von der Abschältschicht, die in den Divertor führt, trennt (S. 132).
- STRAHL** “Multi Impurity Species Transport Code”, an JET entwickelter Transportcode zur Modellierung von Verunreinigungen im Plasma, wobei der Teilchentransport empirisch durch einen Diffusionskoeffizienten D_i und eine (einwärts gerichtete) Driftgeschwindigkeit v_i beschrieben wird (S.72). STRAHL hat eine ähnliche Funktion wie MIST.
- TEXTOR** “Torus EXperiment for Technology Oriented Research”, Limitertokamak am Forschungszentrum Jülich, in Betrieb seit 1983, $R_0 = 1.75$ m, $a = 0.46$ m, kreisförmige Plasmen (S. 70).
- TFTR** “Tokamak Fusion Test Reactor”, Limitertokamak am Princeton Plasma Physics Laboratory, in Betrieb 1982–1997, $R_0 = 2.4$ m, $a = 0.80$ m, seit Herbst 1993 wurde mit Deuterium-Tritium Plasmen experimentiert (S. 6).
- TIMEEV** Zeitabhängiger Burnup-Code zur Modellierung des Einschusses und der Abbremsung hochenergetischer, geladener Fusionsreaktionsprodukte und zur Berechnung der sekundären Fusionsreaktionen. Dieser Code wurde an TFTR benutzt (S. 39). TIMEEV hat eine ähnliche Funktion wie CONFINE.
- VH-Mode** “Very High Confinement Mode”, ein an DIII-D entdecktes, instationäres, Operationsregime, das gegenüber der H-Mode weiter verbesserten Energieeinschluß zeigt (S.69).
- WENDELSTEIN VII-AS** “Advanced Stellarator” im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching. W VII-AS hat modulare Spulen und ist seit 1988 in Betrieb (S. 63)

Literaturverzeichnis

- [1] H. A. Bethe und C. L. Critchfield, The Formation of Deuterons by Proton Combination, *Phys. Rev.* **54**, 248–254 (1938).
- [2] G. M. Hale, R. D. Smith, und T. L. Talley, Nuclear Reactions and Screened-Coulomb Fusion Rates, *Journal of Fusion Energy* **9**(2), 187–193 (1990).
- [3] O. N. Jarvis, Neutron Detection Techniques for Plasma Diagnostics, in *Diagnostics for Fusion Reactor Conditions*, Seiten 383–400, Varenna, 1982, EUR 8351-I-EN.
- [4] J. D. Strachan, The Application of Fusion Reaction Product Diagnostics in Toroidal Devices, in *Diagnostics for Fusion Reactor Conditions*, Band I, Seiten 383–400, Varenna, 1982, EUR 8351-I-EN.
- [5] O. N. Jarvis, Neutron Measurement Techniques for Tokamak Plasmas, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **36**, 209–244 (1994).
- [6] W. R. Fundamenski und A. A. Harms, Evolution and Status of D-³He Fusion: A Critical Review, *Fusion Technol.* **29**, 313–349 (1996).
- [7] H.-S. Bosch und G. M. Hale, Improved Formulas for Fusion Cross-Sections and Thermal Reactivities, *Nucl. Fusion* **32**(4), 611–631 (1992), Erratum in **33**(12), 1919 (1993).
- [8] G. M. Hale, Data for Fusion Reactions, LASL memo T-2-L-3360, July 31, 1979, last updated Sept. 1986.
- [9] G. Lehner und F. Pohl, Reaktionsneutronen als Hilfsmittel der Plasmadiagnostik, *Zeitschrift für Physik* **207**, 83–104 (1967), preprint in IPP-I/60, 1967, english translation in LA-TR-67-113.
- [10] G. Lehner, Reaction Rates and Energy Spectra for Nuclear Reactions in High Energy Plasmas, *Zeitschrift für Physik* **232**, 174–189 (1970).
- [11] D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [12] H.-S. Bosch, Review of Data and Formulas for Fusion Cross-Sections, Laborbericht I/252, IPP, Garching, FRG, September 1990.
- [13] G. Gamov, Zur Quantentheorie des Atomkernes, *Zeitschr. Physik* **51**, 204–212 (1928).
- [14] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, und F. Hoyle, Synthesis of the Elements in Stars, *Rev. Mod. Phys.* **29**(4), 547 (1957).
- [15] F. Ajzenberg-Selove, Energy Levels of Light Nuclei A = 5–10, *Nuclear Physics* **A490**, 1–225 (1988).
- [16] G. M. Hale, R. E. Brown, und N. Jarmie, Pole Structure of the $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ Resonance in ⁵He, *Phys. Rev. Lett.* **59**(7), 763–766 (1987), Comment in vol. 59, pages 2818–2819.
- [17] D. R. Tilley, H. R. Weller, und G. M. Hale, Energy Levels of Light Nuclei A = 4, *Nuclear Physics* **A541**, 1–104 (1992).

- [18] H.-S. Bosch und G. M. Hale, New Evaluation of the Fusion Cross-Sections, in *Proc. of the 17th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Amsterdam, 1990*, Band 14B aus *Europhysics Conference Abstracts*, Seiten 873–876, Petit-Lancy, 1990, EPS, Part II.
- [19] E. P. Wigner und L. Eisenbud, Higher Angular Momenta and Long Range Interaction in Resonance Reactions, *Phys. Rev.* **72**(1), 29–41 (1947).
- [20] A. M. Lane und R. G. Thomas, R-Matrix Theory of Nuclear Reactions, *Rev. Mod. Phys.* **30**(2), 257–353 (1958).
- [21] G. M. Hale und D. C. Dodder, R-Matrix Analyses of Light-Element Reactions for Fusion Applications, in *Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, 1979*, Editor: J. L. Fowler, Seiten 650–658, Washington, 1980, NBS, NBS special publication 594.
- [22] J. Johner, Optimized Monomial Approximations with Integer Exponents of the Deuterium-Tritium Thermonuclear Reaction Rate, Laborbericht EUR-CEA-FC-1320, C.E.N., Cadarache, Februar 1987.
- [23] D. Slaughter, Fusion Reactivities for Several Beam and Target Ion Distributions, *Journal of Applied Physics* **54**(3), 1209–1217 (1983).
- [24] B. Wolle, Tokamak Plasma Diagnostics Based on Measured Neutron Signals, *Physics Reports* **312**(1-2), 1–86 (1999).
- [25] J. D. Lawson, Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor, *Proc. of the Physical Society* **70**, 6 (1967).
- [26] F. Engelmann und A. Nocentini, Helium Exhaust in Tokamak Fusion Reactors, *Comments Plasma Phys. Controll. Fusion* **5**(6), 253–260 (1980).
- [27] D. Reiter, G. H. Wolf, und H. Kever, Burn Condition for Fusion Plasmas, Helium Particle Confinement and Exhaust Efficiency, *Nucl. Fusion* **30**(10), 2141–2155 (1990).
- [28] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, et al., Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **49**(19), 1408–1412 (1982).
- [29] U. Samm, G. Bertschinger, P. Bogen, J. D. Hey, E. Hintz, et al., Radiative Edges Under Control by Impurity Fluxes, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **35**(B12), B167–B175 (1993).
- [30] R. J. Goldston, Energy Confinement Scaling in Tokamaks: Some Implications of Recent Experiments with Ohmic and Strong Auxiliary Heating, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **26**(1A), 87–103 (1984).
- [31] O. Kardaun und H-mode Database Working Group, ITER: Analysis of the H-Mode Confinement and Threshold Databases, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992*, Band 3, Seiten 251–270, Wien, 1993, IAEA.
- [32] W. W. Heidbrink und G. J. Sadler, The Behaviour of Fast Ions in Tokamak Experiments, *Nucl. Fusion* **34**(4), 535–615 (1994).
- [33] L. M. Hively und G. H. Miley, Fusion Product Bombardment of a Tokamak First Wall, *Nucl. Fusion* **17**(5), 1031–1046 (1977).

- [34] Y. I. Kolesnichenko, The Role of Alpha Particles in Tokamak Reactors, *Nucl. Fusion* **20**(6), 727–780 (1980).
- [35] U. Schumacher, *Fusionsforschung*, Wiss. Buchges., Darmstadt, 1993.
- [36] J. Raeder et al., *Kontrollierte Kernfusion*, Teubner, Stuttgart, 1981.
- [37] D. E. Post, Alpha-Particle Heating, in *Applied Atomic Collisions Physics*, Editoren : H. Massey, E. McDaniel, und B. Bederson, Band 2, Seiten 381–394, Academic Press, New York, 1984.
- [38] Technical Basis for the ITER Final Design Report, Cost Review and Safety Analysis (FDR), Dezember 1998, ITER EDA Dokumentationsserie No. 16.
- [39] H.-S. Bosch, U. Schumacher, und ASDEX-team, Measurements of Charged Fusion Products in ASDEX, in *Proc. of the 13th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating, Schliersee, 1986*, Band 10C aus *Europhysics Conference Abstracts*, Seiten 124–127, Petit-Lancy, 1986, EPS, Part II.
- [40] H.-S. Bosch, Diagnostics with Charged Fusion Products in ASDEX, *Rev. Sci. Instrum.* **61**(6), 1699–1707 (1990).
- [41] W. W. Heidbrink, Fusion Reaction Spectra Produced by Anisotropic ^3He Ions During ICRF, *Nucl. Fusion* **24**(5), 636–639 (1984).
- [42] W. W. Heidbrink und J. D. Strachan, Tokamak Ion Temperature and Poloidal Field Diagnostics using 3-MeV Protons, *Rev. Sci. Instrum.* **56**(4), 501–518 (1985).
- [43] T. G. Northrop, *The Adiabatic Motion of Charged Particles*, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, Wiley, New York, 1963.
- [44] J. A. Rome, D. McAlees, J. D. Callen, und R. H. Fowler, Particle-Orbit Loss Regions and their Effects on Neutral-Injection Heating in Axisymmetric Tokamaks, *Nucl. Fusion* **16**(1), 55–66 (1976).
- [45] W. Ullrich, Messung sekundärer Fusionsreaktionen in ASDEX Upgrade, Laborbericht 1/294, IPP Garching – Diplomarbeit Universität Augsburg, Januar 1996.
- [46] W. Herrmann, J. A. Heikkinen, T. Kurki-Suonio, und ASDEX Upgrade Team, The Time Behaviour of Radial Electric Fields at the L-H Transition from the Observation of Ripple-Trapped Ions, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **40**(5), 683–687 (1998).
- [47] H. E. Mynick und R. B. White, Alpha Particle Losses in Tokamaks, in *Theory of Fusion Plasmas*, Editoren : J. Vaclavik, F. Troyon, und E. Sindoni, Seiten 385–400, Lausanne, 1988.
- [48] P. N. Yushmanov, Diffusive Transport Processes Caused by Ripple in Tokamaks, in *Reviews of Plasma Physics*, Editor: B. B. Kadomtsev, Band 16, Seiten 117–241, Consultants Bureau, New York, 1990.
- [49] C. M. Bishop, A Review of Alpha Particle Physics in Tokamaks, Laborbericht AEA Fus 81, AEA Technology, Culham, GB, 1990.
- [50] S. V. Putvinski, Physics of Energetic Particles in ITER, *Nucl. Fusion* **38**(9), 1275–1281 (1998).

- [51] R. J. Goldston, R. B. White, und A. H. Boozer, Confinement of High-Energy Trapped Particles in Tokamaks, *Phys. Rev. Lett.* **47**(9), 647–649 (1981).
- [52] R. B. White, R. J. Goldston, M. H. Redi, und R. V. Budny, Ripple-Induced Energetic Particle Loss in Tokamaks, *Phys. Plasmas* **3**(8), 3043–3054 (1996).
- [53] S. J. Zweben, D. S. Darrow, H. W. Herrmann, S. H. Batha, R. V. Budny, et al., Alpha Particle Loss in the TFTR DT Experiments, *Nucl. Fusion* **35**(8), 893–917 (1995).
- [54] S. J. Zweben, R. L. Boivin, C.-S. Chang, G. W. Hammett, und H. E. Mynick, Radial Diffusion Coefficient for Counter-Passing MeV Ions in the TFTR Tokamak, *Nucl. Fusion* **31**(12), 2219–2245 (1991).
- [55] R. L. Boivin, S. J. Zweben, und R. B. White, Study of Stochastic Toroidal Field Ripple Losses of Charged Fusion Products at the Midplane of TFTR, *Nucl. Fusion* **33**(3), 449–465 (1993).
- [56] R. L. Boivin und S. J. Zweben, Midplane measurements of charged fusion product diffusion in the Tokamak Fusion Test Reactor, *Phys. Fluids, B* **5**(5), 1559–1566 (1993).
- [57] D. V. Sivukhin, Coulomb Collisions in a Fully Ionized Plasma, in *Reviews of Plasma Physics*, Editor: M. A. Leontovich, Band 4, Seiten 93–241, Consultants Bureau, New York, 1966.
- [58] T. H. Stix, Heating of Toroidal Plasmas by Neutral Injection, *Plasma Phys.* **14**, 367–384 (1972).
- [59] P. Batistoni und C. W. Barnes, Computation of Classical Triton Burnup with High Plasma Temperature and Current, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **33**(14), 1735–1756 (1991).
- [60] L. J. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, New York, 1956.
- [61] T. Kass, Untersuchungen zum Verhalten hochenergetischer Ionen in magnetisch eingeschlossenen Plasmen, Laborbericht 1/298, IPP Garching – Doktorarbeit Universität München, Januar 1996.
- [62] P. Colestock, J. D. Strachan, M. Ulrickson, und R. E. Chrien, Confinement of Fusion-Produced Tritium in the Princeton Large Torus, *Phys. Rev. Lett.* **43**(11), 768–772 (1979).
- [63] J. D. Strachan, A. A. Chan, W. W. Heidbrink, J. Lovberg, T. J. Murphy, et al., Confinement of Fusion Products in Tokamaks, in *Basic Physical Processes of Toroidal Fusion Plasmas*, Band II, Seiten 699–712, Varenna, 1985, EUR 10418 EN.
- [64] P. Batistoni, M. Martone, M. Pillon, S. Podda, und M. Rapisarda, Measurements of Triton Burn Up in low q Discharges in the FT Tokamak, *Nucl. Fusion* **27**(6), 1040–1043 (1987).
- [65] J. D. Strachan, S. Zweben, C. W. Barnes, H. S. Bosch, H. P. Furth, et al., Fusion Product Measurements on TFTR, in *Proc. 12th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Nice 1988*, Band I, Seiten 257–263, Vienna, 1988, IAEA.
- [66] J. D. Strachan, Measurements of the ^3He Fusion Product in TFTR, *Nucl. Fusion* **29**(2), 163–171 (1989).

- [67] J. D. Strachan, J. S. McCauley, T. Munsat, C. W. Barnes, R. V. Budny, et al., Triton Burnup Profile Measurements, *Nucl. Fusion* **30**(9), 1189–1200 (1996).
- [68] C. W. Barnes, H.-S. Bosch, H. W. Hendel, A. G. A. Huibers, D. L. Jassby, et al., Triton Burnup Measurements and Calculations on TFTR, *Nucl. Fusion* **38**(4), 597–618 (1998).
- [69] S. Conroy, O. N. Jarvis, G. Sadler, and G. B. Huxtable, Time-Resolved Measurements of Triton Burnup in JET Plasmas, *Nucl. Fusion* **28**(12), 2127–2134 (1988).
- [70] T. Nishitani, M. Hoek, H. Harano, M. Isobe, K. Tobita, et al., Triton Burn-up Study in JT-60U, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **38**, 355–364 (1996).
- [71] M. Hoek, T. Nishitani, M. Carlsson, and T. Carlsson, Triton Burnup Measurements by Neutron Activation at JT-60U, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* **368**, 804–814 (1996).
- [72] W. Ullrich, H.-S. Bosch, F. Hoenen, and ASDEX Upgrade Team, Application of a Si-Diode Detector for Fusion Product Measurements in ASDEX Upgrade, *Rev. Sci. Instrum.* **68**(12), 4434–4438 (1997).
- [73] M. Hoek, H.-S. Bosch, and W. Ullrich, Triton Burnup Measurements at ASDEX Upgrade by Neutron Foil Activation, Laborbericht 1/320, IPP Garching, März 1999.
- [74] W. W. Heidbrink, R. E. Chrien, and J. D. Strachan, Burn-up of Fusion-Produced Tritons and ^3He Ions in PLT and PDX, *Nucl. Fusion* **23**(7), 917–931 (1983).
- [75] H.-S. Bosch, J. D. Strachan, C. W. Barnes, and E. B. Nieschmidt, Calibration of a Surface Barrier Detector for 14-MeV Neutron Flux Measurements on TFTR, *Rev. Sci. Instrum.* **59**(8), 1718–1720 (1988).
- [76] E. B. Nieschmidt, T. Saito, C. W. Barnes, H.-S. Bosch, and T. J. Murphy, Calibration of the TFTR Neutron Activation System, *Rev. Sci. Instrum.* **59**(8), 1715–1717 (1988).
- [77] C. W. Barnes, A. R. Larson, G. L. LeMunyan, and M. J. Loughlin, Measurements of DT and DD Neutron Yields by Neutron Activation on the Tokamak Fusion Test Reactor, *Rev. Sci. Instrum.* **66**(1), 888–890 (1995).
- [78] J. Källne, P. Batistoni, G. Gorini, G. B. Huxtable, M. Pillon, et al., Triton Burnup Measurements in JET using a Neutron Activation Technique, *Nucl. Fusion* **28**, 1291–1297 (1988).
- [79] G. Sadler, O. N. Jarvis, P. van Belle, and M. Pillon, Use of the $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$ reaction for the measurement of 14 MeV Neutrons from Fusion Plasmas, *Rev. Sci. Instrum.* **61**(10), 3175–3177 (1990).
- [80] J. B. Briesmeister, (ed.), MCNP – A General Purpose Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A, Laborbericht LA-7396-M, Rev. 2B, Los Alamos National Laboratory, September 1986.
- [81] U. Fischer, *Die Neutronenphysikalische Behandlung eines (d,t) Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip (NET)*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Oktober 1990, Report Nr. KfK 4790, KfK Karlsruhe.
- [82] G. Fieg, Monte Carlo Calculations with the MCNP Code for Investigations of Neutron and Photon Transport at the ASDEX Upgrade Tokamak, Laborbericht KfK 4851, KfK, Karlsruhe, FRG, März 1991.

- [83] O. N. Jarvis, E. W. Clipsham, M. A. Hone, B. J. Laundry, M. Pillon, et al., Use of Activation Techniques for the Measurement of Neutron Yields from Deuterium Plasmas at the Joint European Torus, *Fusion Technol.* **20**(3), 265–284 (1991).
- [84] Cris W. Barnes, Los Alamos National Laboratory, persönliche Mitteilung, 1999.
- [85] E. Gubanka, H.-S. Bosch, W. Ullrich, M. Hoek, und ASDEX Upgrade Team, Tritonen Burnup an ASDEX Upgrade, *Verhandl. DPG (VI)* **34**, 343 (1999).
- [86] W. W. Heidbrink, *Tokamak Diagnostics using Fusion Products*, Doktorarbeit, Princeton University, Juni 1984.
- [87] G. Gorini, P. Batistoni, E. Bittoni, J. Källne, S. Podda, et al., Calculation of the Classical Triton Burn-Up in JET Deuterium Plasmas, Laborbericht JET-P(87)35, JET, Culham, GB, Juli 1987.
- [88] M. A. Kovanen und W. G. F. Core, HECTOR: A Code for the Study of Charged Particles in Axisymmetric Tokamak Plasmas, Laborbericht JET-P(90)40, JET, Culham, GB, August 1990.
- [89] G. Gorini und M. A. Kovanen, A Comparison Study of the 1 MeV Triton Burn-up in JET using the HECTOR and SOCRATES codes, Laborbericht JET-R(88)09, JET, Culham, GB, 1988.
- [90] T. Elevant, H. W. Hendel, E. B. Nieschmidt, und L. E. Samuelson, Silicon Surface Barrier Detector for Fusion Neutron Spectroscopy, *Rev. Sci. Instrum.* **57**(8), 1763–1765 (1986).
- [91] S. D. Scott, C. W. Barnes, L. R. Grisham, G. W. Hammett, W. W. Heidbrink, et al., Local Transport Measurements During Auxiliary Heating in TFTR, in *Proc. 13th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Washington 1990*, Band I, Seiten 235–259, Vienna, 1991, IAEA.
- [92] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press, Oxford, 2 Auflage, 1997.
- [93] J. D. Strachan, H. Adler, P. Alling, C. Ancher, H. Anderson, et al., Fusion Power Production from TFTR Plasmas Fueled with Deuterium and Tritium, *Phys. Rev. Lett.* **72**(22), 3526–3529 (1994).
- [94] R. Hawryluk et al., Confinement and Heating of a Deuterium-Tritium Plasma, *Phys. Rev. Lett.* **72**(22), 3530–3533 (1994).
- [95] A. Gibson und the JET Team, Deuterium-Tritium Plasmas in the Joint European Torus (JET): Behavior and Implications, *Phys. Plasmas* **5**(5), 1839–1847 (1998).
- [96] G. McKee, R. Fonck, B. Stratton, R. Bell, R. Budny, et al., Confined Alpha Distribution Measurements in a Deuterium-Tritium Tokamak Plasma, *Phys. Rev. Lett.* **75**(4), 649–652 (1995).
- [97] R. K. Fisher, J. M. McChesney, P. B. Parks, H. H. Duong, S. S. Medley, et al., Measurements of Fast Confined Alphas on TFTR, *Phys. Rev. Lett.* **75**(5), 846–849 (1995).
- [98] S. J. Zweben, V. Arunasalam, S. H. Batha, R. V. Budny, C. E. Bush, et al., Alpha-particle Physics in the Tokamak Fusion Test Reactor DT Experiment, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **39**, A275–A283 (1997).

- [99] G. Taylor, J. D. Strachan, R. V. Budny, und D. R. Ernst, Fusion Heating in a Deuterium-Tritium Tokamak Plasma, *Phys. Rev. Lett.* **76**(15), 2722–2725 (1996).
- [100] P. R. Thomas, P. Andrew, B. Balet, D. Bartlett, J. Bull, et al., Observation of Alpha Heating in JET DT Plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **80**(25), 5548–5551 (1998).
- [101] S. J. Zweben, D. W. Johnson, K. W. Hill, L. P. Ku, G. LeMunyan, et al., Methods for Measuring Surface Tritium Inside TFTR Using Beta Decay, *Rev. Sci. Instrum.* **66**(1), 357–359 (1995).
- [102] S. J. Zweben, D. S. Darrow, H. W. Herrmann, M. H. Redi, J. F. Schivell, et al., Measurements of DT Alpha Particles Loss near the Outer Midplane of TFTR, *Nucl. Fusion* **35**(12), 1445–1455 (1995).
- [103] D. S. Darrow, C.-S. Chang, S. J. Zweben, R. V. Budny, H. W. Herrmann, et al., ICRF-Induced DD Fusion Product Losses in TFTR, *Nucl. Fusion* **36**(1), 1–9 (1996).
- [104] S. J. Zweben, D. S. Darrow, E. D. Fredrickson, G. Taylor, S. von Goeler, et al., MHD-Induced Alpha Particle Loss in TFTR, Laborbericht PPPL-3340, Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, New Jersey, Februar 1999, eingereicht bei Nuclear Fusion.
- [105] S. von Goeler, W. Stodiek, und N. Sauthoff, Studies of Internal Disruptions and $m = 1$ Oscillations in Tokamak Discharges with soft X-Ray Techniques, *Phys. Rev. Lett.* **33**(20), 1201–1203 (1974).
- [106] F. B. Marcus, J. M. Adams, A. D. Cheetham, S. Conroy, W. G. F. Core, et al., JET Neutron Emission Profiles and Fast Ion Redistribution during Sawtooth Crashes, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **33**(4), 277–287 (1991).
- [107] F. B. Marcus, J. M. Adams, D. S. Bond, M. A. Hone, P. J. A. Howarth, et al., Effects of Sawtooth Crashes on Beam Ions and Fusion Product Tritons in JET, *Nucl. Fusion* **34**(5), 687–701 (1994).
- [108] S. S. Medley, R. V. Budny, H. H. Duong, R. K. Fisher, M. P. Petrov, et al., Confined Trapped Alpha Behaviour in TFTR Deuterium-Tritium Plasmas, *Nucl. Fusion* **38**(9), 1283–1302 (1998).
- [109] F. L. Hinton und R. D. Hazeltine, Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems, *Rev. Mod. Phys.* **48**(2), 239–308 (1976).
- [110] S. J. Zweben, S. S. Medley, und R. B. White, Summary of Alpha Particle Transport, *Nucl. Fusion* **38**(9), 1345–1352 (1998).
- [111] F. Engelmann, Report on the 7th European Tokamak Programme Workshop, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **31**(11), 1823–1842 (1989).
- [112] S. J. Zweben, H. P. Furth, D. R. Mikkelsen, M. H. Redi, und J. D. Strachan, Alpha Storage Regime in High Temperature Sub-Ignited D–T Tokamaks, *Nucl. Fusion* **28**(12), 2230–2241 (1988).
- [113] T. Kass, H.-S. Bosch, F. Hoenen, K. Lackner, M. Maraschek, et al., The Fishbone Instability in ASDEX Upgrade, *Nucl. Fusion* **38**(6), 807–819 (1998).
- [114] K. McGuire, R. Goldston, M. Bell, M. Bitter, et al., Study of high- β Magnetohydrodynamic Modes and Fast Ion Losses in PDX, *Phys. Rev. Lett.* **50**(12), 891–895 (1983).

- [115] W. W. Heidbrink, H. H. Duong, J. Manson, E. Wilfrid, C. Oberman, et al., The Nonlinear Saturation of Beam-Driven Instabilities: Theory and Experiment, *Phys. Fluids, B* **5**(7), 2176–2186 (1993).
- [116] W. W. Heidbrink, R. Hay, and J. D. Strachan, Confinement of Fusion Reaction Products during the Fishbone Instability, *Phys. Rev. Lett.* **53**(20), 1905–1908 (1984).
- [117] S. J. Zweben, C. E. Bush, C. S. Chang, Z. Chang, D. S. Darrow, et al., Anomalous Losses of Deuterium-Deuterium Fusion Products in the Tokamak Fusion Test Reactor, *Plasma Phys.* **1**(5), 1469–1477 (1994).
- [118] H. Alfvén, Existence of electromagnetic-hyromagnetic Waves, *Nature* **150**, 405–406 (1942).
- [119] M. N. Rosenbluth und P. H. Rutherford, Excitation of Alfvén Waves by High-Energy Ions in a Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **34**(23), 1428–1431 (1975).
- [120] M. Maraschek, Alfvénwellen in toroidaler Geometrie am Tokamak ASDEX Upgrade, Laborbericht 1/308, IPP Garching – Doktorarbeit Universität München, November 1997.
- [121] C. Z. Cheng und M. S. Chance, Low n -Shear Alfvén Spectra in Axisymmetric Toroidal Plasmas, *Phys. Fluids* **29**(11), 3695–3701 (1986).
- [122] R. R. Mett und S. M. Mahajan, Kinetic Theory of Toroidicity-Induced Shear-Alfvén Eigenmodes, *Phys. Fluids, B* **4**(9), 2885–2893 (1992).
- [123] R. Betti und J. P. Freidberg, Ellipticity Induced Alfvén Eigenmodes, *Phys. Fluids, B* **3**(8), 1865–1870 (1991).
- [124] R. Betti und J. P. Freidberg, Stability of Alfvén Gap Modes in Burning Plasmas, *Phys. Fluids, B* **4**(6), 1465–1474 (1992).
- [125] K. Appert, R. Gruber, F. Troyon, und J. Vaclavik, Existence of Global Eigenmodes of the Alfvén Wave in Tokamaks, *Plasma Phys.* **24**(9), 1147–1159 (1982).
- [126] K.-L. Wong, A Review of Alfvén Eigenmode Observations in Toroidal Plasmas, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **41**, R1–R56 (1999).
- [127] G. Y. Fu und J. W. van Dam, Excitation of the Toroidicity-Induced Shear Alfvén Eigenmode by Fusion Alpha Particles in an Ignited Tokamak, *Phys. Fluids, B* **1**(10), 1949–1952 (1989).
- [128] F. Zonca und L. Chen, Resonant Damping of Toroidicity-Induced Shear-Alfvén Eigenmodes in Tokamaks, *Phys. Rev. Lett.* **68**(5), 592–595 (1992).
- [129] D. J. Sigmar, C. T. Hsu, R. White, und C. Z. Cheng, Alpha-Particle Losses from Toroidicity-Induced Alfvén Eigenmodes. Part II: MonteCarlo Simulations and Anomalous Alpha-Loss Process, *Phys. Fluids* **B4**(6), 1506–1516 (1992).
- [130] S. Pinches, Nonlinear Interaction of Fast Particles with Alfvén Waves in Tokamaks, Laborbericht 5/81, IPP Garching – Doktorarbeit Universität Nottingham, November 1996.
- [131] K. L. Wong, R. J. Fonck, S. F. Paul, D. R. Roberts, E. D. Fredrickson, et al., Excitation of Toroidal Alfvén Eigenmodes in TFTR, *Phys. Rev. Lett.* **66**(14), 1874–1877 (1991).

- [132] W. W. Heidbrink, E. J. Strait, E. Doyle, G. Sager, and R. T. Snider, An Investigation of Beam Driven Alfvén Instabilities in the DIII-D Tokamak, *Nucl. Fusion* **31**(9), 1635–1648 (1991).
- [133] D. S. Darrow, E. D. Fredrickson, H. E. Mynick, R. Nazikian, R. B. White, et al., Observations of beam ion losses in TFTR during TAE modes and other MHD activity, in *Proc. of the 19th European Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Innsbruck, 1992*, Band I, Seiten 431–434, Petit-Lancy, 1992, EPS.
- [134] H. H. Duong, W. W. Heidbrink, E. J. Strait, T. W. Petrie, R. Lee, et al., Loss of Energetic Beam Ions during TAE Instabilities, *Nucl. Fusion* **33**(5), 749–765 (1993).
- [135] H. Biglari, F. Zonca, and L. Chen, On Resonant Destabilization of Toroidal Alfvén Eigenmodes by Circulating and Trapped Energetic Ions/Alpha Particles in Tokamaks, *Phys. Fluids, B* **4**(8), 2385–2388 (1992).
- [136] M. Maraschek, S. Günter, T. Kass, B. Scott, H. Zohm, et al., Observation of Toroidicity-Induced Alfvén Eigenmodes in Ohmically Heated Plasmas by Drift Wave Excitation, *Phys. Rev. Lett.* **79**(21), 4186–4189 (1997).
- [137] B. Scott, Three-Dimensional Computation of Drift Alfvén Turbulence, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **39**(10), 1635–1668 (1997).
- [138] S. J. Camargo, B. D. Scott, and D. Biskamp, The influence of magnetic fluctuations on collisional drift-wave turbulence, *Phys. Plasmas* **3**(11), 3912–3931 (1996).
- [139] A. Fasoli, A. Borba, C. Gormezano, R. Heeter, A. Jaun, et al., Alfvén Eigenmode Experiments in Tokamaks and Stellarators, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **39**, B287–B301 (1997).
- [140] A. Fasoli, J. A. Dobbing, C. Gormezano, J. Jacquinot, J. B. Lister, et al., Alfvén Eigenmode Excitation by ICRH Beat-Waves, *Nucl. Fusion* **36**(2), 258–263 (1996).
- [141] K. L. Wong, G. L. Schmidt, S. H. Batha, R. Bell, Z. Chang, et al., First Evidence of Collective Alpha Particle Effect on Toroidal Alfvén Eigenmodes in the TFTR D-T Experiment, *Phys. Rev. Lett.* **76**(13), 2286–2289 (1996).
- [142] S. J. Zweben, R. V. Budny, C. Z. Cheng, E. D. Fredrickson, G. Y. Fu, et al., Search for Alpha Driven TAEs at Lowered Ion Temperature in TFTR DT Discharges, *Nucl. Fusion* **36**(8), 987–1008 (1996).
- [143] R. Nazikian, G. Y. Fu, S. H. Batha, M. G. Bell, R. E. Bell, et al., Alpha-Particle-Driven Toroidal Alfvén Eigenmodes in the Tokamak Fusion Test Reactor, *Phys. Rev. Lett.* **78**(15), 2976–2979 (1997).
- [144] R. Nazikian, G. Y. Fu, Z. Chang, S. H. Batha, H. Berk, et al., Toroidal Alfvén Eigenmodes in TFTR Deuterium-Tritium Plasmas, *Phys. Plasmas* **5**(5), 1703–1711 (1998).
- [145] M. Kaufmann, K. Lackner, J. Neuhauser, and H. Vernickel, Refuelling and Helium Pumping in a Tokamak Reactor, *Nucl. Fusion* **25**(1), 89–94 (1985).
- [146] G. Janeschitz, ITER-JCT, and Home Teams, Status of ITER, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **37**, A19–A35 (1995).

- [147] A. Sakasai, H. Kubo, N. Hosogane, T. Sugie, S. Higashijima, et al., Transport and Exhaust of Helium Ash in Enhanced Confinement Regimes on JT-60U, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994*, Band 2, Seiten 95–103, Vienna, 1995, IAEA.
- [148] J. Hogan, Helium Transport and Exhaust Experiments in Tokamaks, *J. Nucl. Mater.* **241–243**, 68–81 (1997).
- [149] G. Fußmann, Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen, Laborbericht 1/273, IPP Garching – Habilitationsschrift Universität Augsburg, Dezember 1992.
- [150] J. W. Connor und H. R. Wilson, Survey of Theories of Anomalous Transport, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **36**, 719–795 (1994).
- [151] A. J. Wootton, B. A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGuire, W. A. Peebles, et al., Fluctuations and Anomalous Transport in Tokamaks, *Phys. Fluids, B* **2**(12), 2879–2903 (1990).
- [152] The ASDEX Team, The H-mode of ASDEX, *Nucl. Fusion* **29**(11), 1959–2040 (1989).
- [153] F. Wagner et al., Development of an Edge Transport Barrier at the H-mode Transition of ASDEX, *Phys. Rev. Lett.* **53**(15), 1453–1456 (1984).
- [154] S. Sengoku, A. Funahashi, M. Hasegawa, K. Hoshino, S. Kasai, et al., Regime of Improved Confinement in Neutral-Beam-Heated Limiter Discharges of a Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **59**(4), 450–453 (1987), Erratum auf S. 1492.
- [155] F. Wagner et al., The H-mode of WVII-AS Stellarator, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **36**, A61–A74 (1994).
- [156] ITER H-mode Threshold Database Working Group, presented by E. Righi, Scaling of the H-Mode Power Threshold for ITER, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **40**(5), 857–861 (1998).
- [157] H. Zohm, Edge Localized Modes (ELMs), *Plasma Phys. Controll. Fusion* **38**, 105–128 (1996).
- [158] E. J. Doyle, R. J. Groebner, K. H. Burrell, P. Gohil, T. Lehecka, et al., Modifications in Turbulence and Edge Electric Fields at the L-H transition in the DIII-D Tokamak, *Phys. Fluids, B* **3**(8), 2300–2307 (1991).
- [159] C. M. Greenfield, B. Balet, K. H. Burrell, M. S. Chuh, J. G. Cordey, et al., Investigations of VH-Mode in DIII-D and JET, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **35**, B263–B276 (1993).
- [160] J. D. Strachan, F. P. Boody, C. Bush, B. Grek, R. J. Hawryluk, et al., Formation of Detached Plasmas in TFTR, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 12th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, 1985)*, Editoren : L. Pócs und A. Montvai, Band 9F-I, Seiten 339–342, Petit-Lancy, 1985, EPS.
- [161] G. F. Matthews, Plasma Detachment from Divertor Targets and Limiters, *J. Nucl. Mater.* **220–222**, 104–116 (1995).
- [162] A. M. Messiaen et al., Improved Confinement with Edge Radiative Cooling at High Densities and High Heating Power in TEXTOR, *Nucl. Fusion* **34**, 825–836 (1994).
- [163] O. Gruber, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, V. Mertens, et al., Observation of Continuous Divertor Detachment in H-Mode Discharges in ASDEX Upgrade, *Phys. Rev. Lett.* **74**(21), 4217–4220 (1995).

- [164] A. Kallenbach, R. Dux, V. Mertens, O. Gruber, G. Haas, et al., H-Mode Discharges with Feedback-Controlled Radiative Boundary in the ASDEX Upgrade Tokamak, *Nucl. Fusion* **35**(10), 1231–1246 (1995).
- [165] H.-S. Bosch, O. Gruber, G. Haas, A. Kallenbach, M. Kaufmann, et al., Compatibility of H-mode with a Radiating Boundary and Divertor Detachment, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **38**(8), 1493–1496 (1996).
- [166] A. Kallenbach, R. Dux, H.-S. Bosch, K. Büchl, J. C. Fuchs, et al., Radiative Boundary Discharges with Impurity Injection and the H-L Transition in ASDEX Upgrade, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **38**(12), 2097–2112 (1996).
- [167] P. N. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel, O. J. W. F. Kardaun, J. G. Cordey, et al., Scalings for Tokamak Energy Confinement, *Nucl. Fusion* **30**(10), 1999–2006 (1990).
- [168] S. P. Hirshman und D. J. Sigmar, Neoclassical Transport of Impurities in Tokamak Plasmas, *Nucl. Fusion* **21**(9), 1079–1201 (1981).
- [169] G. Fussmann, A. R. Field, A. Kallenbach, K. Krieger, K.-H. Steuer, et al., Impurity Transport and Neoclassical Predictions, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **33**(13), 1677–1695 (1991).
- [170] R. J. Fonck, D. S. Darrow, und K. P. Jaehnig, Determination of Plasma-Ion Velocity Distribution via Charge-Exchange Recombination Spectroscopy, *Phys. Rev.* **A29**, 3288–3309 (1984).
- [171] S. de Peña Hempel, Untersuchungen zum Transport leichter Verunreinigungen an ASDEX Upgrade, Laborbericht 10/8, IPP Garching – Doktorarbeit TU München, Juni 1997.
- [172] M. G. von Hellermann, W. G. F. Core, J. Frieling, L. D. Horton, R. W. T. König, et al., Observation of Alpha Particle Slowing-Down Spectra in JET Helium Beam Fuelling and Heating Experiments, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **35**(7), 799–824 (1993).
- [173] R. E. Chrien, H. P. Eubank, D. M. Meade, und J. D. Strachan, Central Helium Density Measurements in PLT, *Nucl. Fusion* **21**(12), 1661–1665 (1981).
- [174] H.-S. Bosch, D. Coster, R. Dux, G. Haas, A. Kallenbach, et al., Particle Exhaust Studies in ASDEX Upgrade, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **39**(11), 1771–1792 (1997).
- [175] R. A. Hulse, Numerical Studies of Impurities in Fusion Plasmas, *Nucl. Technol./Fusion* **3**(2), 259–272 (1983).
- [176] K. Behringer, Description of the impurity code STRAHL, Laborbericht Jet-R(87)08, JET Joint Undertaking, Culham, 1987.
- [177] R. Dux, A. Kallenbach, M. Bessenrodt-Weberpals, K. Behringer, H.-S. Bosch, et al., Measurement and Modelling of Neon Radiation Profiles in Radiating Boundary Discharges in ASDEX Upgrade, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **38**(7), 989–999 (1996).
- [178] R. Dux, A. G. Peeters, A. Gude, A. Kallenbach, R. Neu, et al., Z-Dependence of the Core Impurity Transport in ASDEX Upgrade H-Mode Discharges, eingereicht zur Veröffentlichung in *Nuclear Fusion*.
- [179] L. R. Baylor, W. A. Houlberg, S. L. Milora, G. L. Schmidt, P. Kupschus, et al., Particle Transport in Pellet Fuelled JET Plasmas, *Nucl. Fusion* **31**(7), 1249–1259 (1991).

- [180] E. J. Synakowski, P. C. Efthimion, G. Rewoldt, B. C. Stratton, W. M. Tang, et al., Helium, Iron and Electron Particle Transport and Energy Transport on the Tokamak Fusion Test Reactor, *Phys. Fluids*, **B 5**(7), 2215–2228 (1993).
- [181] G. V. Pereverzev, P. N. Yushmanov, A. Y. Dnestrovskii, A. R. Polevoi, K. N. Tarasjan, et al., ASTRA, An Automatic System for TRANsport Analysis in a Tokamak, Laborbericht IPP 5/42, IPP Garching, Deutschland, August 1991.
- [182] J. T. Hogan und D. J. Hillis, Helium Transport and Exhaust in Tokamaks (Int. Workshop in Gatlinburg, TN, April 16–18, 1991), *Nucl. Fusion* **31**(11), 2181–2191 (1991).
- [183] J. T. Hogan und D. J. Hillis, Helium Transport and Exhaust in Tokamak Experiments (Int. Workshop in Monterey, CA, April 1, 1992), *Nucl. Fusion* **32**(11), 2055–2056 (1992).
- [184] J. T. Hogan und D. L. Hillis, Helium Transport and Exhaust in Tokamaks (3rd Int. Workshop in Charleston, SC, September 25–28, 1995), *Nucl. Fusion* **36**(8), 1079–1090 (1996).
- [185] M. Shimada, M. Nagami, K. Ioki, S. Izumi, M. Maeno, et al., Helium Ash Exhaust with Single-Null Poloidal Divertor in Doublet III, *Phys. Rev. Lett.* **47**(11), 796–799 (1981).
- [186] J. C. De Boo, N. H. Brooks, J. S. De Grassie, M. A. Mahdavi, N. Ohyabu, et al., Helium Behaviour in Expanded Boundary Divertor Discharges, *Nucl. Fusion* **22**(4), 572–576 (1982).
- [187] R. J. Fonck und R. A. Hulse, He^{++} Transport in the PDX Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **52**(7), 530–533 (1984).
- [188] J. D. Strachan und A. Chan, Helium Transport in TFTR, *Nucl. Fusion* **27**(6), 1025–1029 (1987).
- [189] T. Sugie, K. Itami, H. Nakamura, H. Kubo, K. Tobita, et al., Impurity Control and Helium Exhaust Experiment in JT-60, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990*, Band 1, Seiten 385–392, Vienna, 1991, IAEA.
- [190] H. Nakamura, T. Hirayama, Y. Koide, K. Tobita, K. Tani, et al., Helium Ash Exhaust Studies with Core Fuelling by a Helium Beam: L-Mode Divertor Discharges with Neutral-Beam Heating in the JT-60 Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **67**(19), 2658–2661 (1991).
- [191] D. L. Hillis, J. T. Hogan, K. H. Finken, W. P. West, R. R. Weynants, et al., Helium Transport in Enhanced Confinement Regimes on the TEXTOR and DIII-D Tokamaks, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 35–44 (1992).
- [192] E. J. Synakowski, B. C. Stratton, P. C. Efthimion, R. J. Fonck, R. A. Hulse, et al., Measurements of Radial Profiles of the He^{2+} Transport Coefficients on the TFTR Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **65**(18), 2255–2258 (1990).
- [193] T. T. C. Jones, M. G. von Hellermann, D. Bickley, A. J. Boucher, P. Breger, et al., Simulated Ash Transport Experiments in JET Using Helium Neutral Beams and Charge Exchange Spectroscopy, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 18th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berlin, 1991)*, Editoren : P. Bachmann und D. C. Robinson, Band 15C, part I, Seiten 185–187, Geneva, 1991, EPS.

- [194] M. von Hellermann, K. Barth, A. J. Bickley, D. Campbell, U. Gerstel, et al., Helium and Neon Transport Experiments at JET, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995)*, Editoren : B. Keen, P. Stott, und J. Winter, Band 19C, part II, Seiten 9–12, Geneva, 1995, EPS.
- [195] K. H. Finken, D. L. Hillis, K. H. Dippel, A. Hardtke, J. T. Hogan, et al., Helium Exhaust Studies with the ALT-II-Pumplimiter in TEXTOR, *J. Nucl. Mater.* **176–177**, 816–820 (1990).
- [196] D. L. Hillis, K. H. Finken, J. T. Hogan, K. H. Dippel, R. A. Moyer, et al., Helium Exhaust and Transport Studies with the ALT-II-Pumplimiter in the TEXTOR Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **65**(19), 2382–2385 (1990).
- [197] D. Reiter, H. Kever, G. H. Wolf, M. Baelmans, R. Behrisch, et al., Helium Removal from Tokamaks, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **33**(13), 1579–1600 (1991).
- [198] D. M. Goebel, R. W. Conn, W. J. Corbett, K. H. Dippel, K. H. Finken, et al., ALT-II Toroidal Belt Pump Limiter Performance in TEXTOR, *J. Nucl. Mater.* **162–164**, 115–127 (1989).
- [199] A. P. Post Zwicker, D. L. Hillis, H. Euringer, K. H. Finken, und G. Mank, Helium Exhaust Studies in the TEXTOR-94 Tokamak, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995)*, Editoren : B. Keen, P. Stott, und J. Winter, Band 19C, part I, Seiten 61–64, Geneva, 1995, EPS.
- [200] G. Fussmann, J. Hofmann, G. Janeschitz, K. Krieger, E. R. Müller, et al., Impurity Accumulation in Plasma Regimes with High Energy Confinement, *J. Nucl. Mater.* **162–164**, 14–23 (1989).
- [201] L. D. Horton, B. Denne-Hinnov, A. Gondhalekar, L. Lauro-Taroni, T. T. C. Jones, et al., Measurement of Helium Transport in JET, in *Proc. of the 14th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Würzburg, 1992*, Band 1, Seiten 423–427, Vienna, 1993, IAEA.
- [202] A. Sakasai, Y. Koide, H. Nakamura, H. Kubo, T. Sugie, et al., Helium Transport During H-Mode in JT-60U, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lisbon, 1993)*, Editoren : J. A. Costa Gabral, W. E. Manso, F. M. Serra, und F. C. Schüller, Band 17C-I, Seiten 67–70, Geneva, 1993, EPS.
- [203] D. L. Hillis, M. R. Wade, J. T. Hogan, W. P. West, K. H. Burrell, et al., Helium Transport and Exhaust Studies of H-mode Discharges in the DIII-D Tokamak, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **36**, A171–A176 (1994).
- [204] M. R. Wade, D. L. Hillis, J. T. Hogan, D. F. Finkenthal, W. P. West, et al., Dependence of Helium Transport on Plasma Current and ELM Frequency in H-mode Discharges in DIII-D, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lisbon, 1993)*, Editoren : J. A. C. Cabral, M. E. Manso, F. M. Serra, und F. C. Schüller, Band 20C, part I, Seiten 63–66, Geneva, 1993, EPS.

- [205] M. R. Wade, D. L. Hillis, J. T. Hogan, R. Maingi, M. M. Menon, et al., Helium Transport and Exhaust Studies in Enhanced Confinement Regimes in DIII-D, *Phys. Plasmas* **2**(6), 2357–2365 (1995).
- [206] M. R. Wade, D. L. Hillis, J. T. Hogan, M. A. Mahdavi, R. Maingi, et al., Helium Exhaust Studies in H-Mode Discharges in the DIII-D Tokamak Using an Argon-Frosted Divertor Cryopump, *Phys. Rev. Lett.* **74**(14), 2702–2705 (1995).
- [207] J. D. Strachan, M. Bitter, A. T. Ramsey, M. C. Zarnstorff, V. Arunasalam, et al., High-Temperature Plasmas in the Tokamak Fusion Test Reactor, *Phys. Rev. Lett.* **58**(10), 1004–1007 (1987).
- [208] E. J. Synakowski, R. E. Bell, R. V. Budny, C. E. Bush, P. C. Efthimion, et al., Measurements of the Production and Transport of Helium Ash in the TFTR Tokamak, *Phys. Rev. Lett.* **75**(20), 3689–3692 (1995).
- [209] P. C. Efthimion, L. C. Johnson, C. H. Skinner, J. D. Strachan, E. J. Synakowski, et al., Tritium Transport and Influx, and Helium Ash Measurements on TFTR During DT Operation, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994*, Band 1, Seiten 289–305, Vienna, 1995, IAEA.
- [210] R. R. Weynants, D. L. Hillis, G. Tynan, R. van nieuwenhove, G. van Oost, et al., Confinement and Transport Studies in TEXTOR in the Presence of Edge Radial Electric Fields, Below and Above the H-Mode Threshold, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992*, Band 1, Seiten 251–259, Vienna, 1993, IAEA.
- [211] U. Samm, J. Boedo, G. Bertschinger, K. H. Dippel, H. Euringer, et al., Helium Exhaust in Plasmas with strong radiative Edge Cooling, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 633–636 (1992).
- [212] G. Mank, K. H. Finken, J. A. Boedo, P. Dumortier, H. Euringer, et al., Helium Removal Studies in I-Mode Discharges of TEXTOR, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 21th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Montpellier, 1994)*, Editoren : E. Joffrin, P. Platz, und P. Stott, Band 18B-I, Seiten 130–133, Geneva, 1994, EPS.
- [213] A. Wutz, H. Adam, und W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Vieweg, Braunschweig, 5 Auflage, 1992.
- [214] M. M. Menon, G. J. Laughon, R. Maingi, M. R. Wade, D. L. Hillis, et al., Pumping Characteristics of a Cryopump with Ar Sorbent in He and in D₂/He Mixture, *J. Vac. Sci. Technol.* **A13**(3), 551–555 (1995).
- [215] W. Obert, C. Mayaux, K. Barth, und L. Herblin, Performance of the Supercritical Helium Cooling Loop for the JET Divertor Cryopump, Laborbericht JET-P(95)38, JET, Culham, GB, September 1995, submitted to *Advances in Cryogenic Engineering*.
- [216] B. Streibl, S. Deschka, O. Gruber, B. Jüttner, P. Lang, et al., In-Vessel Cryo Pump for ASDEX Upgrade Divertor II, in *Fusion Technology (Proc. of the 19th Symposium on Fusion Technology, Lisbon, 1997)*, Editoren : C. Varandas und F. Serra, Band 1, Seiten 427–430, Amsterdam, 1997, Elsevier.
- [217] G. Saibene, M. L. Apicella, K. Bart, D. J. Campbell, J. K. Ehrenberg, et al., Effects of Active pumping and Fuelling on Divertor Plasma Discharges in JET, in *Europhysics*

Conference Abstracts (Proc. of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995), Editoren : B. Keen, P. Stott, und J. Winter, Band 19C, part II, Seiten 121–124, Geneva, 1995, EPS.

- [218] D. Stork, S. J. Cox, M. Groth, H. Y. Guo, P. J. Harbour, et al., Helium Transport and Pumping Measurements in Reactor-Relevant Plasma Configurations in JET, in *Europhysics Conference Abstracts (CD-ROM) Proc. of the 26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999*, Band 23C, Nummer P1.024, Geneva, 1999, EPS.
- [219] A. Mack, J. C. Boissin, A. Cohu, C. Day, E. Diegele, et al., ITER Primary Vacuum Pump, in *Fusion Technology (Proc. of the 20th Symposium on Fusion Technology, Marseille, 1998)*, Band 2, Seiten 1037–1040, Amsterdam, 1998, Elsevier.
- [220] G. Saibene, S. Clement, J. Ehrenberg, A. Peacock, V. Phillips, et al., Experimental Determination of the Helium Pumping by Beryllium, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 18th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berlin, 1991)*, Editoren : P. Bachmann und D. C. Robinson, Band 15C-III, Seiten 77–80, Geneva, 1991, EPS.
- [221] J. N. Brooks, A. Krauss, R. E. Nygren, B. L. Doyle, K. H. Dippl, et al., Summary of Results from the TEXTOR Helium Self-Pumping Experiment, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 664–669 (1992).
- [222] K. McCormick, N. Asakura, S. Bosch, S. Davies, S. Fielding, et al., ITER Edge Database Investigations of the SOL Width, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 99–108 (1999).
- [223] S. I. Braginskii, Transport Processes in a Plasma, in *Reviews of Plasma Physics*, Editor: M. A. Leontovich, Band 1, Seiten 205–311, Consultants Bureau, New York, 1965.
- [224] D. Bohm, Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath, in *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, Editoren : A. Guthrie und R. K. Wakerling, Seiten 77–86, McGraw-Hill, New York, 1949.
- [225] P. C. Stangeby, The Plasma Sheath, in *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion (Proc. NATO Workshop Val-Morin, Quebec, Canada)*, Editoren : D. E. Post und R. Behrisch, Seiten 41–97, New York, 1984, Plenum Press.
- [226] R. Chodura, Plasma Flow in the Sheath and Presheath of a Scarpe-off Layer, in *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion (Proc. NATO Workshop Val-Morin, Quebec, Canada)*, Editoren : D. E. Post und R. Behrisch, Seiten 99–134, New York, 1984, Plenum Press.
- [227] P. C. Stangeby und G. M. McCracken, Plasma Boundary Phenomena in Tokamaks, *Nucl. Fusion* **30**(7), 1225–1379 (1990).
- [228] C. S. Pitcher und P. C. Stangeby, Experimental Divertor Physics, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **39**(6), 779–930 (1997).
- [229] L. J. Spitzer und R. Härm, Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas, *Phys. Rev.* **89**, 977–981 (1953).
- [230] W. Ullrich, Helium Transport in ASDEX Upgrade, Laborbericht 1/321, IPP Garching – Doktorarbeit Universität Augsburg, Juli 1999.

- [231] A. Bergmann, Y. Igitkhanov, B. J. Braams, D. P. Coster, und R. Schneider, Implementation into B2 of a 21-Moment Description for the Parallel Transport, *Contrib. Plasma Phys.* **36**(2/3), 192–196 (1996), 5th Workshop on Plasma Edge Theory, December 1995, Asilomar, USA.
- [232] S. Chapman, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, Cambridge, 3 Auflage, 1998.
- [233] R. Schneider, Scrape-off Layer Physics: An Introduction, zur Veröffentlichung eingereicht, 1999.
- [234] H.-S. Bosch, D. Coster, S. Deschka, W. Engelhardt, C. García-Rosales, et al., Extension of the ASDEX Upgrade Programme: Divertor II and Tungsten Target Plate Experiment, Laborbericht 1/281a, IPP, Garching, Germany, Dezember 1994.
- [235] G. Janeschitz, K. Borrass, G. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushkin, et al., The ITER Divertor Concept, *J. Nucl. Mater.* **220–222**, 73–88 (1995).
- [236] J. Roth, K. Krieger, und G. Fussmann, Divertor Retention for Recycling Impurities, *Nucl. Fusion* **32**(10), 1835–1844 (1992).
- [237] A. T. Ramsey und D. M. Manos, Noble Gas Pumping by the TFTR Graphite Limiter, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 509–513 (1992).
- [238] M. J. Schaffer, M. R. Wade, R. Maingi, P. Monier-Garbet, W. P. West, et al., Direct Measurement of Divertor Exhaust Neon Enrichment in DIII-D, *J. Nucl. Mater.* **241–243**, 585–589 (1997).
- [239] M. R. Wade, J. T. Hogan, S. L. Allen, N. H. Brooks, D. N. Hill, et al., Impurity Enrichment Studies with Induced Scrape-Off-Layer Flow on DIII-D, *Nucl. Fusion* **38**(12), 1839–1858 (1998).
- [240] D. Reiter, Progress in two-dimensional Plasma Edge Modelling, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 80–89 (1992).
- [241] R. Schneider, D. Reiter, H. P. Zehrfeld, B. Braams, M. Baelmans, et al., B2-EIRENE Simulation of ASDEX and ASDEX Upgrade Scrape-off Layer Plasmas, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 810–815 (1992).
- [242] B. J. Braams, A Multi-Fluid Code for Simulation of the Edge Plasma in Tokamaks, Januar 1987, NET Report No. 68, (EUR-FU/XII-80/87/68).
- [243] R. Schneider, B. Braams, D. Reiter, H. P. Zehrfeld, J. Neuhauser, et al., Extension of B2 for the Simulation of ASDEX Upgrade Scrape-off Layer Plasmas, *Contrib. Plasma Physics* **32**(3/4), 450–455 (1992).
- [244] H.-S. Bosch, J. Neuhauser, R. Schneider, A. Field, A. Herrmann, et al., 2D-Modelling of the ASDEX Upgrade Scrape-off Layer and Divertor Plasma, *J. Nucl. Mater.* **220–222**, 558–562 (1995).
- [245] D. Reiter, The EIRENE Code, Version: Jan. 92 Users Manual, Laborbericht Jül-2599, KFA Jülich, 1992.
- [246] D. Reiter, C. May, D. Coster, und R. Schneider, Time Dependent Neutral Gas Transport in Tokamak Edge Plasmas, *J. Nucl. Mater.* **220–222**, 987–992 (1995).

- [247] J. Gafert, K. Behringer, D. Coster, C. Dorn, A. Kallenbach, et al., Spectroscopic Investigation of the Dynamics of Ions and Neutrals in the ASDEX Upgrade Divertor II, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 365–369 (1999).
- [248] R. Schneider, D. Reiter, D. Coster, J. Neuhauser, K. Lackner, et al., Analysis of Cold Divertor Concepts for ITER, *J. Nucl. Mater.* **220–222**, 1076–1080 (1995).
- [249] A. Kukushkin, H. D. Pacher, V. Abramov, M. Baelmans, S. Bosch, et al., Analysis of ITER Divertor Performance and ITER Tokamak Edge Parameter Database, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1996*, Band 2, Seiten 987–993, Vienna, 1997, IAEA.
- [250] R. Schneider, H.-S. Bosch, J. Neuhauser, D. Coster, K. Lackner, et al., Divertor Geometry Optimization for ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **241–243**, 701–706 (1997).
- [251] G. C. Vlasses, L. D. Horton, G. F. Matthews, P. Andrew, K. Borrass, et al., The Effect of Divertor Geometry on Divertor and Core Plasma Performance in JET, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 160–167 (1999).
- [252] H.-S. Bosch, J. C. Fuchs, J. Gafert, G. Haas, A. Herrmann, et al., Effect of Divertor Geometry on Boundary and Core Plasma Performance in ASDEX Upgrade and JET, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **41**(3A), A401–A408 (1999).
- [253] D. P. Coster, R. Schneider, H.-S. Bosch, A. Carlson, C. Fuchs, et al., A Comparison of B2-EIRENE Code Results and ASDEX Upgrade Divertor II, *Czech. Journ. of Phys.* **48**(S2), 327–332 (1998).
- [254] R. Schneider, D. P. Coster, A. Kallenbach, K. Borrass, H.-S. Bosch, et al., Test of the Predictive Capability of B2-EIRENE on ASDEX Upgrade, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1998*, in Vorbereitung, 1999, IAEA.
- [255] G. Haas, J. Gernhardt, M. Keilhacker, E. B. Meservey, and the ASDEX Team, Measurements on the Particle Balance in Diverted ASDEX Discharges, *J. Nucl. Mater.* **121**, 151–156 (1984).
- [256] H. Nakamura, K. Tobita, T. Hirayama, Y. Koide, T. Arai, et al., Initial Results of Helium Ash Experiment in the JT-60 Lower Divertor, *Fusion Technol.* **18**(4), 578–582 (1990).
- [257] A. Sakasai, H. Takenaga, N. Hosogane, S. Sakurai, N. Akino, et al., Helium Exhaust in ELMy H-Mode Plasmas with W-Shaped Pumped Divertor of JT-60U, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 312–317 (1999).
- [258] J.-L. Gauvreau, Divertor He Retention and Pumping Under Detached Plasma Conditions in TdeV, 3rd Int. He-Workshop, Charleston, S.C., September 1995.
- [259] J.-L. Gauvreau, G. W. Pacher, R. Décoste, Y. Demers, B. L. Stansfield, et al., Divertor Helium Pumping on TdeV-96 under Various Conditions, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 307–311 (1999).
- [260] M. Groth, H. J. Ehrenberg, D. L. Hillis, L. D. Horton, G. F. Matthews, et al., Helium Enrichment Studies in JET Discharges, in *Europhysics Conference Abstracts (CD-ROM), Proc. of the 1998 ICPP & 25th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Praha, 1998*, Editor: P. Pavlo, Band 22C, Seiten 361–364, Petit-Lancy, 1998, EPS.

- [261] H. Y. Guo, I. Coffey, G. Corrigan, M. Groth, P. J. Harbour, et al., Influence of Divertor Geometry on Neutral Compression, Impurity Enrichment and Particle Exhaust on JET, in *Europhysics Conference Abstracts (CD-ROM) Proc. of the 26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999*, Band 23C, Nummer P1.037, Geneva, 1999, EPS.
- [262] F. Rytter, M. Alexander, O. Gruber, O. Vollmer, G. Becker, et al., Confinement and Transport Studies in ASDEX Upgrade, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1996*, Band 1, Seiten 625–632, Vienna, 1997, IAEA.
- [263] H.-S. Bosch, D. Coster, R. Dux, C. Fuchs, G. Haas, et al., Particle Exhaust in Radiative Divertor Experiments, *J. Nucl. Mater.* **241–243**, 82–91 (1997).
- [264] D. P. Coster, R. Schneider, J. Neuhauser, H.-S. Bosch, R. Wunderlich, et al., B2-Eirene Modelling of ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **241–243**, 690–695 (1997).
- [265] R. Schneider, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1998, persönliche Mitteilung.
- [266] H.-S. Bosch, R. Dux, G. Haas, A. Kallenbach, M. Kaufmann, et al., Invariance of Divertor Retention on External Particle Flow in Detached ASDEX Upgrade Discharges, *Phys. Rev. Lett.* **76**(14), 2499–2502 (1996).
- [267] M. J. Schaffer, D. G. Whyte, N. H. Brooks, J. W. Cuthbertson, J. Kim, et al., Impurity Reduction During “Puff and Pump” Experiments on DIII-D, *Nucl. Fusion* **35**(8), 1000–1007 (1995).
- [268] H.-S. Bosch, W. Ullrich, A. Bard, D. Coster, G. Haas, et al., Noble Gas Exhaust with a Strongly Baffled Divertor in ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 462–466 (1999).
- [269] M. Kaufmann, H.-S. Bosch, A. Herrmann, A. Kallenbach, K. Borrass, et al., Energy and Particle Control Characteristics of the ASDEX Upgrade “LYRA” Divertor, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1998*, in Vorbereitung, Vienna, 1999, IAEA.
- [270] A. Herrmann, J. C. Fuchs, V. Rohde, M. Weinlich, und ASDEX Upgrade Team, Heat Flux Distribution in the Divertor-II of ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 291–295 (1999).
- [271] J. C. Fuchs, K. F. Mast, D. Coster, A. Herrmann, M. Münch, et al., Radiation Distribution and Power Balance in the ASDEX Upgrade LYRA Divertor, in *Europhysics Conference Abstracts (CD-ROM), Proc. of the 1998 ICPP & 25th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Praha, 1998*, Editor: P. Pavlo, Band 22C, Seiten 1510–1513, Petit-Lancy, 1998, EPS.
- [272] R. Schneider, H.-S. Bosch, D. Coster, J. Fuchs, J. Gafert, et al., Role of Divertor Geometry on Detachment in ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 175–181 (1999).
- [273] J. Schweinzer, W. Sandmann, G. Haas, J. Neuhauser, H. Murmann, et al., Relation Between Neutral Gas Flux Density and Parameters of the Scrape-off Layer, in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, 1997)*, Editoren : M. Schittenhelm, R. Bartiromo, und F. Wagner, Band 21A, part IV, Seiten 1449–1452, Petit-Lancy, 1997, EPS.
- [274] J. Schweinzer, W. Sandmann, G. Haas, J. Neuhauser, H. Murmann, et al., Comparison of Scrape-off Layer Behaviour between DIV-I and DIV-II Operations on ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 934–939 (1999).

- [275] D. P. Coster, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1999, persönliche Mitteilung.
- [276] M. A. Mahdavi, C. J. Armentrout, F. P. Blau, G. Bramson, N. H. Brooks, et al., A Review of the recent Expanded Boundary Divertor Experiments in the Doublet III Device, *J. Nucl. Mater.* **111–112**, 355–361 (1982).
- [277] J. L. Shohet, Stellarators, in *Fusion*, Editor: E. Teller, Band 1A, Seiten 243–289, Academic Press, New York, 1981.
- [278] M. Wakatani, *Stellarator and Heliotron Devices*, Oxford University Press, Oxford, 1998.
- [279] L. A. Artsimovich, Tokamak Devices, *Nucl. Fusion* **12**, 215 (1972).
- [280] H. P. Furth, Tokamak Research, *Nucl. Fusion* **15**, 487–533 (1975).
- [281] H. P. Furth, The Tokamak, in *Fusion*, Editor: E. Teller, Band 1A, Seiten 124–242, Academic Press, New York, 1981.
- [282] A. Gibson und M. L. Watkins, Impurity Control by Means of a Cold Plasma Blanket, in *Proc. of the 8th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Prague*, Band I, Seite 31, 1977.
- [283] K. Lackner und J. Neuhauser, Simulation Code Predictions Concerning the Existence of a Radiating Boundary Layer, in *Proc. IAEA Techn. Comm. Meeting on Divertors and Impurity Control, Garching, 1981*, Editoren : M. Keilhacker und U. Daybelge, Seite 58, Vienna, 1981, IAEA.
- [284] P. Gendrih, A. Grosman, J. Gunn, F. Laugier, B. Meslin, et al., Comparison of Ergodic and Axisymmetric Divertors, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 189–196 (1999).
- [285] O. Gruber, M. Kaufmann, W. Köppendörfer, K. Lackner, und J. Neuhauser, Physics Background of the ASDEX Upgrade Project, *J. Nucl. Mater.* **121**, 407–414 (1984).
- [286] H. Vernickel, M. Blaumoser, K. Ennen, J. Gruber, O. Gruber, et al., ASDEX Upgrade: A Poloidal Divertor Tokamak Adapted to Reactor Requirements, *J. Nucl. Mater.* **128 & 129**, 71–77 (1984).
- [287] O. Gruber, H.-S. Bosch, S. Günter, A. Herrmann, A. Kallenbach, et al., Overview on ASDEX Upgrade Results, akzeptiert zur Veröffentlichung in *Nuclear Fusion*, 1999.
- [288] H. P. Zehrfeld, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1999, persönliche Mitteilung.

Danksagung

Diese Arbeit wäre unvollständig, spräche ich nicht allen, die zu ihrem Gelingen beigetragen haben, meinen Dank aus.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Professor Dr. G. Fußmann für seine Förderung, mit der er diese Arbeit erst ermöglicht hat, und für sein stetes Interesse an dieser Arbeit.

Auch bei Herrn Prof. M. Kaufmann möchte ich mich dafür bedanken, daß er die Untersuchungen, die die Grundlage dieser Arbeit bilden, immer unterstützt und durch zahlreiche Diskussionen gefördert hat.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei den Mitarbeitern des Projektes ASDEX Upgrade, insbesondere bei seinem Leiter Herrn Dr. O. Gruber und allen Kollegen, die bei diesen Untersuchungen mitgearbeitet und durch Diskussionen oder durch experimentelle Daten beigetragen haben.

Insbesondere möchte ich mich dabei bei Frau Dipl.-Phys. E. Gubanka und bei den Herren Dr. D. Coster, Dr. G. Haas, Dr. M. Hoek, Dr. A. Kallenbach, Dr. J. Neuhauser, Dr. M. Maraschek, Dr. R. Schneider, Dipl.-Phys. W. Ullrich für die angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit bedanken.

Zu guter Letzt möchte ich auch die Gelegenheit nutzen, meiner Frau und unseren beiden Kindern herzlich zu danken. Sie haben während der sehr intensiven Arbeit an dieser Schrift viel Geduld mit mir gehabt und mich sehr stark dabei unterstützt.